



**XXIII Всероссийская школа - семинар  
по проблемам физики конденсированного  
состояния вещества (СПФКС-23)**

# **ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ**

**23 - 30 ноября 2023 года  
г. Екатеринбург**



Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН  
Институт теплофизики УрО РАН  
Институт электрофизики УрО РАН  
Уральский федеральный университет  
имени первого Президента России Б.Н. Ельцина  
Уральское отделение Российской академии наук  
ООО «Сигнифика»



# Тезисы докладов

XXIII Всероссийской школы–семинара  
по проблемам физики конденсированного состояния вещества  
(СПФКС–23)

23 ноября — 30 ноября 2023 года

г. Екатеринбург  
2023

**УДК 538.9**  
**ББК 22.37я431**  
**В85**

**В85** XXIII Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-23), Тезисы докладов, г. Екатеринбург, 23 ноября — 30 ноября 2023г., г. Екатеринбург: ИФМ УрО РАН, 2023, 252 с. (СПФКС-23)

ISBN 978-5-6045774-8-6

В сборник тезисов докладов включены материалы XXIII Всероссийской школы-семинара по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-23). Место проведения — г. Екатеринбург и б/о «Солнечный остров», с. Мостовское. Время проведения 23 ноября — 30 ноября 2023 г.

Ответственные за выпуск — С. А. Гудин, А. Н. Сташков

Технический редактор — П. А. Игошев

ISBN 978-5-6045774-8-6

© Авторы, содержание тезисов, 2023

© ИФМ УрО РАН, оформление, 2023

## Организаторы

- \* Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН
- \* Институт теплофизики УрО РАН
- \* Институт электрофизики УрО РАН
- \* Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина
- \* Уральское отделение Российской академии наук
- \* ООО «Сигнифика»

## Оргкомитет

- \* **Гудин Сергей Анатольевич, к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН (председатель оргкомитета)**
- \* Меренцов А.И., к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН (зам. председателя оргкомитета)
- \* Андбаева В.Н., к.ф.-м.н., ИТФ УрО РАН (ученый секретарь)
- \* Блинова Ю.В., к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН
- \* Байtimiров Д.Р., к.ф.-м.н., УрФУ
- \* Волосников Д.В., к.ф.-м.н., ИТФ УрО РАН
- \* Гохфельд Н.В., к.ф.-м.н., ООО «Сигнифика»
- \* Давыдов Д.И., к.т.н., ИФМ УрО РАН
- \* Незнахин Д.С., к.ф.-м.н., УрФУ
- \* Павлов Н.С., к.ф.-м.н., ИЭФ УрО РАН
- \* Радзивончик Д.И., ИФМ УрО РАН

## Программный комитет

- \* **Сташков Алексей Николаевич, к.т.н., ИФМ УрО РАН (председатель программного комитета)**
- \* Игошев П.А., к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН (зам. председателя программного комитета)
- \* Гамзатов А.Г., к.ф.-м.н., Институт физики ДФИЦ РАН
- \* Горбачёв И.И., к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН
- \* Гудина С.В., к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН
- \* Кругликов Н.А., к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН
- \* Прудников П.В., д.ф.-м.н., ОмГУ им. Ф.М. Достоевского
- \* Столбовский А.В., к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН
- \* Шкварин А.С., к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН

## Локальный комитет

- \* **Ширинкина И.Г., к.т.н., ИФМ УрО РАН (председатель локального комитета)**
- \* Хотиенкова М.Н., ИТФ УрО РАН (зам. председатель локального комитета)
- \* Беляев Д.В., ИФМ УрО РАН
- \* Гапонцева Н.Н., ИФМ УрО РАН
- \* Девятериков Д.И., к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН
- \* Заяц С.В., ИЭФ УрО РАН
- \* Корзунова Е.И., ИФМ УрО РАН
- \* Лобанов А.Д., ИФМ УрО РАН
- \* Маслова С.А., ИФМ УрО РАН
- \* Панасенко А.С. ИТФ УрО РАН
- \* Постников М.С. ИФМ УрО РАН
- \* Чикунова Н.С. ИФМ УрО РАН



# Содержание

<b>Вступительная статья</b>	<b>19</b>
<b>А. Э. Хейфец. Будь таких конференций больше...</b>	<b>23</b>
<b>Хейфец Алексей Эдуардович: воспоминания жены и сына</b>	<b>27</b>
<b>Аналитический отчет о XXII Всероссийской школе-семинаре по проблемам физики конденсированного состояния вещества памяти М.И. Куркина (СПФКС-22)</b>	<b>29</b>
<b>Лекции</b>	<b>39</b>
Биосовместимые сплавы на основе никелида титана, <i>Аникеев С.Г., Гюнтер В.Э., Кафтарианова М.И., Ходоренко В.Н., Артюхова Н.В., Пахолкина С., Большевич Е.А.</i>	41
К вопросу о развитии понятия магнитосопротивления, <i>Гудин С.А.</i>	42
Спин-флуктуационные переходы, <i>Демишев С.В.</i>	43
Наноразмерные препараты для терапии и диагностики рака, одобренные для клинического использования: Современное состояние, <i>Дёмин А.М.</i>	44
Фундаментальные характеристики ферромагнетиков. Методы их определения. Теория и эксперимент, <i>Камилов И.К.</i>	45
Турбулентность и ее виды, <i>Кочурин Е.А.</i>	46
Бабочка Хофштадтера: фрактальная структура уровней энергии блоховских электронов в магнитном поле, перпендикулярном плоскости двумерной решетки, <i>Ларионов И.А.</i>	47
Индукцированная током спиновая поляризация в квантовой точке, <i>Манцевич В.Н., Смирнов Д.С.</i>	48
Формирование новых стабильных и метастабильных фаз в сплавах алюминия при термических и барических воздействиях, <i>Меньшикова С.Г., Щелкачев Н.М., Аржников А.К., Данилова А.С., Бражкин В.В.</i>	49
Резонансная спектроскопия сильно коррелированных систем и наноструктур, <i>Михалёв К.Н.</i>	50
Ян-теллеровские магнетики, <i>Москвин А.С.</i>	51
Особенности диагностики неравновесной плазмы, <i>Музюкин И.Л.</i>	52
О некоторых актуальных проблемах оценки ресурса материалов авиационного моторостроения, <i>Наймарк О.Б.</i>	53
Теория функционала плотности — добро пожаловать в реальный мир, <i>Некрасов И.А., Павлов Н.С.</i>	54

Новейшие подходы к экспериментальным и теоретическим исследованиям поликристаллического кремния, <i>Пещерова С.М., Чуешова А.Г., Хорошева М.А., Осипова Е.А., Федина Л.И.</i> .....	55
Вязкость металлургических расплавов: эксперимент, теория, моделирование и машинное обучение, <i>Рыльцев Р.Е.</i> .....	56
Нелинейно-оптические свойства коллоидных растворов нанокристаллов CdSe разной морфологии, <i>Смирнов А.М., Саиджонов Б.М., Дорофеев С.Г., Васильев Р.Б., Манцевич В.Н., Днепровский В.С.</i> .....	57
Простые модели термодинамики материалов при высоких давлениях и температурах, <i>Хищенко К.В.</i> .....	58
Что скрывает токовый шум в электронных проводниках?, <i>Храпай В.С.</i> .....	59
<b>Магнитные явления</b> .....	<b>61</b>
Магнитокалорические свойства интерметаллических сплавов La – Fe – Co – Si, <i>Абдулкадирова Н.З., Гамзатов А.Г., Алиев А.М., Gebara P.</i> .....	63
Необратимый обратный магнитокалорический эффект в сплаве Гейслера $Ni_{47}Mn_{40}Sn_{12}Cu_1$ , <i>Гамзатов А.Г., Абдулкадирова Н.З., Кадырбардеев А.Т., Алиев А.М.</i> .....	64
Влияние размера гранул на магнитокалорические и магнитотранспортные свойства манганита $Pt_{0.7}Sr_{0.2}Ca_{0.1}MnO_3$ , <i>Гамзатов А.Г., Алиева М.Д., Кадырбардеев А.Т., Гудина С.В., Неверов В.Н.</i> .....	65
Особенности зонного метамагнетизма, индуцированного плато ван Хофа, для металла с ГЦК решеткой, <i>Василевский Ф.А., Игошев П.А.</i> .....	66
Динамика индуцированного импульсным магнитным полем метамагнитного фазового перехода мартенсит-аустенит в сплаве $(Ni_{47}Mn_{40})_{0.95}Sn_{13}Co_{0.05}$ , <i>Гамзатов А.Г., Камилов К.И.</i> .....	67
Микрообъект в форме ромба на основе спинового клапана, реализующий схему полного моста Уитстона, <i>Гермизина А.А., Наумова Л.И., Миляев М.А., Чернышова Т.А., Криницина Т.П., Проглядо В.В.</i> .....	68
Высококоэрцитивное состояние в быстрозакалённых лентах на основе фазы $Co_3Mn_2Ge$ , <i>Говорина В.В., Андреев С.В., Шишкин Д.А., Селезнёва Н.В., Незнахин Д.С.</i> .....	69
Инфильтрация как метод уменьшения константы межзеренного обменного взаимодействия в магнитотвёрдых материалах на основе соединения $Nd_2Fe_{14}B$ , <i>Голубятникова А.А., Шалагинов А.Н., Андреев С.В., Волегов А.С.</i> .....	70
Магнитные и структурные свойства в системе $Cr_{8-x}Te_8$ , <i>Горбов Л.Е., Ключарев М.Д., Акрамов Д.Ф., Селезнева Н.В.</i> .....	71

Исследование сверхтонких полей на ядрах $^{57}\text{Fe}$ в $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{V}$ и $\text{Ni}_{45}\text{Fe}_{45}\text{V}_{10}$ , Гусейнов М.М., Таскаев С.В. ....	72
Продольное магнитосопротивление наноструктур Ta/Dy/Ta, Заборницын Р.С., Наумова Л.И., Бебенин Н.Г., Миляев М.А., Максимова И.К., Проглядо В.В., Устинов В.В. ....	73
К вопросу о фазовом переходе AFM-FM в FeRh, Козвонин И.С., Овчинников А.С. ....	74
Влияние замещения в катионной подрешетке на физические свойства соединения $\text{Fe}_3\text{Se}_4$ , Комарова В.А., Селезнева Н.В., Баранов Н.В. ....	75
Магнитные свойства композитного материала $\text{Fe}_3\text{Se}_4/\text{MoS}_2$ , Комарова В.А., Селезнева Н.В., Баранов Н.В. ....	76
Анализ эффективности применения 3D-печати для производства электрических двигателей с постоянными магнитами, Корчигин К.А., Волегов А.С. ....	77
Влияние дефектов нестехиометрии на структуру и физические свойства $\text{Fe}_x\text{TiS}_{2-\delta}$ , Мозговых С.Н., Шерокалова Е.М., Волегов А.С., Баранов Н.В., Селезнева Н.В. ....	78
Экспериментальное исследование магнетизма системы $\text{Ho} - \text{Co}$ в плёночном состоянии, Низаев А.Н., Кудюков Е.В., Лепаловский В.Н., Свалов А.В., Васьковский В.О. ....	79
Электронная структура и сверхтонкие взаимодействия в $\text{Cr}_x\text{NbSe}_2$ ( $x = 0.33, 0.5$ ) по данным ЯМР, Оглобличев В.В., Смольников А.Г., Пискунов Ю.В., Садыков А.Ф., Кашникова М.Е., Уткин Н.А., Заяц П.А., Акрамов Д.Ф., Селезнева Н.В., Баранов Н.В. ....	80
Взаимодействие солитонов с границей ферромагнитной пленки, Киселев В.В., Расковалов А.А. ....	81
Взаимодействие солитонов с границей легкоплоскостного ферромагнетика, Киселев В.В., Расковалов А.А. ....	82
Влияние толщины на особенности спиновой переориентации в пленках $\text{Gd} - \text{Co}$ , Русалина А.С., Свалов А.В., Лепаловский В.Н., Степанова Е.А., Васьковский В.О. ....	83
Особенности наведенной магнитной анизотропии в пленочной системе $\text{FeNi}/\text{NiCu}/\text{FeNi}$ , Русалина А.С., Свалов А.В., Степанова Е.А., Лепаловский В.Н., Мельников Г.Ю., Курляндская Г.В. ....	84
Анализ влияния геометрические параметров на магнитные свойства образцов, полученных SLS-методом и подвергшихся термической обработке, Русинова Т.Д., Степанова Е.А., Мальцева В.Е., Андреев С.В., Волегов А.С. ....	85
Исследование методом ЭПР спектроскопии фосфатов кальция допированных редкоземельными элементами, Садовникова М.А., Мурзаханов Ф.Ф., Мамин Г.В., Гафуров М.Р., Петракова Н.В., Гольдберг М.А., Комлев В.С. ....	86

Магнитные свойства пленок типа Cr – Mn/Gd – Co, Северова С.В., Фещенко А.А., Москалев М.Е., Лепаловский В.Н., Горьковенко А.Н., Васьковский В.О. ....	87
Выращивание и магнитные свойства монокристаллов NdGa <sub>2</sub> Sc(VO <sub>3</sub> ) <sub>4</sub> , Ситников К.А., Еремин Е.В., Гудим И.А. ....	88
Микромагнитное моделирование тонких плёнок ферромагнетик/антиферромагнетик и эффекта обменного смещения в них с помощью пакета OOMMF, Солнцев С.Д., Москалев М.Е., Васьковский В.О. ....	89
Калориметрические исследования магнитных переходов в системе La <sub>1-x</sub> Y <sub>x</sub> Mn <sub>2</sub> Si <sub>2</sub> , Сташкова Л.А., Герасимов Е.Г., Мушников Н.В. ....	90
Влияние замещений в R и 3d подрешетках на магнитные и магнитотепловые свойства соединения HoCo <sub>2</sub> , Аникин М.С., Тарасов Е.Н., Султанов А.С., Князев М.И., Зинин А.В. ....	91
Низкоразмерная магнитная структура LiMn <sup>2+</sup> Mn <sup>3+</sup> TeO <sub>6</sub> , определенная методом нейтронной порошковой дифракции, Суслопарова А.Е., Курбаков А.И. ....	92
Исследование наведенной магнитной анизотропии в аморфных лентах с магнитоимпедансным эффектом, Тимофеева А.В., Пасынкова А.А., Лукшина В.А. ....	93
Влияние особенностей кристаллической структуры и микроструктуры на магнитные свойства пленок системы Cr – Mn/FeNi, Фещенко А.А., Москалев М.Е., Северова С.В., Горьковенко А.Н., Лепаловский В.Н., Юшков А.А., Васьковский В.О. ....	94
Магнитные свойства и электронная структура сплава Гейслера Mn <sub>2</sub> NiAl, Чернов Е.Д., Лукоянов А.В. ....	95
Магнитные свойства образцов из порошка железа, полученных SLS методом при разных мощностях лазера, Шаймарданова Л.Г., Степанова Е.А., Мальцева В.Е., Волегов А.С. ....	96
Магнитные свойства спеченных и быстрозакаленных сплавов Sm <sub>10.5</sub> Fe <sub>74.1</sub> V <sub>15.4</sub> со структурой типа ThMn <sub>12</sub> , Шалагинов А.Н., Голубятникова А.А., Андреев С.В., Селезнева Н.В., Волегов А.С. ....	97
Магнитные свойства замещенных ферритов со структурой шпинели, полученных методом твердофазного синтеза, Шипкова Е.Д., Перов Н.С., Шерстюк Д.П., Винник Д.А. ....	98
<b>Фазовые переходы и критические явления</b> .....	<b>99</b>
Термическая стабильность структурно-фазового состояния Co <sub>7</sub> (Se, Te) <sub>8</sub> , Акрамов Д.Ф., Селезнева Н.В., Казанцев В.А., Кузнецов Д.К., Баранов Н.В. ....	101
Аномальное тепловое расширение в области структурно-фазового превращения в Co <sub>0.56</sub> Cr <sub>0.4</sub> S, Акрамов Д.Ф., Селезнева Н.В., Кузнецов Д.К., Казанцев В.А., Шишкин Д.А., Баранов Н.В. ....	102

Фазовые превращения и транспортные свойства гибридных структур на основе MnAs и MnSb при высоком давлении, <i>Ашуров Г.Г., Арсланов Т.Р., Джалолиддинзода М., Залибеков У.З., Риль А.И.</i> . . . . .	.103
Приближение Бете на примере двумерной модели Изинга, <i>Баннх П.А., Панов Ю.Д.</i> . . . . .	.104
Влияние давления на микроструктуру сплавов Al–Cu–Co при 15 ат.% Co, <i>Бронникова Ю.И., Камаева Л.В.</i> . . . . .	.105
Моделирование роста аустенитного зерна в сталях с карбонитридным упрочнением на основе принципа термодинамического экстремума, <i>Горбачёв И.И.</i> . . . . .	.106
Термическая устойчивость CuCrSe <sub>2</sub> , <i>Шкварина Е.Г., Дьячков Е.Г., Шкварин А.С., Онищенко А.О., Постников М.С., Титов А.Н.</i> . . . . .	.107
Влияние циклического магнитного поля на прямой и обратный магнитокалорический эффект в ленточном образце сплава Гейслера Ni <sub>44</sub> Co <sub>6</sub> Mn <sub>32</sub> Al <sub>18</sub> , <i>Кадырбардыев А.Т., Гамзатов А.Г., Алиев А.М.</i> . . . . .	.108
Прогнозирование размера аустенитного зерна сталей с карбонитридным упрочнением при многопроходной горячей деформации, <i>Корзунова Е.И., Горбачёв И.И.</i> . . . . .	.109
Изучение фазовых границ в системе Na – CuCrSe <sub>2</sub> методом гальваностатического прерывистого титрования, <i>Кузнецова А.Ю., Суслов Е.А., Постников М.С., Титов А.Н.</i> . . . . .	.110
Фазовые границы твердого раствора Zr <sub>x</sub> Ti <sub>1-x</sub> Se <sub>2</sub> , полученные методом гальваностатического титрования, <i>Кузнецова А.Ю., Суслов Е.А., Титов А.Н.</i> . . . . .	.111
Модель Поттса на объемно-центрированной кубической решетке, <i>Курбанова Д.Р., Муртазаев К.Ш., Магомедов М.А., Рамазанов М.К., Муртазаев А.К.</i> . . . . .	.112
Влияние магнитного поля на фазовые переходы четырехвершинной модели Поттса на гексагональной решетке, <i>Мазагаева М.К., Рамазанов М.К., Муртазаев А.К., Магомедов М.А.</i> . . . . .	.113
Влияние температуры на скирмионную структуру 2D-магнетика на подложке, <i>Мальцев И.В., Кузнецов И.А., Бычков И.В.</i> . . . . .	.114
Фазовая диаграмма и основное состояние декорированной модели Изинга на простой кубической решетке, <i>Мутайламов В.А., Муртазаев А.К.</i> . . . . .	.115
Определение областей твердых растворов и коэффициента диффузии системы Cu <sub>x</sub> Zr <sub>0.2</sub> Cr <sub>0.8</sub> Se <sub>2</sub> методом гальваностатического прерывистого титрования, <i>Суслов Е.А., Постников М.С., Кузнецова А.Ю., Шкварин А.С.</i> . . . . .	.116
Определение коэффициента диффузии для системы Na <sub>x</sub> Ni <sub>0.1</sub> TiSe <sub>2</sub> методом гальваностатического прерывистого титрования (GITТ), <i>Суслов Е.А., Постников М.С., Сумников С.В., Титов А.Н.</i> . . . . .	.117

Конкуренция заполнения октаэдрически и тетраэдрически координированных халькогеном позиций в интеркалатных соединениях, <i>Титов А.Н., Шкварин А.С., Шкварина Е.Г., Меренцов А.И., Титов А.А., Постников М.С.</i> . . . . .	118
<b>Проводимость и транспортные явления</b>	<b>119</b>
Влияние давления на магнитотранспортные свойства $(\text{Cd}_{0.45}\text{Zn}_{0.55})_3\text{As}_2$ , <i>Сайпулаева Л.А., Захвалинский В.С., Пирмагомедов З.Ш., Гаджиев А.В.</i> . . . . .	121
Сверхбыстрое получение скуттерудитов <i>n</i> -типа с элементами <i>p</i> -группы методом спиннингования расплава и роль предела заполнения в этих материалах, <i>Иванова А.С., Карпенков Д.Ю., Ховайло В.В.</i> . . . . .	122
Электрофизические и оптические свойства галогенидных перовскитов на основе олова, <i>Иванова А.С., Голикова М.А., Лучников Л.О., Гостищев П.А., Ховайло В.В.</i> . . . . .	123
Исследование влияния температуры на электрофизические свойства монокристаллов $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_3$ ( $x = 0.5, 1.5$ ) с использованием коэффициента Холла, <i>Иванов М.С., Степанов Н.П.</i> . . . . .	124
Электросопротивление, магнитные и гальваномагнитные свойства соединения $\text{Mn}_3\text{Al}$ , <i>Коренистов П.С., Наумов С.В., Степанов А.Е., Семянникова А.А., Ирхин В.Ю., Марченкова Е.Б., Дьячкова Т.В., Тютюнник А.П., Марченков В.В.</i> . . . . .	125
Электрические и магнитные свойства $\text{CuCr}_{1-x}\text{Zr}_x\text{Se}_2$ в области малых ( $x < 0.05$ ) концентраций циркония, <i>Меренцов А.И., Постников М.С., Титов А.А., Волегов А.С., Титов А.Н.</i> . . . . .	126
Фаза квантовых осцилляций межслоевой проводимости слоистых металлов в магнитном поле, <i>Могилюк Т.И., Григорьев П.Д.</i> . . . . .	127
Электрические и магнитные свойства $\text{CuCr}_{1-x}\text{Zr}_x\text{Se}_2$ , <i>Постников М.С., Меренцов А.И., Волегов А.С., Титов А.Н.</i> . . . . .	128
Циклотронная эффективная масса и $g^*$ -фактор электронов в метаморфных гетероструктурах с квантовой ямой $\text{InGaAs}$ , <i>Сандаков Н.С., Гудина С.В., Неверов В.Н., Боголюбский А.С., Туруткин К.В., Якунин М.В., Васильевский И.С., Виниченко А.Н.</i> . . . . .	129
Температурный и токовый скейлинг в квантовом эффекте Холла в структурах $\text{InGaAs}/\text{InAlAs}$ , <i>Туруткин К.В., Боголюбский А.С., Гудина С.В., Неверов В.Н., Васильевский И.С., Виниченко А.Н.</i> . . . . .	130
Исследование влияния высокого давления на электронные транспортные свойства монокристаллов диселенида титана, интеркалированных медью ( $\text{Cu}_x\text{TiSe}_2$ , $0 \leq x < 0.6$ ), <i>Усик А.Ю., Морозова Н.В., Коробейников И.В., Титов А.Н., Овсянников С.В.</i> . . . . .	131
Влияние микроструктуры на термоэлектрические свойства оксиселенидов $\text{Bi}_2\text{O}_2\text{Se}$ , <i>Ханина А.С., Чернышова Е.В., Воронин А.И., Ховайло В.В.</i> . . . . .	132

Слабая локализация и время сбоя фазы в двойных квантовых ямах InGaAs/GaAs, <i>Шишкин М.А., Гудина С.В., Неверов В.Н.</i> .....	133
<b>Резонансные явления</b>	<b>135</b>
Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов точечным источником в нанорезонаторе на основе золота, <i>Загребина М.А., Кузьмин Д.А., Бычков И.В.</i> .....	137
Кобальтсодержащие халькогениды: <sup>59</sup> Co ЯМР исследования, <i>Садыков А.Ф., Пискунов Ю.В., Оглобличев В.В., Смольников А.Г., Геращенко А.П., Акрамов Д.Ф., Селезнева Н.В., Баранов Н.В.</i> .....	138
<b>Структурные и механические свойства твёрдых тел</b>	<b>139</b>
Особенности структуры и свойств поверхности монокристаллического никелида титана после электронно-пучковой обработки, <i>Аникеев С.Г., Кафтаранова М.И., Ходоренко В.Н., Артюхова Н.В.</i> .....	141
Влияние деформации на микроструктуру атомно-упорядоченного сплава Cu – 56Au (ат.%), <i>Гаврилова А.А., Антонова О.В., Волков А.Ю.</i> .....	142
Развитие трещин при циклических испытаниях на трехточечный изгиб в образце из стали 316L, изготовленном с помощью лазерной 3D печати, <i>Давыдов Д.И., Каманцев И.С., Ежов И.В., Казанцева Н.В.</i> .....	143
Изучение плотности сплавов системы Nb – Si – Al – Ti – Fe, <i>Кель И.Н., Заякин О.В., Ренев Д.С., Толмачев М.</i> .....	144
Кинетика превращения беспорядок→порядок в сплаве Cu – 56Au (ат.%): резистометрическое исследование, <i>Згибнев Д.А., Подгорбунская П.О., Волков А.Ю.</i>	145
Исследование ультрамелкозернистого титана методом сканирующей туннельной микроскопии, <i>Истомина А.Ю., Блинов И.В., Фалахутдинов Р.М., Попов В.В.</i> .....	146
Эволюция структуры никеля в ходе деформации методом сдвига под давлением при 250°С, <i>Карамышев К.Ю., Чашухина Т.И., Воронова Л.М., Дегтярев М.В.</i> .....	147
Разработка технологии получения порошка для селективного лазерного плавления нового алюминиевого сплава никалин, <i>Курышев А.О., Петрова А.Н., Распосиенко Д.Ю.</i> .....	148
Структура и механические свойства сваренного взрывом алюминий-ниобиевого многослойного композита после нагрева, <i>Малютина Ю.Н.</i> .....	149
Новый низкотемпературный способ внедрения меди в слоистые дихалькогениды переходных металлов, <i>Титов А.А., Постников М.С.</i> .....	150

Получение вольфрам-медных мультиматериалов методом селективного лазерного плавления с последующей инфильтрацией, <i>Чернышихин С.В., Федоренко Л.В., Зотов Б.О., Суворова В.С., Пелевин И.А., Громов А.А.</i> . . . . .	.151
Применение сканирующей туннельной микроскопии для составления карт относительной энергии границ зерен ультрамелкозернистых материалов, <i>Чикунова Н.С., Столбовский А.В., Блинов И.В., Фалахутдинов Р.М., Судакова С.А., Истомина А.Ю.</i> . . . . .	.152
Применение программных утилит постобработки данных ДОРЭ ГЦК материалов, <i>Чуешова А.Г., Пещерова С.М., Вдовин В.И., Хорошева М.А., Пресняков Р.В., Федина Л.И.</i> . . . . .	.153
Коррозионно-механическая прочность сплава TiNi в биологических средах, <i>Чуракова А.А.</i> . . . . .	.154
Исследование компактированного методом SPS алюминиды никеля, легированного бором и цирконием, <i>Шевцова Л.И.</i> . . . . .	.155
<b>Неразрушающий контроль</b>	<b>157</b>
Магнитные свойства и фазовый состав коррозионно-стойкой стали GP1, изготовленной с помощью селективного лазерного сплавления, до и после термических обработок, <i>Гордеев Н.В., Сташков А.Н., Щапова Е.А., Сташкова Л.А.</i> . . . . .	.159
Приборы и преобразователи для магнитного контроля фазового состава и свойств аустенитных хромоникелевых сталей, <i>Кочнев А.В., Ригмант М.Б., Корх М.К.</i> . . . . .	.160
Компьютерная томография самородного берилла, <i>Красный О.Д., Комарский А.А., Корженевский С.Р., Чепусов А.А.</i> . . . . .	.161
Возможность оценки механических напряжений на различной глубине стальной пластины при упругом трехточечном изгибе, <i>Матосян А.М., Сташков А.Н., Щапова Е.А.</i> . . . . .	.162
Особенности контроля качества пайки токоведущих соединений погружного нефтяного электрооборудования вихретоковым методом, <i>Сташков А.Н., Коган Л.Х.</i>	163
Оценка упругих механических напряжений в ферромагнетиках с разными знаками магнитострикции, <i>Щапова Е.А., Сташков А.Н.</i> . . . . .	.164
<b>Теплофизика</b>	<b>165</b>
Релаксационные процессы в расплавах Al-ПМ-РЗМ, их влияние на структурообразование в сплавах, <i>Бельтюков А.Л., Меньшикова С.Г., Ладьянов В.И., Афкаликова В.Ю.</i> . . . . .	.167
Теплофизические свойства изобутана, <i>Билюкова М.Р., Андбаева В.Н., Хотиенкова М.Н.</i>	168
Простейшие уравнения состояния жидкого титана, <i>Боярских К.А., Хищенко К.В.</i> . . . . .	.169

Электрическое сопротивление и магнитная восприимчивость высокоэнтропийного сплава AlCoNiCuZr, Букреева Ю.К., Сабирзянов А.А., Перевышин В.А., Русанов Б.А., Русанова А.И., Сидоров В.Е. ....	170
Транспортные и критические свойства перспективных теплоносителей на водной основе, Волосников Д.В., Поволоцкий И.И., Марчукова А.А., Скрипов П.В. ....	171
Обработка больших массивов данных с помощью библиотек Python в импульсном теплофизическом эксперименте, Губин А.А., Волосников Д.В., Поволоцкий И.И., Марчукова А.А. ....	172
Интенсификация теплообмена при спинодальном распаде водных растворов полипропиленгликолей, Марчукова А.А., Поволоцкий И.И., Волосников Д.В., Скрипов П.В. ....	173
Гистерезис при гетерогенном вскипании перегретой жидкости в стеклянной трубке, Паршакова М.А., Липнягов Е.В. ....	174
Развитие температурного контроллера для работы с различными датчиками, Самарин А.Н., Самарин Н.А., Богач А.В. ....	175
Моделирование ударной сжимаемости сплава ниобий—тантал в широкой области давлений и температур, Середкин Н.Н., Хищенко К.В. ....	176
Поверхностное натяжение раствора пропан-метан при температурах 45 и 50°С, Хотяенкова М.Н., Андбаева В.Н. ....	177
<b>Электрофизика</b>	<b>179</b>
Электрофизические способы получения объемных высокоэнтропийных сплавов, Заяц С.В., Акимов К.О., Иванов К.В., Овчинников С.В., Первиков А.В., Сулиз К.В. ...	181
Джоулев нагрев цилиндрического проводника с дефектной поверхностью, Русских П.А. ....	182
<b>Нanomатериалы</b>	<b>183</b>
Структурные свойства пленок Ga – S, полученных плазмохимическим осаждением из газовой фазы на различные типы подложек, Мочалов Л.А., Кудряшов М.А., Вшивцев М.А., Прохоров И.О., Слаповская Е.А. ....	185
Мессбауэровская спектроскопия наночастиц на основе Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> , модифицированных глицеролатами железа и кремния, Гермов А.Ю., Хонина Т.Г., Тишин Д.С., Демин А.М., Богданова Е.А., Карабаналов М.С., Валова М.С. ....	186
Исследование элементного состава наноразмерных металлических плёнок, Гусейнов Т.З., Бакиева О.Р. ....	187
Морфология и электронная структура включений в (Fe,Ni) <sub>0.25</sub> TiSe <sub>2</sub> , Шкварин А.С., Меренцов А.И., Дьячков Е.Г., Постников М.С., Титов А.Н. ....	188

Электронное строение и оптическое поглощение соединений фуллеренов $C_{50}$ и $C_{70}$ с атомами хлора и брома, <i>Мурзашев А.И., Жуманазаров А.П.</i> . . . . .	189
Зависимость температуры Дебая от толщины тонких пленок $YFeO_3$ , <i>Изюров В.В., Носов А.П., Меренцова К.А., Артемьев М.А., Дубинин С.С.</i> . . . . .	190
Первопринципные расчеты обменных интегралов пленки железа на поверхности хрома в зависимости от толщины пленки, <i>Мамонова М.В., Макеев М.Ю.</i> . . . . .	191
Динамика фазовых превращений в тонких пленках $\alpha - Fe_2O_3$ , <i>Меренцова К.А., Корх Ю.В., Кузнецова Т.В., Носов А.П.</i> . . . . .	192
Правила отбора и оптическое поглощение в фуллеренах на примере фуллеренов высокой симметрии, <i>Мурзашев А.И., Кокурин М.Ю., Паймеров С.К.</i> . . . . .	193
Плазмохимический синтез наноструктурированных тонких пленок $\beta-Ga_2O_3 - GaN$ , <i>Мочалов Л.А., Кудряшов М.А., Вшивцев М.А., Прохоров И.О., Князев А.В., Слаповская Е.А.</i> . . . . .	194
Управляемая модификация гидрированием кристаллической структуры сверхрешеток Fe/Gd, <i>Лихачёв И.А., Рыжова А.А., Саламатов Ю.А., Васильев А.Л.</i> . . . . .	195
Комплексная диэлектрическая проницаемость нанокompозитов, содержащих частицы железа, в диапазоне миллиметровых волн, <i>Рябухин М.О., Кузнецов Е.А., Перов Д.В., Ринкевич А.Б.</i> . . . . .	196
Моделирование динамики намагниченности никелевой нанопленки с периодической полосатой структурой в переменных магнитных полях, <i>Степучев Е.А., Голов А.В., Ласёк М.П., Котов Л.Н.</i> . . . . .	197
Синтез фотокатализаторов на основе гетероструктуры $TiO_2/g-C_3N_4$ , активных под видимым светом, <i>Сушникова А.А., Валеева А.А., Ремпель А.А.</i> . . . . .	198
Влияние глицина на морфологию и термоэлектрические параметры $CaMnO_3$ , синтезированного методом горения аэрозолей, <i>Чернышова Е.В., Росляков С.И., Ермакова Ж.С., Аргунов Е.В., Московских Д.О., Ховайло В.В.</i> . . . . .	199
<b>Сверхпроводимость и физика низких температур</b>	<b>201</b>
Влияние локальных корреляций на фазовые состояния модели «полужестких» бозонов, <i>Улитко В.А., Конев В.В.</i> . . . . .	203
<b>Оптика и спектроскопия</b>	<b>205</b>
Выращивание нелинейно-оптических кристаллов бората бария $BaB_2O_4$ и его высокобарические модификации, <i>Беккер Т.Б., Сагатов Н., Донских К.Г., Похмелкин Н.С.</i> . . . . .	207

Наблюдение структурных температурных изменений монокристалла MnAs с помощью комбинационного рассеяния света, <i>Бойко А.Н., Кадырина К.Д., Корх Ю.В., Говорина В.В., Дружинин А.В., Незнахин Д.С., Кузнецова Т.В.</i> . . . . .	208
Компьютерное моделирование аномального эффекта изотермического затухания термолюминесценции, <i>Герасимов М.Ф., Никифоров С.В.</i> . . . . .	209
Применение спектроскопии комбинационного рассеяния света для исследования редкоземельных интерметаллических соединений $\text{LuNi}_2\text{Mn}_x$ ( $x = 0, 1.5, 3$ ), <i>Кадырина К.Д., Бойко А.Н., Барташевич А.М., Корх Ю.В., Герасимов Е.Г., Мушников Н.В., Кузнецова Т.В.</i> . . . . .	210
Взаимодействие с одномодовым резонатором ансамбля джозефсоновских контактов, содержащих майорановские фермионы, <i>Казак А.И., Сеидов С.С.</i> . . . . .	211
Влияние облучения высокоэнергетическими электронами на электронные свойства кристаллов $\text{Cu}_2\text{SnS}_3$ , <i>Лобанов А.Д., Корх Ю.В., Сулимов М.А., Патраков Е.И., Сарычев М.Н., Иванов В.Ю., Кузнецова Т.В.</i> . . . . .	212
Формирование высокопрочного состояния в упорядоченном по типу $L1_0$ сплаве $\text{Cu} - 56 \text{ ат.}\% \text{ Au}$ , <i>Подгорбунская П.О., Волков А.Ю., Новикова О.С., Волкова Е.Г., Гаврилова А.А., Згибнев Д.А.</i> . . . . .	213
Определение парциальных плотностей электронных состояний в $\text{CuIn}(\text{S,Se})_2$ на основе обратной задачи по данным рентгеновской фотоэмиссионной спектроскопии XPS с использованием синхротронного излучения, <i>Радзивончик Д.И., Малютин М.С., Гребенников В.И., Кузнецова Т.В.</i> . . . . .	214
Сверхзарядка квантовой батареи Дике в состоянии «связанной светимости», <i>Сеидов С.С., Мухин С.И.</i> . . . . .	215
Изменение электронной структуры $\text{Cu}_x\text{ZrSe}_2$ при смене координации интеркаланта с окта на тетра позиции, <i>Шкварин А.С., Меренцов А.И., Постников М.С., Шкварина Е.Г., Титов А.А., Титов А.Н.</i> . . . . .	216
<b>Теория конденсированного состояния</b>	<b>217</b>
Нейросетевое молекулярно-динамическое моделирование поведения кислорода в расплаве $\text{GdTbdyNoEr}$ , <i>Балякин И.А., Ремпель А.А.</i> . . . . .	219
Решение уравнения движения функции Вигнера частицы в двумерной квантовой яме, <i>Бурков И.Д., Сеидов С.С.</i> . . . . .	220
Фазовая стабильность, структурные и магнитные свойства сплавов $\text{Ni}(\text{Co}) - \text{Mn} - \text{Z}$ ( $\text{Z} = \text{Ga, In, Sb, Sn}$ ), <i>Ерагер К.Р., Соколовский В.В., Бучельников В.Д.</i> . . . . .	221
Моделирование структуры низкоэнергетических спектров пирохлора $\text{Tb}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$ , <i>Клековкина В.В.</i> . . . . .	222

Синтез и структура спинового бесщелевого полупроводника $\text{FeCrTiAl}$ , <i>Коренистов П.С., Наумов С.В., Прекул А.Ф.</i> . . . . .	223
Роль сдвиговых волн в электрон-фононной релаксации и электросопротивлении благородных металлов, <i>Кулеев И.И., Кулеев И.Г.</i> . . . . .	224
Ориентационная зависимость энергии взаимодействия Казимира ян-теллеровской молекулы $\text{Li}_3$ с гиротропной металлической поверхностью, <i>Ляхов А.Д., Овчинников А.С., Бострем И.Г.</i> . . . . .	225
Зонная структура интерметаллида $\text{GdNiSb}$ под давлением, <i>Мухачев Р.Д., Байдак С.Т., Лукоянов А.В.</i> . . . . .	226
Анатомия зонной структуры потенциального новейшего комнатнотемпературного сверхпроводника $\text{LuH}_{3-x}\text{N}_y$ , <i>Павлов Н.С., Шейн И.Р., Перваков К.С., Пудалов В.М., Некрасов И.А.</i> . . . . .	227
Атомистическое моделирование самодиффузии в границах зерен никеля: бикристаллическая и нанокристаллическая модель, <i>Уразалиев М.Г., Ступак М.Е., Попов В.В.</i> . . . . .	228
Влияние ультразвука на процесс кристаллизации металлических материалов в процессе 3D-печати, <i>Фатталова Д.Р., Ломаев С.Л., Гордеев Г.А.</i> . . . . .	229
Расчет транспортных свойств расплавов $\text{Al} - \text{Cu}$ с использованием потенциалов глубокого машинного обучения, <i>Хазиева Е.О., Щелкачев Н.М., Рыльцев Р.Е.</i> . . . . .	230
Аномальная структура жидкой сурьмы: <i>ab-initio</i> анализ, <i>Цыганков А.А., Галимзянов Б.Н., Мокшин А.В.</i> . . . . .	231
Структура и динамика решетки редкоземельных цирконатов $\text{R}_2\text{Zr}_2\text{O}_7$ ( $\text{R} = \text{La} - \text{Lu}$ ): <i>ab initio</i> расчет, <i>Чернышев В.А., Глухов К.И., Заяц П.А., Никулин К.Г.</i> . . . . .	232
Аналитическое описание скирмионных мешков, <i>Енькова Е.О., Шустин М.С.</i> . . . . .	233

## **Биофизика** 235

Влияние высокого гидростатического давления и жидких газов на прорастание семян хозяйственно ценных бобовых растений, <i>Беляев А.Ю., Кругликов Н.А.</i> . . . . .	237
Методика предпосевной обработки семян сжиженными газами высокой чистоты, <i>Кругликов Н.А., Кочев И.В., Беляев А.Ю., Соколов А.Л.</i> . . . . .	238
Влияние обработки гидростатическим давлением семян салата на их прорастание, <i>Крылова Д.А., Кругликов Н.А., Процив С.Д.</i> . . . . .	239
Оценка посевных качеств семян салата и редиса после обработки в жидком аргоне и жидком кислороде, <i>Процив С.Д., Кругликов Н.А.</i> . . . . .	240

Влияние гидростатического давления на содержание жирного масла в плодах <i>Silybum marianum</i> интродуцированной на Среднем Урале, Шарова Е.А., Кругликов Н.А., Словеснова Н.В. ....	241
<b>Общие вопросы</b>	<b>243</b>
Российская научная периодика: вчера, сегодня, завтра, Захарова Е.В. ....	245
<b>Авторский указатель</b>	<b>247</b>



## ВСТУПИТЕЛЬНАЯ СТАТЬЯ

## СПФКС-23 или полпути до следующего юбилея пройдено

*А годы летят, наши годы, как птицы, летят,  
И некогда нам оглянуться назад.*

Евгений Долматовский «Вот так и живём»

Написание статьи, посвященной юбилейной дате, есть повод что-то обобщить и подытожить. В этом состояла основная идея вступительной статьи для сборника тезисов СПФКС-20. Идея для статьи, посвященной следующей конференции, была в том, что СПФКС-21 — это двадцать первая конференция, а 21 — это очко, а очко означает победу (напомню, что проходила та конференция с переносом сроков из-за эпидемии ковида, и дату проведения рассчитали так, что школа-семинар прошла во время минимума заболеваемости). На следующей конференции статья называлась «СПФКС-22 или двадцать два это не всегда перебор!». Сев писать эту статью, я поймал себя на мысли, что 23 это как раз середина на временном отрезке между цифрами 20 и 25. Время летит!

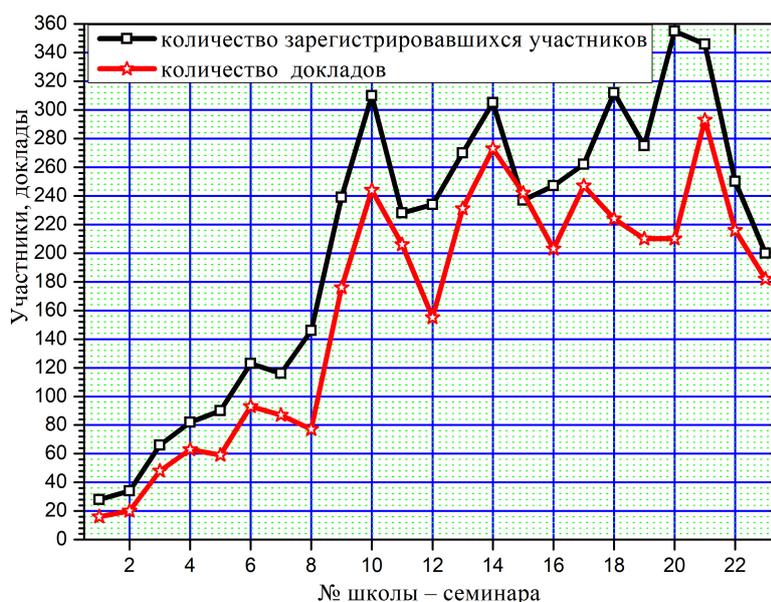


Рис. 1. Динамика изменения числа участников и докладов на СПФКС.

Перед СПФКС-22 я собирал статьи о школе-семинаре от ее постоянных участников. Все статьи получились замечательными и наполненными положительными эмоциями. К сожалению, двух авторов статей уже нет в живых. Михаил Иванович Куркин (13.08.1938 – 19.01.2022) ушел из жизни в 2022 году и ему была посвящена СПФКС-22. Алексей Эдуардович Хейфец (6.07.1973 – 6.04.2023) скоропостижно скончался в апреле этого года. Алексей был участником 12 школ. Так, приехав в первый раз на СПФКС-3, он стал ее постоянным участником. В том числе и с его помощью на СПФКС-7 попал человек, которого Алексей считал своим учителем, — Борис Васильевич Литвинов (герой социалистического труда, академик РАН, главный конструктор с 1961 по 1997 г. РФЯЦ-ВНИИТФ). Алексей был очень светлым и обаятельным человеком, он заряжал окружающих его людей своим оптимизмом, интересом к жизни

и науке. Это хорошо чувствуется в написанной им статье о СПФКС, которая приводится сразу после этой вступительной статьи. Он был очень скромным, и мне с большим трудом удалось уговорить его прочитать на СПФКС-14 свою первую лекцию «Получение сверхвысоких давлений в металлических материалах с помощью квазисферически сходящихся ударных волн». Преимущество поколений ощущается, если сравнить это название с заданием на дипломную работу студента Б. В. Литвинова 1953 г.: «определить распределение плотности продуктов взрыва вокруг сжатой до минимального размера металлической сферической оболочки» (в книге «БОРИС ЛИТВИНОВ: ГРАНИ ЛИЧНОСТИ» / авт.-сост. В.Н. Кузнецов. — Екатеринбург: Банк культурной информации, 2019 — 464 с. (сер. «Выдающиеся ученые Урала»), с.98). Леша был физиком-теоретиком, и к нему очень подходят слова Юрия Павловича Ирхина: «Теоретическая физика — это такая специфическая область человеческой деятельности, которая позволяет сохранять молодость до старости, оставаясь ребенком всю свою взрослую жизнь». До старости Леша не дожил, но, по моему мнению, ребенок в нем сохранился и в зрелом возрасте. Таким, по-юношески задорным, он навсегда останется в памяти знавших его людей.

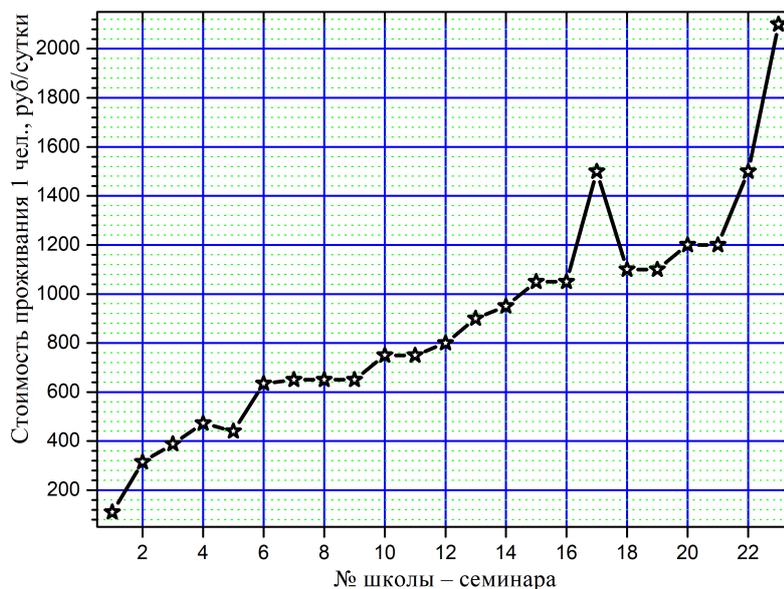


Рис. 2. Стоимость проживания 1 человека за 1 сутки на СПФКС.

Число зарегистрированных участников на СПФКС-23 (на момент написания статьи) — 200, а число поданных тезисов докладов 182. Если посмотреть на графики на рис. 1, то можно заметить, что тенденция уменьшения числа участников и количества докладов продолжается второй год. Связано это с тремя факторами. Первый — уменьшения количества ученых, которые получают гранты. Второй — резкое подорожание проживания см. рис. 2. Третий — эпидемия ковида закончилась, и все отложенные конференции начали проводить, т.е. в этом году оказалось слишком много конференций, которые уже посетила часть бывших участников нашей школы-семинара. Некоторые из таких участников, пропускающие СПФКС в этот раз, обещали мне приехать в следующем году. Будем надеяться, что на СПФКС-24 эта негативная тенденция будет преодолена. Есть и еще один косвенный обнадеживающий фактор. На рис. 1 можно видеть (как у числа докладов, так и у числа зарегистрированных участников)

некоторую цикличность. На СПФКС-6,10,14,17 (18),21 наблюдаются пики числа участников (докладов). Эти пики перемежаются провалами, причем ниспадающий тренд длится не более 2-х школ, сменяясь затем восходящим с увеличением числа участников (докладов).

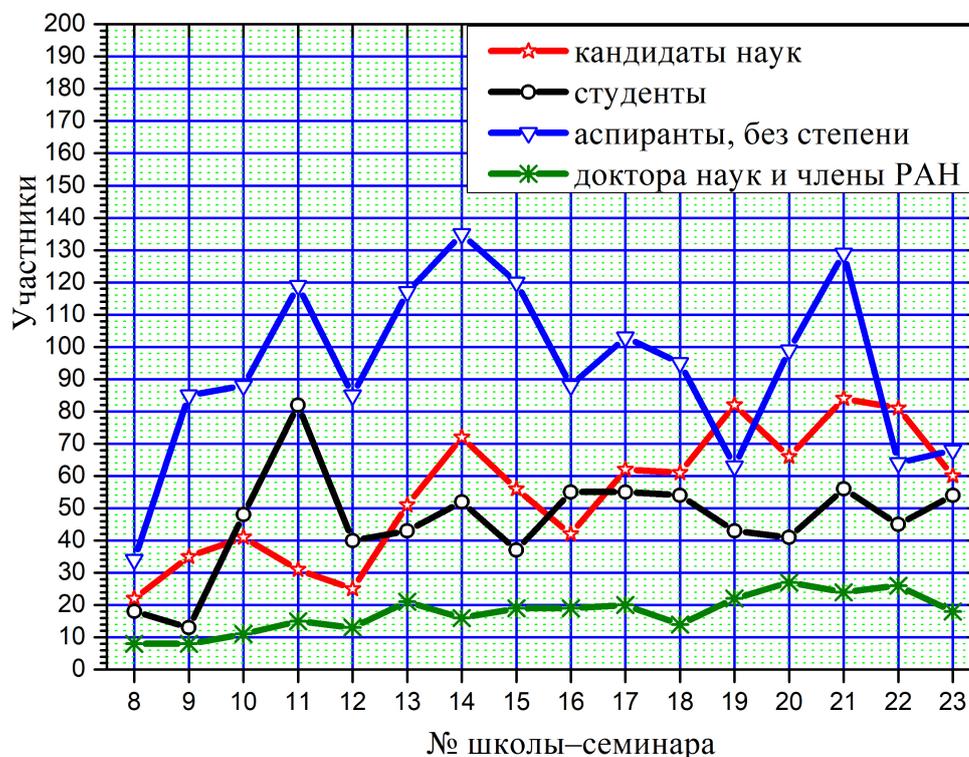


Рис. 3. Динамика изменения числа участников на СПФКС.

Если анализировать динамику изменения числа участников на СПФКС по категориям (см. график на рис. 3), то можно заметить довольно неизменное число участников – докторов и членов РАН. Связано это с тем, что на СПФКС читается примерно одинаковое количество лекций. Похожая динамика за последние 11 лет наблюдается и среди участников-студентов. Это связано с тем, что стоимость проживания на эту категорию сказалось в меньшей степени (большинство студентов приезжают только на свой стендовый доклад). В наибольшей степени падение коснулось числа участников — кандидатов наук.

Традиционно я хочу поблагодарить всех, кто приложил руку к организации этого Дела — школы-семинара СПФКС. СПАСИБО ВАМ! Хочется выделить всех до одного и поблагодарить всю дружную команду оргкомитета за самоотверженный труд, неугасающий энтузиазм и преданность Делу! Ну а участникам СПФКС хочу сказать: «Двери оргкомитета открыты для всех! Если вам нравится СПФКС, если хотите повариться в этом котле, если хотите почувствовать, что такое организация Всероссийской школы-семинара СПФКС, приходите, мы будем рады новым людям!»

Цели, поставленные перед школой-семинаром:

- 1) обучение участников, повышение их профессионального уровня, расширение научного кругозора;
- 2) объединение молодежи, создание нового круга общения, установление научных связей;

- 3) приобретение опыта научного общения, участия и организации конференций;
- 4) создание определенного психологического климата, помогающего молодым участникам лучше раскрыть свои личность и талант, почувствовать свою научную значимость.

*Председатель оргкомитета  
школы-семинара СПФКС-23  
к.ф. -м.н. С.А. Гудин*



**Алексей Эдуардович Хейфец  
(6.07.1973 — 6.04.2023)**

## **Будь таких конференций больше, и наша жизнь стала бы светлее и лучше!<sup>1</sup>**

Приятно, что в книге, посвященной юбилею ИФМ, так много внимания уделено СПФКС — пожалуй, самой душевной конференции из всех, на которых мне посчастливилось побывать. Помню первые семинары «нулевых». Тогда еще не знали, что получится из этой затеи, но первые организаторы — Сергей Гудин и Света (тогда ещё Попова), Володя Кобелев, Коля Кругликов, Ирина Арапова, Юля Блинова (наш бессменный казначей :), Володя Неверов, Ирина Ширинкина и многие другие молодые энтузиасты — вложили, как мне кажется, в это начинание душу. И все сложилось, все получилось — именно так, как надо.

Появились традиции, которые сделали СПФКС поистине уникальным и ни с чем не сравнимым мероприятием. В отличие от привычных нам узкоспециализированных конференций, на которых ученые буднично делятся опытом в рамках своего конкретного направления, СПФКС из года в год позволял нам значительно расширять свой кругозор. Лекции чл. корр. РАН В. И. Уткина и Г. Н. Кузовкова по геологии, Л. В. Курбатова и М. И. Куркина по квантовой механике, асимптотические ряды А. М. Ильина, искрометные диспуты по психологии с Софьей Кругликовой, зарисовки из истории создания ядерного оружия Б. В. Литвинова... Где ещё такое увидишь? На СПФКС я познакомился с вейвлет-анализом (Николай Иванович Черных) и безмасштабными сетями (Екатерина Кирсанова). Обе эти тематики впоследствии немало помогли мне в моей работе.

Обычно после окончания ВУЗа большинство из нас замыкается в «раковине» своей специализации. Мы переселяемся в ясный, чёткий и практичный, но, к сожалению, из-за этого довольно плоский и однообразный мир. Работаем. Делаем карьеру. И, увы, становимся скучными. Сложившаяся на СПФКС традиция приглашать корифеев из разных областей науки давала нам возможность вновь почувствовать себя юными и открытыми для обучения студентами, для которых всё вокруг кажется таким интересным, таинственным и загадочным. Наш мир словно обретал дополнительные измерения и начинал играть новыми красками.

И еще, новинки с переднего края науки. Помню, работавший в ЦЕРНе Илья Орлов делился с нами самыми животрепещущими новостями с АТЛАСа (БАК), а молодой химик Александр Демин из Института органического синтеза рассказывал нам о создании триазавирина задолго до того, как это название стало известно широкой общественности. Тогда, конечно, ещё никто не знал, что этот препарат, изначально разрабатывающийся как очередное средство против гриппа (по своей эффективности, кстати, превзошедший «эталонный» Тамифлю), станет одним из первых лекарств, успешно применяемых для лечения COVID-19, и спасёт немало жизней. Те, кто был тогда на Семинаре, теперь могут проследить всю цепочку событий от начала и до конца, от замысла и синтеза экспериментального препарата до результата. И сделать единственно возможный логический вывод: российская наука была, есть и будет!

Помню, мы с Сергеем Гудиным долго спорили с Геннадием Николаевичем Кузовковым по поводу его гипотезы о метеоритном происхождении Урала. Тогда эта гипотеза не казалась мне убедительной, но прошли годы, и Челябинский метеорит заставил по-иному взглянуть на «метеоритную» проблему. Ещё одна цепочка...

При этом важно, что люди, доносившие до нас вести с «переднего края» — из нашей среды. И, глядя на них, молодежь — да и те, кто постарше (мы сами) — все мы чувствовали и чувствуем пульс XXI века, сопричастность прогрессу и азарт покорения новых вершин. И, по-моему, это дорогого стоит... Кроме того, СПФКС — это ещё и место встречи поколений. Именно там молодые ученые могут запросто поговорить со звёздами первой величины.

<sup>1</sup>Статья написана для книги, посвященной конференциям, которые проводит ИФМ УрО РАН.

Полагаю, это особенно важно для тех, кто еще не успел избрать свой жизненный путь. К сожалению, многих из перечисленных мной приглашённых докладчиков уже нет с нами. Но «отпечатки» их образов остались в сердцах и умах успевших пообщаться с ними молодых участников конференции. Значит, будут последователи. И значит, СПФКС сделал хорошее и доброе дело, передал «олимпийский огонь» новым поколениям учёных.

В этой связи мне хочется сказать несколько тёплых слов об академике Б. В. Литвинове. Не знаю, вправе ли я называть его своим учителем. Всё-таки, Главный конструктор и заместитель научного руководителя Федерального Ядерного Центра — не мой уровень. Но он был человеком широкой души и считал меня своим учеником, за что я ему искренне благодарен. Мы часто встречались с ним по работе и в ИФМ, и в Снежинске, но неформальное общение «за жизнь» происходило здесь, на СПФКС (см. рис. 1). Здесь я познакомился с Борисом Васильевичем не как с физиком-ядерщиком, а как с человеком, глубоко чувствующим и любящим жизнь. И за это я благодарен организаторам семинара.



Рис. 1. СПФКС–9. Слева направо: Б. В. Литвинов, С. А. Гудин, А. А. Ремпель, А. Э. Хейфец.

СПФКС по праву может считаться ещё и семейной конференцией. Более того, многие семейные пары сложились именно здесь. Девушки и юноши находили общие интересы, проникались друг к другу симпатией... Потом новоявленные родители приезжали сюда уже с подрастающими детьми. Кто-то очень серьезный и строгий, возможно, скажет, что детям не место на научном мероприятии. Рискну отстаивать другую точку зрения — в самом юном возрасте, когда психика пластична, закладываются планы на будущую жизнь, а СПФКС очаровывает своей атмосферой даже совсем юных участников (см. рис. 2). Возможно, поэтому большинство детей, так сказать, выросших на СПФКС, теперь пошли по тропе учёных-исследователей.

Отдельно отмечу талант организаторов конференции чувствовать и находить баланс между работой и развлечениями. Этот баланс, на мой взгляд, делает СПФКС интеллектуальным праздником, дающим заряд жизнерадостности и бодрости на весь год (до следующего семинара :). Интеллектуальные и спортивные игры, песни под гитару... Константин Михалёв исполнял песни лучших бардов, и мы засиживались далеко за полночь. Квесты Александра

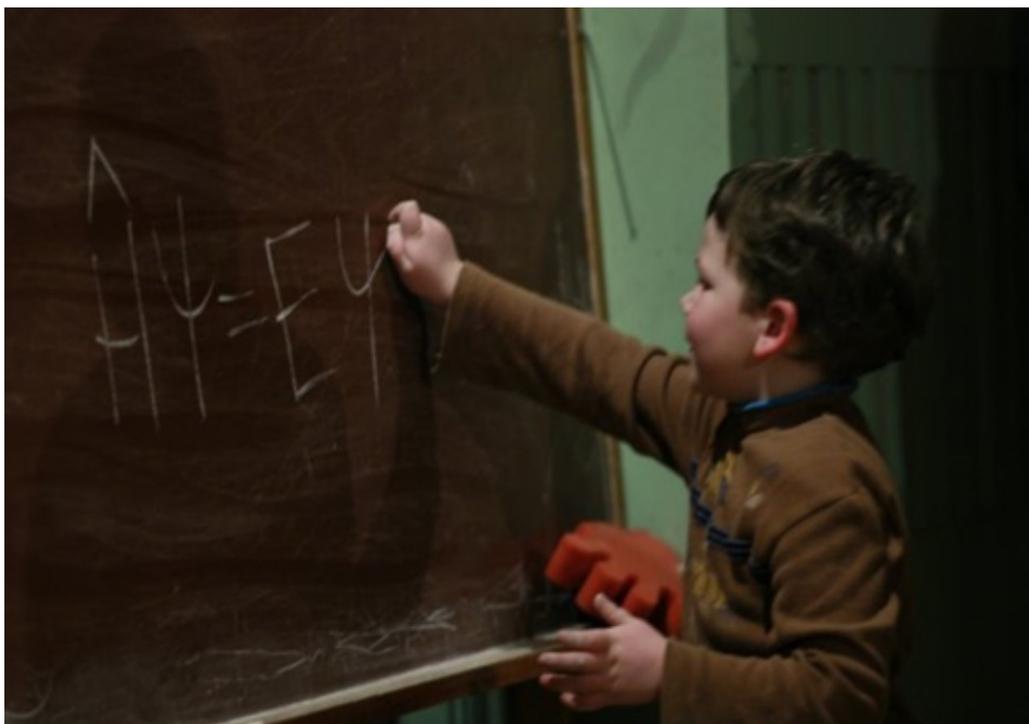


Рис. 2. Новое поколение физиков:) (Сергей Хейфец на СПФКС).

Меренцова и Андрея Журавлева тоже невозможно забыть. И костер. Такого нет нигде! Вечер в лесу у костра — настолько яркое и необычное впечатление, что навсегда врезается в память, и почему-то (возможно, у нейрофизиологов есть на этот счет какое-то умное объяснение) врезается вместе со всем, что было на конференции.

Я от всей души желаю семинару быть и процветать. Мне кажется, именно таких солнечных мероприятий не хватает в нашем непрестом и суровом мире. Будь таких конференций больше, и наша жизнь стала бы светлее и лучше.

*С. н. с. лаборатории физическо-  
го металловедения,  
к ф.-м. н. А. Э. Хейфец*

## ХЕЙФЕЦ АЛЕКСЕЙ ЭДУАРДОВИЧ: ВОСПОМИНАНИЯ ЖЕНЫ И СЫНА

Алёша учился на кафедре физики твердого тела Уральского государственного университета. В 1995 году, еще будучи студентом, Алёша начал работать в лаборатории физического металловедения Института физики металлов (ИФМ). Ему там очень понравилось. По окончании магистратуры в 1996 году, он поступил в аспирантуру в ИФМ к своему научному руководителю Виталию Ильичу Зельдовичу. С Виталием Ильичом у Алёши были удивительные отношения, всю свою жизнь он относился к нему с особым уважением и трепетом, а тот относился к нему почти как к собственному сыну. В 1999 году Алёша защитил кандидатскую диссертацию по теме «Моделирование распространения и взаимодействия ударных волн при неоднородном взрывном нагружении металлических шаров по остаточным изменениям микроструктуры», став специалистом в области физики ударных волн в конденсированных средах. Многие годы сотрудничал с ВНИИТФ г. Снежинск. Сотрудничество подарило знакомство, а затем и соавторство с главным конструктором ВНИИТФ, академиком Борисом Васильевичем Литвиновым, которого он считал своим вторым учителем. Многие их работы до сих пор имеют гриф «секретно». За время работы в институте стал Соросовским стипендиатом, лауреатом премии Губернатора Свердловской области для молодых ученых, лауреатом премии В.Д.Садовского. Опубликовал с соавторами более 100 научных работ.

Лаборатория стала для Алёши «вторым домом». Он любил свою работу и очень ценил своих коллег.

На СПФКС мы впервые приехали 2002 году. Алёша с его интересом ко всему новому, да и я, окунувшись в дружескую атмосферу, царившую на школе, пообщавшись с такими же энтузиастами науки стали поклонниками и постоянными участниками СПФКС. В следующем году я пропустила школу-семинар, но причина была уважительной, у нас родился сын. В дальнейшем на СПФКС мы ездили уже вторым.

Немного о личном.

Даже здесь, в статье, я называю Алексея так, как называла его все годы совместной жизни — Алёша.

Алёша был очень разносторонним человеком. Мы познакомились в магистратуре на занятиях по философии. Уже тогда он интересовался не только физикой, но и другими науками – даже гуманитарными. Он считал, что все в мире взаимосвязано, и неправильно становиться «узким специалистом». Его интересовали знания сами по себе, а не как способ достичь успеха в карьере. Алёша поражал меня своей образованностью: казалось, что он знает все. Несмотря на это, он был скромным, и общаться с ним было легко и приятно. И как-то так, под шутки и обсуждение философии Фихте, «я — не я» превратилось в «мы».

Алёша был необыкновенно веселым и радостным. Даже на серьезных конференциях он старался разрядить обстановку, сделать жизнь ярче и необычнее – например, однажды пришёл на свой стендовый доклад с собакой на руках, утверждая, что она внесла существенный вклад в работу. Он считал, что излишняя серьезность вредит творческой мысли, а без творческой мысли не может быть никакой науки.

Все, за что бы он ни брался, у него блестяще получалось. Алёша занимался в основном теоретическими исследованиями, но тем не менее отлично мастерил руками и был на «ты» с техникой. Если в лаборатории ломался сложный прибор или компьютер и казалось, что это насовсем, приходил Алёша и «чудесным образом» все начинало работать. Это проявлялось и в домашних делах: его не пугали ни ремонт насоса, ни прививка яблони, ни даже сварка труб.

Ему нравилось, чтобы всё в быту было уютно и красиво. А ещё он любил восстанавливать старые вещи, давать им «вторую жизнь».

Жаль, что он ушел так рано и не успел воплотить все свои замыслы. Нам будет всегда его не хватать.

Р. С. Еще на первых СПФКС Алёша высказывал гипотезу, что ребенка не нужно воспитывать, его нужно просто любить, показывать пример делами, и тогда из него вырастет хороший человек. Эта гипотеза другими участниками, мягко говоря, осуждалась, говорили «посмотрим-посмотрим» — Прошло много лет, он растил сына в соответствии со своими убеждениями. Был ли он прав? Я считаю, что да.

\*\*\*



Серёжа, Алексей и Оля Хейфецы.

Папа невероятно любил меня и был лучшим отцом, которого только можно представить. Он проводил со мной очень много времени, но никогда не ругал и не «поучал» — вместо этого он только мягко направлял меня в нужную сторону и поддерживал, не давая сбиться с пути. Думаю, именно благодаря этому он стал для меня не только отцом, но и лучшим другом. Ни с кем больше мне не было так интересно, как было с ним. И никто больше не понимал меня так, как понимал он. Мы вместе катались на велосипедах, гуляли по лесу, читали книги, смеялись и обсуждали всё подряд от математики до психологии. Его главным желанием в моём воспитании было показать мне мир и научить смотреть на него под разными углами. Надеюсь, что результатом он был доволен.

На протяжении всей жизни я хотел стать таким, как он — старался перенять его характер, стремления и взгляды на мир. Папа был и остаётся моим идеалом — самым умным и светлым человеком из всех, кого я только знал.

*Оля и Серёжа Хейфецы*

# АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОТЧЕТ О XXII ВСЕРОССИЙСКОЙ ШКОЛЕ-СЕМИНАРЕ ПО ПРОБЛЕМАМ ФИЗИКИ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА ПАМЯТИ М.И. КУРКИНА

## 1. Общая статистическая информация

Школа-семинар СПФКС-22 проводилась в формате научной конференции с элементами образовательной направленности. Большинство участников СПФКС-22 составили молодые сотрудники, студенты и аспиранты институтов РАН и высших учебных заведений России. С целью повышения квалификации, расширения кругозора молодых специалистов, а также привлечения молодых ученых к исследованиям по актуальным научным тематикам были организованы лекции, посвященные широкому спектру проблем фундаментального, технологического и прикладного характера. В качестве лекторов (приглашенных докладчиков) выступили ведущие ученые РАН, университетов и институтов Москвы, Черноголовки, Санкт-Петербурга, Екатеринбурга, Махачкалы. Общее количество зарегистрированных участников школы-семинара составило 250 человек, в том числе 8 иностранных участников из Египта, Азербайджана, Таджикистана, Узбекистана, Казахстана. Состав участников: 3 академика РАН, 4 член-корреспондента РАН, 15 докторов наук, 81 кандидат наук, 147 участников без степени. В 2022 г. в сборник тезисов вошло 203 тезиса докладов. Всего в ходе проведения школы-семинара было сделано 220 докладов, из них: лекций (приглашенных докладов и круглых столов) — 25, устных докладов (кратких сообщений) — 91, стендовых докладов — 78. В СПФКС-22 приняли участие докладчики из 19 городов РФ, представляющие 60 научных и образовательных учреждений.

Использование оргкомитетом электронной системы онлайн регистрации и обработки заявок на участие в конференции позволяет существенно улучшить процессы учета и обработки статистических данных. Результаты обработки этой информации можно сопоставлять с данными за предыдущие годы, прослеживая временную динамику различных показателей (см. таблицы 1 – 4, все цифры приведены согласно фактической программе конференции и сборнику тезисов докладов). Дополнительная информация, включающая научную программу, а также видеозаписи лекций и фотоархивы СПФКС-22 и предыдущих конференций, размещена в сети Интернет по адресу <https://spfks.imp.uran.ru>.

Как следует из вышеприведенных данных, большая часть участников конференции является молодыми учеными. В ходе конференции были проведены конкурсы студенческих и аспирантских докладов, победители конкурса награждены дипломами СПФКС-22, а его результаты выложены на сайте школы-семинара. Как количественное, так и процентное соотношение лекций, устных и стендовых докладов за последние несколько лет меняется незначительно, что объясняется стабильным форматом мероприятия и общим временем сессий.

Благодаря многолетнему плодотворному взаимодействию оргкомитета с администрацией ИФМ УрО РАН и Уральского федерального университета (включая дополнительную финансовую поддержку), учащиеся и сотрудники этих организаций в 2022 г. составляли 47.3% от общего количества докладчиков. Процентный состав участников из других регионов России в 2022 составил 39%. Таким образом, оргкомитетом созданы условия для развития межрегионального и международного научного сотрудничества, а молодые российские ученые имеют возможности для обмена результатами исследований.

Таблица 1. Категории докладов.

Год	Всего	Лекции	Устные	Стендовые	Заочные
2007	77	19 (25%)	39 (51%)	19 (25%)	н/д
2008	176	19 (10.8%)	73 (41.5%)	49 (27.8%)	35 (19.9%)
2009	244	27 (11.1%)	83 (34.0%)	119 (48.8%)	15 (6.1%)
2010	206	24 (11.7%)	63 (30.6%)	95 (46.1%)	24 (11.7%)
2011	155	19 (12%)	46 (29.3%)	55 (35%)	35 (22.3%)
2012	231	27 (11.7%)	73 (31.6%)	86 (37.2%)	42 (18.2%)
2013	273	27 (10%)	78 (28.6%)	106 (38.8%)	62 (22.7%)
2014	223	20 (9%)	76 (33%)	59 (26%)	68 (30.0%)
2015	203	23 (11%)	60 (29%)	55 (27%)	65 (32.0%)
2016	240	26 (10%)	71 (29%)	87 (36%)	56 (23.0%)
2017	224	27 (12%)	89 (40%)	91 (41%)	17 (7.0%)
2018	210	29 (14%)	108 (51%)	73 (35%)	0
2019	230	30 (13%)	102 (44%)	98 (43%)	0
2021	293	32 (11%)	94 (32.1%)	110 (37.5%)	57 (19.4%)
2022	220	25 (11.3%)	91 (41.4%)	78 (35.5%)	26 (11.8%)

Таблица 2. Персональный состав докладчиков.

Год	Члены РАН	Доктора наук	Кандидаты наук	Аспиранты и уч. без степени*	Студенты
2007	3 (4%)	5 (6%)	22 (29%)	34 (44%)	13 (17%)
2008	3 (1.7%)	5 (2.8%)	35 (19.9%)	85 (48.3%)	48 (27.3%)
2009	3 (1.2%)	8 (3.3%)	41 (16.8%)	88 (36.1%)	82 (33.6%)
2010	3 (1.5%)	12 (5.8%)	31 (15%)	119 (58%)	40 (19.4%)
2011	2 (1.3%)	11 (7%)	25 (16%)	85 (54%)	32 (20.4%)
2012	4 (1.7%)	17 (7.4%)	51 (22.1%)	117 (50.6%)	43 (18.6%)
2013	2 (1%)	14 (5.1%)	72 (26.4%)	135 (49.5%)	52 (19%)
2014	3 (1.3%)	16 (7%)	56 (24.5%)	120 (52.4%)	37 (16.2%)
2015	2 (1%)	17 (8%)	42 (20%)	88 (43%)	55 (27%)
2016	4 (1.7%)	16 (6.7%)	62 (25.8%)	103 (43%)	55 (22.8%)
2017	1 (0.5%)	13 (5.8%)	61 (27%)	95 (42%)	54 (24%)
2018	3 (1.4%)	19 (9%)	82 (39%)	63 (30%)	43 (20.5%)
2019	7 (3%)	20 (8.7%)	66 (28.7%)	99 (43%)	41 (17.8%)
2021	1 (0.3%)	23 (7.9%)	84 (28.7%)	129 (44%)	56 (19.1%)
2022	7 (3.2%)	19 (8.6%)	81 (36.8%)	66 (30%)	47 (21.4%)

\* Колонка с обозначением «Аспиранты и уч. без степени» включает в себя всех докладчиков, не вошедших в другие колонки.

## 2. Анализ тематики научной программы конференции

Научная программа СПФКС-22 включала следующие разделы: Магнитные явления, Фазовые переходы и критические явления, Проводимость и транспортные явления, Оптика и спектроскопия, Резонансные явления, Структурные и механические свойства твёрдых тел, Неразрушающий контроль, Теплофизика, Электрофизика, Наноматериалы, Биофизика, Теоретическая физика, Сверхпроводимость и физика низких температур.

Таблица 3. Географический состав докладчиков (2021 г.) и участников (2007–2019 гг.) (организации, страны, города).

Год	ИФМ	ИТФ	ИЭФ	УрФУ	Россия*	Ин. уч.**	Екатеринбург
2007	33 (43%)	6 (8%)	н/д	25 (32%)	8 (10%)	н/д	69 (90%)
2008	41 (23%)	12 (7%)	н/д	31 (18%)	70 (40%)	4 (2.3%)	94 (53.4%)
2009	59 (24%)	15 (6%)	12 (5%)	53 (22%)	78 (32%)	3 (1.2%)	150 (61%)
2010	52 (25%)	14 (7%)	8 (4%)	51 (25%)	76 (37%)	3 (1.5%)	127 (61%)
2011	51 (32%)	11 (7%)	3 (2%)	39 (25%)	50 (32%)	2 (1.3%)	105 (67%)
2012	71 (31%)	15 (7%)	8 (3.5%)	41 (18%)	86 (37%)	2 (0.9%)	144 (62%)
2013	67 (25%)	12 (5%)	8 (3%)	73 (27%)	99 (36%)	4 (1.5%)	173 (61%)
2014	60 (26%)	11 (5%)	15 (7%)	50 (22%)	84 (37%)	7 (3%)	145 (63%)
2015	56 (27%)	13 (6%)	12 (6%)	72 (35%)	49 (24%)	2 (1%)	155 (75%)
2016	54 (22%)	14 (6%)	16 (7%)	84 (35%)	67 (28%)	3 (1.2%)	176 (72%)
2017	63 (20%)	15 (5%)	12 (4%)	76 (24%)	94 (31%)	16 (5%)	202 (64%)
2018	77 (28%)	16 (6%)	12 (4%)	62 (23%)	90 (33%)	8 (3%)	185 (67%)
2019	88 (30%)	20 (7%)	14 (5%)	62 (21%)	101 (34%)	1 (0.5%)	196 (66%)
2021	46 (15.7%)	20 (6.8%)	3 (1%)	53 (18%)	155 (53%)	6 (2%)	132 (45%)
2022	62 (28.2%)	10 (4.5%)	8 (3.6%)	42 (19.1%)	86 (39%)	8 (3.6%)	126 (57.2%)

\* Колонка «Россия» в таблице 3 не включает участников из Екатеринбурга.

\*\* В колонку с обозначением «Ин. уч.» включены зарегистрированные участники из других стран.

В научной программе представлен широкий спектр основных проблем современной физики конденсированного состояния вещества. Отметим, что на семинаре существует традиция приглашать нескольких докладчиков из смежных областей физики, представителей различных высокотехнологичных отраслей промышленности, а также биологии или медицины. Такая политика способствует расширению кругозора молодых специалистов и представляется полезной в плане развития междисциплинарного научного сотрудничества. Распределение тематики докладов по секциям приведено в таблице 4:

Таблица 4. Распределение тематики докладов по секциям за последние 4 года.

Секция / Год	2017	2018	2019	2021	2022
Магнитные явления	39 (16,6%)	48 (21.7%)	46 (20%)	84(28.6%)	43 (19.5%)
Фазовые переходы и крит. явления	20 (9%)	27 (12.2%)	31 (13.5%)	44(15%)	33 (15%)
Проводимость и ТЯ	12 (5.4%)	16 (7.2%)	26 (11.3%)	12(4%)	16 (7.3%)
Оптика и спектроскопия	23 (10.3%)	11 (4.9%)	9 (3.9%)	35 (12%)	20 (9.1%)
Резонансные явления	8 (3.6%)	6 (2.7%)	3 (1.3%)	2(0.7%)	2 (0.9%)
Структурные и механические св-ва	29 (13%)	22 (10%)	29 (12.6%)	35(12%)	23 (10.5%)
Неразрушающий контроль	5 (2.2%)	3 (1.4%)	7 (3%)	4(1.4%)	5 (2.3%)
Теплофизика	14 (6.3%)	21 (9.5%)	22 (9.7%)	14(4.8%)	12 (5.5%)
Электрофизика	6 (2.8%)	9 (4.1%)	6 (2.6%)	5(1.7%)	6 (2.7%)
Наноматериалы	37 (16.5%)	13 (5.8%)	13 (5.7%)	27(9.2%)	22 (10%)
Биофизика	2 (0.9%)	9 (4.1%)	10 (4.3%)	4(1.4%)	10 (4.5%)
Теория КС	26 (11.6%)	16 (7.2%)	20 (8.7%)	23(7.8%)	17 (7.7%)
Сверхпроводимость и ФНТ	2 (0.9%)	10 (4.5%)	8 (3.5%)	4(1.4%)	7 (3.2%)

Как следует из таблицы 4, популярность секции «Магнитные явления» на СПФКС традиционно превосходит все остальные направления — 19,5% в 2022 г. Это близко к значениям:

20% от общего количества докладов в 2019 г. и 21,7% в 2018 г. Такой большой процент докладов в первую очередь связан с преобладанием данной тематики как в ИФМ УрО РАН, так и в других организациях уральского региона. Доклады в данной секции затрагивали фундаментальные основы магнетизма, а также касались прикладных аспектов.

Открытие XXII Всероссийской школы-семинара по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-22) памяти М.И. Куркина проходило 24 ноября 2022 года в Институте физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН. С приветственными словами выступили академики РАН Мушников Николай Варфоломеевич и Устинов Владимир Васильевич. Научную часть школы открыл гость из Санкт-Петербурга член-корреспондент РАН Тарасенко Сергей Анатольевич. В своей лекции «Спин-орбитальное расщепление в двумерных системах» Сергей Анатольевич представил краткий обзор физики спин-орбитального расщепления спектра двумерных систем на основе полупроводниковых квантовых ямы и явлений, связанных с ним. В докладе было показано, что в квантовых ямах, выращенных вдоль низкосимметричных кристаллографических направлений, таких как [013], существует дополнительный тип расщепления, который не сводится к расщеплению Рашба и Дрессельхауза. В широком диапазоне параметров этот вклад определяет линейное по  $k$  расщепление подзоны тяжелых дырок.

Второй приглашенный доклад на школе был в онлайн формате. Его сделал Кугель Климент Ильич. В своем докладе «Электронное фазовое расслоение и формирование наноструктур» Климент Ильич рассмотрел формирование фазовой неоднородности, возникающей при фазовых переходах первого рода между антиферромагнитным состоянием и состоянием с иным магнитным порядком, для металлических систем. Кроме того, был рассмотрен важный вопрос о форме областей, занимаемых фазами, исходя из баланса их энергии и дальнего действующего кулоновского взаимодействия. Было показано, что формирование наноструктур наиболее энергетически выгодно.

Вечернее и последующие заседания проходили уже на базе отдыха «Солнечный остров» вблизи г. Екатеринбурга. Заместитель директора Института металлургии УрО РАН, д.ф.-м.н. Рыльцев Роман Евгеньевич прочитал лекцию на тему «Структурная наследственность в металлургических расплавах». В докладе сообщалось о комплексном экспериментально-теоретическом подходе для задач предсказания свойств многокомпонентных сплавов с определенной структурой. Подход основан на концепции структурной наследственности, связывающей высокотемпературные (неупорядоченные) и низкотемпературные (упорядоченные или частично упорядоченные) фазы. Особое внимание было уделено новейшим подходам для теоретического анализа структурной наследственности, основанные на применении алгоритмов машинного обучения.

Доклад Елистратова Андрея Александровича (г. Москва) «Спиновая диаграммная техника в задачах аналогового квантового моделирования» был посвящен так называемой спиновой диаграммной технике, которую авторы впервые применили для анализа спинбозонной модели. Был рассчитан автокоррелятор продольных компонент спина, погруженного в бозонный резервуар. Другим примером успешного применения техники стал расчет S-матрицы, описывающей прохождение микроволновых фотонов через кубит, соединенный с открытым резонатором.

Доктор физ.-мат. наук Васин Михаил Геннадьевич (г. Москва) прочитал лекцию на тему «Стекольный переход как топологический фазовый переход в упругой среде». В ней говорилось о том, что переход в стекольную фазу в полной мере можно описать как фазовый переход в системе топологических дефектов, т.е. как топологический фазовый переход.

Доклад д.ф.-м.н. Щелкачева Николая Михайловича из г. Москва «Структурное исследование и машинное обучение для дизайна материалов: от исследования жидкостей до прогнозирования кристаллов» был посвящен прогрессивному подходу поиска новых материалов путем совместного использования реальных экспериментов и передовых методов многомасштабного первопринципного моделирования, основанных на использовании алгоритмов искусственного интеллекта. Было показано, что межчастичные потенциалы машинного обучения для многокомпонентных металлических сплавов, обученные только на неупорядоченных конфигурациях, могут точно описывать кристаллические структуры даже при низких температурах.

В пятницу 25 ноября 2022 года в первой половине дня проходила секция «Теплофизика». На секции было заслушано 10 устных докладов: одна лекция и девять 15–20-минутных сообщений. Доклады были представлены обучающимися в магистратуре и аспирантуре города Москвы, научными сотрудниками Института теплофизики УрО РАН города Екатеринбург. Приглашенный доклад на тему «Исследование уравнений состояния тугоплавких материалов при высоких температурах» представлен лектором из Объединенного института высоких температур РАН — Хищенко Константином Владимировичем, г. Москва.

Теоретиками для области высоких давлений и фазовых переходов представлены уравнения состояния и ударные адиабаты вольфрама и его сплавов. Результаты экспериментальных исследований участников заседания посвящены изучению вопроса интенсификации теплообмена в расслаивающихся водных растворах и в многокомпонентных системах, а также оценке поверхностного натяжения двухкомпонентных криогенных растворов. На секции затронуты вопросы изучения кинетики вскипания перегретого *n*-пентана посредством скоростной видеосъемки, представлены результаты проектирования и изготовления интерферометра Фабри-Перо при импульсном лазерном нагреве твердых тел при низких температурах.

Во второй половине дня 25 ноября были заслушаны 1 приглашенный и 7 устных докладов. С приглашенным докладом выступил гость из Москвы, д.ф.-м.н. Кунцевич Александр Юрьевич. В своем докладе «Разнообразие эффектов Холла» Александр Юрьевич сделал обзор различных вариантов эффекта Холла и рассмотрел несколько недавно обнаруженных явлений: нелинейный, долинный и планарный эффекты Холла в топологически нетривиальных материалах.

Устные доклады были посвящены термоэлектрическим свойствам сплавов Гейслера, сверхпроводниковым структурам, электронным свойствам монокристаллов  $\alpha$ - $\text{In}_2\text{Se}_3$ .

В субботу 26 ноября 2022 г. утром проходила секция, посвященная уральскому физику-теоретику Михаилу Ивановичу Куркину, жизнь которого оборвалась в начале года. Открыл секцию один из учеников Михаила Ивановича — Гудин Сергей Анатольевич. Он рассказал биографические подробности профессиональной деятельности Куркина М.И. Михаил Иванович стоял у истоков создания СПФКС, был одним из ее первых лекторов и участников.

Представитель ИФМ УрО РАН д.ф.-м.н. Михалев Константин Николаевич рассказал о роли М.И. Куркина в становлении и развитии ЯМР-спектроскопии на Урале. Гудин Сергей Анатольевич прочитал лекцию «Теория косвенных обменных взаимодействий в гетероструктурах Fe/Cr с эффектом гигантского магнитосопротивления», в которой рассказал о разработанной совместно с М.И. Куркиным теории, хорошо описывающей основные магнитные свойства в многослойных пленках железо/хром, обладающих эффектом гигантского магнитосопротивления.

К.ф.-м.н. Королев Александр Васильевич (г. Екатеринбург) прочитал лекцию «Кривая намагничивания и зонный ферромагнетизм», в которой четко разграничил области примене-

ния двух моделей, приведя множество практических примеров: модель эффективного (молекулярного) поля и модель зонного ферромагнетизма, основы которой заложил Эдмунд Стонер.

К.ф.-м.н. Климент Ильи Кугель (г. Москва) рассказал о Михаиле Ивановиче Куркине и общих проблемах антиферромагнетизма, а представитель ИФМ УрО РАН к.ф.-м.н. Евгений Владимирович Розенфельд — о некоторых обнаруженных Михаилом Ивановичем Куркиным закономерностях изменения намагниченности и восприимчивости вблизи температуры Кюри.

Представитель Института физики СО РАН (г. Красноярск) д.ф.-м.н. Овчинников Сергей Геннадьевич прочитал лекцию «Спиновые кроссоверы в магнитных материалах». В рамках обобщенного приближения Хаббард-I было вычислены энергии различных магнитных конфигураций, происходящих от различных узельных многоэлектронных состояний. Сравнение энергий фаз дало соответствующую границу для перехода первого рода. Результаты сравнивались также с результатами вычислений в рамках теории функционала плотности (DFT). Устные доклады касались тем диффузии в сплавах замещения (докладчик — Гапонцев А.В.) и использования гидростатического давления и одноосного сжатия для преодоления твердосемянности у солодки (докладчик — Беляев А.Ю.).

Вечером 26 ноября 2022 г. прошла стендовая секция, на которой были заслушаны доклады по биофизике, наноматериалам, неразрушающему контролю, структурным и механическим свойствам твердых тел, фазовым переходам и критическим явлениям.

В воскресенье 27 ноября 2022 г. рабочий день школы-семинара начался с устных докладов представителей ИФМ УрО РАН Шкварина А.С., Постникова М.С., Кузнецовой А.Ю., Сулова Е.А. о кристаллической и электронной структуре интеркалированных соединений  $\text{CuZnSe}$ ,  $\text{CuZrSe}$ ,  $\text{CuCrZrSe}$ ,  $\text{CrZrTiSe}$ . Аспирант из УрФУ (г. Екатеринбург) Носова Н.М. сообщила о спиновом состоянии железа и спиновых переходов в интеркалированных и замещенных слоистых соединениях  $\text{FeTaCh}$  и  $\text{FeTaCh}$  ( $\text{Ch}=\text{S}, \text{Se}$ ).

Лекцию на тему «Материалы с нецентросимметричными кристаллическими структурами на основе интеркалатов» прочитал представитель ИФМ УрО РАН д.ф.-м.н. Титов Александр Натанович. В лекции говорилось, что возможен синтез материалов с распределением интеркаланта по тетраэрически координированным халькогеном позициям (тетра-позициям). Такие позиции формируют две плоскости, смещённые относительно середины межслоевого пространства. Охлаждение приводит к упорядочению интеркаланта в одной из этих плоскостей. Таким образом, материалы с тетра-координацией интеркаланта формируют материалы с нецентросимметричной (НЦС) кристаллической структурой.

Программу первой половины рабочего дня 27 ноября 2022 г. завершал круглый стол представителя Института электрофизики УрО РАН (г. Екатеринбург) Павлова Никиты Сергеевича на тему «Космические и геологические причины изменения климата на планете Земля». В докладе были приведены факты об изменении температуры за длительные временные периоды и возможные факторы (не техногенные), которые определяют климат. Доклад вызвал живой интерес слушателей, поэтому возникла дискуссия.

Во второй половине дня 27 ноября 2022 г. были заслушаны молодежные устные доклады аспирантов Чикуновой Н.С. (г. Екатеринбург), Никифорова Г.А. (г. Казань) и студентов Ким А.В. (г. Томск) и Латыпова Т.И. (г. Ижевск).

Вечером 27 ноября 2022 г. проходила вторая стендовая секция, на которой были заслушаны доклады по следующим тематикам: магнитные явления, проводимость и транспортные явления, оптика и спектроскопия, сверхпроводимость и физика низких температур. По тематике «Теория конденсированного состояния» были заслушаны следующие доклады: о мо-

делировании в рамках метода молекулярной динамики плавления кристалла с ГЦК решеткой (Розанов Е.О.), о первопринципном моделировании сплавов Гейслера (Ерагер К.Р) и двухслойного графена (Каплун М.В.), о теории, объясняющей свойства квазилокальных колебательных мод в аморфных материалах (Бельтюков Я.М.), о дешевом, с вычислительной точки зрения, воспроизведения результатов функционала плотности в рамках классической модели с параметрами, определяемыми алгоритмами машинного обучения, на примере  $\text{SiO}_2$  (Балыкин И.А.), о энергетическом распределении ловушек в дозиметрических керамиках  $\text{Al}_2\text{O}_3$ - $\text{BeO}$  (Герасимов М.Ф.)

В понедельник утром 28 ноября 2022 г. заседание началось с устных докладов по магнитокалорическому эффекту (МКЭ) в различных соединениях. Доклады озвучили Говорина В.В., Мухучев А.А., Гамзатов А.Г., Абдулкадирова Н.З., Ханов Л.Н., Морозов Е.В., Самарин А.Н., Климовских И.И. Представительная делегация на этой секции была представлена докладчиками из Института физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН (г. Дагестан). С лекцией выступил еще один представитель этого института к.ф.-м.н. Алиев Ахмед Магомедович, в которой сообщалось о разработанной новой методике прямого измерения параметров, связанных с магнитокалорическим эффектом, в циклических магнитных полях, разработанных различных источниках циклических магнитных полей, а также полученных экспериментальных результатах при измерениях в слабых магнитных полях, при влиянии долговременного приложения циклического магнитного поля, влияния частоты магнитного поля на МКЭ. Также обсуждалась проблема определения причин деградации МКЭ при очень малых частотах изменения магнитного поля, когда масштаб времен сильно превосходит любые микроскопические времена, определяющие термодинамику системы. При этом такие частоты являются наиболее важными для практических приложений.

Представитель Института радиотехники и электроники РАН (г. Москва) к.ф.-м.н. Каманцев Александр Павлович прочитал лекцию на тему «Сверхпроводящие материалы для криомагнитного охлаждения и магнитолевитационного транспорта». В ней сообщалось о технологии криомагнитного охлаждения, которая сделает рентабельным эксплуатацию вакуумного магнитолевитационного транспорта, имеющего низкое энергопотребление, относительно дешевую инфраструктуру и позволяющего перевозить грузы с рабочей скоростью до 6500 км/ч и более, не нанося ущерб окружающей среде.

Вечернее заседание 28 ноября 2022 г. открывал представитель ИФМ УрО РАН к.ф.-м.н. Дружинин Анатолий Владимирович. Он прочитал лекцию на тему «Магнитоупорядоченное состояние твердых тел». Следом выступал представитель Всероссийского научно-исследовательского института автоматики имени Н.Л. Духова (г. Москва) Ремизов Сергей Валерьевич. Он прочитал лекцию «Кинетика параметрического усилителя бегущей волны: описание на основе диаграммной техники Швигера-Келдыша». В докладе была рассмотрена модель параметрического усилителя бегущей волны, который представляет из себя набор джозефсоновских переходов. Данная модель характеризуется эффективным одномерным бозонным гамильтонианом, состоящим из квадратичной части, соответствующей невзаимодействующим модам, и части, соответствующей взаимодействию между модами, которая, в свою очередь, в низшем порядке по нелинейности содержит слагаемые с четверками операторов.

Программу вечернего заседания завершали устные доклады Дрягиной А.Е., Найданова И.А., Мозговых С.Н., Быковой А.А., Богуславского Л.Г., Сулопаровой А.Е., Гермизиной А.А. По тематике «теория конденсированного состояния» были заслушаны следующие доклады, посвященные моделированию свойств твердых тел в рамках метода функционала плотности, следующих авторов: Мамонова М.В., Саносян А.А., Евсин Д.В., Матюнина М.В., Новокрещенов Д.В., Аникина Е.В.

Во вторник 29 ноября 2022 г. на утренней секции прозвучали доклады, посвященные оптике и спектроскопии: Беккер Т.Б., Суржикова Е.А., Гермова А.Ю., Кирякова А.Н., Сушниковой А.А., Яшиной Е.Г., Токко О.В.

Лекции прочитали представитель Петербургского института ядерной физики РАН (г. Санкт-Петербург) д.ф.-м.н. Григорьев Сергей Валентинович и представитель МГУ имени М.В. Ломоносова (г. Москва) профессор, д.ф.-м.н. Манцевич Владимир Николаевич. Сергей Валентинович Григорьев в своем докладе «Проект компактного источника нейтронов DARIA для исследований методами нейтронного рассеяния» рассказал о российской инициативе по разработке и созданию прототипа и сети компактных источников нейтронов для нужд нейтронного рассеяния. Были озвучены основные элементы источника: протонный ускоритель, мишенная сборка, инструменты нейтронного рассеяния.

Владимир Николаевич Манцевич в лекции «Запутанные состояния в связанных квантовых точках с кулоновскими корреляциями» рассказал об одном из интересных явлений в квантовой физике — запутанности. Речь шла о том, что в отличие от классических взаимодействующих подсистем, которые становятся независимыми друг от друга после отключения взаимодействия между ними, в квантово-запутанных подсистемах корреляции могут сохраняться даже после отключения взаимодействия. В докладе была проанализирована временная эволюция первоначально приготовленного запутанного состояния в системе коррелированных связанных квантовых точек. Продемонстрировано, что для различных начальных смешанных состояний степень запутанности не только демонстрирует немонотонное поведение, но и может значительно возрасти. Полученные результаты открывают возможность для контролируемого переключения системы между запутанным и чистыми состояниями в процессе релаксации.

Во второй половине рабочего дня 29 ноября 2022 г. было заслушано 3 устных и 2 приглашенных доклада. С устными сообщениями выступили Кадетова А.В., Пыжьянов Я.Я., Фещенко А.А.

Лекции прочитали представитель Института физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна (г. Черноголовка) д.ф.-м.н. Муравьев Вячеслав Михайлович и представитель Института органического синтеза им. академика И.Я. Постовского (г. Екатеринбург) к.х.н. Дёмин Александр Михайлович.

Вячеслав Михайлович Муравьев прочитал лекцию на тему «Плазмоники для систем терагерцовой электроники», в которой говорилось о последних достижениях мировой науки по исследованию плазменных возбуждений в полупроводниковых наноструктурах. Приводились примеры применения плазмоники для построения элементов терагерцовой электроники.

Александр Михайлович Дёмин прочитал лекцию «Современные нанокompозитные магнитные материалы для терапии и диагностики рака». Сообщалось о примерах синтеза нанокompозитных материалов на основе пористого  $\text{SiO}_2$  и магнитных наночастиц (МНЧ), характеризующихся высокой сорбционной ёмкостью в отношении противоопухолевых препаратов, наличием магнитных свойств и биосовместимостью.

В последний рабочий день проведения школы-семинара СПФКС 30 ноября 2022 г. была проведена секция по электрофизике, на которой участники доложили о создании модельных индукторных систем на основе образцов нанокompозита медь-ниобий, о диффузии сильных магнитных полей в данные образцы в рамках теории, и об экспериментальном поведении данных композитных материалов в условиях генерации сильных импульсных магнитных полей, а также об лазерно-индуцированной печати графена для приложений в элек-

тронике. Также прозвучал устный доклад Прудникова П.В. о компьютерном моделировании критических свойств сложных спиновых структур.

Лекции в этот день прочитали представители Института электрофизики УрО РАН (г. Екатеринбург) чл.-корр. РАН Некрасов Игорь Александрович и академик РАН Яландин Михаил Иванович, а также представитель Института металлургии УрО РАН (г. Екатеринбург) чл.-корр. РАН Заякин Олег Вадимович. Некрасов И.А. рассказал о диэлектрической проницаемости нанокompозитов металл-диэлектрик, Яландин М.И. — о релятивистских СВЧ-генераторах с потоками излучения высокой мощности в зоне взаимодействия и в свободном пространстве, Заякин О.В. — о фундаментальных основах создания новых ниобийсодержащих материалов для металлургии.

После лекций состоялось закрытие школы-семинара СПФКС-22, на котором выступили председатель оргкомитета Гудин Сергей Анатольевич и председатель программного комитета Сташков Алексей Николаевич. Были подведены итоги школы и проведено награждение аспирантов и студентов, чьи доклады были признаны лучшими экспертной комиссией из состава программного комитета школы-семинара.

По итогам проведения СПФКС-22 было принято решение о проведении следующей, двадцать третьей Всероссийской школы-семинара по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-23) в 2023 году.

*Отчёт составлен С.А. Гудиным, А.Н. Сташковым, С.В. Гудиной  
Д.В. Волосниковым, Н.С. Павловым*



# ЛЕКЦИИ



## БИОСОВМЕСТИМЫЕ СПЛАВЫ НА ОСНОВЕ НИКЕЛИДА ТИТАНА

С.Г. Аникеев\*, В.Э. Гюнтер, М.И. Кафтаранова, В.Н. Ходоренко, Н.В. Артюхова, С. Пахолкина,  
Е.А. Большевич

Томский государственный университет, Томск, Россия

\*e-mail: [anikeev\\_sergey@mail.ru](mailto:anikeev_sergey@mail.ru)

Биосовместимые материалы на основе никелида титана являются перспективными материалами благодаря тому, что обладают уникальной совокупностью свойств: памятью формы при изменении температуры, сверхэластичностью при температуре тела, коррозионной стойкостью в условиях длительной знакопеременной деформации, высокими параметрами проницаемости и смачиваемости. Используя различные технологии получения и обработки материалов на основе TiNi можно создавать широкий спектр монолитных и пористо-проницаемых материалов для медицины.

*Монолитные полуфабрикаты на основе TiNi.* Данный класс материалов характеризуется оптимальным сочетанием удельного веса, прочности и пластичности, износо- и циклостойкости, коррозионной стойкости и значительным сопротивлением усталости. Детальный анализ коррозионной стойкости, фармакодинамических и антимикробных свойств, особенностей дезинфекции и стерилизации, а также токсикология и канцерогенность определили соответствующий новый класс материалов с высоким уровнем медицинских, технических требований и спецификаций.

*Пористо-проницаемый материал на основе TiNi.* Пористые сплавы на основе никелида титана, получаемые методом самораспространяющегося высокотемпературного синтеза (СВС) и спекания, нашли применение благодаря хорошим функциональным свойствам и анатомическому соответствию структуры порового пространства биологическим тканям организма, а также простоте и высокой производительности метода получения.

*Тонкие нити TiNi, текстильные и волокнистые материалы на их основе.* Путем волочения проволоки на основе никелида титана получают тонкие сверхэластичные нити диаметром 30 – 60 мкм. Сверхтонкие нити обладают нанокристаллической структурой, что обеспечивает высокие прочностные и деформационные характеристики, что имеет особое значение для решения задач при реконструкции мягких тканей организма человека. Разработанный класс материалов активно используется в офтальмологии, челюстно-лицевой хирургии, онкологии.

*Композитные материалы на основе комбинации монолитных, пористых и текстильных материалов TiNi.* Полученные материалы объединяют достоинства монолитных и пористых материалов, применяются для направлений, где есть повышенные требования к деформационным и прочностным характеристикам устройств на основе TiNi. Пористо-монолитные конструкции на основе никелида титана активно используются в челюстно-лицевой хирургии, онкологии, стоматологии, где призваны решать сложнейшие медицинские задачи.

*Инструментарий на основе материалов TiNi.* Многие методы оперативного лечения основаны на применении нового класса созданных инструментов, имеющих высокий уровень таких свойств, как износостойкость, гибкость и эластичность режущей рабочей части инструмента, возможность изменения формы в соответствии с требованиями хирурга. Разработан хирургический, стоматологический инструментарий с изменяемой геометрией рабочей области.

Исследование выполнено при поддержке Программы развития Томского государственного университета (Приоритет-2030).

## К ВОПРОСУ О РАЗВИТИИ ПОНЯТИЯ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ

С.А. Гудин

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия  
e-mail: [gudin@imp.uran.ru](mailto:gudin@imp.uran.ru)

Уильям Томсон (лорд Кельвин) в 1856 – 1857 годах [1] обнаружил изменение сопротивления в железе и никеле при помещении их в сильное магнитное поле, так начались исследования эффекта магнитосопротивления. В течение следующих ста лет влияние магнитного поля на удельное сопротивление при комнатных температурах считалось слабым, т.к. сила Лоренца в сотни раз слабее сил Кулона. Соответственно, этот слабый эффект влияния магнитного поля на сопротивление практически и не изучался. В 1929 г. П. Л. Капица опубликовал данные по изменению проводимости в сильных магнитных полях до 30 Тл для 35 металлов [2] для диапазона температур от комнатной до 77 К.

Первое использование эффекта магнитосопротивления ( $MR$ ) — создание датчиков магнитного поля на основе изменения электросопротивления устройства при внесении его в магнитное поле, но ниша использования этого эффекта была узка, да и датчики появились не сразу. Так еще в 30-40х годах двадцатого века при возникновении крайней необходимости измерить величину магнитного поля использовали механические устройства, измеряющие угол поворота подпружиненной магнитной стрелки. Появление компьютеров кардинально изменило потребности промышленности в использовании эффекта магнитосопротивления. Без использования этого эффекта не может работать ни один жесткий диск (HDD) компьютера. Создание в девяностых годах XX века головок считывания для HDD на основе пермаллоевых тонких дисков, использовавших эффект анизотропного магнитосопротивления, позволило считывать информацию при изменении сопротивления порядка 2% при переходе головки считывания от одного домена к другому. Открытие в 1988 г. А. Фертом и П. Грюнбергом гигантского магнитосопротивления (GMR) привело как к бурному росту работ, исследующих MR, так и к созданию на основе эффекта GMR головки считывания с величиной эффекта магнитосопротивления от 6 до 12% (при комнатной температуре), что привело к увеличению плотности записи информации до 50 Гбит/дюйм<sup>2</sup>. Другим следствием открытия гигантского магнитосопротивления стало переоткрытие в допированных манганитах колоссального магнитосопротивления (CMR), превышающего по величине на несколько порядков GMR. CMR было переоткрыто, так как впервые в допированных манганитах сопротивление в магнитном поле было померено в 1954 году, но тогда на такую большую величину  $MR$  никто не обратил внимания и не понял неординарности открытия. Открытие эффекта колоссального магнитосопротивления с параметром  $MR(H) \gg 1$  стало вызовом для существующей электронной теории вещества. В цикле из 9 работ, данные которых можно посмотреть в [3-5] проведены теоретические исследования магниторезистивных свойств допированных манганитов в магнитных полях от 0 до 90 кОе и в диапазоне температур от 4 до 400 К, предложены механизмы проводимости, определяющие большую величину MR, разработан метод разделения вкладов в магнитосопротивление от нескольких механизмов проводимости

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ «Квант» № 122021000038-7.

1. W. Thomson, Proceedings of the Royal Society of London **8**, 546 (1857).
2. P. Kapitza, Proceedings of the Royal Society of London, Series A **123**, 292 (1929).
3. С.А. Гудин, Н.И. Солин ЖЭТФ, **157**, 648 (2020).
4. С.А. Гудин, ФТТ **63**, 1978 (2021).
5. А.Г. Гамзатов, С.А. Гудин, Т.Р. Арсланов и др., Письма в ЖЭТФ **115**, 218 (2022).

## СПИН-ФЛУКТУАЦИОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ

С.В. Демишев

Институт физики высоких давлений РАН им. Л. Ф. Верещагина, Москва, Троицк, Россия

Институт общей физики РАН, Москва, Россия

e-mail: [sergey\\_demishev@mail.ru](mailto:sergey_demishev@mail.ru)

Под спин-флуктуационным переходом (СФП) понимается изменение характеристик спиновых флуктуаций в магнетике под воздействием управляющих параметров (например, температуры или состава материала), не связанное непосредственно с образованием фаз с дальним магнитным порядком [1]. Поэтому СФП в большинстве случаев выходят за рамки стандартной теории фазовых превращений, для которой характерно рассмотрение флуктуаций как некоторого сопутствующего магнитному переходу явления. В докладе рассматривается современное состояние проблемы СФП с точки зрения теории и эксперимента, в том числе на примере спиральных магнетиков  $MnSi$  и  $Mn_{1-x}Fe_xSi$ , магнитных полупроводников  $Hg_{1-x}Mn_xTe$ , легированных компенсированных полупроводников  $Ge:As(Ga)$  и сильно коррелированного металла со скрытым порядком  $CeV_6$ . Рассмотрены основные методы исследования СФП (рассеяние нейтронов и электронный парамагнитный резонанс). Обсуждаются СФП в фазе спинового нематика, в изинговских неупорядоченных системах, в парамагнитных и магнитоупорядоченных фазах, квантовых критических системах, а также СФП, обусловленные изменением спиновой динамики. При обсуждении проблемы СФП используется спин-поляронная модель, которая объединяет кажущиеся на первый взгляд разнородными объекты исследования. Отмечается, что в настоящее время СФП изучены недостаточно подробно и дальнейшие исследования в этом направлении могут оказаться одной из точек роста в современной физике магнитных явлений.

1. С.В. Демишев, Спин-флуктуационные переходы. УФН, принята к публикации. DOI: [10.3367/UFNr.2023.05.039363](https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.05.039363)

## НАНОРАЗМЕРНЫЕ ПРЕПАРАТЫ ДЛЯ ТЕРАПИИ И ДИАГНОСТИКИ РАКА, ОДОБРЕННЫЕ ДЛЯ КЛИНИЧЕСКОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ: СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ

А.М. Дёмин

Институт органического синтеза им. И.Я. Постовского УрО РАН, Екатеринбург, Россия

e-mail: [demin@ios.uran.ru](mailto:demin@ios.uran.ru)

Несмотря на широкий спектр препаратов и методов лечения, согласно Всемирной организации здравоохранения (WHO) (World Health Organization) онкологические заболевания занимают либо первое, либо второе место в причинах смерти пациентов после заболеваний сердечно-сосудистой системы. Поэтому в настоящее время огромное внимание уделяется как повышению эффективности и понижению острой токсичности известных противоопухолевых препаратов, так и созданию альтернативных терапевтических и диагностических средств, в том числе, на основе различных наноматериалов. В данных целях разрабатываются материалы на основе полимерных/биополимерных наночастиц, в том числе, и мицелл, магнитных наночастиц (МНЧ), наночастиц (НЧ) на основе  $\text{SiO}_2$ , благородных металлов (золота, серебра), квантовых точек, углеродных НЧ и др., обладающих уникальными свойствами, которые позволяют реализовать специфические методы диагностики или лечения рака [1,2].

В докладе рассмотрены принципы создания современных наноразмерных материалов для терапии и диагностики рака, одобренных для клинического использования в мировой практике.

Среди средств для терапии рака рассмотрены препараты, содержащие известные противоопухолевые лекарственные средства: Doxil/Caelyx, Myocet, Abraxane, Nanoxel, Genexol PM, Nanoxel M, Lipusu, Mepact, Onivyde, Vyxeos, Apealea, Liporaxel и др.

Среди диагностических средств рассмотрен ряд препаратов на основе МНЧ с биосовместимой оболочкой (декстран,  $\text{SiO}_2$  и т.д.), которые уже проходили клинические испытания или даже получали разрешение для применения в клинике (например, в Food and Drug Administration (FDA), US или в European medicines agency (EMA), EU). Среди них наибольшую известность получили Feridex IV/Feridex/Endorem, Sinerem/Combidx, Resovist, Clariscan, Magtrace/Sienna+, NanoTherm [3]. Несмотря на это, лишь немногие используются в настоящее время. В большинстве случаев производство одобренных для MRI препаратов было прекращено или клинические испытания были приостановлены, что зачастую было обусловлено их недостаточной специфичностью накопления в целевых тканях или по коммерческим причинам. Поэтому в настоящее время для повышения эффективности терапевтических и диагностических препаратов НЧ используют ряд подходов, заключающихся, например, в создании новых наноматериалов с контролируемым способом высвобождения лекарственных препаратов (переменным магнитным полем, лазером, pH среды и т.д.), в том числе, содержащих векторные молекулы, повышающие специфичность накопления препаратов в опухолях [4-6].

Работа выполнена в рамках темы государственного задания на 2023 год (AAAA-A19-119011790130-3).

1. S. Wang *et al.*, *Nano Today* **45**, 101512 (2022).
2. Kritika *et al.*, *Mater. Adv.* **3**, 7425 (2022).
3. D.D. Stueber *et al.*, *Pharmaceutics* **13**, 943 (2021).
4. A. Pusta *et al.*, *Pharmaceutics* **15**, 1872 (2023).
5. A.G. Pershina *et al.*, *Colloids and Surf. B* **221**, 112981 (2023).
6. A.M. Demin *et al.*, *Int. J. Mol. Sci.* **23**, 9093 (2022).

---

## ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ. МЕТОДЫ ИХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ. ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

И.К. Камилов

Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия  
e-mail: [ik.kamilov@mail.ru](mailto:ik.kamilov@mail.ru)

К фундаментальным характеристикам ферромагнетиков в первую очередь относятся такие их параметры как самопроизвольная намагниченность ( $M_s$ ) и температура Кюри ( $T_C$ ). До сих пор нет абсолютно точных методов их определения. Попытки их нахождения или их оценки продолжаются до сих пор. Они важны для всей физики магнитных явлений, в том числе и физики магнитных фазовых переходов и критических явлений.

Важнейшими параметрами для установления особенностей физических величин в окрестности точки фазовых переходов второго рода являются критические индексы и критические амплитуды.

Теория предсказывает, в частности, что вблизи  $T_C$  самопроизвольная намагниченность изменяется по степенному закону, т.е.  $M_s = B\varepsilon^\beta$ , где  $B$  — критическая амплитуда,  $\varepsilon$  — приведенная температура,  $\varepsilon = (T_C - T)/T_C$ ,  $\beta$  — критический индекс. Поведение многочисленных физических параметров, таких как магнитная восприимчивость, теплоемкость, критическая изотерма, скорость и поглощение звука, описываются соответствующими статическими и динамическими критическими индексами. Знание их необходимо для оценки магнитных критических индексов, используемых для проверки магнитных уравнений состояния, полученных в рамках скейлинговой РГ-теории,  $\varepsilon$  — разложения и принципа универсальности и т.д.

Предлагаемый обзорный доклад посвящен последовательному изложению теоретических и экспериментальных методов оценки самопроизвольной намагниченности и температуры фазового перехода второго рода в ферромагнетиках в основном для начинающих исследователей магнитных свойств ферромагнетиков.

## ТУРБУЛЕНТНОСТЬ И ЕЕ ВИДЫ

Е.А. Кочурин

Институт электрофизики Уральского отделения РАН, Екатеринбург, Россия  
Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия  
e-mail: [kochurin@iep.uran.ru](mailto:kochurin@iep.uran.ru)

Современная физика нелинейных явлений разделяет турбулентное движение на два типа. Первый тип носит название слабой или волновой турбулентности. Такая турбулентность может возникать в системах с малым параметром, например, при распространении волн малой амплитуды на поверхности жидкости. Физическая теория, описывающая статистический характер взаимодействия таких слабонелинейных волн была разработана в работах ак. Захарова и соавторов [1]. Захаровым были найдены точные решения для функции распределения квазичастиц-волн в виде стационарных степенных функций в импульсном пространстве. Такие решения получили название спектров Колмогорова-Захарова по аналогии со спектром классической вихревой турбулентности (знаменитый закон  $-5/3$  или спектр Колмогорова-Обухова). Спектры слабой турбулентности описывают стационарный переход энергии в малые масштабы в результате взаимодействия нелинейных волн. Важнейшим достижением теории слабой турбулентности оказалось то, что она может аналитически предсказывать показатели спектров турбулентности в произвольных нелинейных волновых системах. Так, хорошо известно, что слабая турбулентность может наблюдаться при распространении звуковых волн, поверхностных гравитационных и капиллярных волн, нелинейных волн в оптике, а также нелинейных магнитогидродинамических волн в лаборатории и космосе [2]. К настоящему моменту времени спектры слабой турбулентности с высокой точностью подтверждены экспериментально для волн на поверхности жидкости.

Второй тип турбулентности возникает в ситуации, когда малый параметр в системе отсутствует, и поведение системы является сильнонелинейным. Теория сильной турбулентности впервые предложена в работе Кадомцева и Петвиашвили [3]. Согласно этой теории сложное турбулентное состояние представляется в виде ансамбля сильнонелинейных ударных волн. Спектр сильной турбулентности реализуется, к примеру, для акустической турбулентности газодинамических ударных волн. К сильной турбулентности также относят классическую вихревую турбулентность, описываемую спектром Колмогорова-Обухова, так как для уравнения Навье-Стокса в общем случае отсутствует малый параметр, по отношению к которому можно применять теорию возмущений.

Таким образом, в настоящий момент времени существуют два подхода к статистическому описанию сложного нелинейного волнового движения. Стоит отметить, что области применимости этих теорий сильно отличаются. В общем случае промежуточного уровня нелинейности разделить турбулентность на слабую или сильную не удастся. Объединение этих теорий — большой вызов для современной физики нелинейных явлений.

1. V. E. Zakharov, N. N. Filonenko *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **4**, 506, (1967).
2. V. Zakharov, G. Falkovitch, V. S. Lvov, *Kolmogorov Spectra of Turbulence I: Wave Turbulence*, 1992.
3. Б.Б. Кадомцев, В.И. Петвиашвили, *ДАН СССР* **208**, 794 (1973).

## БАБОЧКА ХОФШТАДТЕРА: ФРАКТАЛЬНАЯ СТРУКТУРА УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ БЛОХОВСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ, ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ ПЛОСКОСТИ ДВУМЕРНОЙ РЕШЕТКИ

И.А. Ларионов

Казанский (Приволжский) Федеральный Университет, Казань, Россия

e-mail: [larionov.MRSLab@mail.ru](mailto:larionov.MRSLab@mail.ru)

Бабочка Хофштадтера — фрактальная структура уровней энергии блоховских электронов в магнитном поле, перпендикулярном плоскости двумерной (2D) (изначально квадратной) решетки как функция доли магнитного потока через элементарную ячейку, была открыта Дугласом Хофштадтером в 1976 году [1]. Значения допустимых уровней энергии электрона на двумерной решётке как функции магнитного поля образуют структуру, ныне известную как фрактал и является одной из немногих реализаций фракталов в физике. Примечательно, что термин «фрактал» был введен Бенуа Мандельбротом в то же самое время [2,3]. Воздействие перпендикулярного магнитного поля на периодический электростатический потенциал приводит к самоподобному, рекуррентному, энергетическому спектру уровней Ландау 2D электронов, напоминающему бабочку. Математическое описание спектра было разработано М.Я. Азбелем в 1964 году [4] на основе цепных дробей.

Экспериментально наблюдать бабочку Хофштадтера довольно сложно. Щели фрактального спектра велики, когда магнитный поток сравним с квантовым потоком, другими словами, магнитная длина  $l_B = (\hbar c / e B)^{1/2}$  того же порядка, что и период электростатического потенциала Блоха. Для реального кристалла такой период есть постоянная решетки, которая имеет порядок величины менее нанометра и для которой, следовательно, требуются чрезвычайно большие магнитные поля свыше 1000 Тл, что экспериментально в лабораторных условиях недостижимо. В 1990-х годах были получены электростатические потенциалы с намного большими периодами, чем постоянная решетки, порядка 100 нм, путем изготовления плоских литографически сформированных сверхрешеток для двумерного электронного газа в гетероструктурах GaAs/AlGaAs [5,6], в которых наблюдались признаки спектра Хофштадтера при транспортных измерениях.

Фрактальный спектр Хофштадтера был также наглядно реализован в микроволновом волноводе с периодическим расположением рассеивателей [7]. В этой фотонной системе матрица пропускания имитирует гамильтониан блоховских электронов в магнитном поле и также приводит к уравнению Харпера и фрактальной бабочке Хофштадтера. О подобной реализации гамильтониана также сообщалось в оптических решетках с ультрахолодными атомами [8] и в сверхпроводящих кубитах [9]. Фрактальные спектры Хофштадтера можно наблюдать также и в гексагональной решетке, что было реализовано в гетероструктуре графен на гексагональной решётке бор-азот (hBN: graphene/hexagonal boron nitride (hBN) heterostructure) [10,11], при измерении (магнето-)сопротивления и емкости.

1. D.R. Hofstadter, Phys. Rev. B **14**, 2239 (1976).
2. B. Mandelbrot, Les objets fractals: forme, hasard et dimension, NBS (1975).
3. Benoît Mandelbrot, Fractals: Form, Chance and Dimension, W.H. Freeman and Co. (1977).
4. М.Я. Азбель, ЖЭТФ **46**, 929 (1964).
5. T. Schlosser, K. Ensslin, J.P. Kotthaus and M. Holland, Europhys. Lett. **33**, 683 (1996).
6. C. Albrecht *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 147 (2001).
7. U. Kuhl and H.-J. Stöckmann, Phys. Rev. Lett. **80**, 3232 (1998).
8. M. Aidelsburger *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111**, 185301 (2013).
9. P. Roushan *et al.*, Science **358**, 1175 (2017).
10. C. R. Dean *et al.*, Nature **497**, 598 (2013); B. Hunt *et al.*, Science **340**, 1427 (2013).
11. L.A. Ponomarenko *et al.*, Nature **497**, 594 (2013).

## ИНДУЦИРОВАННАЯ ТОКОМ СПИНОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ В КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ

В.Н. Манцевич<sup>1\*</sup>, Д.С. Смирнов<sup>2</sup><sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия<sup>2</sup>ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия\*e-mail: [vmantsev@gmail.com](mailto:vmantsev@gmail.com)

Полупроводниковые квантовые точки являются перспективными объектами для масштабирования квантовой обработки информации с использованием локализованных спинов в качестве кубитов. Одним из способов создать спиновую поляризацию является неравновесное протекание тока, приводящее к нарушению симметрии временной инверсии [1]. Однако, как правило, степень индуцированной током спиновой поляризации невелика. Это связано со слабостью спин-орбитального взаимодействия и малой величиной соотношения скорости дрейфа и скорости Ферми. Нами продемонстрировано, что спиновая поляризация может резко возрасти при низких температурах из-за эффекта Кондо [2].

В качестве модельного объекта рассмотрена квантовая точка, расположенная рядом с квантовым проводом. Между квантовой точкой и квантовым проводом возможно спин-зависимое туннелирование электронов. Ранее нами была продемонстрирована возможность создавать в такой системе спиновую поляризацию в квантовой точке за счет протекания электрического тока по квантовому проводу [3]. В данной работе методом неравновесных функций Грина, показано, что многочастичные корреляции между квантовой точкой и квантовым проводом могут увеличить спиновую поляризацию в квантовой точке при низких температурах почти на два порядка [2]. Увеличение спиновой поляризации связано с образованием пика Кондо в плотности состояний и спиновой нестабильностью из-за сильного кулоновского взаимодействия. Предложенный эффект может быть реализован в современных наноструктурах с двумерным электронным или дырочным газом [4] и использоваться для эффективного манипулирования локализованными электронными спинами в квантовых точках.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №23-72-10008.

1. Е. Л. Ивченко и Г. Е. Пикус, Письма в ЖЭТФ **27**, 640 (1978).
2. V. N. Mantsevich and D.S. Smirnov, Phys. Rev. B **108**, 035409 (2023).
3. V. N. Mantsevich and D.S. Smirnov, Nanoscale Horiz. **7**, 752 (2022).
4. L. W. Smith *et al.*, Phys. Rev. Lett. **128**, 027701 (2022).

## ФОРМИРОВАНИЕ НОВЫХ СТАБИЛЬНЫХ И МЕТАСТАБИЛЬНЫХ ФАЗ В СПЛАВАХ АЛЮМИНИЯ ПРИ ТЕРМИЧЕСКИХ И БАРИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

С.Г. Меньшикова<sup>1\*</sup>, Н.М. Щелкачев<sup>2</sup>, А.К. Аржников<sup>1</sup>, А.С. Данилова<sup>1</sup>, В.В. Бражкин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН, Ижевск, Россия

<sup>2</sup>Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Москва, Троицк, Россия

\*e-mail: [svetmensch@udman.ru](mailto:svetmensch@udman.ru)

Получение материалов с заданными структурой и свойствами при известных термодинамических параметрах (температуре, давлении, химическом составе) является одной из основных и наиболее актуальных задач физики и химии конденсированного состояния. Для относительно простых соединений, состоящих из небольшого числа компонент, эта задача более-менее успешно решается как компьютерным моделированием, так и экспериментально. В работе исследуются как простые бинарные сплавы, так и относительно сложные многокомпонентные аморфно-нано-кристаллические композиты на основе алюминия системы Al-ПМ-РЗМ (ПМ-переходный металл, РЗМ-редкоземельный металл) (с тремя, четырьмя и пятью компонентами), пятикомпонентные высокоэнтропийные сплавы Al-ПМ. Сплавы имеют перспективы практического применения как конструкционные материалы, также могут рассматриваться в качестве защитных покрытий. Для таких сложных систем решение вопроса о получении материалов с заданными структурой и свойствами требует новых нестандартных методов и подходов.

Решается задача предсказания фазового состава, доли аморфных, кристаллических и нанокристаллических фаз и их морфологических особенностей, в зависимости от условий получения. Сочетание различных экстремальных воздействий: быстрое охлаждение из расплава, высокие давления и температуры, используемых в работе, позволяют расширить область метастабильных состояний, получить новые соединения, новые модификации известных соединений. Особое внимание уделено установлению закономерностей между исходной структурой расплава и образованием фаз со сложной кристаллической структурой (фаз Лавеса и т.п.) при данных экстремальных воздействиях на расплав.

Объединены экспериментальные, теоретические расчеты и компьютерное моделирование структуры и свойств сплавов в жидком и твердом состояниях. Эксперимент включает в себя следующие методы: рентгеноструктурный анализ, высокоразрешающая электронная микроскопия, дифференциальная сканирующая калориметрия и др. Задействованы сравнительно новые методы компьютерного моделирования, основанные на сочетании первопринципных методов функционала плотности и машинного обучения. Массивы данных по структуре и термодинамическим параметрам, полученные в эксперименте и первопринципном моделировании, используются для обучения нейросетей, с помощью которых предсказываются наиболее оптимальные параметры соединений. Кроме того, машинное обучение используется для формирования потенциалов межатомного взаимодействия для классических атомистических расчетов. Это позволяет эффективно моделировать структуры в широком диапазоне параметров с *ab-initio* точностью, и даже на несколько порядков быстрее *ab-initio*.

Для ряда сплавов системы Al-ПМ-РЗМ определены закономерности процессов структурообразования, механизмов и кинетики структурно-фазовых превращений при вышеуказанных экстремальных воздействиях, получены данные о структурном и химическом ближнем порядке в расплавах, а также экспериментальные данные о процессах затвердевания этих расплавов и структурообразованию в сплавах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №22-22-00674.

## РЕЗОНАНСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫХ СИСТЕМ И НАНОСТРУКТУР

К.Н. Михалёв

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия  
e-mail: [mikhalev@imp.uran.ru](mailto:mikhalev@imp.uran.ru)

Среди локальных методов исследования систем с дальним магнитным порядком и с сильными электрон — электронными корреляциями важное место занимает ядерный магнитный резонанс (ЯМР), который эффективно используется в последнее время для изучения магнитных и зарядовых неоднородностей в соединениях и наноструктурах на основе переходных металлов [1]. Резонансная спектроскопия позволяет анализировать на наноскопическом уровне, с одной стороны — спиновое и зарядовое распределение в ближайшем окружении различных ионов, формирующих кристаллическую решетку этих соединений, а с другой — низкочастотную спиновую динамику избирательно на позиции каждого атома в структуре исследуемого соединения. В последнее время было показано, что этот метод является более эффективным при анализе фазового состава наночастиц и нанокompозитов, чем дифракция рентгеновских лучей.

В предлагаемом докладе дается обзор работ по ЯМР в манганитах, мультиферроиках и наноструктурах, включая оригинальные результаты, полученные в ИФМ УрО РАН. В докладе будут затронуты следующие темы:

- особенности метода ЯМР при изучении соединений с сильными электронными корреляциями и дальним магнитным порядком;
- наноскопическое фазовое расслоение и магнитные поляроны в манганитах по данным ЯМР  $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{87}\text{Sr}$  и  $^{17}\text{O}$  [2,3];
- мультиферроики и несоразмерные магнитные структуры: делафосситы и квазиодномерные соединения по данным ЯМР  $^{63,65}\text{Cu}$ ,  $^{17}\text{O}$ ,  $^{43}\text{Cr}$ ;
- резонансная спектроскопия наночастиц и нанокompозитов: фазовый анализ и новые размерные эффекты [4,5].

1. К. Н. Михалев, З. Н. Волкова, А. П. Геращенко, ФММ **115**, 204 (2014).
2. A. Trokner *et al.*, Phys. Rev. B **93**, 174413 (2016).
3. A. Germov J.Á. *et al.*, Phys. Rev. B **96**, 104409 (2017).
4. A. Yu. Germov *et al.*, Materials Today Communications **27**, 102382 (2021).
5. K. Mikhalev *et al.*, J. of Magnetism and Magnetic Materials **563**, 169837 (2022).

## ЯН-ТЕЛЛЕРОВСКИЕ МАГНЕТИКИ

А.С. Москвин

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

e-mail: [alexander.moskvin@urfu.ru](mailto:alexander.moskvin@urfu.ru)

Широкий класс материалов с различной кристаллической и электронной структурой от квази-2D нетрадиционных сверхпроводников (купраты, никелаты, ферропниктиды/халькогениды, рутенаты  $\text{Sr}_2\text{RuO}_4$  и  $\text{RuO}_2$ ), 3D-систем типа манганитов  $\text{LaMnO}_3$ , ферратов  $(\text{CaSr})\text{FeO}_3$ , никелатов  $\text{RNiO}_3$ , до оксидов и фторидов серебра  $\text{AgO}$  и  $\text{AgF}_2$ , основан на ян-теллеровских  $3d$  и  $4d$ -ионах. Эти необычные материалы, получившие название ян-теллеровских (JT) магнетиков, характеризуются чрезвычайно богатым разнообразием фазовых состояний от необычных немагнитных и магнитных изоляторов до необычных (strange, bad) металлических и сверхпроводящих состояний. Нетрадиционные свойства JT-магнетиков связаны с неустойчивостью их высокосимметричных JT «прародителей» с основным орбитальным E-состоянием к переносу заряда с анти-ян-теллеровским диспропорционированием и образованием системы эффективных локальных композитных спин-синглетных или спин-триплетных, электронных или дырочных бозонов S-типа, движущихся в немагнитной или магнитной решетке [1,2].

Нами рассмотрены особенности реакции анти-JT-диспропорционирования, свойства электронно-дырочных димеров, эффективные гамильтонианы для одно- и двухзонных JT-магнетиков, возможные фазовые состояния, включая специфическое фазовое расслоение, представлен краткий обзор физических свойств реальных JT-магнетиков.

Работа выполнена при поддержке проекта FEUZ-2023-0017 Министерства Образования и Науки Российской Федерации.

1. A. S. Moskvin, J. Phys: Condensed Matter **25**, 085601 (2013).
2. A. S. Moskvin, Magnetochemistry (2023), to be published.

## ОСОБЕННОСТИ ДИАГНОСТИКИ НЕРАВНОВЕСНОЙ ПЛАЗМЫ

И.Л. Музюкин

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

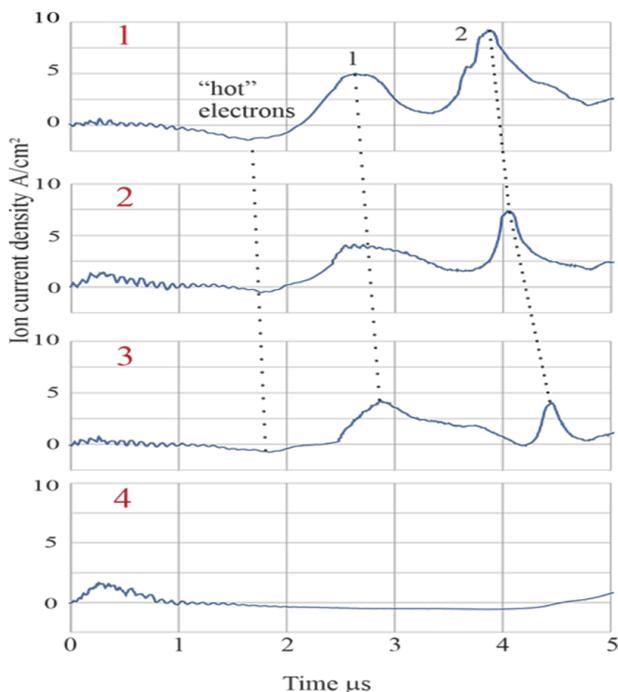
e-mail: [plasmon@mail.ru](mailto:plasmon@mail.ru)

Рис. 1. Осциллограммы сигналов с малогабаритных ионных коллекторов, расположенных на расстояниях 140, 155, 175, 180 мм (повернут на  $180^\circ$ ).

Диагностика плазмы, как правило, процесс сложный и не интуитивный. Этот факт вытекает из самого определения плазмы как ионизированного газа, в котором существенны коллективные явления. Среди таких коллективных явлений обычно выделяют образование плазменных слоев и разрывов, развитие плазменных неустойчивостей и турбулентностей, распространение волн в бесстолкновительной плазме. Все эти эффекты существенны, а местами являются определяющими в вопросах диагностики плазмы. Особенно это касается плазмы неравновесной.

Очень часто экспериментаторы ошибаются, приняв распространение волновых возмущений в плазме за перемещение пучков ионов или электронов. Например, на рис. 1 показано, как распространяются единичные волны в плазме импульсного дугового разряда. Видно, что всплески не расширяются, как следовало бы ожидать, если бы всплески соответствовали свободному распространению пучков частиц. Характер изменения профиля всплеска по мере распространения свидетельствует о волновой природе этих всплесков.

Использование различных детекторов, теория которых разрабатывалась для плазмы, находящейся в равновесии, приводит к парадоксам, которые являются не следствием необычных физических эффектов, а лишь неправильной интерпретацией полученных экспериментальных данных.

## О НЕКОТОРЫХ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМАХ ОЦЕНКИ РЕСУРСА МАТЕРИАЛОВ АВИАЦИОННОГО МОТОРОСТРОЕНИЯ

О.Б. Наймарк

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия  
e-mail: [naimark@icmm.ru](mailto:naimark@icmm.ru)

Исследование стадийности поврежденности и перехода к разрушению является актуальной проблемой авиационного моторостроения и предполагает изучение многомасштабных закономерностей развития дефектов в перспективных материалах (сплавах, композитах, керамиках). Развиваемые теоретические и экспериментальные подходы основаны на развиваемых представлениях о закономерностях критичности эволюции ансамблей дефектов, обоснование моделей нелинейной кинетики поврежденности, зарождения и распространения трещин в поврежденной среде в широком диапазоне интенсивностей нагружения; экспериментальной верификации моделей с использованием созданного оборудования, позволяющего изучение поведения материалов при усталостных (включая сверхмногоцикловую), динамических и ударно-волновых нагружениях; обоснование подходов по оценке ресурса и мониторингу материалов и конструкций авиационного моторостроения при комбинированных динамических и усталостных нагружениях.

Теоретические и экспериментальные исследования, создание методических основ оценки ресурса и мониторинга материалов и конструкций авиационного моторостроения представлены по следующим направлениям:

1. Экспериментальные и теоретические исследования стадийности развития разрушения сплавов авиационного моторостроения в условиях сверхмногоциклового усталости, в том числе в условиях комбинированного динамического и циклического нагружения, с целью обоснования методов оценки надежности, ресурса и мониторинга применительно к пространственным критическим ситуациям, обусловленным резким падением усталостного ресурса после случайного соударения лопаток вентиляторов газотурбинных двигателей с посторонними предметами (foreign object damage).
2. Экспериментальные и теоретические исследования стадийности разрушения композитных материалов авиационного моторостроения при усталостных и динамических нагружениях (в том числе комбинированных) для создания методических основ оценки надежности и ресурса, разработки моделей разрушения материалов лопаток вентиляторов газотурбинных двигателей нового поколения в широком диапазоне интенсивностей нагружения с учетом многомасштабной кинетики развития дефектов.
3. Экспериментальное и теоретическое исследование закономерностей разрушения керамических материалов в широком диапазоне интенсивностей нагружения (динамические, ударно-волновые) для создания методических основ оптимизации свойств керамических материалов при интенсивных силовых и температурных воздействиях.

Фундаментальной основой теоретических исследований и развиваемых представлений о стадийности поврежденности и перехода к разрушению являются установленные закономерности критичности развития дефектов — структурно-скейлинговые переходы, что позволило: обосновать нелинейные модели кинетики поврежденности, связать стадийность перехода от дисперсного к макроскопическому разрушению с автомодельными решениями — коллективными модами ансамблей дефектов; предложить описание механизмов зарождения трещин и их развития в широком диапазоне интенсивностей воздействия при усталостном (включая сверхмногоцикловую), динамическом и ударно-волновом нагружениях.

Исследования выполнены при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-79-30041).

## ТЕОРИЯ ФУНКЦИОНАЛА ПЛОТНОСТИ — ДОБРО ПОЖАЛОВАТЬ В РЕАЛЬНЫЙ МИР

И.А. Некрасов\*, Н.С. Павлов

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [nekrasov@iep.uran.ru](mailto:nekrasov@iep.uran.ru)

Доклад призван продемонстрировать современные возможности расчетных методов на основе теории функционала электронной плотности в различных областях физики конденсированного состояния для определения различных свойств как уже существующих, так и возможных кристаллических материалов.

Оказывается, что из первых принципов (беря за основу только химический состав, даже без кристаллической структуры) можно вычислить различные физические свойства кристаллических материалов.

Современное развитие алгоритмов и вычислительных мощностей открыли возможности для расчета:

1. кристаллической структуры ее симметрии и стабильности как при нормальных условиях, так и в зависимости от внешних воздействий (например, давления и даже конечной температуры), учесть дефекты и поверхности;
2. фононного спектра, прочностных характеристик (модуля Юнга, модуля сдвига, коэффициент Пуассона и др.);
3. зависимости энтропии, теплоёмкости от температуры;
4. магнитного порядка и магнитных свойств;
5. температурной зависимости проводимости, теплопроводности;
6. сверхпроводящих свойств;
7. оптических свойств (диэлектрической проницаемости, коэффициентов отражения, пропускания и др.).
8. электронного спектра и спектров различных рентгеновских фотоэмиссионных экспериментов
9. и много еще чего...

Это открывает колоссальные возможности для поиска новых материалов, а также для описания и объяснения наблюдаемых свойств уже синтезированных материалов.

## НОВЕЙШИЕ ПОДХОДЫ К ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ И ТЕОРЕТИЧЕСКИМ ИССЛЕДОВАНИЯМ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

С.М. Пещерова<sup>1\*</sup>, А.Г. Чуешова<sup>1</sup>, М.А. Хорошева<sup>2</sup>, Е.А. Осипова<sup>4</sup>, Л.И. Федина<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН, Иркутск, Россия

<sup>2</sup>Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук, Черноголовка, Россия

<sup>3</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>4</sup>Иркутский национальный исследовательский технический университет, Иркутск, Россия

\*e-mail: [spescherova@mail.ru](mailto:spescherova@mail.ru)

Кремний на сегодняшний день является самым востребованным и самым изученным материалом. Более 50 лет ученые по всему миру активно исследовали структуру и свойства кремния, благодаря чему спектр его применения непрерывно расширялся. Однако, стремительное развитие цифровых методов анализа экспериментальных данных и подходов к моделированию открывает новые горизонты для материаловедения. Благодаря этому установление глобальных взаимосвязей структуры и свойств кремния с условиями кристаллизации становится возможным. В качестве объекта исследования в данной работе выбран поликристаллический металлургический кремний, как наиболее сложный вид кремния из-за ориентационной и примесной анизотропности. Помимо этого, процессы генерации дефектов (дислокаций, межзеренных границ и тд) крайне чувствительны даже к незначительным флуктуациям температур и напряжений в процессе направленной кристаллизации. Соответственно, даже самые современные подходы к моделированию роста поликристаллического кремния (Ansys, ProCast) не позволяют получить достоверные результаты, необходимые для прогнозирования требуемых свойств материала. Так, например, метод клеточных автоматов предлагает учитывать поликристаллическую структуру, генерируя случайным образом границы без учета их кристаллографических и энергетических особенностей, в результате чего ключевые факторы не принимают участие в расчетах. Это проблема может быть успешно решена благодаря моделированию структуры методом машинного обучения с применением генеративных нейронных сетей на основе цепей Маркова. В совокупности с уже имеющимися данными об энергиях границ различного типа модуль генерации поликристаллической структуры, встроенный в метод клеточных автоматов, может стать высокоэффективным «цифровым двойником» сложнейшего процесса роста кристаллов. Модели «цифровых двойников» позволяют не только симулировать сложные физические процессы и прогнозировать различные свойства материалов. Именно такой комплексный подход является целью настоящих исследований, и любой накопленный успешный опыт в данном направлении имеет огромное значение для будущего науки в целом. В рамках доклада будут рассмотрены традиционные экспериментальные методы анализа структуры кремния (SEM, HREM, EBSD) и его свойств (LBIC, EBIC, CL), а также подходы к моделированию структуры методами машинного обучения на имеющихся у научного коллектива результатах. Также будут освещены вопросы, связанные с выбором стратегий подготовки данных (Data Science) и методов анализа больших данных (Big Data). Поскольку у каждой научной области есть своя характерная специфика, связанная с природой отображения тех или иных физических явлений посредством экспериментальных и теоретических исследований, самой важной задачей является разработка глобального алгоритма комплексных исследований с учетом характерных особенностей как самого материала, так и информативных данных о нём. На примере поликристаллического кремния будут продемонстрированы наиболее оптимальные подходы к созданию универсальной модели его цифрового двойника.

## ВЯЗКОСТЬ МЕТАЛЛУРГИЧЕСКИХ РАСПЛАВОВ: ЭКСПЕРИМЕНТ, ТЕОРИЯ, МОДЕЛИРОВАНИЕ И МАШИННОЕ ОБУЧЕНИЕ

Р.Е. Рыльцев

Институт металлургии УрО РАН, Екатеринбург, Россия  
e-mail: rrylcev@mail.ru

Металлургическими расплавами называют металлические и оксидные (шлаковые) системы, приведенные в жидкое состояние путем некоторого высокотемпературного процесса (как правило — плавления в ходе нагрева). Изучение свойств металлургических расплавов играет большую роль в процессе изготовления твердых материалов и прогнозировании их свойств. В частности, знание транспортных характеристик расплавов, таких как вязкость или коэффициенты диффузии, является необходимым для технологии металлургических процессов получения материалов.

Надежное экспериментальное определение вязкости металлургических расплавов является сложной задачей в силу высоких температур плавления. Действительно, необходимо нагреть систему до температур порядка тысячи градусов контролируя температурные условия и минимизируя эффекты взаимодействия расплава с окружающей средой и элементами экспериментальных установок. Такие измерения являются весьма трудоемкими и содержат большое число источников погрешностей. Для некоторых тугоплавких систем измерения вязкости в настоящий момент не могут быть проведены в принципе.

В связи с этим особую роль приобретают методы теоретического предсказания вязкости. Одним из самых универсальных предсказательных инструментов является атомистическое моделирование позволяющее рассчитать любые характеристики атомного транспорта исходя из траекторий частиц. Ключевой проблемой этого подхода является соотношение точности и вычислительной эффективности. Действительно, высокоточные *ab initio* методы позволяют изучать системы, состоящие всего лишь из сотен частиц на временах порядка десятков пикосекунд, что является недостаточным для расчета вязкости. С другой стороны, методы классической молекулярной динамики позволяют моделировать системы из  $10^6$  —  $10^9$  атомов на временах вплоть до микросекунд. Однако точность такого моделирования ограничена необходимостью использования эмпирических межчастичных потенциалов.

В последние годы появился подход, позволяющий эффективно решать данную проблему [1]. Он основан на использовании методов машинного обучения для генерирования потенциалов межатомного взаимодействия (MLIP — Machine Learning Interatomic Potentials). Расчет вязкости является одним из перспективных приложений MLIP. В последние годы в этом направлении получены многообещающие результаты [2]. Вместе с тем, были выявлены новые проблемы, решение которых является настоящим вызовом для вычислительного материаловедения. Основная проблема — это трудоемкость изготовления MLIP, что не позволяет использовать их для быстрого и масштабного исследования свойств одновременно множества систем, особенно малоизученных. Данные проблемы могут быть решены путем создания гибридных моделей машинного обучения, объединяющих первопринципные расчеты и методы data mining. Развитие таких моделей является одной из актуальных задач.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 22-22-00506.

1. Y. Mishin, Acta Mater. **214**, 116980 (2021).
2. N. Kondratyuk, R. Ryltsev, V. Ankudinov, N. Chtchelkatchev, J. Mol. Liq. **380**, 121751 (2023).

НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРОВ  
НАНОКРИСТАЛЛОВ CdSe РАЗНОЙ МОРФОЛОГИИА.М. Смирнов<sup>1,2\*</sup>, Б.М. Саиджонов<sup>1</sup>, С.Г. Дорофеев<sup>1</sup>, Р.Б. Васильев<sup>1</sup>, В.Н. Манцевич<sup>1</sup>,  
В.С. Днепровский<sup>1</sup><sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова, Москва, Россия\*e-mail: [alsmir1988@mail.ru](mailto:alsmir1988@mail.ru)

Полупроводниковая нанофотоника занимает одно из приоритетных направлений в развитии современной науки и технологии. Исследование свойств полупроводниковых квантовых точек (КТ) продолжается с начала 1980-х годов. Стремительный рост числа публикаций, посвящённых физике КТ, начался с выходом первых экспериментальных работ, описывающих оптические свойства нанокристаллов CuCl в стеклянной матрице [1, 2], а двумя годами позже — теоретических работ, объясняющих ряд важнейших фундаментальных свойств полупроводниковых нанокристаллов [3-5]. Позже были синтезированы и исследованы коллоидные растворы микрокристаллов и КТ [6]. Основные свойства нанокристаллов, были изучены в течение десяти лет, но исследования, направленные на изучение новых особенностей оптических, нелинейно-оптических и электрооптических процессов в КТ, продолжают до настоящего времени. Определение величин оптических нелинейностей и фундаментальных свойств новых наноструктур является ключевым фактором для использования их преимуществ при создании и улучшении характеристик широкого круга оптоэлектронных устройств, таких, как солнечные батареи, сверхчувствительные сенсоры, дисплеи, лазерные системы и компоненты, системы освещения, биосенсоры, широкополосные оптические телекоммуникационные системы, оптические переключатели, оптические ограничители и т.д. Внедрение новых наноструктур в технологию создания оптоэлектронных устройств для повышения их эффективности становится возможным благодаря точному и детальному пониманию физических процессов, протекающих в них.

Поиск новых низкоразмерных систем, в которых возможно управление оптическими и электронными свойствами путём воздействия оптическими методами в непрерывном и импульсном режимах при комнатных температурах, является одной из приоритетных задач. Помимо КТ, особый интерес для исследователей представляет сравнительно новый тип наночастиц — полупроводниковые коллоидные легированные нанокристаллы, нанокристаллы в виде тетраподов [7] и нанокристаллы планарной геометрии (нанопластинки) [8]. Эти наносистемы отличаются возможностью перестройки оптических резонансов, высокой энергией связи экситонов, при этом линии экситонных резонансов достаточно узкие, а также возможностью эффективной перекачки энергии между резонансами.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 23-72-10008.

1. А.И. Екимов *и др.*, Физика и химия стекла **6**, 511 (1980).
2. А. Екимов *и др.*, Письма в ЖЭТФ **34**, 363 (1981).
3. Ал.Л. Эфрос *и др.*, Физика твердого тела **16**, 1209 (1982).
4. А. Екимов *и др.*, Физика и техника полупроводников **16**, 1215 (1982).
5. R. Rossetti *et al.*, The Journal of chemical physics **79**, 1086 (1983).
6. E. Matijević *et al.*, Journal of Colloid and Interface Science **86**, 476 (1982).
7. P. Peng *et al.*, Nano letters **5**, 1809 (2005).
8. S. Ithurria *et al.*, Journal of the American Chemical Society **130**, 16504 (2008).

## ПРОСТЫЕ МОДЕЛИ ТЕРМОДИНАМИКИ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И ТЕМПЕРАТУРАХ

К.В. Хищенко

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия  
Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия  
Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, Россия  
e-mail: [konst@ihed.ras.ru](mailto:konst@ihed.ras.ru)

Уравнения состояния материалов представляют интерес для численного моделирования физических явлений в конденсированном веществе при высокой концентрации энергии. В настоящей работе дается краткий обзор моделей для описания термодинамических свойств различных материалов в широком диапазоне давлений и плотностей. Основное внимание уделяется полуэмпирическим моделям, в которых функции термодинамических величин задаются согласно теоретическим представлениям, а константы в этих функциях находятся с привлечением экспериментальных данных. Приводятся примеры построения уравнений состояния тугоплавких металлов (гафний [1], тантал [2] и другие) при высоких давлениях и температурах.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 19-19-00713, <https://rscf.ru/project/19-19-00713/>.

1. K.V. Khishchenko, Phys. Wave Phenom. **31**, 123 (2023).
2. K.V. Khishchenko, Phys. Wave Phenom. **31**, 273 (2023).

## ЧТО СКРЫВАЕТ ТОКОВЫЙ ШУМ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРОВОДНИКАХ?

В.С. Храпай

ИФТТ РАН им. Ю.А. Осипьяна, Черноголовка, Россия

e-mail: [dick@issp.ac.ru](mailto:dick@issp.ac.ru)

Шумовой сигнал в токе или напряжении преимущественно рассматривается экспериментаторами как паразитный эффект, от которого необходимо избавиться. Эта точка зрения не вполне справедлива, если речь идет не о внешних наводках, а о спонтанных флуктуациях тока/напряжения в самом проводнике. Такие флуктуации очень малы, зато содержат в себе информацию, которую трудно, а часто и невозможно, извлечь из стандартных типов отклика. Хорошо известно, что шумовой сигнал позволяет измерить заряд квазичастицы и определить статистику протекания заряда, а в структурах со сверхпроводником обнаружить андреевское отражение [1].

В этом докладе я расскажу о том, какую роль играют фермиевские корреляции в дробовом шуме и как на этом построить шумовой спектрометр [2,3]. Об особенностях шумов в многотерминальных системах со сверхпроводником и о том, как измерить эффективность процесса куперовского расщепления [4,5]. Если позволит время, я коснусь вопроса о корреляционном времени флуктуационного процесса и о том, как это время проявляется в модуляционном шуме сопротивления на резистивном переходе в сверхпроводнике [6].

Работа поддержана проектом РНФ 22-12-00342.

1. Ya. M. Blanter, M. Büttiker. *Physics Reports*. **336**, 1–166 (2000).
2. E. S. Tikhonov *et al.*, *Scientific Reports*. **6**, 30621 (2016).
3. E. S. Tikhonov *et al.*, *Phys. Rev. B* **102**, 085417 (2020).
4. A. O. Denisov *et al.*, *Semicond. Sci. Technol.* **36**, 09LT04 (2021).
5. E. S. Tikhonov, V. S. Khrapai, unpublished (2023).
6. E. M. Baeva *et al.*, T-fluctuations and dynamics of the resistive transition in thin superconducting films. Preprint at <http://arxiv.org/abs/2202.06309> (2022).



# МАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ



## МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ La – Fe – Co – Si

Н.З. Абдулкадирова<sup>1\*</sup>, А.Г. Гамзатов<sup>1</sup>, А.М. Алиев<sup>1</sup>, Р. Gebara<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

<sup>2</sup>Institute of Physics, Czestochowa University of Technology, Czestochowa, Poland

\*e-mail: [nnurizhat@mail.ru](mailto:nnurizhat@mail.ru)

Проблемы выброса парниковых газов и требования повышения энергоэффективности продолжают стимулировать исследования в области альтернативных технологий охлаждения, в частности и в технологии магнитного охлаждения, основанного на магнитокалорическом эффекте (МКЭ). Несмотря на то, что процесс создания твердотельных магнитных холодильников выходит в практическую плоскость, технология магнитного охлаждения столкнулась с множеством проблем, требующих дальнейших научных и научно-поисковых исследований. Эти исследования породили ряд новых фундаментальных научных проблем, связанных с необходимостью изучения природы частотной зависимости адиабатического изменения температуры в материалах с гигантскими значениями МКЭ [1]. В качестве рабочего тела магнитных холодильников предлагается использовать разные классы магнитокалорических материалов [1]. Одними из таких перспективных материалов являются сплавы La-Fe-Co-Si, в которых наблюдаются гигантские значения МКЭ вблизи комнатных температур [1-4].

В данной работе приводятся результаты комплексного исследования магнитных (намагниченность, магнитострикция) и магнитокалорических свойств сплавов  $\text{LaFe}_{11.2-x}\text{Co}_{0.7}\text{Mn}_x\text{Si}_{1.1}$  ( $x = 0.1, 0.2, 0.3$ ) [2-6]. В частности, представлены результаты прямых и косвенных оценок МКЭ (по данным намагниченности с помощью выражения:  $\Delta S_M(T, \Delta H) = \int_{H_1}^{H_2} \left( \frac{\partial M(T, H)}{\partial T} \right)_H dH$ , а также по данным теплоемкости:  $\Delta S_M = \int_0^T \left( \frac{C_P(T, H_0) - C_P(T, H_1)}{T} \right)_{P, H} dT$ . Прямые исследования адиабатического изменения температуры ( $\Delta T$ ) проведены как классическим экстракционным методом в магнитных полях до 8 Тл, так и методом модуляции магнитного поля в циклических магнитных полях 0.6 – 1.2 Тл ( $f = 1 - 30$  Гц), и в полях 1.8 – 8 Тл ( $f = 0.1 - 0.2$  Гц).

Результаты оценки  $\Delta S_M$  для сплавов  $\text{LaFe}_{11.2-x}\text{Mn}_x\text{Co}_{0.7}\text{Si}_{1.1}$  ( $x = 0.1, 0.2, 0.3$ ) в магнитном поле 18 Тл равны 38, 30, 30 Дж/кг К соответственно для  $x = 0.1, 0.2, 0.3$ . Прямые измерения МКЭ показывают, что максимальная величина МКЭ в поле 8 Тл равна  $\Delta T_{ad} = 7$  К для сплаве  $\text{LaFe}_{11.2}\text{Co}_{0.7}\text{Si}_{1.1}$  [2]. Поведение  $\Delta S_{max}(H)$  для всех образцов описывается зависимостью вида  $\Delta S_{max}(H) \sim H^n$ , где  $n = 2/3$ . Такое поведение находится в качественном согласии с предсказаниями теории среднего поля, которая дает зависимость  $\Delta S \sim H^{2/3}$  для фазовых переходов второго рода [5]. Результаты исследования долговременного воздействия циклического магнитного поля 1.2 Тл при частоте 10 Гц на величину  $\Delta T$  для всех образцов показывают стабильность эффекта (без признаков деградации) вплоть до 60000 циклов вкл/выкл. Данный факт является принципиально важным с точки зрения применимости этих материалов в технологии магнитного охлаждения, где наряду с большим МКЭ, важна и стабильность эффекта в циклических полях. При этом наблюдается уменьшение величины МКЭ на 17% с ростом частоты циклического магнитного поля 1 до 20 Hz [5,6].

1. J. Lyubina, J. Phys. D: Appl. Phys. **50**, 053002 (2017).
2. Н.З. Абдулкадирова, А. М. Алиев, А.Г. Гамзатов, Р. Gebara, ФТТ **62**, 752 (2020).
3. Н.З. Абдулкадирова, А.Г. Гамзатов, А. М. Алиев, Р. Gebara, ФММ **123**, 443 (2022).
4. Н.З. Абдулкадирова, А.Г. Гамзатов, А. М. Алиев и др., ФММ **124**, 1, (2023).
5. N.Z. Abdulkadirova, A.G. Gamzatov, K.I. Kamilov et al., JALCOM, **929**, 167348 (2022).
6. A.M. Aliev, A.G. Gamzatov, N.Z. Abdulkadirova, P. Gebara, IJR **151**, 146 (2023).

## НЕОБРАТИМЫЙ ОБРАТНЫЙ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СПЛАВЕ ГЕЙСЛЕРА $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{12}\text{Cu}_1$

А.Г. Гамзатов, Н.З. Абдулкадирова, А.Т. Кадырбардеев\*, А.М. Алиев

Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН

\*e-mail: [gamzatov\\_adler@mail.ru](mailto:gamzatov_adler@mail.ru)

Основной причиной необратимости магнитокалорического эффекта (МКЭ) в сплавах Гейслера является гистерезис вблизи магнитоструктурного фазового перехода (МСФП). Как правило сообщается о негативном влиянии гистерезиса на МКЭ. В данной работе приводятся результаты прямых измерений магнитокалорического эффекта сплава  $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}\text{Cu}_1$  в магнитных полях 1.8 Тл.

На рис.1(а) приведены результаты прямых измерений МКЭ образца  $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}\text{Cu}_1$  в циклическом магнитном поле 1.8 Тл с  $f = 0.2$  Гц в режимах нагрева и охлаждения. Там же приведены (черные сплошные кружочки) результаты измерения  $T_{\text{ad}}$  при разовых включениях магнитного поля 1.8 Тл в режиме нагрева. Как видим, наблюдается прямой эффект  $\Delta T > 0$  вблизи  $T_C = 300$  К и обратный  $\Delta T < 0$ , в окрестности температуры МСФП ( $T_S = 280$  К), сопровождающийся широким гистерезисом ( $\sim 16$  К). Величина обратного МКЭ при разовом включении магнитного поля 1.8 Тл равно  $\Delta T_{\text{ad}} = -1.42$  К и наблюдается при  $T = 287$  К. Малая величина обратного МКЭ в циклическом поле 1.8 Тл по сравнению с разовым включением магнитного поля связана с необратимостью МСФП и ранее обсуждалась [1].

На рис. 1(б) приведены полевые зависимости МКЭ при разных температурах в режимах роста и убывания магнитного поля 1.8 Тл. Как видим, вблизи  $T_C$  (кривая при  $T = 298$  К) эффект полностью обратим. Вблизи МСФП (при температурах 274 – 284 К) эффект необратим, т.е. магнитное поле 1.8 Тл не хватает для завершения фазового перехода и поэтому при выключении магнитного поля температура образца не возвращается в начальное состояние. Более того для температур 280, 282 и 284 необратимость увеличивается при выключении магнитного поля. Это связано с тем, что при включении магнитного поля часть мартенсита перешла в аустенитно ферромагнитную фазу и при выключении поля за счет парапроцесса, частично сформировавшегося ферромагнитного аустенита мы наблюдаем дальнейшее уменьшение обратного эффекта.

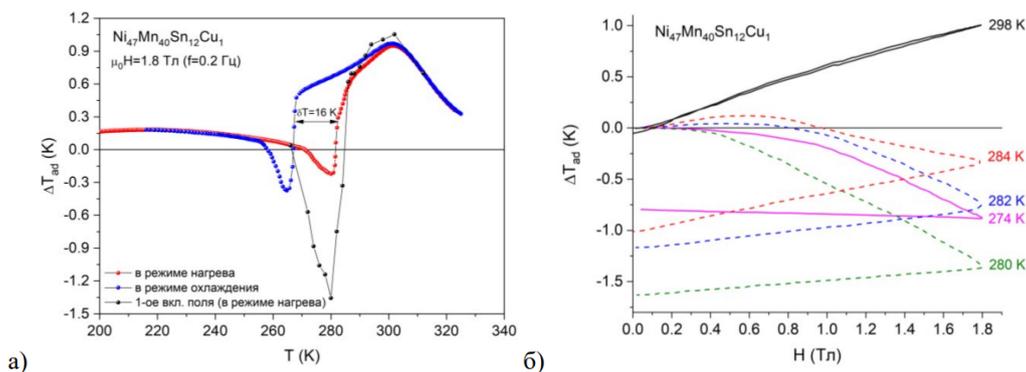


Рис. 1. а) Зависимость  $\Delta T_{\text{ad}}(T)$  для  $\text{Ni}_{47}\text{Mn}_{40}\text{Sn}_{13}\text{Cu}_1$  в режимах нагрева/охлаждения в магнитном поле 1.8 Тл; б) Зависимость  $\Delta T_{\text{ad}}(H)$  при различных температурах.

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 22-19-00610, <https://rscf.ru/en/project/22-19-00610/>).

1. A.G. Gamzatov, A.M. Aliev, et.all., Appl Phys Lett **113**, 172406 (2018).

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА ГРАНУЛ НА МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЕ  
И МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА МАНГАНИТА  $\text{Pr}_{0.7}\text{Sr}_{0.2}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$ А.Г. Гамзатов<sup>1</sup>, М.Д. Алиева<sup>1,2\*</sup>, А.Т. Кадырбардеев<sup>1</sup>, С.В. Гудина<sup>3</sup>, В.Н. Неверов<sup>3</sup><sup>1</sup>Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия<sup>2</sup>Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия<sup>3</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [totalfailure@mail.ru](mailto:totalfailure@mail.ru)

Интересной особенностью перовскитных манганитов является то, что с уменьшением размера гранул они проявляют экзотические свойства, такие как суперпарамагнетизм, состояние спинового стекла, насыщение намагниченности в слабом поле и большая коэрцитивная сила, которые отличаются от свойств объемных аналогов [1,2]. Для интерпретации влияния размера зерен на свойства манганитов была предложена модель [3], в которой внутренняя часть зерна (сердцевина) будет иметь те же свойства, что и объемное соединение, но внешний приповерхностный слой будет содержать большую часть кислородных дефектов и неоднородностей представляя из себя магнитно-неупорядоченную структуру (в суперпарамагнитном состоянии). Еще одним из интересных эффектов, присущих манганитам керамической природы, является минимум на температурной зависимости электросопротивления при низких температурах [4].

В данной работе приводятся результаты исследования влияния микроструктуры манганита  $\text{Pr}_{0.7}\text{Sr}_{0.2}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$  на магнитные, магнитокалорические и магнитотранспортные свойства в интервале температур 4–300 К и в магнитных полях до 10 Тл. Путем регулирования условий синтеза были получены композиции манганита  $\text{Pr}_{0.7}\text{Sr}_{0.2}\text{Ca}_{0.1}\text{MnO}_3$  (PSC) с разными размерами гранул PSC1300, PSC900 и PSC600 (числа обозначают температуры отжига образцов). Уменьшение температуры отжига образцов позволяет получить образцы с мелкозернистой структурой. Были исследованы электросопротивление ( $\rho(T)$ ), намагниченность и магнитокалорический эффект ( $\Delta T$ ). Показано, что в исходном образце PSC0(1300) отсутствует минимум на зависимости  $\rho(T)$ , тогда как для образцов PSC900 и PSC600 наблюдается ярко выраженный минимум при  $T < 50$  К. Проведен количественный анализ низкотемпературного минимума (НТМ) в рамках модели спин-поляризованного транспорта [2].

Результаты исследования магнитокалорического эффекта (МКЭ) в циклическом поле 1.2 Тл показывают, что ухудшение межзеренных контактов приводит как к уменьшению максимальной величины МКЭ (при  $f = 1$  Гц,  $\Delta T = 1.16$  К, 0.73 К и 0.48 К соответственно для PSC1300, PSC900 и PSC600), так и к сильной частотной зависимости  $\Delta T$ . Для образца PSC1300 при  $f = 20$  Гц величина  $\Delta T = 0.62$  К, т.е. уменьшается в 1.8 раз по сравнению с  $f = 1$  Гц. Для образца PSC900 при  $f = 20$  Гц величина  $\Delta T = 0.34$  К, т.е. эффект уменьшается более чем в 2 раза по сравнению с  $f = 1$  Гц. Для образца PSC600 рост частоты циклического магнитного поля приводит к еще более сильному подавлению эффекта до  $\Delta T = 0.095$  К при  $f = 20$  Гц, что в 5 раз меньше, чем при начальной частоте 1 Гц.

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 22-19-00610, <https://rscf.ru/en/project/22-19-00610/>).

1. W. Xia, Z. Pei, K. Leng, X. Zhu, *Nanoscale Res. Lett.* **15**, 1 (2020).
2. R. H. Kodama, J. Magn. Magn. Mater. **200**, 359 (1999).
3. A. Gupta, G.Q. Gong, G. Xiao, et.al., *Phys. Rev. B* **54**, 15629 (1996).
4. A.G. Gamzatov, T.A. Gadzhimuradov, *Journal of Low Temperature Physics*, **185**, 590 (2016).

## ОСОБЕННОСТИ ЗОННОГО МЕТАМАГНЕТИЗМА, ИНДУЦИРОВАННОГО ПЛАТО ВАН ХОВА, ДЛЯ МЕТАЛЛА С ГЦК РЕШЕТКОЙ

Ф.А. Василевский<sup>1\*</sup>, П.А. Игошев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: fedorvasilevski@gmail.com

Зонный метамагнетизм — фазовый переход из парамагнитной в ферромагнитную фазу под действием внешнего магнитного поля [1]. Такой переход сопровождается скачкообразным изменением намагниченности. Объяснение причин и природы такого перехода возможно в рамках модели зонных электронов при наличии сильной энергетической зависимости плотности электронных состояний (DOS), имеющей сингулярности вблизи энергии Ферми [2]. Целью работы было исследование характеристик метамагнетизма зонных электронов, имеющих особенности плотности состояний вблизи уровня Ферми, в модели Хаббарда для ГЦК решетки.

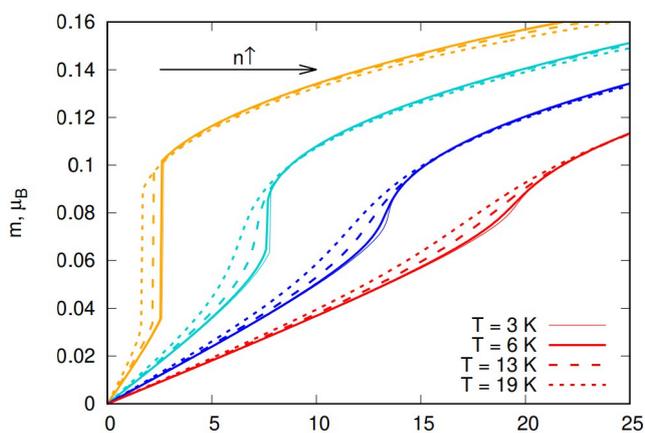


Рис. 1.  $m(h)$  при числе электронов, приходящемся на один узел,  $n = 0.254, 0.258, 0.262, 0.266$  (ширина зоны 5 эВ), параметр кулоновского взаимодействия  $U = 1.5t$ . Стрелка указывает возрастание значения  $n$  при переходе от одной кривой к другой.

В работе использовался электронный спектр, в котором соотношение между интегралом переноса между ближайшими ( $t$ ) и следующими за ближайшими соседями ( $t'$ ) обеспечивает возникновение особенности ван Хова плотности электронных состояний (ПЭС)  $\rho(E)$  в виде плато ван Хова [3]:  $t' = -0.52t$ . В рамках теории среднего поля получены зависимости магнитного момента, приходящегося на один узел решетки,  $m(h)$  от магнитного поля  $h$  в окрестности метамагнитного фазового перехода при положении уровня Ферми  $E_F$  справа от плато ван Хова и при низких температурах  $T$ , см. рис. 1. Значения электронной концентрации (или  $E_F$ ) выбраны так, что зависимость плотности состояний на уровне Ферми имеет положительную кривизну, а увеличение концентрации приводит к уменьшению  $\rho(E_F)$ , что существенно влияет на вид зависимости  $m(h)$ . Построены фазовые диаграммы в переменных  $U - n$ , на которых показана область существования метамагнетизма. Таким образом, увеличение температуры приводит к стабилизации магнитного упорядочения. Исследована применимость теории Ландау в области метамагнитного фазового перехода.

1. E. Wohlfarth, P. Rhodes, *Philosophical Magazine* **7**, 1817 (1962).
2. Р.З. Левитин, А.С. Маркосян, *УФН* **155**, 623 (1988).
3. P. Igoshev, V.Y. Irkhin, *Physics Letters A* **438**, 128107 (2022).
4. Т. Мория, *Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами.* — М.:Мир(1988).

ДИНАМИКА ИНДУЦИРОВАННОГО ИМПУЛЬСНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ  
МЕТАМАГНИТНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА МАРТЕНСИТ-АУСТЕНИТ В СПЛАВЕ  
(Ni<sub>47</sub>Mn<sub>40</sub>)<sub>0.95</sub>Sn<sub>13</sub>Co<sub>0.05</sub>

А.Г. Гамзатов<sup>1\*</sup>, К.И. Камилов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

\*e-mail: [gamzatov\\_adler@mail.ru](mailto:gamzatov_adler@mail.ru)

В недавней работе [1] было показано, что термоупругий магнитоупругий фазовый переход (МСФП) мартенсит-аустенит в сплавах Гейслера может быть завершен за 10 нс. Однако если учесть кинетику протекания фазового перехода мартенсит-аустенит, то реальные времена фазовых превращений могут быть и в миллисекундном диапазоне [2]. Известно, что кинетика/динамика магнитоупругого фазового перехода мартенсит-аустенит в сплавах Гейслера связана с процессами зародышеобразования и роста, и эти процессы очень чувствительны к внешним воздействиям, таким как температура, магнитное поле и давление. Процесс зарождения аустенитной фазы в мартенсите и движение фазовой границы определяют длительность протекания фазового перехода мартенсит-аустенит. В работе [2] исследуя динамику магнитокалрического эффекта (МКЭ) вблизи МСФП на примере образца Ni<sub>47</sub>Mn<sub>40</sub>Sn<sub>12.5</sub>Cu<sub>0.5</sub> показано, что адиабатическое изменение температуры ( $\Delta T_{ad}$ ) в импульсных магнитных полях до 500 кЭ вблизи температуры начала образования аустенитной фазы, зависит от скорости развертки магнитного поля, вызывая гигантскую необратимость МКЭ.

В данной работе приводятся результаты исследования влияния скорости развертки импульсного магнитного поля на фазовый переход мартенсит-аустенит в сплаве (Ni<sub>47</sub>Mn<sub>40</sub>)<sub>0.95</sub>Sn<sub>13</sub>Co<sub>0.05</sub> путем измерения намагниченности и магнитострикции в импульсных магнитных полях до 200 кЭ.

Измерения динамики намагниченности и магнитострикции в импульсных полях проводились при  $T = 165$  К близкой к температуре аустенит старт  $A_s = 166$  К. Протокол измерений был следующим: образец предварительно охлаждался намного ниже температуры  $M_f$ , (температура завершения образования мартенситной фазы) далее образец нагревался до нужной температуры (в данном случае до 165 К) и включали импульсное магнитное поле интенсивности 60, 80, 150, 150 и 200 кЭ. Время импульса для каждого поля постоянное и равно 4.5 мс. Для измерения каждого последующего импульса, образец нагревался выше температуры  $A_f$  (температура завершения образования аустенитной фазы) и затем охлаждался ниже температуры  $M_f$  и далее процесс измерения для каждого поля повторяли аналогичным образом. По аналогичному протоколу были проведены измерения магнитострикции.

Результаты исследования показывают, что фазовый переход мартенсит-аустенит в образце (Ni<sub>47</sub>Mn<sub>40</sub>)<sub>0.95</sub>Sn<sub>13</sub>Co<sub>0.05</sub> остается необратимым в магнитных полях до 200 кЭ. На кривых  $M(H)$  отчетливо наблюдаются несколько участков, которые могут быть связаны с динамикой процесса зародышеобразования (начало зарождения аустенитной фазы) и роста объема ферромагнитной фазы, а также движением доменных границ. При этом какой-либо заметной временной задержки МСФП в зависимости от продолжительности импульса, как по данным намагниченности так магнитострикции не обнаружено. Аналогичные результаты получены и по данным магнитострикции.

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 22-19-00610, <https://rscf.ru/en/project/22-19-00610/>).

1. S. Schwabe, K. Lünser, et. al., Science and Tech. of Adv. Mat., **23**, 633 (2022).

2. A.P. Kamantsev, Yu.S. Koshkidko, et. al., APL **123**(20) (2023). (принята в печать).

МИКРООБЪЕКТ В ФОРМЕ РОМБА НА ОСНОВЕ СПИНОВОГО КЛАПАНА,  
РЕАЛИЗУЮЩИЙ СХЕМУ ПОЛНОГО МОСТА УИТСТОНАА.А. Гермизина<sup>1</sup>, Л.И. Наумова<sup>1,2</sup>, М.А. Миляев<sup>1,2</sup>, Т.А. Чернышова<sup>1</sup>, Т.П. Креницина<sup>1</sup>,  
В.В. Проглядо<sup>1</sup><sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [germizina@imp.uran.ru](mailto:germizina@imp.uran.ru)

Наноструктуры типа спиновый клапан (СК) обладают гигантским магниторезистивным эффектом, высокой магниторезистивной чувствительностью в малых полях. СК — это многослойная структура, состоящая из двух ферромагнитных (ФМ) слоев, разделенных слоем меди, и антиферромагнитного (АФМ) слоя. ФМ слой, называемый закрепленным, связан обменным взаимодействием с соседним АФМ слоем, в результате чего возникает однонаправленная анизотропия с осью однонаправленной анизотропии (ООА). Величина поля сдвига ( $H_{ex}$ ) петли гистерезиса закрепленного слоя зависит от обменного взаимодействия на границе ФМ/АФМ. В СК при напылении в магнитном поле возникает одноосная анизотропия с осью легкого намагничивания (ОЛН). После напыления ОЛН||ООА. Второй ФМ слой называется свободным и перемагничивается в малых полях. Сдвиг низкополевой петли гистерезиса ( $H_j$ ) определяется характерным полем взаимодействия ФМ слоев через слой меди [1]. Для расширения интервала рабочих температур закрепленный ФМ слой в СК заменяют синтетическим антиферромагнетиком (САФ) [2]. САФ состоит из двух ФМ слоев, разделенных слоем рутения и связанных антиферромагнитным обменным взаимодействием.

В данной работе для СК с малым сдвигом низкополевой петли гистерезиса исследуются особенности формирования обменного взаимодействия на границе ФМ/АФМ, обусловленные сочетанием анизотропии формы и одноосной анизотропии, а также соотношением толщин ФМ слоев в составе САФ.

Спиновые клапаны Ta/NiFeCr/CoFeNi/Cu/CoFeNi/Ru/CoFeNi/FeMn/Ta изготовлены методом магнетронного напыления: буферный слой — Ta/NiFeCr, композиция САФ — CoFeNi/Ru/CoFeNi, АФМ слой — FeMn. Микрообъекты из пленки СК были изготовлены методом лазерной литографии. Найденная оптимальная форма микрообъекта представляет собой ромб, с углом при вершине равным  $20^\circ$ . Сторонами ромба являются микрополоски длиной  $315 \mu\text{m}$  и шириной  $2 \mu\text{m}$ . ОЛН направлена вдоль длинной диагонали ромба. Для реализации схемы полного моста Уитстона необходимо, чтобы угол между ООА в СК, образующих соседние стороны ромба был близок к  $180^\circ$ . Для данных микрообъектов найден способ единой терромагнитной обработки в поле, приложенном вдоль короткой диагонали ромба, при котором формируются попарно противоположные ООА в соседних сторонах ромба. Каждое плечо работает как активный элемент моста Уитстона. Таким образом, получены сенсорные элементы, выходная характеристика которых в поле, приложенном вдоль длинной диагонали ромба, имеет форму ступени.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ (тема «Спин», № 122021000036-3).

1. Л.И. Наумова и др., ФММ, **120**, 710 (2019).
2. Y. Huai et al., J. Appl. Phys. **85**, 5528 (1999).

ВЫСОКОКОЭРЦИТИВНОЕ СОСТОЯНИЕ В БЫСТРОЗАКАЛЁННЫХ ЛЕНТАХ НА ОСНОВЕ ФАЗЫ  $\text{Co}_3\text{Mn}_2\text{Ge}$ В.В. Говорина<sup>1\*</sup>, С.В. Андреев<sup>1</sup>, Д.А. Шишкин<sup>2</sup>, Н.В. Селезнёва<sup>1</sup>, Д.С. Незнахин<sup>1</sup><sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [valeria.govorina@urfu.me](mailto:valeria.govorina@urfu.me)

Рекордное значение максимального энергетического произведения при комнатной температуре принадлежит соединению  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ . В настоящее время промышленно выпускаемые образцы постоянных магнитов на основе данной фазы практически достигли значений теоретического предела  $(BH)_{\text{max}}$ , что заставляет исследователей проводить поиск новых фаз с высокими значениями не только величины максимального энергетического произведения, но и коэрцитивной силы, остаточной намагниченности и точки Кюри. В работе [1] показано, что перспективным соединением для изготовления постоянных магнитов могут выступать сплавы  $\text{Co}_3\text{Mn}_2\text{X}$  ( $X = \text{Al}, \text{Ga}, \text{Ge}, \text{Si}$ ). Используя метод высокопродуктивного скрининга и первопринципные расчёты, авторы показали, что в данных сплавах может реализовываться одноосный тип магнитной анизотропии и достигаться высокие значения величины коэрцитивной силы. Однако согласно работе [2], данные материалы обладают сложной фазовой диаграммой, что затрудняет синтез однофазных образцов для дальнейшего исследования магнитных свойств. Фазу  $\text{Co}_3\text{Mn}_2\text{X}$  ( $X = \text{Al}, \text{Ga}, \text{Ge}, \text{Si}$ ) затруднительно сформировать, используя стандартную металлокерамическую технологию. Также в литературе отсутствует понимание влияния размера кристаллитов на магнитные свойства соединения.

В настоящей работе проведено исследование морфологической структуры и магнитных свойств быстрозакалённых лент сплавов состава  $\text{Co}_3\text{Mn}_{2+x}\text{Ge}$  ( $x = 0 \div 0.2$ ) с использованием рентгеноструктурного анализа и вибрационного магнитометра. Указанные составы выбраны в связи с тем, что, согласно литературе, фаза  $\text{Co}_3\text{Mn}_2\text{Ge}$  является наиболее перспективной для получения постоянных магнитов. Избыточное значение атомов марганца необходимо для формирования фазы  $\text{Co}_3\text{Mn}_2\text{Ge}$  в быстрозакалённой ленте в связи с высокой летучестью данного элемента. Исследования проводились на образцах как непосредственно после спиннингования, так и после кратковременных отжигов. Быстрая закалка осуществлялась на медном диске с линейной скоростью вращения закалочной поверхности 30 м/с. Отжиги выполнены в течение 1 часа при фиксированных температурах из интервала 500 – 1000°C. Показано, что, используя отжиги из рентгеноаморфного состояния, возможно получить ленты с высоким содержанием магнитотвёрдой фазы  $\text{Co}_3\text{Mn}_2\text{Ge}$ . Установлен оптимальный состав шихты и температуры отжига, необходимые для формирования искомой фазы  $\text{Co}_3\text{Mn}_2\text{Ge}$  и реализации высококоэрцитивного состояния. Установлена связь между размером кристаллитов и магнитными свойствами синтезированных сплавов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Государственного контракта FEUZ 2023-0020 между УрФУ и Министерством науки и высшего образования РФ.

1. H.Zhou *et al.*, Phys. Rev. Materials **7**, 044405 (2023).

2. A.Vishina *et al.*, Acta Materialia **212**, 116913 (2021).

## ИНФИЛЬТРАЦИЯ КАК МЕТОД УМЕНЬШЕНИЯ КОНСТАНТЫ МЕЖЗЕРЕННОГО ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МАГНИТОТВЕРДЫХ МАТЕРИАЛАХ НА ОСНОВЕ СОЕДИНЕНИЯ $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$

А.А. Голубятникова\*, А.Н. Шалагинов, С.В. Андреев, А.С. Волегов

Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [a.a.golubiatnikova@urfu.me](mailto:a.a.golubiatnikova@urfu.me)

Магниты на основе Nd-Fe-B обладают наибольшими величинами остаточной намагниченности и максимального энергетического произведения из выпускаемых постоянных магнитов. Однако из-за низкой температуры Кюри фазы  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ , составляющей  $312^\circ\text{C}$ , коэрцитивная сила таких магнитов значительно уменьшается при повышении температуры, что делает затруднительным или даже невозможным их использование в сильных размагничивающих полях при высокой рабочей температуре. Эту проблему можно решить путем добавления тяжелых редкоземельных металлов, таких как Dy и Tb, что приводит к увеличению  $H_c$  при комнатной температуре, и позволяет сохранить ее величину допустимой при повышенных рабочих температурах, но увеличивает стоимость магнитов и уменьшает величину их остаточной намагниченности. Высокая стоимость редкоземельных металлов, особенно тяжелых, сместила вектор исследований в область разработки физических принципов создания магнитов без содержания тяжелых РЗМ. Одним из способов получения высококоэрцитивных постоянных магнитов, с относительно низким содержанием РЗМ — это процесс межзеренной инфильтрации эвтектическими сплавами. Цель настоящей работы заключается в установлении влияния состава легкоплавких добавок типа R-Cu-Co (где R = La, Ce, Nd, Gd и Tb) на межзеренное обменное взаимодействие и магнитные гистерезисные свойства нанокристаллического магнитотвердого сплава на основе соединения  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ .

Объектом исследования стал сплав марки MQP-B, который представляет собой быстрозакаленный сплав Nd-Fe-B. Легкоплавкие добавки получены путем плавки чистых компонентов в дуговой печи с аргоновой средой.

Сплав MQP-B размалывался в этиловом спирте в шаровой мельнице в течение 5 мин без добавки, а затем совместно с легкоплавкой добавкой на протяжении 5 мин (соотношение 83% MQP-B и 17% добавки). Готовые смеси были спрессованы в параллелепипеды размером  $1 \times 0.5 \times 0.5$  см и подготовлены к отжигу. Отжиг проводился в вакууме в течение часа, при температурах  $600 - 750^\circ\text{C}$ . Предельные петли магнитного гистерезиса и зависимости относительной намагниченности от температуры отожженных образцов измерялись посредством установки PPMS DynaCool. Зависимости обратимой составляющей магнитной восприимчивости от напряженности магнитного поля измерены с помощью магнитоизмерительной установки MPMS-XL-7 EC с первичным преобразователем на основе СКВИДа.

По результатам экспериментальных исследований магнитной восприимчивости и зависимостей намагниченности от температуры установлено, что константа межзеренного обменного взаимодействия уменьшилась, однако обменное взаимодействие ферромагнитного типа между зернами сохраняется. Установлено, что использование любого РЗМ в составе легкоплавкой добавки приводит к увеличению коэрцитивной силы. Полученные значения  $H_c$  показывают, что с помощью более дешевых РЗМ (La, Ce и Gd) можно добиться увеличения коэрцитивной силы на 55% по сравнению с исходным.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФ (грант № 21-72-10104).

МАГНИТНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА В СИСТЕМЕ  $\text{Cr}_{8-x}\text{Te}_8$ 

Л.Е. Горбов\*, М.Д. Ключарев, Д.Ф. Акрамов, Н.В. Селезнева

Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: levgorbov@mail.ru

Изучение магнитокалорического эффекта (МКЭ) в материалах без содержания редкоземельных элементов представляет особый интерес благодаря их большей доступности для промышленности. В частности, одним из таких материалов является эквиатомный состав  $\text{CrTe}$ , обладающий магнитокалорическими характеристиками, сравнимыми с таковыми у чистого гадолиния, а именно: температура Кюри  $T_c = 332$  К, максимальное изменение магнитной энтропии  $-\Delta S_{\max} = 8.3$  Дж/кг·К и относительная мощность охлаждения  $RCP = 555.3$  Дж/кг; для гадолиния эти же параметры составляют:  $T_c = 294$  К,  $-\Delta S_{\max} = 10.2$  Дж/кг·К,  $RCP = 410$  Дж/кг (изменение поля составляет 50 кЭ для обоих составов) [1]. Поскольку в составе  $\text{CrTe}$  температура Кюри лежит выше комнатных значений, была поставлена цель определить, возможно ли получить  $T_c$  в комнатном диапазоне при уменьшении концентрации хрома с сохранением высоких магнитокалорических характеристик.

Для этого методом твердофазных реакций в вакуумированных кварцевых ампулах были синтезированы образцы  $\text{Cr}_{7.5}\text{Te}_8$ ,  $\text{Cr}_7\text{Te}_8$  и  $\text{Cr}_{6.5}\text{Te}_8$ . Аттестация кристаллической структуры проводилась на дифрактометре Bruker D8 Advance с использованием метода порошковой рентгеновской дифракции. Магнитные свойства исследованы при помощи измерений на СКВИД-магнитометре MPMS (Quantum Design) температурных и полевых зависимостей намагниченности. Оценка величины МКЭ осуществлялась по данным изополевых кривых  $M(T)$  в различных магнитных полях.

В ходе работы было установлено, что полученные образцы  $\text{Cr}_{7.5}\text{Te}_8$ ,  $\text{Cr}_7\text{Te}_8$  и  $\text{Cr}_{6.5}\text{Te}_8$  кристаллизуются в пространственные группы  $C2/m$ ,  $I2/m$  и  $C2/m$  соответственно. В таблице 1 приведены рассчитанные магнитокалорические характеристики ( $q$  — хладопроизводительность,  $\Delta H$  — изменение поля), из которых видно, что при снижении концентрации хрома происходит нелинейное изменение  $T_c$ . Для составов  $\text{Cr}_7\text{Te}_8$  и  $\text{Cr}_{7.5}\text{Te}_8$   $T_c$  выше, чем у исходного  $\text{CrTe}$ ; для  $\text{Cr}_{6.5}\text{Te}_8$  совпадает. С учетом существенной разницы в максимальном изменении поля (50 и 15 кЭ соответственно), величины  $-\Delta S_{\max}$  и  $RCP$  сохраняют относительно высокие значения.

Таблица 1. Магнитокалорические характеристики.

Состав	$T_c$ , К	$-\Delta S_{\max}$ , Дж/кг·К	$RCP$ , Дж/кг	$q$ , Дж/кг	$\Delta H$ , кЭ
$\text{Cr}_{7.5}\text{Te}_8$	348	0.94	42.65	31.52	15
$\text{Cr}_7\text{Te}_8$	353	0.36	23.71	17.82	10
$\text{Cr}_{6.5}\text{Te}_8$	332	0.94	33.97	26.16	15

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FEUZ-2023-0017).

1. M.K. Hamad *et al.*, Eur. Phys. J. Plus **137**, 1259 (2022).

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХТОНКИХ ПОЛЕЙ НА ЯДРАХ  $^{57}\text{Fe}$  В  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{V}$  И  $\text{Ni}_{45}\text{Fe}_{45}\text{V}_{10}$ М.М. Гусейнов<sup>1\*</sup>, С.В. Таскаев<sup>2</sup><sup>1</sup>Институт физики ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия<sup>2</sup>Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия\*e-mail: [gusmagm@yandex.ru](mailto:gusmagm@yandex.ru)

На ядрах  $^{57}\text{Fe}$  в неодимовом магните состава  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{V}$  обнаружено сверхтонкое эффективное магнитное поле  $H_n = 310$  кЭ [1]. Поле  $H_n$  считается результатом конкуренции нескольких видов полей, основным из которых является сверхтонкое магнитное поле Ферми [2]. В этой связи, в данной работе проведены собственные исследования магнита  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{V}$  и соединения  $\text{Ni}_{45}\text{Fe}_{45}\text{V}_{10}$ , в которых на ядрах  $^{57}\text{Fe}$  обнаружены более высокие значения  $H_n$ . Спектры ядер  $^{57}\text{Fe}$  в исследованных образцах  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{V}$  описаны в модели шести секстетов, соответствующих шести позициям  $^{57}\text{Fe}$  в элементарной ячейке решётки. Спектр  $^{57}\text{Fe}$  в  $\text{Ni}_{45}\text{Fe}_{45}\text{V}_{10}$  также представляет суперпозицию из близких по  $H_n$  трех неразрешённых секстетов и двух дублетов, относящихся к ядрам  $^{57}\text{Fe}$  в узлах решётки с некубическим их окружением. Значения  $H_n$  на  $^{57}\text{Fe}$  в  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{V}$  и  $\text{Ni}_{45}\text{Fe}_{45}\text{V}_{10}$  равны 563.2 и 590.3 кЭ, соответственно. Ввиду их существенной разности (27 кЭ) значений  $H_n$  на  $^{57}\text{Fe}$  в  $\text{Ni}_{45}\text{Fe}_{45}\text{V}_{10}$  и  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{V}$ , мы допускаем, что соединение  $\text{Ni}_{45}\text{Fe}_{45}\text{V}_{10}$  при соответствующей технологии спекания и намагничивания может оказаться материалом для создания более сильного по магнитным характеристикам и температурной устойчивости магнита, чем неодимовый магнит. Предлагается качественное объяснение механизма взаимосвязи  $J_{Ls}$  с  $H_n$ .

1. M. Budzyński, V.C. Constantin, A.M.J. Popescu, Z. Surowiec, T.M. Tkachenka, K.I. Yanushkevich *Nukleonika*, **60**, 7 (2015).
2. В.С. Русаков, **Физические основы + методы мёссбауэровской спектроскопии**. Спецкурс. Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, г. Москва 32 с. (2022).

## ПРОДОЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ НАНОСТРУКТУР Ta/Dy/Ta

Р.С. Заворницын\*, Л.И. Наумова, Н.Г. Бебенин, М.А. Миляев, И.К. Максимова, В.В. Проглядо,  
В.В. Устинов

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [zavornitsyn@imp.uran.ru](mailto:zavornitsyn@imp.uran.ru)

Для приготовленных методом магнетронного напыления наноструктур Ta(4нм)/Dy( $t_{Dy}$ )/Ta(4нм), где  $t_{Dy} = 2, 4, 6$  нм, проведены измерения электросопротивления и продольного магнитосопротивления в температурном интервале 80 – 300 К. Анализ полученных данных проведен с учетом магнитного фазового перехода в диспрозии и процессов спиновой аккумуляции на границах слоя тантала. Показано, что наблюдаемое влияние магнитного поля на электросопротивление наноструктуры вызвано конкуренцией двух эффектов различной природы: отрицательным изотропным магнитосопротивлением в слое Dy, обусловленным выстраиванием локальных магнитных моментов в направлении приложенного магнитного поля, и положительным продольным магнитосопротивлением в слоях Ta, обусловленным изменением условий рассеяния электронов с противоположными спинами на поверхностях металлической пленки с сильным спин-орбитальным взаимодействием.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Ниже температуры перехода парамагнетик-антиферромагнетик слой диспрозия толщиной 6 нм имеет некомпенсированный магнитный момент, лежащий в плоскости пленки. Появление этого магнитного момента, вероятно, связано с незавершенностью антиферромагнитного геликоида вследствие малой толщины слоя.

2. При изменении толщины слоя диспрозия и температуры происходит перераспределение токов в слоях наноструктуры и соответствующие изменения характера и знака магниторезистивного эффекта. Изменение магнитосопротивления наноструктуры является результатом конкуренции двух эффектов, имеющих разные знаки и разную природу. В слое диспрозия наблюдалось отрицательное магнитосопротивление, что связано с уменьшением рассеяния электронов проводимости при магнитном упорядочении. В слоях тантала обнаружено положительное продольное магнитосопротивление, вызванное изменением условий рассеяния электронов проводимости при накоплении электронов с противоположными спинами на противоположных поверхностях металлической пленки с сильным спин-орбитальным взаимодействием.

3. Наиболее интересным результатом представляется обнаружение положительного продольного магнитосопротивления в наноструктуре Ta/Dy/Ta. В частности, если электроны с противоположными спинами накапливаются вблизи противоположных границ раздела Ta/Dy и Dy/Ta, то при толщине слоя диспрозия 4 или 6 нм и температуре ниже перехода в магнитоупорядоченное состояние возможен процесс спиновой диффузии вдоль нормали к пленке и взаимодействие спинового тока с геликоидально упорядоченными магнитными моментами в диспрозии.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФ № 22-22-00220.

## К ВОПРОСУ О ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ AFM-FM в FeRh

И.С. Козвонин<sup>1\*</sup>, А.С. Овчинников<sup>1,2</sup><sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: kozvonin98@yandex.ru

С повышением температуры упорядоченный сплав FeRh претерпевает фазовый переход первого рода из антиферромагнитной (AFM) фазы в ферромагнитную (FM) фазу [1]. Этот переход происходит при температуре  $T_N \sim 360\text{K}$  [2]. Температура перехода сильно зависит от конкретного состава и наличия дефектов в кристаллической структуре [3]. Переход сопровождается увеличением объема примерно на 1% [4] и понижением симметрии. В области фазового перехода можно наблюдать и другие интересные свойства, включая сильный магнитокалорический эффект [5], падение удельного сопротивления, приводящее к огромному магнитосопротивлению [4]. Главным образом, благодаря фазовому переходу AFM-FM вблизи комнатной температуры, FeRh имеет потенциальное применение в магнитной памяти и носителях информации [6].

За последние 20 лет были предложены различные идеи объяснения такого поведения намагниченности. Хотя магнитные свойства данного соединения были тщательно исследованы, механизм, лежащий в основе перехода AFM-FM все еще широко обсуждается и недостаточно хорошо изучен. Были высказаны предположения, что переход может быть структурным [4], или он может быть чисто магнитным [7], однако, единой точки зрения до сих пор не выработано. Магнитострикционный механизм, предложенный в данной работе, основан на использовании формализма Каллена [8]. Для кубической симметрии вклад от двуионного магнитоупругого взаимодействия имеет вид:

$$\begin{aligned}
 H_{\text{me}}(f, g) = & -D_1(u_{xx} + u_{yy} + u_{zz})\mathbf{S}_f\mathbf{S}_g - D_2\left(\frac{1}{4}(u_{xx} - u_{yy})[S_f^x S_g^x - S_f^y S_g^y] + \right. \\
 & \left. + \frac{1}{8}(2u_{zz} - u_{xx} - u_{yy})[S_f^z S_g^z - S_f^x S_g^x - S_f^y S_g^y]\right) - \\
 & -D_3\left(\frac{u_{xy}}{2}[S_f^x S_g^y + S_f^y S_g^x] + \frac{u_{yz}}{2}[S_f^y S_g^z + S_f^z S_g^y] + \frac{u_{xz}}{2}[S_f^x S_g^z + S_f^z S_g^x]\right), \quad (1)
 \end{aligned}$$

где  $D_i$  — магнитоупругие константы,  $u_{ij}$  — компоненты деформации,  $S_i^\alpha$  — компоненты спина. Этот вклад следует учитывать наряду с чисто магнитными взаимодействиями.

С помощью приближения среднего поля была получена температурная зависимость намагниченности подрешеток железа и родия во всем температурном диапазоне, а также были получены равновесные деформации, объясняющие понижение симметрии, как в приближении среднего поля, так и с учетом спин-волновых возбуждений.

1. M. Fallot, Ann.Phys. **10**, 291 (1938).
2. B.R. McGrath, R.E. Camley, K.L. Livesey, Phys. Rev. B **101**, 014444 (2020).
3. J.U. Thiele, S. Maat, E.E. Fullerton, Appl. Phys. Lett. **82**, 2859 (2003).
4. M.R. Ibarra, P.A. Algarabel, Phys. Rev. B **50**, 4196 (1994).
5. Y. Liu, L.C. Phillips, R. Mattana, M. Bibes, A. Barthélemy, B. Dkhil, Nat. Commun. **7**, 11614 (2016).
6. S. Maat, J.U. Thiele, E.E. Fullerton, Phys. Rev. B **72**, 214432 (2005).
7. J. Barker, R.W. Chantrell, Phys. Rev. B **92**, 094402 (2015).
8. E. Callen, Phys. Rev. **139**, A455 (1965).

ВЛИЯНИЕ ЗАМЕЩЕНИЯ В КАТИОННОЙ ПОДРЕШЕТКЕ НА ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЯ  $\text{Fe}_3\text{Se}_4$ В.А. Комарова<sup>1\*</sup>, Н.В. Селезнева<sup>1</sup>, Н.В. Баранов<sup>1,2</sup><sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: lera.komarova.200094@gmail.com

Соединение  $\text{Fe}_3\text{Se}_4$  имеет слоистую структуру типа NiAs (пространственная группа  $I2/m$ ). Магнитные моменты атомов железа ориентированы ферромагнитно в слое и антиферромагнитно между слоями, наличие вакансий в каждом втором катионном слое приводит к тому, что магнитные моменты соседних слоев оказываются не скомпенсированы и в соединении формируется дальний ферромагнитный порядок ниже 310 – 320 К [1]. Изоструктурное соединение  $\text{Cr}_3\text{Se}_4$  проявляет антиферромагнитное поведение ниже 160 К [2]. Ранние исследования системы  $\text{Fe}_{3-x}\text{Cr}_x\text{Se}_4$  свидетельствуют о необычных изменениях физических свойств при замещении [3]. Целью данной работы являлся синтез замещенных соединений и детальное исследование изменений их структуры и магнитных характеристик при замещении атомов железа хромом в соединении  $\text{Fe}_3\text{Se}_4$ .

Соединения  $\text{Fe}_{3-x}\text{Cr}_x\text{Se}_4$  ( $x = 0; 0.25; 0.5; 0.75; 1; 1.25; 1.5$ ) были получены методом твердофазного синтеза при температуре 800°C с последующим отжигом. Кристаллическая структура исследована с помощью рентгеноструктурного анализа (дифрактометр Bruker D8 Advance). Измерения намагниченности проводились в интервале температур от 2 К до 350 К в полях до 70 кЭ с помощью PPMS DynaCool компании Quantum Design.

Все полученные соединения изоструктурны исходному  $\text{Fe}_3\text{Se}_4$  и кристаллизуются в моноклинной сингонии; увеличение концентрации хрома  $\text{Fe}_{3-x}\text{Cr}_x\text{Se}_4$  сопровождаются анизотропными деформациями кристаллической решетки и нелинейным ростом объема элементарной ячейки. Согласно данным магнитных измерений при замещении железа хромом температура магнитного упорядочения до  $x = 1.0$  почти не изменяется, и затем снижается при дальнейшем увеличении  $x$ . При этом наблюдается немонокотное изменение спонтанной намагниченности при  $T = 2$  К с минимумом при  $x \sim 1.0$ , что, по-видимому, связано с неравновероятным распределением атомов хрома между катионными слоями. При замещении трети атомов железа хромом на температурной зависимости намагниченности соединения  $\text{Fe}_2\text{CrSe}_4$  обнаружена точка компенсации, при которой магнитные моменты соседних слоев оказываются скомпенсированы. В этом же соединении ниже 50 К обнаружено гигантское смещение петли гистерезиса в сторону отрицательных полей; поле обменного смещения ( $H_{\text{EB}}$ ) при  $T = 2$  К достигает 6.6 кЭ. Эффект обменного смещения может быть связан с существованием в ферромагнитной матрице  $\text{Fe}_2\text{CrSe}_4$  кластеров с ближним магнитным порядком из-за неоднородного распределения атомов хрома в катионных слоях. Для проверки этой гипотезы проведен отжиг с последующей закалкой соединения  $\text{Fe}_2\text{CrSe}_4$  при температуре 950°C. Как оказалось, закалка привела к увеличению параметров решетки, увеличению температуры магнитного перехода на 13%, исчезновению точки полной компенсации магнитных моментов подрешеток и эффекта обменного смещения. Полученные результаты показывают, что замещение атомов железа хромом в  $\text{Fe}_3\text{Se}_4$  и термические обработки образцов позволяют существенно модифицировать их магнитные свойства.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проект № FEUZ-2023-0017).

1. A.F. Andresen, Acta Chem. Scan. **22**, 3C8 (1968).2. M. Wintenberger *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. **147**, 1-2C167 (1995).3. G.J. Snyder *et al.*, Phys. Rev. B. **62**, 15C10185 (2000).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТНОГО МАТЕРИАЛА  $\text{Fe}_3\text{Se}_4/\text{MoS}_2$ В.А. Комарова<sup>1\*</sup>, Н.В. Селезнева<sup>1</sup>, Н.В. Баранов<sup>1,2</sup><sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [lera.komarova.200094@gmail.com](mailto:lera.komarova.200094@gmail.com)

Создание постоянных магнитов без редкоземельных элементов является практически важным направлением исследований в настоящее время. Возможным решением данной проблемы могут стать материалы на основе халькогенидов переходных металлов. Среди них  $\text{Fe}_3\text{Se}_4$ , который имеет слоистую катион-дефицитную кристаллическую структуру типа NiAs и обладает ферромагнитным порядком ниже критической температуры  $T_C \sim 320 - 340$  К. На наночастицах этого соединения получены гигантские значения коэрцитивной силы до 40 кЭ при низких температурах и 3 – 4 кЭ при комнатной температуре [1]. Показано, что частичное замещение железа хромом приводит к росту  $T_C$  до 429 К и увеличению коэрцитивной силы до 12 кЭ [2]. В компактированном состоянии материалы на основе порошков соединения  $\text{Fe}_3\text{Se}_4$  могут представлять интерес для использования в качестве постоянных магнитов.

В настоящей работе в качестве связующего вещества для компактирования порошков  $\text{Fe}_3\text{Se}_4$  рассматривается другое халькогенидное соединение — дисульфид молибдена  $\text{MoS}_2$ , которое является диамагнитным полупроводником и известно своими уникальными трибологических свойствами и способностью образовывать под нагрузкой тонкие устойчивые слои и пленки. Такие свойства соединения  $\text{MoS}_2$  обусловлены их квазидвумерной структурой, в которой слои молибдена располагаются между слоями серы и связаны сильной ковалентной связью, в то время как связь между блоками-сэндвичами S-Mo-S обеспечивается ван-дер-ваальсовыми взаимодействиями. Исходные соединения  $\text{MoS}_2$  и  $\text{Fe}_3\text{Se}_4$  были получены обычным методом твердофазных реакций в вакуумированных ампулах. Коэрцитивная сила полученного соединения  $\text{Fe}_3\text{Se}_4$  при комнатной температуре составляла около 100 Э и намагниченность 4.1 Гс·см<sup>3</sup>/г в поле 15 кЭ. Композит  $\text{Fe}_3\text{Se}_4/\text{MoS}_2$  с соотношением компонентов 9:1 получен механическим смешиванием в агатовой ступке в течение 20 минут и последующим компактированием с помощью лабораторного пресса. Дополнительно использовалось прессование с усилием 5 тонн. Образцы исследовали методом порошковой рентгеновской дифракции на дифрактометре Bruker D8 Advance с Cu K $\alpha$ -излучением. Измерения намагниченности проводились с помощью вибромагнитометра Lake Shore VSM 7407 в полях до 17 кЭ. Рентгеноструктурный анализ показал, что композит представляет собой смесь двух исходных соединений без образования сторонних фаз. Дополнительное прессование с усилием 5 тонн привело к уширению брэгговских рефлексов, что связано с микронапряжениями или изменением размеров кристаллитов, а также к заметному увеличению коэрцитивной силы до 1 кЭ и намагниченности до 5.6 Гс·см<sup>3</sup>/г. Первый факт ожидаемый, так как дополнительная механическая обработка изменила микроструктуру образца, второй факт, вероятно, связан с образованием магнитной текстуры благодаря слоистости  $\text{MoS}_2$ . Появление текстуры подтверждено измерениями угловых зависимостей намагниченности. Таким образом, применение соединения  $\text{MoS}_2$  в качестве связующего при компактировании порошковых образцов позволило улучшить магнитные характеристики  $\text{Fe}_3\text{Se}_4$  и может быть использовано при получении других материалов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проект № FEUZ-2023-0017).

1. H. Zhang *et al.*, Chem. Mater. **23**, 16C3769 (2011).
2. S. Li *et al.*, Nanoscale **7**, 12C5395 (2015).

АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ 3D-ПЕЧАТИ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА  
ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДВИГАТЕЛЕЙ С ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ

К.А. Корчигин\*, А.С. Волегов

Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: kirill.korchigin@urfu.me

Постоянные магниты и магнитные системы на их основе являются важной частью современных технических устройств. В основном системы с постоянными магнитами используют в устройствах, необходимых для преобразования энергий из механической в электрическую — генераторы, из электрической в механическую — двигатели. И в том, и в другом случае работая над постоянными магнитами, из которых зачастую состоят полюса ротора, требуется создание наибольшей магнитной индукции. Увеличения создаваемой магнитной индукции в системе можно добиться напрямую улучшая характеристики магнитотвёрдых материалов. В этом направлении уже была проведена значительная работа, связанная в первую очередь с изучением редкоземельных магнитов Nd-Fe-B и Sm-Co. Однако улучшение магнитных характеристик материалов имеет теоретические и практические пределы, потому вторым перспективным направлением работы по увеличению магнитной индукции является конструкционная оптимизация роторов и используемых в них магнитных систем.

Существующие методы производства постоянных магнитов позволяют получать либо изотропные магниты, либо магниты с одноосной магнитной текстурой, что в значительной степени не даёт развить потенциал конструкционной оптимизации. Для создания магнитных систем сложной формы с произвольной ориентацией осей лёгкого намагничивания начинают использоваться технологии аддитивного производства [1]. Развитие этой технологии производства постоянных магнитов потенциально, позволит нам управлять магнитным потоком и значительно уменьшить магнитные потери, что значительно улучшит полезную индукцию в электротехнических машинах без изменения свойств самих магнитных материалов. Однако, эта общая перспектива нуждается как в расчётно-практических подтверждениях, так и в конкретных количественных оценках возможных преимуществ. Целью настоящей работы является построение и сравнение моделей электродвигателей с постоянными магнитами, применяющимися на практике [2], с их потенциальными аналогами, созданными при помощи 3D-печати, а также количественная оценка их магнитных характеристик.

Исследование производится в программной среде COMSOL Multiphysics, обладающей большими возможностями в создании мультифизических моделей, что важно при исследовании столь комплексных конструкций как электродвигатель. Также стоит отметить, что используемый в COMSOL расчётный метод конечных элементов, даёт хорошую точность результатов. Результаты расчетов показывают, что управление текстурой постоянных магнитов в составе ротора позволяет на десятки процентов увеличить магнитную индукцию в воздушном зазоре между ротором и статором электродвигателя и магнитный поток в элементах статора, тем самым снижая требования к величине магнитных полей, создаваемых катушками в статоре.

В докладе будут представлены сравнительные модели, визуализированы результаты моделирования, а также произведена аналитическая обработка полученных результатов.

Работа выполнена при поддержке проекта Приоритет 2030.

1. A.S. Volegov *et al.*, Acta Materialia **188**, 733 (2020)
2. Y. Li, H. Yang, H. Lin, S. Fang, W. Wang, Energies **12**, 1 (2019)

## Влияние дефектов нестехиометрии на структуру и физические свойства $\text{Fe}_x\text{TiS}_{2-\delta}$

С.Н. Мозговых<sup>1,2\*</sup>, Е.М. Шерокалова<sup>1</sup>, А.С. Волегов<sup>1</sup>, Н.В. Баранов<sup>1,2</sup>, Н.В. Селезнева<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [stepan.mozgovykh@urfu.ru](mailto:stepan.mozgovykh@urfu.ru)

Дихалькогениды переходных металлов  $\text{MX}_2$  со слоистой кристаллической структурой, в которой гексагональные слои переходного ( $M$ ) металла расположены между двумя гексагональными слоями атомов халькогена ( $X$ ), вызывают неослабевающий интерес благодаря богатому разнообразию необычных свойств и потенциальных применений [1]. Так, в системе  $\text{Fe}_x\text{TiS}_2$  при увеличении концентрации железа до  $x = 0.75$  наблюдается последовательная смена структурных типов из-за изменений в распределении атомов Fe в решетке и немонотонное увеличение параметров элементарной ячейки. При этом происходит изменение магнитных состояний от спинстекольного поведения ( $x < 0.25$ ), к антиферромагнитному (АФ) дальнему порядку при  $x \approx 0.25 - 0.28$ . При  $x \approx 0.33$  формируется состояние типа кластерного спинового стекла. Дальнейшее увеличение железа до концентрации  $x \approx 0.45 - 0.5$  приводит снова к АФ упорядочению, а выше  $x = 0.5$  наблюдается ферримагнитный порядок. При увеличении концентрации атомов железа наблюдается немонотонное изменение критической температуры магнитных превращений [2].

На данный момент нет литературных данных о влиянии отклонения от стехиометрии в матрице  $\text{TiS}_{2-\delta}$  на структурные и магнитные особенности формирования допированных соединений типа  $\text{Fe}_x\text{TiS}_{2-\delta}$ . В данной работе были получены образцы  $\text{Fe}_x\text{TiS}_{1.8}$  при  $\delta = 0.2$  с содержанием железа  $x = 0.25, 0.33, 0.37$  твердофазным методом в вакуумированных кварцевых ампулах, проведена их кристаллографическая аттестация на дифрактометре Bruker D8 Advance.

Температурные и полевые зависимости намагниченности измерялись на установках PPMS DynaCool 9 и MPMS SQUID XL7 (Quantum Design, США). Температурные и полевые зависимости электросопротивления измерялись на установке DMS-1000 фирмы Dryogenic (Великобритания). Исследование химического состава поверхности образцов осуществляли с помощью сканирующей электронной микроскопии (Auriga, Carl Zeiss, Германия).

При изучении структуры полученных образцов оказалось, что соединения  $\text{Fe}_{0.25}\text{TiS}_{1.8}$  и  $\text{Fe}_{0.37}\text{TiS}_{1.8}$  изоструктурны составу  $\text{Fe}_{0.33}\text{TiS}_2$ . В образцах наблюдается упорядочение атомов железа с образованием треугольной сетки и формирование сверхструктуры  $\sqrt{3}a_0 \times \sqrt{3}a_0 \times 2c_0$ . В соединении  $\text{Fe}_{0.33}\text{TiS}_{1.8}$  сверхструктура не образуется, атомы металла статистически распределены в межслоевом пространстве.

Установлено, что образец  $\text{Fe}_{0.25}\text{TiS}_{1.8}$  обладает магнитным состоянием типа кластерного спинового стекла, а соединения  $\text{Fe}_{0.33}\text{TiS}_{1.8}$  и  $\text{Fe}_{0.37}\text{TiS}_{1.8}$  обладают дальним магнитным порядком с температурой магнитного упорядочения значительно выше, чем в соединениях  $\text{Fe}_x\text{TiS}_2$  на основе стехиометрической матрицы  $\text{TiS}_2$  со сравнимыми концентрациями железа.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FEUZ-2023-0017).

1. S. Jianping, J. Qingqing, L. Zhongfan, Z. Yanfeng, Adv. Energy Mater. **6**, 1600459 (2016).
2. N.V. Selezneva, N.V. Baranov, E.M. Sherokalova, A.S. Volegov, A.A. Sherstobitov, Phys. Rev. B **104**, 064411 (2021).

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНЕТИЗМА СИСТЕМЫ $\text{Ho} - \text{Co}$ В ПЛЁНОЧНОМ СОСТОЯНИИ

А.Н. Низаев\*, Е.В. Кудюков, В.Н. Лепаловский, А.В. Свалов, В.О. Васьковский

Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [azat.nizaev@urfu.me](mailto:azat.nizaev@urfu.me)

В последнее время активный интерес в изучении магнитных свойств плёночных систем на основе  $R3$  и  $3d$ -переходных металлов связан с наличием в них ряда интересных характеристик прикладного значения. Сочетание в таких системах локализованного и зонного магнетизма позволяет наблюдать специфичные типы неколлинеарного магнитного упорядочения, что имеет особое значение при проектировании устройств хиральной спинтроники. Тем самым становится необходимым детальное исследование магнитной структуры и гистерезисных свойств указанных систем. Целью данной работы является изучение влияния элементного состава на магнитные свойства плёночной системы  $\text{Ho-Co}$ .

Плёнки  $\text{Ho}_{100-x}\text{Co}_x$  получены методом магнетронного распыления на подложках Corning и покрыты защитным слоем Ta. Номинальная толщина образцов составила 100 нм. Состав варьировался в пределах  $0 < x < 90$  с шагом  $x = 10$  и контролировался на сканирующем электронном микроскопе Carl Zeiss NTC Merlin. Структурное состояние определялось методом рентгеновской дифракции на приборе PANalytical Empyrean. Магнитные измерения проводились на измерительном комплексе PPMS DynaCool при температурах 5 – 350 К с шагом 50 К и в полях диапазоном  $\pm 70$  кЭ.

Данные рентгеноструктурного анализа показывают, что плёнки чистого Ho находятся в нанокристаллическом состоянии, однако даже относительно небольшая добавка Co ( $x < 20$ ) приводит к их аморфизации, что сказывается на температуре Кюри и коэрцитивной силе, которые претерпевают немонотонное изменение при легировании Co. Данная особенность связывается с конкуренцией эффектов аморфизации и гибридации электронных структур Ho и Co, что ранее наблюдалось в системе Gd-Co [1]. При рассмотрении зависимости намагниченности насыщения и коэрцитивной силы плёнок  $\text{Ho}_{100-x}\text{Co}_x$  при  $x > 50$  также наблюдается немонотонность, которая связывается с существованием в этой области составов магнитной компенсации. Также была определена концентрационная зависимость магнитного момента на атом Ho в данной системе. В области низкого содержания Co его величина сильно отличается от табличного значения, что может говорить о асперомагнетизме в Ho-подрешётке. «Включение» магнетизма Co при  $x > 50$  упорядочивает Ho-решётку. Благодаря отрицательному обмену уменьшается раствор конуса магнитных моментов, в результате чего  $\mu_{\text{Ho}}$  растёт вплоть до табличного значения. Магнитная структура в этой области трактуется как сперимагнитная.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ, проект FEUZ-2023-0020.

1. V.O. Vas'kovskiy, E.V. Kudyukov, A.V. Svalov, V.E. Maltseva, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **565**, 170254 (2022).

## ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА И СВЕРХТОНКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В $\text{Cr}_x\text{NbSe}_2$ ( $x = 0.33, 0.5$ ) ПО ДАННЫМ ЯМР

В.В. Оглобличев<sup>1\*</sup>, А.Г. Смольников<sup>1</sup>, Ю.В. Пискунов<sup>1</sup>, А.Ф. Садыков<sup>1</sup>, М.Е. Кашникова<sup>1</sup>,  
Н.А. Уткин<sup>1</sup>, П.А. Заяц<sup>1</sup>, Д.Ф. Акрамов<sup>1,2</sup>, Н.В. Селезнева<sup>2</sup>, Н.В. Баранов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [ogloblichev@imp.uran.ru](mailto:ogloblichev@imp.uran.ru)

Дихалькогениды переходных металлов  $TX_2$  ( $T$  — переходный металл,  $X$  — халькоген) являются одними из наиболее изученных двумерных электронных систем благодаря их интригующим физическим и химическим свойствам и потенциальному применению. Распределение заряда и спиновой плотности является ключом к пониманию механизмов, ответственных за изменение структурных, магнитных и транспортных свойств соединений при интеркаляции.

В данной работе методами ядерного магнитного резонанса (ЯМР) на ядрах хрома ( $^{53}\text{Cr}$ ) и ниобия ( $^{93}\text{Nb}$ ) изучена парамагнитная и магнитоупорядоченная фазы образцов поликристаллических халькогенидов  $\text{Cr}_x\text{NbSe}_2$  ( $x = 0.33, 0.5$ ). Для теоретической оценки параметров спектров ЯМР, квадрупольного взаимодействия, возникающих сверхтонких полей на ядрах были проведены расчеты из первых принципов электронной структуры.

Анализ спектров ЯМР на ядрах  $^{93}\text{Nb}$  в парамагнитной фазе позволил обнаружить наличие в  $\text{Cr}_x\text{NbSe}_2$  трех магнитно-неэквивалентных позиций ниобия, в ближайшем окружении которых находятся соответственно 0, 1 и 2 иона хрома. Для каждой из позиций Nb с разным числом атомов хрома в ближайшем окружении в соединениях  $\text{Cr}_x\text{NbSe}_2$  ( $x = 0.33, 0.5$ ) определены значения компонент тензоров магнитного сдвига и градиента электрического поля в месте расположения ядер ниобия. Получено свидетельство формирования в  $\text{Cr}_{0.33}\text{NbSe}_2$  упорядочения позиций ионов хрома в плоскости  $ab$  в суперструктуру. С другой стороны, в соединении  $\text{Cr}_{0.5}\text{NbSe}_2$  явных признаков формирования какой-либо суперструктуры позиций ионов хрома обнаружено не было. Экспериментально показано наличие положительного локального магнитного поля на ядрах Nb, наведенного от магнитных моментов хрома.

Из анализа локальных полей на ядрах  $^{53}\text{Cr}$  в магнитоупорядоченной фазе, установлено, что среднее значение магнитного момента хрома ( $\mu_{\text{ЯМР}} \approx 2.2\mu_B$ ), что меньше теоретического значения для  $\text{Cr}^{3+}$  ( $\mu_{\text{ЯМР}} \approx 3\mu_B$ ) и ближе к  $\text{Cr}^{4+}$  ( $\mu_{\text{ЯМР}} \approx 2\mu_B$ ). Уменьшение среднего значения магнитного момента хрома и наличие локального поля на ядрах ниобия можно объяснить высокой степенью гибридизации орбиталей  $a_{1g}$  и  $e_g$   $3d$ -электронов хрома с орбиталями  $4d_{z^2}$  и  $5s$  ниобия. Высокая гибридизация орбиталей хрома и ниобия подтверждается расчетными данными электронной структуры из первых принципов [1,2].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-12-00220).

1. P. Agzamova, V. Ogloblichev, Applied Magnetic Resonance **54**, 439 (2023).
2. V.V. Ogloblichev *et. al.*, Physical Review B **104**, 245115 (2021).

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОЛИТОНОВ С ГРАНИЦЕЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ

В.В. Киселев, А.А. Расковалов\*

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: raskovalov@imp.uran.ru

Пленки железо-иттриевых гранатов толщиной от нескольких микрон до десятков микрон и длиной от нескольких до десятков сантиметров обладают свойствами ферромагнитной среды в интервале от 1 ГГц до 20 ГГц. Этот частотный интервал интенсивно исследуется благодаря возможности возбуждения распространяющихся вдоль пленки обменно-дипольных спиновых волн. Одним из главных результатов такого изучения явилось обнаружение солитонов огибающей спиновых волн в ферромагнитных пленках [1]. Пространственно-временную модуляцию бегущей активационной волны в пленке можно описать базовым нелинейным уравнением Шредингера. Это уравнение полностью интегрируемо. Хорошо известно, что для безграничного образца солитоны огибающей могут быть получены аналитически методом обратной задачи рассеяния. На настоящее время, они детально исследованы [2].

В данной работе мы рассматриваем начально-краевую задачу для ферромагнитной пленки, имеющей фиксированную границу. Следуя работе [3], в этом случае схему обратной задачи рассеяния удастся модифицировать так, что нелинейное уравнение Шредингера по-прежнему остается интегрируемым. При этом, на границе образца спины могут вести себя различным образом: быть полностью закрепленными, частично закрепленными или свободными. В зависимости от степени закрепления спинов, будут меняться и свойства солитонов, примыкающих к границе пленки.

В ходе анализа выявлено, что солитоны в пленке с учетом ее границы делятся на два типа [4]. Солитоны первого типа как раз – таки представляют локализованные вблизи края пленки колебания намагниченности с дискретными частотами. Числом таких солитонов можно управлять, изменяя характер закрепления поверхностных спинов.

Второй тип — движущиеся солитоны, которые сильно деформируются при столкновении с краем пленки, а при удалении от нее восстанавливают форму хорошо изученных солитонов, типичных для неограниченной среды. Изменение фазы прецессии солитона после его упругого отражения от края пленки можно использовать для диагностики степени закрепления краевых спинов.

Для обоих типов солитонов найдены законы сохранения (интегралы движения), обеспечивающие выполнение верных краевых условий.

Полученные результаты могут быть использованы как пробные для аналитического описания солитонных состояний вблизи границ реальных образцов конечных размеров. Они полезны для верификации численных расчетов. Могут стать основой экспериментов по диагностике закрепления спинов на границе образца посредством измерения сдвига фазы солитонов после их отражения.

Работа опубликована в рамках госзадания Минобрнауки России (тема «Квант», № 122021000038-7).

1. А.Б. Борисов, В.В. Киселев, Квазиодномерные магнитные солитоны, Физматлит, Москва (2014).
2. Л.Д. Фаддеев, Л.А. Тахтаджян, Гамильтонов подход в теории солитонов, Наука, Москва (1986).
3. П.Н. Бибииков, В.О. Тарасов, ТМФ **79**, 334 (1989).
4. В.В. Киселев, А.А. Расковалов, ЖЭТФ **162**, 693 (2022).

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОЛИТОНОВ С ГРАНИЦЕЙ ЛЕГКОПЛОСКОСТНОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА

В.В. Киселев, А.А. Расковалов\*

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [raskovalov@imp.uran.ru](mailto:raskovalov@imp.uran.ru)

Основные уравнения теории магнетизма существенно нелинейны. Поэтому анализ сильновозбужденных состояний магнитных сред возможен только с привлечением специальных методов теории солитонов. Наиболее эффективным из них является метод обратной задачи рассеяния [1,2]. К сожалению, он приспособлен лишь для решения задач в безграничных средах. Реальные образцы имеют конечные размеры. В таких случаях метод обратной задачи рассеяния сталкивается с серьезными трудностями при отображении начально-краевых условий, заданных для исходных полей намагниченности, в данные рассеяния вспомогательной спектральной задачи. Исключение составляют образцы со специальными (интегрируемыми) краевыми условиями. Для моделей ферромагнетиков, учитывающих основные обменные взаимодействия и квадратичную по намагниченности кристаллографическую анизотропию, такие краевые условия выявлены в работе [3]. Однако, нелинейная динамика конечных ферромагнитных образцов до сих пор мало изучена.

В данной работе мы предлагаем модификацию метода обратной задачи рассеяния для описания солитонов и диспергирующих волн в рамках модели Ландау-Лифшица полубесконечного ферромагнетика с анизотропией типа «легкая плоскость» [4]. Под «полубесконечным» мы понимаем ферромагнетик, бесконечно протяженный в одну сторону, в то время, как на другой стороне он имеет границу. Рассмотрены смешанные краевые условия, предельными случаями которых являются свободные и полностью закрепленные спины на границе образца. Найдены новые типы солитонов, ядра которых сильно деформируются вблизи поверхности образца. Проанализированы их динамические свойства и особенности упругого отражения от края образца. Получены спектральные разложения интегралов движения для солитонов и волн в полубесконечном образце. Установлены дополнительные интегралы движения, которые гарантируют выполнение для солитонов верных краевых условий в ходе их взаимодействия с границей образца. Вычислены сдвиги положений и фаз солитонов после их отражения от границы.

Работа опубликована в рамках госзадания Минобрнауки России (тема «Квант», № 122021000038-7).

1. А.Б. Борисов, В.В. Киселев, Квазиодномерные магнитные солитоны, Физматлит, Москва (2014).
2. Л.Д. Фаддеев, Л.А. Тахтаджян, Гамильтонов подход в теории солитонов, Наука, Москва (1986).
3. Е.К. Склинин, Функциональный анализ и его приложения **21**, 86 (1987).
4. V.V. Kiselev, A.A. Raskovalov, Chaos, Solitons & Fractals (2024) [готовится к печати].

## Влияние толщины на особенности спиновой переориентации в пленках Gd – Co

А.С. Русалина\*, А.В. Свалов, В.Н. Лепаловский, Е.А. Степанова, В.О. Васьковский

Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [anastasia.rusalina@urfu.ru](mailto:anastasia.rusalina@urfu.ru)

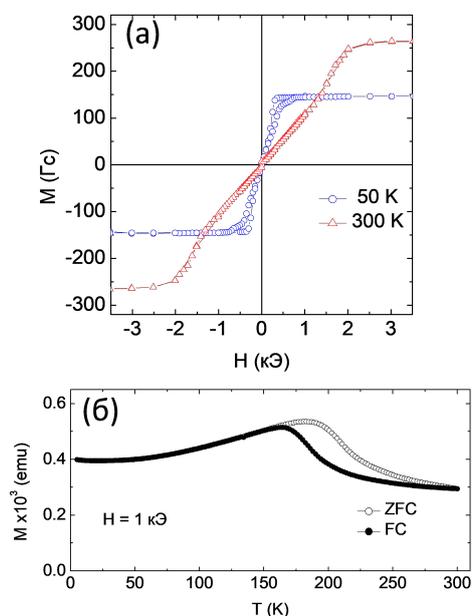


Рис. 1. Петли гистерезиса (а) и температурные ZFC-FC зависимости намагниченности (б) для пленки Gd-Co(200 нм), измеренные при ориентации магнитного поля перпендикулярно плоскости образца.

анізотропію во всьому температурному інтервалі. Для більш товстих зразків спостерігалась переорієнтація рівноважного положення намагніченості від нормалі до площини плітки в широкому інтервалі температур при  $T > T_{\text{comp}}$ , о чьому свідчать змінення форми петель гистерезиса і поведіння температурної залежності намагніченості (рис. 1). Локалізація температурного інтервалу спигової переорієнтації залежить від величини поля вимірювання.

В роботі розглядаються можливі причини залежності величини  $T_{\text{comp}}$  і інтервалу реалізації спигової переорієнтації від товщини плінок.

Исследование выполнено в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России FEUZ-2023-0020.

1. H.-J. Kim *et al.*, *Adv. Funct. Mater.* **32**, 2112561 (2022).
2. В.О. Васьковский и др., *ФММ* **120**, 1151 (2019).

Пленочные наноструктуры с наклонной магнитной анизотропией значительно расширяют возможности создания маломощных энергонезависимых устройств спинтроники [1]. Недавно на примере аморфных ферромагнитных пленок Gd-Co было показано, что в пленках сплавов тяжёлых редкоземельных элементов и переходных металлов группы железа наклонная ориентация намагниченности может быть достигнута в процессе спонтанной спиговой переориентации, температурный интервал которой варьируется за счет изменения химического состава пленки [2]. В настоящей работе представлены результаты исследования влияния толщины на особенности спиговой переориентации в пленках Gd-Co.

Пленки  $\text{Gd}_{21.6}\text{Co}_{78.4}$  были осаждены на стеклянные подложки методом магнетронного распыления. Толщина пленок изменялась от 10 нм до 500 нм. Магнитные измерения проведены с использованием вибрационного магнитометра в температурном интервале от 5 К до 300 К и магнитооптического Керр-микроскопа при комнатной температуре.

Для всех образцов температура магнитной компенсации  $T_{\text{comp}}$  не превышала 220 К. Пленки толщиной менее 100 нм проявляли эффективную перпендикулярную

## ОСОБЕННОСТИ НАВЕДЕННОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В ПЛЁНОЧНОЙ СИСТЕМЕ FeNi/NiCu/FeNi

А.С. Русалина\*, А.В. Свалов, Е.А. Степанова, В.Н. Лепаловский, Г.Ю. Мельников,

Г.В. Курляндская

Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [anastasia.rusalina@urfu.ru](mailto:anastasia.rusalina@urfu.ru)

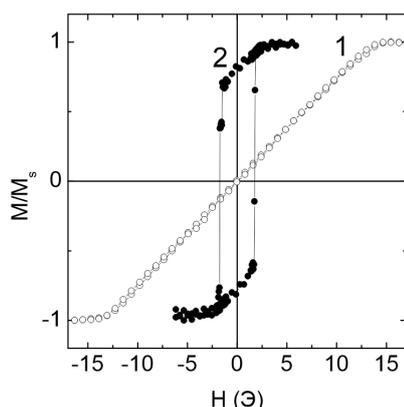


Рис. 1. МО петли гистерезиса, измеренные вдоль номинальной оси трудного намагничивания (ОТН) верхнего слоя FeNi для образцов с параллельной (1) и ортогональной (2) ориентацией ОТН слоёв FeNi.

В работе исследованы трехслойные пленки Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>(40 нм)/NiCu(10 нм)/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>(40 нм), осажденные на стеклянные подложки методом магнетронного распыления. Состав слоя Ni-Cu варьировался в пределах 55 – 77 ат.% Ni, при этом его температура Кюри изменялась в интервале от 130 до 360 К. Осаждение образцов проводилось методом наклонного напыления, когда направление потока осаждаемых на подложку частиц отклонено от нормали к плоскости подложки [3]. Получены результаты для образцов как с параллельной, так и с ортогональной ориентацией осей лёгкого намагничивания соседних слоёв FeNi.

Рентгеноструктурный анализ показал, что слои FeNi и NiCu обладают г.ц.к. решёткой. Средний размер кристаллитов равен 20 нм.

Магнитные измерения, проведённые с использованием комплекса MPMS-7XL и магнитооптического Керр-микроскопа, показали, что связь между слоями FeNi существует и при составе Ni-Cu, при котором прослойка находится в парамагнитном состоянии. На это указывают, в частности, особенности магнитооптических петель гистерезиса (рис. 1).

В работе рассматривается возможность управления эффективной наведенной магнитной анизотропией в плёночной системе FeNi/NiCu/FeNi путём варьирования интенсивности обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями FeNi за счет изменения химического состава сплава Ni-Cu.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-29-00980, <https://rscf.ru/project/22-29-00980/>.

1. Z.R. Nunn, *et al.*, J. Appl. Phys. **133**, 123901 (2023).

2. Е.В. Скороходов, Е.С. Демидов, С.Н. Вдовичев, А.А. Фраерман, ЖЭТФ **151**, 724 (2017).

3. А.В. Свалов, И.А. Макаровичкин, А.А. Пасынкова и др., ФММ **123**, 1138 (2022).

## АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРОВ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ОБРАЗЦОВ, ПОЛУЧЕННЫХ SLS-МЕТОДОМ И ПОДВЕРГШИХСЯ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКЕ

Т.Д. Русинова\*, Е.А. Степанова, В.Е. Мальцева, С.В. Андреев, А.С. Волегов  
 Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия  
 \*e-mail: [tatiana.rusinova@urfu.me](mailto:tatiana.rusinova@urfu.me)

3D-печать является аддитивным методом изготовления трехмерных объектов практически любой формы. В том числе данным методом возможно производство магнитных материалов. Гибкость технологий аддитивного производства для изготовления изделий сложной геометрии из порошков магнитных металлов открывает уникальные возможности для новых концепций дизайна и повышения удельной мощности машин без значительного увеличения стоимости производства [1,2].

Данная работа посвящена изучению возможности создания функциональных изделий с помощью аддитивных технологий, а также изучению зависимости их магнитных свойств от размеров, и влияние на эти свойства термообработок.

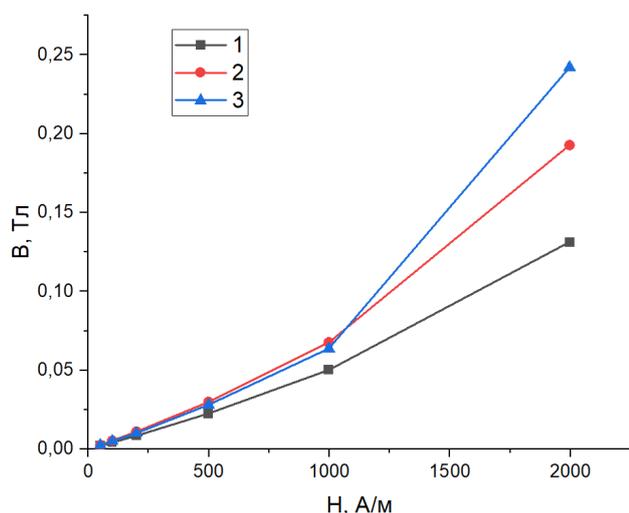


Рис. 1. Зависимость индукции от магнитного поля  $B(H)$  для образцов разных размеров.

На рис. 1 представлены основные кривые намагничивания до магнитных полей 2 кА/м для образцов разных размеров в исходном состоянии. Из графика видно, что при уменьшении диаметра образцов, их магнитная индукция  $B$  возрастает быстрее. Меньшие по размеру образцы имеют существенно большее значение  $B$  в магнитном поле 2 кА/м.

Таким образом показано, что размер образцов, полученных SLS-методом, влияет на их магнитные свойства, что вероятно можно объяснить технологией прохождения луча при спекании образца.

В работе также исследовано влияние проведенных термообработок при разных температурах на магнитные свойства образцов. Показано, что в результате ТО при определенных температурах остается разница в уровне свойств.

1. А.Р. Сафин, Р.К. Вебера, Известия высших учебных заведений. Проблемы энергетики **23**, 14 (2021).
2. A.S. Zhukov, B.K. Barakhtin, V.V. Bobyr, P.A. Kuznetsov, I.V. Shakirov, Journal of physics: conference series **14**, 012122 (2021).

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДОМ ЭПР СПЕКТРОСКОПИИ ФОСФАТОВ КАЛЬЦИЯ ДОПИРОВАННЫХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

М.А. Садовникова<sup>1\*</sup>, Ф.Ф. Мурзаханов<sup>1</sup>, Г.В. Мамин<sup>1</sup>, М.Р. Гафуров<sup>1</sup>, Н.В. Петракова<sup>2</sup>,  
М.А. Гольдберг<sup>2</sup>, В.С. Комлев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Казанский (Приволжский) Федеральный университет, Казань, Россия

<sup>2</sup>Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

\*e-mail: [margaritaasadov@gmail.com](mailto:margaritaasadov@gmail.com)

Разработка биоматериалов на основе фосфатов кальция (ФК) для восстановления и заживления поврежденных костей вызвана постоянной необходимостью улучшения качества жизни. Благодаря своему химическому и механическому сходству с костным минералом, а также превосходной биосовместимости и остеогенным свойствам, ФК используются для замены и восстановления больных или поврежденных частей опорно-двигательного аппарата, для систем доставки лекарств и генов, в качестве покрытия для титановых костных имплантатов и в качестве наполнителя биокомпозитов [1]. Однако некоторые недостатки, такие как непредсказуемая скорость резорбции и ограниченная остеоиндукция, не полностью удовлетворяют всем клиническим требованиям. Замена ионов  $\text{Ca}^{2+}$  в структуре ФК другими ионами значительно влияет на такие характеристики частиц ФК, как размер, кристалличность, растворимость, термическую стабильность, поверхностные характеристики и адсорбционную активность. Поэтому для создания многофункциональных материалов ФК легируют различными катионами и анионами (магнием  $\text{Mg}^{2+}$ , медью  $\text{Cu}^{2+}$ , кобальтом  $\text{Co}^{2+}$ , марганцем  $\text{Mn}^{2+}$ , железом  $\text{Fe}^{3+}$  и др.).

Таким образом, ионы гадолиния ( $\text{Gd}^{3+}$ ) в структуре ФК могут выступать в качестве контрастных веществ для магнитно-резонансной томографии, а замещение ионов кальция в решетке ФК на ионы церия ( $\text{Ce}^{3+}$  и/или  $\text{Ce}^{4+}$ ) представляет интерес, поскольку соединения, содержащие ионы Се нашли применение в медицине в качестве антибактериальных средств.

Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) известен как чувствительный неразрушающий метод исследования магнитных свойств и симметрии кристаллического поля, анализа электрон-ядерного взаимодействия, локального ядерного окружения. В нашем исследовании мы демонстрируем возможности различных методов непрерывного и импульсного ЭПР для комплексного исследования ФК допированного редкоземельными элементами (Gd, Ce). В спектрах наблюдается сигнал  $^{31}\text{P}$  с центром на ларморовской частоте для поля  $B_0 = 352$  мТл, частота  $\nu_{\text{Larm}}(^{31}\text{P}) = 6.06$  МГц и для  $B_0 = 304$  мТл соответственно  $\nu_{\text{Larm}}(^{31}\text{P}) = 5.2$  МГц. Времена релаксации ионов Се были измерены для двух разных магнитных полей ( $B_0 = 352$  мТл,  $B_0 = 304$  мТл), отличающихся примерно в 10 раз ( $T_2 = 31.0(5)$  мкс,  $T_2 = 3.0(1)$  мкс соответственно), что скорее всего, указывает на то, что ион Се занимает две позиции  $\text{Ca}^{2+}$ .

Полученные результаты могут быть использованы для качественного и количественного контроля включения редкоземельных элементов в структуру ФК, а также могут служить основой для квантово-химического моделирования кристаллической решетки и физико-химических свойств при создании материалов с желаемыми свойствами и функциональностью.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ грант № 23-63-10056.

1. J. Jeong *et al.*, J. Biomaterials research. **23**, 11 (2019).

## МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК ТИПА Cr – Mn/Gd – Co

С.В. Северова\*, А.А. Фещенко, М.Е. Москалев, В.Н. Лепаловский, А.Н. Горьковенко,  
В.О. Васьковский

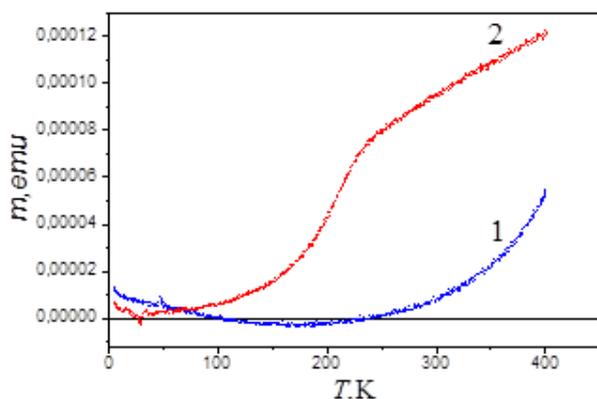
Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [severova.sveta.severova@yandex.ru](mailto:severova.sveta.severova@yandex.ru)

Исследование явления обменного взаимодействия, возникающее на интерфейсе ферромагнитного и антиферромагнитного слоя, получило широкое распространение в связи применения структур ферро-/антиферромагнетик в устройствах спинтроники и магнитной записи информации [1]. В последнее время наблюдается интерес к исследованию обменно-связанных магнитных структур не только с плоскостной [2], но и с перпендикулярной анизотропией [3], которые обеспечивают сверхбыстрое магнитное переключение. В настоящей работе представлены результаты исследования магнитных свойств плёночной структуры, содержащей антиферромагнитный слой Cr-Mn и ферромагнитный слой Gd-Co с перпендикулярной анизотропией.

Образцы для исследования представляли собой многослойные плёнки стекло/Ta(5нм)/Cr<sub>70</sub>Mn<sub>30</sub>(50нм)/Gd<sub>x</sub>Co<sub>1-x</sub>(L)/Ta(5нм) и были получены методом магнетронного распыления на покровных стёклах Corning. Состав и толщина слоя Cr-Mn соответствовали оптимальным условиям формирования в нём антиферромагнитного состояния [4]. Для слоя Gd<sub>x</sub>Co<sub>1-x</sub> указанные параметры варьировались с целью реализации перпендикулярной магнитной анизотропии в области комнатной температуры.

На рисунке в качестве примера представлены зависимости магнитного момента от температуры для однослойной плёнки Gd<sub>22</sub>Co<sub>78</sub>(40 нм) (кривая 1) и плёнки Cr<sub>70</sub>Mn<sub>30</sub>/Gd<sub>22</sub>Co<sub>78</sub>(40 нм) (кривая 2). Измерения выполнены в магнитном поле напряжённостью 1 кЭ, ориентированном в плоскости образцов. Эти данные свидетельствуют о наличии перпендикулярной анизотропии во всём температурном интервале для однослойной плёнки и при температуре менее 220 К для двухслойной структуры. Вероятными причинами такого различия могут выступать межслойная обменная связь,



обеспечивающая повышение температурной стабильности Co-подрешётки в ферромагнитной структуре или диффузия атомов марганца в ферромагнитный слой, приводящая к ослаблению отрицательной обменной связи в системе Gd-Co. В работе с привлечением данных по магнитному гистерезису проведён анализ аргументов в пользу той или иной из указанных версий.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ, проект № 22-22-00814.

1. Коплак О. В. и др., Письма в ЖЭТФ **109**, 722 (2019).
2. F. dalla Longa *et al*, Phys. Rev. B **81**, 094435 (2010).
3. K.P. Vallobra *et al*, Phys. Rev. B **96**, 144403 (2017).
4. А.А. Фещенко и др. ФММ **124**, 830, (2023).

ВЫРАЩИВАНИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ  $\text{NdGa}_2\text{Sc}(\text{BO}_3)_4$ К.А. Ситников<sup>1\*</sup>, Е.В. Еремин<sup>2</sup>, И.А. Гудим<sup>2</sup><sup>1</sup>Сибирский Федеральный Университет, Красноярск, Россия<sup>2</sup>Институт физики имени Л. В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия

\*e-mail: kirill-55as11@mail.ru

Кристаллы редкоземельных тригональных оксидов со структурой хантита ранее изучались как нелинейно-оптические среды, и только в последнее время вызвали интерес как мультиферроики, в частности алюмо-, галло-, ферро- и хромбораты [1]. Кристаллы были выращены методом спонтанного зарождения и группового выращивания на затравках. Использовался следующий состав раствора-расплава [2]:

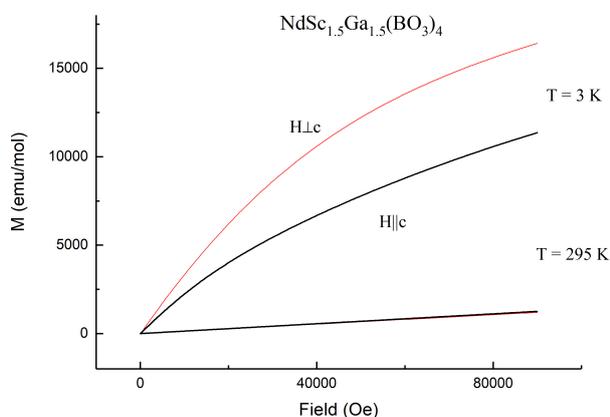
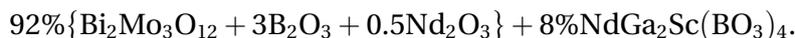


Рис. 1. Полевая зависимость намагниченности выращенных кристаллов  $\text{NdGa}_2\text{Sc}(\text{BO}_3)_4$ .

порядка.

Из рис. 1 видно, что для всех кривых зависимости  $M(H)$  имеют похожий вид, типичный для парамагнетиков. С увеличением поля намагниченность возрастает с разной скоростью, демонстрируя заметную анизотропию.

В магнитном отношении  $\text{NdGa}_2\text{Sc}(\text{BO}_3)_4$  является парамагнетиком, свойства которого целиком определяются магнитным поведением  $\text{Nd}^{3+}$ .

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РНФ-ККНФ №22-12-20019.

1. K.-C. Liang, R.P. Chaudhury, B. Lorenz, Y.Y. Sun, L.N. Bezmaternikh, V.L. Temerov, C.W. Chu, Physical review B **83**, 180417 (2011).
2. I.A. Gudim, E.V. Eremin, V.L. Temerov, Journal of crystal growth **312**, 2427 (2010).

## МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТОНКИХ ПЛЁНОК ФЕРРОМАГНЕТИК/АНТИФЕРРОМАГНЕТИК И ЭФФЕКТА ОБМЕННОГО СМЕЩЕНИЯ В НИХ С ПОМОЩЬЮ ПАКЕТА OOMMF

С.Д. Солнцев<sup>1\*</sup>, М.Е. Москалев<sup>1</sup>, В.О. Васьковский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: solnseses@gmail.com

В последние годы перспективным направлением в области физики магнитных явлений стало исследование многослойных пленок, нашедших активное применение в различных устройствах спинтроники и магнитной сенсорики [1]. Неотъемлемой частью таких устройств являются обменно-связанные двухслойные пленки типа ферро-/антиферромагнетик. Интересны они в первую очередь наблюдаемым в них эффектом обменного смещения, заключающегося в сдвиге петли гистерезиса ферромагнетика относительно оси магнитного поля на величину  $H_{ex}$ , называемую полем смещения.

В сфере исследований сложных спиновых систем, в частности, многослойных функциональных пленок, зарекомендовал себя подход микромагнитного моделирования, позволяющий оценивать влияние различных параметров системы на наблюдаемые магнитные свойства, а добавление некоторого флуктуирующего поля, являющегося микромагнитным аналогом температуры, в некоторых случаях позволяет достаточно точно описывать и температурные эффекты в магнетиках [2].

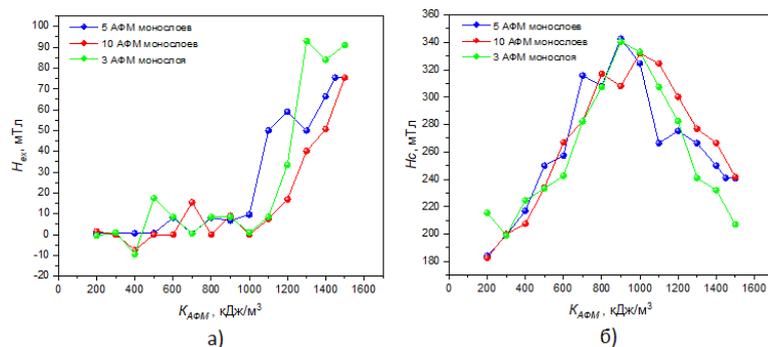


Рис. 1. Зависимости поля смещения (а)  $H_{ex}$  и коэрцитивной силы (б)  $H_c$  от константы анизотропии антиферромагнитного (АФМ) слоя КАФМ для различных толщин АФМ слоя — 3, 5 и 10 монослоёв.

построенной модели.

В рамках данной модели при помощи дополнительного программного модуля *thetaevolve* были исследованы температурные эффекты в пленочных структурах. Такой подход позволяет оценить влияние фундаментальных характеристик магнитных слоёв на температурное поведение поля смещения и коэрцитивной силы.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (РНФ), проект № 22-22-00814.

1. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 015005 (2018).
2. M.B. Hahn, *J. Phys. Commun.* **3**, 075009 (2019).
3. M.J. Donahue, D.G. Porter. *OOMMF User's Guide, Version 1.0*, - 6376, Natl. Inst. Standards Technol., Gaithersburg, MD (1999).

КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ ПЕРЕХОДОВ В СИСТЕМЕ  
 $\text{La}_{1-x}\text{Y}_x\text{Mn}_2\text{Si}_2$ Л.А. Сташкова<sup>1\*</sup>, Е.Г. Герасимов<sup>1,2</sup>, Н.В. Мушников<sup>1,2</sup><sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [lashreder@imp.uran.ru](mailto:lashreder@imp.uran.ru)

Интерметаллические соединения  $RM_2X_2$  ( $R$  — редкоземельный элемент или Y;  $M$  —  $3d$ -,  $4d$ - или  $5d$ -переходный металл;  $X$  — Si или Ge) обладают естественной слоистой структурой с объемно-центрированной тетрагональной решеткой типа  $\text{ThCr}_2\text{Si}_2$  (пространственная группа  $I4/mmm$ ). В этой структуре моноатомные слои различных элементов укладываются вдоль кристаллографической оси с в строгой последовательности  $-M-X-R-X-M-$ . Считается, что слоистая структура ответственна за широкое разнообразие физических свойств, наблюдаемых в этих соединениях [1]. Для  $M = \text{Mn}$  существует 9 различных вариантов магнитного упорядочения Mn моментов [2]. Выполнение исследований методом дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК) позволяет установить температуры переходов между магнитными фазами, что необходимо как для развития представлений о магнитных фазовых переходах, так и для поиска новых магнитных материалов.

Цель настоящей работы — на основе калориметрических исследований сплавов  $\text{La}_{1-x}\text{Y}_x\text{Mn}_2\text{Si}_2$  ( $x = 0, 0.15, 0.2, 0.25, 0.26, 0.27, 0.3$  и 1) определить температуры магнитных фазовых переходов и уточнить магнитную фазовую диаграмму в интервале температур 300 – 550 К.

Данные по дифференциальной сканирующей калориметрии были получены с помощью прибора синхронного термического анализа STA 449 F3 Jupiter (Netzsch) в атмосфере азота при нагреве и охлаждении в интервале температур 270 – 600 К со скоростью 5°C/мин. Обработку экспериментальных данных проводили с использованием программного пакета NETZSCH Proteus Analysis ®.

В образцах с содержанием иттрия  $x < 0.3$  наблюдается два магнитных фазовых перехода: из ферромагнитного в антиферромагнитное состояние вблизи температуры Кюри  $T_c = 300$  К и из антиферромагнитного в парамагнитное состояние в интервале температур Нееля  $T_N = 360 - 460$  К. Согласно результатам ДСК,  $T_c$  незначительно уменьшается с ростом концентрации Y от 308 К при  $x = 0$  до 297 К при  $x = 0.27$ . Тепловой эффект при  $T_N$  крайне слабый, однако путем подбора оптимальных условий съемки удалось определить температуру перехода для сплавов с  $x = 0, 0.15, 0.2$  и  $0.27$ . В образце  $\text{YMn}_2\text{Si}_2$  зафиксирован один магнитный фазовый переход из антиферромагнитного в парамагнитное состояние при  $T_N = 515$  К. Эти данные согласуются с результатами работы [3] полученными методом Мессбауэровской спектроскопии.

Результаты измерений и расчетов обобщены на магнитной фазовой диаграмме.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №23-12-00265, <https://rscf.ru/project/23-12-00265/>. Калориметрические исследования выполнены с использованием оборудования ЦКП «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УРО РАН.

1. A. Szytuła, Handbook of Magnetic Materials 6, Elsevier, Amsterdam (1991).
2. G. Venturini *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. **150** 197 (1995).
3. S.J. Campbell *et al.*, J. Phys.: Condens. Matter **11** 7835 (1999).

## ВЛИЯНИЕ ЗАМЕЩЕНИЙ В R И 3d ПОДРЕШЕТКАХ НА МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЯ $\text{HoCo}_2$

М.С. Аникин\*, Е.Н. Тарасов, А.С. Султанов, М.И. Князев, А.В. Зинин

Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [maksim.anikin@urfu.ru](mailto:maksim.anikin@urfu.ru)

Интерметаллическое соединение  $\text{HoCo}_2$  обладает значительными величинами магнитокалорического эффекта (МКЭ), такими, как изотермическое изменение магнитной части энтропии ( $\Delta S_m$ ) и адиабатическое изменение температуры ( $\Delta T_{ad}$ ), при температуре, близкой к температуре его магнитного упорядочения, при которой оно испытывает фазовый переход первого рода [1]. С точки зрения практического применения, необходимы материалы со значительными величинами  $\Delta S_m$  и  $\Delta T_{ad}$  в широком температурном диапазоне. В связи с чем, в данной работе рассмотрены зависимости магнитных и магнитотепловых свойств квазибинарных соединения на основе  $\text{HoCo}_2$  с различными добавками/замещениями в R и 3d подрешетках.

С целью увеличения температуры магнитного упорядочения, до комнатных температур, были исследованы соединения  $\text{Ho}(\text{Co}_{1-y}\text{Fe}_y)_2$ . Установлено, что при добавке железа происходит рост температуры Кюри, что говорит об увеличении энергии d-d обменного взаимодействия. Также наблюдается изменение рода фазового перехода с первого на второй, последнее объясняется стабилизацией магнитного состояния кобальтовой подрешетки. При увеличении содержания железа в соединениях  $\text{Ho}(\text{Co}_{1-y}\text{Fe}_y)_2$  наблюдается трансформация зависимостей  $\Delta S_m(T)$  от пика к платоподобной зависимости, которые возникают вследствие суперпозиции двух пиков, первый возникает при температуре перехода из ферри- в парамагнитное состояние ( $T_c$ ), а второй появляется в низкотемпературной области вследствие восстановления магнитного порядка в R подрешетке, который был разрушен из-за слабого межподрешеточного 4f-3d обменного взаимодействия, так называемый низкотемпературный максимум (НТМ) [2].

Таким образом, слабое межподрешеточное взаимодействие приводит к возникновению НТМ. Для усиления НТМ была изучена система  $\text{Ho}_{1-x}\text{Y}_x(\text{Co}_{0.84}\text{Fe}_{0.16})_2$ . В результате, установлено, что при увеличении содержания Y снижаются значения  $T_c$ , что может быть объяснено уменьшением энергии межподрешеточного обменного взаимодействия. На зависимостях  $\Delta S_m(T)$  можно увидеть сохранение значений НТМ, даже при 40% замещении Ho на Y. Однако существенно снижаются значения  $\Delta S_m$  в районе  $T_c$ , что объясняется ферримагнитной структурой и отрицательным вкладом в МКЭ от 3d подрешетки [3].

Далее с целью уменьшения отрицательного вклада от 3d подрешетки в МКЭ соединений  $\text{Ho}(\text{Co-Fe})_2$  была изучена система  $\text{Ho}((\text{Co}_{1-z}\text{Ni}_z)_{0.84}\text{Fe}_{0.16})_2$ . При увеличении z происходит нелинейное снижение  $T_c$ , а именно, при замене атомов Co на Ni с шагом 25% вначале  $T_c$  снижается на 113 K, далее — на 48 K, и все следующие изменения  $T_c$  происходят в интервале 11 K. На зависимостях  $\Delta S_m$  при  $z \leq 0.50$  можно наблюдать небольшой рост значений в области  $T_c$ , без существенных изменений формы зависимости  $\Delta S_m(T)$ , несмотря на снижение  $T_c$ . При дальнейшем увеличении доли Ni ( $z > 0.50$ ) происходит существенный рост НТМ, что говорит о значительном ослаблении межподрешеточных обменных взаимодействий.

Работа выполнена при поддержке Государственного контракта FEUZ 2023-0020 между УрФУ и Министерством высшего образования РФ.

1. S.A. Nikitin and A.M. Tishin. *Cryogenics*. **31**, 166 (1991).
2. M. S. Anikin. *et al.*, *Physics Procedia*. **75**, 1198 (2015).
3. М. С. Аникин. и др., *Физика твердого тела*. **63**, 11, 1795 (2021).

# НИЗКОРАЗМЕРНАЯ МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА $\text{LiMn}^{2+}\text{Mn}^{3+}\text{TeO}_6$ , ОПРЕДЕЛЕННАЯ МЕТОДОМ НЕЙТРОННОЙ ПОРОШКОВОЙ ДИФРАКЦИИ

А.Е. Суслопарова<sup>1,2\*</sup>, А.И. Курбаков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова НИЦ «Курчатовский институт», Гатчина, Россия

<sup>2</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

\*e-mail: [susloparovanna@mail.ru](mailto:susloparovanna@mail.ru)

$\text{LiMn}_2\text{TeO}_6$  это слоистый теллурат, принадлежащий семейству  $\text{LiMn}^{2+}\text{Mn}^{3+}\text{XO}_6$  ( $X = \text{Sb}, \text{Te}$ ) с уникальной переменной валентностью марганца +2.5. Более распространенными и изученными являются соединения с валентностью между 3+ и 4+. Такие оксиды марганца смешанной валентности обладают эффектом колоссального магнитосопротивления и актуальны как перспективные материалы в энергетической промышленности, например, как катоды для литий-ионных аккумуляторов.

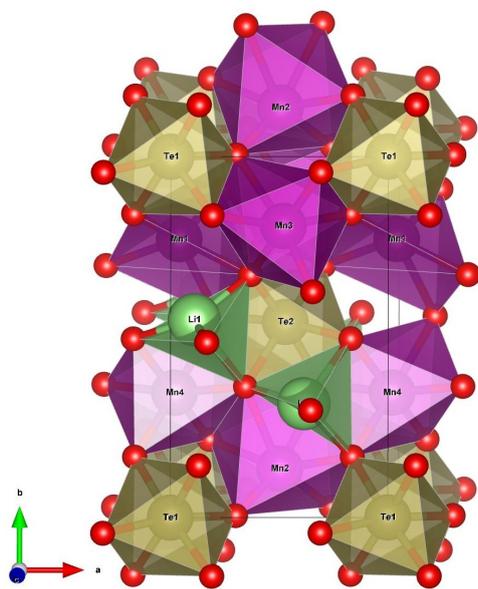
Соединения семейства являются прототипами сильно коррелированных систем и представляют собой уникальные объекты для современной физики магнетизма, в которых одновременно проявляются спиновые, зарядовые и орбитальные степени свободы. Такие соединения могут найти потенциальное применение в областях спинтроники, компьютерных технологий и литий-ионных аккумуляторов, что делает их интересными объектами для исследований.

Кристаллическая структура была определена на основе комплементарного анализа нейтронных и синхротронных данных.  $\text{LiMn}_2\text{TeO}_6$  кристаллизуется в пространственную группу низшей сингонии  $P1$ , с параметрами элементарной ячейки  $a = 5.0956(1)$ ,  $b = 8.5566(2)$ ,  $c = 5.0405(1)$ ,  $\alpha = 92.651(2)$ ,  $\beta = 92.145(2)$ ,  $\gamma = 89.766(2)$ .

Триклинная кристаллическая структура  $\text{LiMn}_2\text{TeO}_6$  представляет собой сильно искаженный вариант орторомбической ( $Pnn2$ ) структуры  $\text{Li}_2\text{TiTeO}_6$  [1] с упорядочением Li/Mn на двух независимых позициях Li. При этом, сам  $\text{Li}_2\text{TiTeO}_6$  является надстройкой, производной от  $\text{LiSbO}_3$ .  $\text{LiMn}_2\text{TeO}_6$  можно рассматривать как квазидвумерную или даже одномерную магнитную структуру, так как расстояния между тремя атомами Mn-Mn-Mn (расстояния в зигзагообразных цепочках вдоль оси  $b$ , определенные из нейтронных измерений, короче, чем в двух других направлениях).

Проведены низкотемпературные измерения, на основе которых была предложена модель магнитной структуры. В магнитной подсистеме ниже температуры Нееля 20 К реализуется дальний антиферромагнитный порядок. При этом, ниже 13 К происходит резкое изменение магнитной части нейтрограмм, что связано с переходом магнитной структуры от несоизмеримой к соизмеримой. Установлен вектор распространения  $\mathbf{k} = (0, 1/3, 1/2)$  при температуре

Рис. 1. Модель кристаллической структуры  $\text{LiMn}_2\text{TeO}_6$ .



16 К. Магнитная структура при 2 К более сложная, представляет собой несоизмеримую спираль с тремя компонентами.

1. J. Choisnet, A. Rulmont *et al.*, *J. of Solid State Chemistry* **82**, 272 (1989).

## ИССЛЕДОВАНИЕ НАВЕДЕННОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В АМОРФНЫХ ЛЕНТАХ С МАГНИТОИМПЕДАНСНЫМ ЭФФЕКТОМ

А.В. Тимофеева<sup>1\*</sup>, А.А. Пасынкова<sup>1,2</sup>, В.А. Лукшина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: timofeeva\_av@imp.uran.ru

Магнитомягкие аморфные ленты имеют большой потенциал применения в различных технологических приложениях, таких как магнитные датчики, сердечники трансформаторов и многие другие [1]. В аморфных материалах на основе Fe и Co можно «настраивать» параметры наведенной магнитной анизотропии (НМА) путем отжига ниже температуры Кюри с приложением нагрузки (термомеханическая обработка, ТМехО) или без нее (релаксационный отжиг). Явление гигантского магнитного импеданса (ГМИ), описываемый в рамках классической электродинамики [1], заключается в значительном изменении импеданса ферромагнетика при пропускании через него высокочастотного тока во внешнем магнитном поле. Эффект ГМИ является одним из самых чувствительных по отношению к внешнему магнитному полю, а также позволяет определять неоднородность магнитной анизотропии ферромагнетиков. В настоящем исследовании будет проведен сравнительный анализ структурных и магнитных свойств аморфных лент  $\text{Fe}_3\text{Co}_{67}\text{Cr}_3\text{Si}_{15}\text{B}_{12}$ , полученных при варьировании параметров ТМехО.

Аморфные ленты изготавливались методом закалки сплава на вращающийся барабан. Последующий температурный отжиг образцов проводился на воздухе при температуре  $350^\circ\text{C}$  в течение 1 ч с варьируемой удельной нагрузкой ( $\sigma = 0, 200 - 250$  МПа). Шероховатость поверхности образцов (свободной и контактной) исследовалась на профилометре Dektak 150, совмещенном с компьютером. Результаты измерений магнитооптических свойств лент были получены при помощи Керр-микроскопа. Исследование ГМИ-эффекта проводилось с помощью анализатора импеданса Agilent HP E 4991 A.

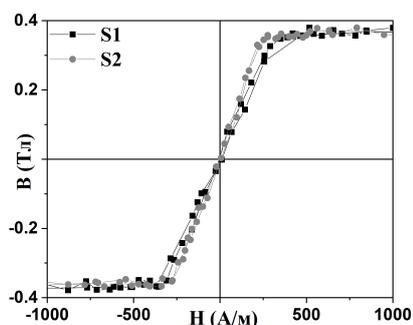


Рис. 1. Петли гистерезиса для образцов S1 и S2.

На рис. 1 изображены петли гистерезиса для образцов S1 и S2 после закалки и последующей термомеханической обработки с удельной нагрузкой 230 МПа и 200 МПа, соответственно. Для оценки константы анизотропии использовалась следующая формула:

$$K_u = \frac{H_a M_s}{2}, \quad (1)$$

где  $K_u$  — константа НМА,  $H_a$  — поле анизотропии,  $M_s$  — намагниченность насыщения. Для образца S1 значение константы анизотропии составило  $61 \text{ Дж/м}^3$ , тогда как для образца S2 константа анизотропии составила  $47 \text{ Дж/м}^3$ .

Зависимость  $K_u(\sigma)$  линейна при температуре ТМехО  $350^\circ\text{C}$  и  $\sigma$  меньше 1500 МПа согласно литературным данным [2]. При сравнительно малых нагрузках, использованных в настоящем исследовании, такая зависимость константы анизотропии сохраняется (рис. 1). Влияние настоящего эффекта на магнитоимпедансные свойства и учет вклада погрешностей будут обсуждаться в работе.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента России МК-2080.2022.1.2.

1. В.О. Васильковский и др., Физика, технологии и техника магнитных материалов. — Екатеринбург, Изд-во Урал. ун-та, (2010).
2. N.V. Dmitrieva *et. al.*, J. Magn. Magn. Mater. **196-197**, 320 (1999).

## ВЛИЯНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ И МИКРОСТРУКТУРЫ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК СИСТЕМЫ Cr – Mn/FeNi

А.А. Фещенко<sup>1\*</sup>, М.Е. Москалев<sup>1</sup>, С.В. Северова<sup>1</sup>, А.Н. Горьковенко<sup>1</sup>, В.Н. Лепаловский<sup>1</sup>,  
А.А. Юшков<sup>1</sup>, В.О. Васьковский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [a.a.feshchenko@urfu.ru](mailto:a.a.feshchenko@urfu.ru)

Основой многих устройств спинтроники и магниторезистивной оперативной памяти (MRAM) являются тонкопленочные слоистые материалы типа ферро-/антиферромагнетик [1]. В такие среды антиферромагнетик используется для закрепления магнитного момента в прилежащем ферромагнитном слое посредством эффекта обменного смещения, заключающегося в сдвиге петли магнитного гистерезиса ферромагнитного слоя на величину  $H_{ex}$  [2]. К числу высокотемпературных антиферромагнетиков пригодных к использованию в данных системах относится сплав Cr-Mn. Согласно имеющимся данным [3] в многослойных плёнках обменное смещение возникает только при относительно больших толщинах ( $L > 40$  нм) слоя Cr-Mn. Это может быть следствием низкой магнитной анизотропии данного материала, и может соотноситься с возрастанием среднего размера антиферромагнитных кристаллитов с увеличением толщины плёнки. Данная работа сориентирована на изучение кристаллической структуры и микроструктуры пленок с различной толщиной Cr-Mn и установление их взаимосвязи с магнитными свойствами пленок Cr-Mn/FeNi.

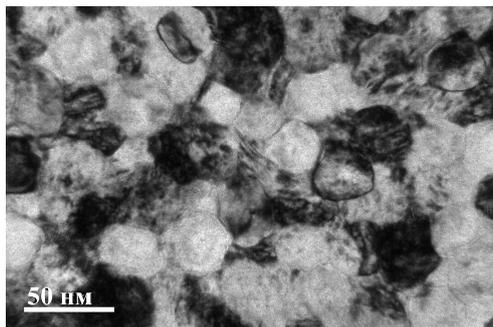


Рис. 1. ПЭМ-изображение для пленки NaCl/Ta/Cr<sub>70</sub>Mn<sub>30</sub>/Ta толщиной антиферромагнитного слоя 50 нм.

В данной работе были исследованы полученные методом магнетронного распыления однокомпонентных мишеней Ta, Cr, Mn, W и сплавной мишени Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> пленки системы стекло/Ta/(Cr<sub>70</sub>Mn<sub>30</sub>)<sub>100-y</sub>W<sub>y</sub>/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>/Ta и NaCl/Ta/(Cr<sub>70</sub>Mn<sub>30</sub>)<sub>100-y</sub>W<sub>y</sub>/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub>/Ta. В процессе получения пленок варьировалась толщина антиферромагнитного слоя  $20 \leq L \leq 100$  нм и его состав. Для исследования магнитных свойств плёнок использовались Керр-магнитометр EvicoMagnetics. Для аттестации кристаллической структуры плёнок использовался рентгеновский дифрактометр D8 ADVANCE BRUKER с источником излучения Cu K $\alpha$  и просвечивающий электронный микроскоп JEOL JAM-2100.

Результаты показывают, что вне зависимости от выбранной подложки обменное смещение в системах Cr-Mn/Fe<sub>20</sub>Ni<sub>80</sub> возникает при толщинах антиферромагнитного слоя свыше 40 нм и во многом зависит от микроструктуры пленки. На рис. 1 в качестве примера представлено изображение пленки NaCl/Ta/Cr<sub>70</sub>Mn<sub>30</sub>/Ta толщиной 50 нм.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Программы развития Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина в соответствии с программой стратегического академического лидерства «Приоритет-2030».

1. E.V. Gomonay, V.M. Loktev, *Low Temperature Phys* **40**, 17 (2014).
2. K. O'Grady et al., *J. Appl. Phys.* **128**, 040901 (2020).
3. А. А. Фещенко и др., *Физика металлов и металловедение*, **124**, 1 (2023).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА  $Mn_2NiAl$ Е.Д. Чернов<sup>1\*</sup>, А.В. Лукоянов<sup>1,2</sup><sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [chernov\\_ed@imp.uran.ru](mailto:chernov_ed@imp.uran.ru)

Сплавы Гейслера представляют огромный интерес для научного сообщества за счет их электронных, магнитных и мультифункциональных свойств. Сплавы Гейслера могут быть применены в качестве полупроводников, термоэлектрических и сверхпроводниковых материалов, а также могут быть полезны для различных устройств электроники, спинтроники и магнитокалорики [1]. В частности сплавы Гейслера на основе марганца обладают потенциалом применения в качестве полуметаллических материалов, ферромагнитных сплавов с памятью формы [2]. Ранее в экспериментальных исследованиях были выявлены аномалии в температурной зависимости намагниченности  $Mn_2NiAl$ , при этом величина намагниченности принимает значения до  $0.2 \mu_B$  [3]. В данной работе были выполнены теоретические расчеты электронной структуры и магнитных свойств соединения  $Mn_2NiAl$  в рамках метода теории функционала плотности DFT+ $U$  и гибридного функционала для учета эффектов электронных корреляции в  $3d$ -оболочке Mn.  $Mn_2NiAl$  кристаллизуется в кубической  $F\bar{4}3m$  структуре (номер пространственной группы 216) с параметром решетки  $5.795 \text{ \AA}$  [3]. Из расчетов было установлено, что сплав является ферромагнитным металлом во всех выполненных расчетах, что соответствует экспериментальным данным. Однако величины магнитных моментов существенно меняются. При увеличении параметра кулоновского взаимодействия магнитные моменты марганца увеличиваются, достигая значения  $4.46 \mu_B/Mn$ . При этом полный магнитный момент  $Mn_2NiAl$  уменьшается, достигая экспериментального значения  $0.2 \mu_B$  [3] для величины  $U$ , равной 3 эВ или большей для экспериментального значения параметра ячейки. В расчетах с использованием гибридного функционала также были получены значения полного магнитного момента  $Mn_2NiAl$  очень близкие к экспериментальным. Полученные результаты опубликованы в статье [4]. Таким образом, в теоретических расчетах показана необходимость учета электронных корреляций для ионов марганца в  $Mn_2NiAl$  для правильного описания его магнитных свойств и электронной структуры.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-20109.

1. T. Graf, C. Felser, S. S.P. Parkin, Prog. Solid. State Chem. **39**, 1-50 (2011).
2. S. Tavares, K. Yang, M.A. Meyers, Prog. Mater. Sci. **132**, 101017 (2023).
3. V.V. Marchenkov, V.Y. Irkhin, Yu. A. Perevozchikova *et al.*, J. Exp. Theor. Phys. **128**, 919 (2019).
4. E.D. Chernov, A.V. Lukoyanov, Magnetochemistry **9**, **185** (2023).

## МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ОБРАЗОВ ИЗ ПОРОШКА ЖЕЛЕЗА, ПОЛУЧЕННЫХ SLS МЕТОДОМ ПРИ РАЗНЫХ МОЩНОСТЯХ ЛАЗЕРА

Л.Г. Шаймарданова\*, Е.А. Степанова, В.Е. Мальцева, А.С. Волегов

Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [lilia.shaymardanova17@gmail.com](mailto:lilia.shaymardanova17@gmail.com)

SLS (от англ. selective laser sintering) — метод аддитивного производства. Обеспечивает хорошие механические свойства полученных образцов и высокую точность изготовления [1]. Еще одно преимущество метода — возможность варьировать в широких пределах параметры лазера, которые могут влиять на магнитные свойства изделий [2]. В данной работе проведено исследование влияния мощности луча лазера, осуществляющего спекание, на магнитные свойства тороидальных образцов, полученных из железного порошка на Orlas Creator RA. Скорость прохождения лазерного луча по поверхности порошка составляла 1000 мм/с. Размеры образцов: внешний диаметр 10 мм, внутренний 7 мм, высота 4 мм. Среди образцов варьировалась мощность лазера: 1 партия — 140 Вт, 2 партия — 123,2 Вт, 3 партия — 110 Вт. Измерение квазистатических магнитных свойств производилось на измерительно-вычислительном комплексе ММКС-100-05 с погрешностью, не превышающей 3%.

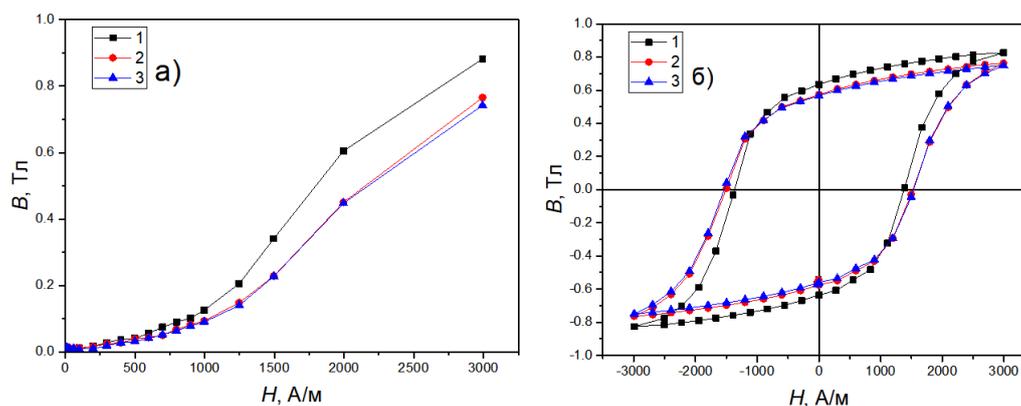


Рис. 1. Квазистатические магнитные свойства образцов, полученных SLS методом при разных мощностях лазера: а) основные кривые намагничивания; б) петли гистерезиса.

Из рис. 1 видно, что 2 и 3 партии образцов имеют схожие свойства, в то время как 1 партия, изготовленная при наибольшей мощности, имеет отличные. Из рис. 1а) видно, что увеличение мощности лазерного пучка ведет к тому, что кривые намагничивания достигают все больших значений магнитной индукции при фиксированном поле. Из рис. 1б) видно, что наблюдается рост остаточной индукции, а также уменьшение коэрцитивной силы. Из этого можно сделать вывод, что увеличение мощности лазерного пучка, спекающего частицы железного порошка, ведет к улучшению магнитных свойств образцов, изготовленных SLS методом. Это вероятно может быть объяснено тем, что мощность спекающего лазера косвенно связана с термической обработкой, увеличивающей размер зерен, а это приводит к более равномерной структуре, что в свою очередь, облегчает процессы намагничивания.

Работа выполнена при частичной поддержке программы «Приоритет 2030».

1. А. И. Голоднов, И. Е. Фурман, Технологии и оборудование аддитивного производства: учебное пособие. — Екб (Издательство Уральского университета, 2022).
2. Л. Г. Шаймарданова, Влияние направления движения лазера на магнитные свойства, образцов, полученных SLS методом. URL: <https://fizteh.urfu.ru/conference/> (дата обращения: 01. 10. 2023).

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЕЧЕННЫХ И БЫСТРОЗАКАЛЕННЫХ СПЛАВОВ  
 $\text{Sm}_{10.5}\text{Fe}_{74.1}\text{V}_{15.4}$  СО СТРУКТУРОЙ ТИПА  $\text{ThMn}_{12}$ 

А.Н. Шалагинов\*, А.А. Голубятникова, С.В. Андреев, Н.В. Селезнева, А.С. Волегов

Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [arkady.shalaginov@urfu.me](mailto:arkady.shalaginov@urfu.me)

С каждым годом в мире возрастает потребность уменьшения использования ископаемого топлива для сокращения углеродного следа в атмосфере. С этой целью используются альтернативные способы получения энергии из возобновляемых источников: энергия ветра, солнца, приливов и отливов. Уменьшение выбросов углерода в атмосферу наземным транспортом осуществляется благодаря частичной замене бензиновых и дизельных на электрические или гибридные транспортные средства, в устройстве которых имеются постоянные магниты. Сформировавшаяся тенденция приводит к росту объема использования высокоэффективных постоянных магнитов, которые производятся с использованием редкоземельных металлов (РЗМ). В связи с высокой стоимостью РЗМ, экономически выгодно производство таких постоянных магнитов, в которых их содержание было бы минимизировано. Одним из таких соединений является  $\text{Sm}(\text{Fe}, \text{T})_{12}$  ( $\text{T} = \text{Ti}, \text{V}, \text{Mo}$  и др.) с кристаллической структурой типа  $\text{ThMn}_{12}$ . Это соединение содержит 7.7 ат. % РЗЭ, по сравнению с 11.8 ат. % в соединении  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ . Наряду с этим, Sm значительно дешевле Nd.

Настоящая работа посвящена установлению влияния способа изготовления на гистерезисные магнитные свойства сплавов  $\text{Sm}_{10.5}\text{Fe}_{74.1}\text{V}_{15.4}$ . При получении магнитотвердого материала на основе сплава  $\text{Sm}_{10.5}\text{Fe}_{74.1}\text{V}_{15.4}$  использованы два подхода к получению материала: быстрая закалка и металлокерамическая технология.

Получены аморфные ленты из гомогенизированного сплава  $\text{Sm}_{10.5}\text{Fe}_{74.1}\text{V}_{15.4}$  при скорости движения закалочной поверхности 30 м/с. Быстрозакаленные сплавы (БЗС) подвергались термообработке при различных температурах в вакууме, а также в аргоновой среде в течение 30 минут. Это позволило определить температуру отжига, при которой формируется оптимальная микроструктура для получения максимально возможной коэрцитивной силы полученного БЗС. Наибольшее полученное значение  $H_c$  составило 7.8 кЭ при  $(BH)_{\max} = 4.9$  МГсЭ.

Получение спеченных сплавов  $\text{Sm}_{10.5}\text{Fe}_{74.1}\text{V}_{15.4}$  осуществлялось следующим образом. Частицы порошка размерами порядка 1 мкм прессовались с помощью гидравлического пресса и пресс форм. Спекание осуществлялось при температурах 1140°C и 850°C в течение 1 – 4 часов, а также при температурах 1000 – 1100°C в течение 5 – 15 минут.

В докладе будут представлены предельные кривые размагничивания БЗС  $\text{Sm}_{10.5}\text{Fe}_{74.1}\text{V}_{15.4}$  подвергнутых термообработке при различных условиях, их анализ. Также будут приведены результаты измерения начальной магнитной восприимчивости сплавов, результаты рентгеноструктурного анализа и петли магнитного гистерезиса для спеченных сплавов  $\text{Sm}_{10.5}\text{Fe}_{74.1}\text{V}_{15.4}$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта грант РФФ № 21-72-10104.

## МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЗАМЕЩЕННЫХ ФЕРРИТОВ СО СТРУКТУРОЙ ШПИНЕЛИ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ТВЕРДОФАЗНОГО СИНТЕЗА

Е.Д. Шипкова<sup>1\*</sup>, Н.С. Перов<sup>1</sup>, Д.П. Шерстюк<sup>2</sup>, Д.А. Винник<sup>2,3,4</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Южно-Уральский государственный университет (национальный исследовательский университет), Челябинск, Россия

<sup>3</sup>Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

<sup>4</sup>Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

\*e-mail: [shipkova\\_liza@mail.ru](mailto:shipkova_liza@mail.ru)

Ферриты обладают широким диапазоном магнитных свойств, так как включают в себя два класса материалов — магнитнотвердые и магнитномягкие. Их относительная простота и дешевизна производства позволяют активно применять их во многих областях. На них основана работа трансформаторов, магнитные запись и хранение информации, радиолокаторов, слуховых аппаратов и прочих устройств. Дополнительная возможность регулирования магнитных свойств путем частичного или полного замещения одних химических элементов другими, позволяет получать ферриты с большей функциональностью [1]. Использование малого шага по концентрации замещения добавляет возможность тонкого настраивания магнитных свойств под заданные требования.

В работе были изучены магнитные свойства ферритов с тройным замещением на основе Ni, Zn и Co. Всего рассматривалось три серии образцов. В каждой фиксировали определенную концентрацию Co, а соотношения между Ni и Zn изменялись в определенных пределах:  $\text{Co}_{0.1}\text{Zn}_{0.9-x}\text{Ni}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$ ,  $\text{Co}_{0.2}\text{Zn}_{0.8-x}\text{Ni}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$ ,  $\text{Co}_{0.4}\text{Zn}_{0.6-x}\text{Ni}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$ .

Образцы представляют собой порошки, полученные методом твердофазного синтеза. Для каждой серии образцов был проведен РФА анализ. Количество и положение пиков на полученных дифрактограммах подтверждают наличие в образцах одной фазы, соответствующей шпинельному ферриту.

Для каждого образца были измерены петли гистерезиса  $M(H)$  при трех разных значениях температур: 100, 300 и 420K. Из них были определены значения основных магнитных параметров – намагниченности насыщения ( $M_s$ ) и коэрцитивной силы ( $H_c$ ). Влияние концентрации Ni на магнитные параметры образцов представлено на рис. 1. Общий ход зависимости  $M_s(x)$  может быть объяснен перераспределением катионов по позициям шпинели. Также для произвольно взятых образцов были определены температуры Кюри.

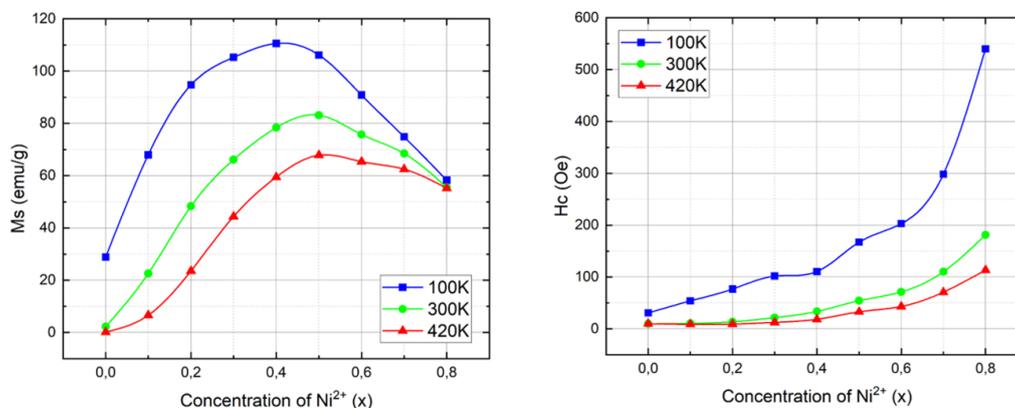


Рис. 1. Концентрационные зависимости для серии  $\text{Co}_{0.2}\text{Zn}_{0.8-x}\text{Ni}_x\text{Fe}_2\text{O}_4$   $M_s(x)$  и  $H_c(x)$ .

# ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ



ТЕРМИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ СТРУКТУРНО-ФАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ  $\text{Co}_7(\text{Se}, \text{Te})_8$ Д.Ф. Акрамов<sup>1,2\*</sup>, Н.В. Селезнева<sup>1</sup>, В.А. Казанцев<sup>1</sup>, Д.К. Кузнецов<sup>1</sup>, Н.В. Баранов<sup>1,2</sup><sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [Akramov.danil@urfu.ru](mailto:Akramov.danil@urfu.ru)

Халькогениды переходных металлов привлекают значительное внимание исследователей из-за их уникальных свойств и огромного потенциала для практического применения. Например, активно исследуются халькогениды кобальта в качестве заменителя дорогостоящих электрокатализаторов на основе благородных металлов, используемые для осуществления реакции выделения водорода или кислорода. Причины высокой каталитической активности атомов кобальта в халькогенидах пока что недостаточно изучены, однако было показано, что на каталитическую активность оказывает влияние электронно-спиновое состояние атомов кобальта и искажения в геометрии их окружения [1]. Перспективными в этом направлении являются халькогениды кобальта со стехиометрией 7:8, кристаллизующиеся в структурном типе NiAs, поскольку в системе  $\text{Co}_7(\text{S}_{1-y}\text{Se}_y)_8$  [2] обнаружены значительные анизотропные деформации элементарной ячейки при замещении селена серой. Однако, в литературе отсутствуют результаты исследований влияния замещения селена теллуrom  $\text{Co}_7\text{Se}_8$  на кристаллическую структуру и фазовую стабильность.

Поликристаллические образцы  $\text{Co}_7(\text{Se}_{1-y}\text{Te}_y)_8$  были синтезированы методом твердофазного ампульного синтеза в вакуумированных кварцевых ампулах по одностадийной методике. Рентгенографическая аттестация осуществлялась на дифрактометре Bruker D8 ADVANCE с использованием термокамеры НТК-16 Anton Paar в температурном диапазоне 25 – 500°C. Измерения теплового расширения образцов проводились на dilatометре DL-1500 RHP компании ULVAC-SINKU RIKO в том же интервале температур. Исследование химического состава и морфологии образцов проводилось на сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) Auriga (Carl Zeiss, Германия).

Анализ рентгенографических данных показал, что соединения системы  $\text{Co}_7(\text{Se}_{1-y}\text{Te}_y)_8$  кристаллизуются в гексагональной сингонии с различным распределением атомов кобальта и вакансий. Замещение сопровождается изменением симметрии кристаллической структуры; так при увеличении концентрации теллура до  $y \sim 0.3$  происходит переход от структуры описываемой пространственной группой  $P3_121$  к структуре  $P6_3/mmc$ , а при достижении  $y = 1$  кристаллизация соединения происходит в пространственной группе  $P3m1$ . Значительный рост межатомных расстояний наблюдается в базисной плоскости, в то время как параметр  $c$ , характеризующий среднее межплоскостное расстояние изменяется незначительно несмотря на то, что объем элементарной ячейки растет с увеличением концентрации теллура. Установлено, что при замещении в анионной подрешетке наблюдается уменьшение осевого соотношения  $c/a$ , т.е. сжатие анионного октаэдра. Терморентгенография и измерения линейного теплового расширения показали, что в среднем концентрационном диапазоне по теллуру при температурах выше  $\sim 350^\circ\text{C}$  происходит фазовое расслоение. Для крайних составов фазового расслоения не наблюдается. С помощью СЭМ обнаружено, что вторая фаза распределена не равномерно.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FEUZ-2023-0017)

1. K. Hyunah *et al.*, Nat. Commun. **6**, 8253 (2015).
2. V.L. Miller *et al.*, J. Solid State Chem. **178**, 1508 (2005).

АНОМАЛЬНОЕ ТЕПЛОЕ РАСШИРЕНИЕ В ОБЛАСТИ СТРУКТУРНО-ФАЗОВОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ В  $\text{Co}_{0.56}\text{Cr}_{0.4}\text{S}$ Д.Ф. Акрамов<sup>1\*</sup>, Н.В. Селезнева<sup>1</sup>, Д.К. Кузнецов<sup>1</sup>, В.А. Казанцев<sup>2</sup>, Д.А. Шипкин<sup>1,2</sup>,  
Н.В. Баранов<sup>1,2</sup><sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [akramov.danil@urfu.ru](mailto:akramov.danil@urfu.ru)

В халькогенидах переходных  $3d$ -металлов ( $M$ ) существует большая группа катион-дефицитных соединений  $M_{1-\delta}Ch$  ( $Ch = S, Se, Te$ ), физические свойства которых зависят как от сорта  $M$  и  $Ch$  атомов и их соотношения в соединении, так и от типа структуры, концентрации и распределения вакансий в катионной или анионной подрешетках. Например, переход от селенидного соединения  $\text{CoCr}_2\text{Se}_4$  к сульфидному  $\text{CoCr}_2\text{S}_4$  сопровождается изменением кристаллической структуры от моноклинной к кубической и изменением магнитного упорядочения от антиферромагнитного к ферримагнитному [1]. Кроме того, при повышении температуры в соединении  $\text{CoCr}_2\text{Se}_4$  в интервале температур  $\sim 200 - 275$  К выявлен фазовый переход, обусловленный изменением магнитного состояния атомов кобальта [2] от низкоспинового к высокоспиновому состоянию, что сопровождается аномалиями в поведении теплового расширения. Метастабильность структурно-фазового состояния наблюдалась также в сульфиде хрома [3]. Природа наблюдаемых аномалий до сих пор не выяснена. В связи с этим представляло интерес получение сульфидных соединений типа  $(\text{Co,Cr})_{1-\delta}\text{S}$  и исследование их фазового состава, кристаллической структуры и магнитных свойств в широком интервале температур.

В работе путем твердофазного ампульного синтеза в вакуумированных кварцевых ампулах по одностадийной методике синтезирован поликристаллический образец  $\text{Cr}_{0.56}\text{Cr}_{0.4}\text{S}$ . Рентгенографическая аттестация выполнялась на дифрактометре Bruker D8 ADVANCE. Измерения намагниченности осуществлялись на вибрационном магнитометре Lake Shore VSM 7407. Измерения теплового расширения образцов проводились на дилатометре DL-1500 RHP компании ULVAC-SINKU RIKO в температурном диапазоне  $25 - 500^\circ\text{C}$ . Исследование химического состава и морфологии проводилось с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) Auriga (Carl Zeiss, Германия).

Рентгеновская аттестация показала, что синтезированное соединение  $\text{Co}_{0.56}\text{Cr}_{0.4}\text{S}$  однофазно и кристаллизуется в гексагональной сингонии с пространственной группой  $P6_3/mmc$ . Обнаружено аномальное поведение температурной зависимости намагниченности в интервале температур от 660 до 900 К. В этом же температурном интервале происходит аномальное необратимое увеличение линейного размера образца на  $\sim 6\%$ . Установлено, что при  $T \sim 660$  К происходит как структурный фазовый переход от гексагональной симметрии к кубической, так и выделение металлического кобальта. Установлено, что исходное структурное и магнитное состояние соединения может восстановлено с помощью дополнительного отжига и последующей закалки от  $1000^\circ\text{C}$ . Полученные данные указывают на то, что соединение  $\text{Co}_{0.56}\text{Cr}_{0.4}\text{S}$  проявляет метастабильность структурного и магнитного состояния и что с помощью термообработок можно существенно варьировать его свойства.

Работа подготовлена при финансовой поддержке ППК 3.1.1.1.г-20.

1. P. Gibart *et al.*, J. Phys. Chem. Solids **34**, 1363 (1973).
2. V. Svitlyk *et al.*, Inorg. Chem. **55**, 338 (2016).
3. T.J.A. Popma *et al.*, J. Inorg. Nucl. Chem., **31**, 73 (1963).

## ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА ГИБРИДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ MnAs и MnSb ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

Г.Г. Ашуров<sup>1\*</sup>, Т.Р. Арсланов<sup>1</sup>, М. Джалолиддинзода<sup>2</sup>, У.З. Залибеков<sup>1</sup>, А.И. Риль<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

<sup>2</sup>Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Москва, Россия

\*e-mail: gadzhi\_2020@bk.ru

Гибридные соединения состоящие из металлических магнитных включений (MnAs, MnSb), помещенных в матрицу полупроводника, вызывают значительный интерес в связи с перспективами разработки устройств спинтроники, функционирующих в области комнатных температур [1]. Подобные системы проявляют необычную параметрическую зависимость аномального эффекта Холла от продольного сопротивления и высокотемпературный ферромагнетизм ( $T_C > 300$  K). В последние годы уникальное поведение транспортных и магнитных свойств гибридных структур было установлено из экспериментов при высоком давлении [2,3]. Из основных выводов этих работ следует, что свойства магнитных включений могут отличаться от объемного аналога, а наибольший интерес вызывает область структурных превращений, происходящих в полупроводниковой матрице. В этой связи актуальной задачей является изучение влияния металлических магнитных включений на электротранспортное и структурное поведение гибридных структур. В настоящей работе были исследованы системы  $ZnGeAs_2+20\%MnAs$  и  $GaSb+30\%MnSb$ , в которых наличие магнитных включений приводит к заметному изменению электронного транспорта. Изначально полупроводниковое соединение GaSb в области давлений 7 ГПа демонстрирует структурный переход из пространственной группы  $F\bar{4}3m$  в  $Im\bar{3}m$  (либо в  $I4_1/amd$ ), который сопровождается индуцированной давлением металлизацией. Примерно в этой же области давлений реализуется аналогичный структурный переход в  $ZnGeAs_2$  из тетрагональной структуры ( $I\bar{4}2d$ ) в кубическую разупорядоченную структуру ( $F\bar{4}3m$ ). По данным измерений зависимости удельного сопротивления от давления  $\rho(P)$  нами показано, что наличие MnAs или MnSb в полупроводниковой матрице приводит к незначительному смещению начала фазового превращения. В отличие от GaSb и  $ZnGeAs_2$ , в которых зависимость  $\rho(P)$  демонстрирует логарифмическое убывание при наступлении структурного превращения (примерно 4-5 порядков величины  $\rho$ ), в гибридных системах  $ZnGeAs_2+20\%MnAs$  и  $GaSb+30\%MnSb$  эта величина не превышает 1 порядка. При этом поведение  $\rho(P)$  ассоциировалось с металлической проводимостью, что указывало о доминировании транспорта за счет MnAs и MnSb включений. Из зависимости коэффициента Холла от давления для  $GaSb+30\%MnSb$  была определена концентрация носителей заряда  $p = 1/R_H e$ , изменяющаяся от  $10^{18}$  см<sup>-3</sup> до  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Знак коэффициента Холла  $R_H$  оставался положительным во всем диапазоне давлений до 8.5 ГПа, в то время как для GaSb сообщается об инверсии знака с  $p$ -типа на  $n$ -тип проводимости при давлении 4.5 ГПа [4].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-22-00324).

1. P. N. Hai, S. Ohya, M. Tanaka, S. E. Barnes, and S. Maekawa, Nature **458**, 489 (2009).
2. A.V. Kochura, R.G. Dzhamamedov, B. Mekhiya *et al.*, AIP Advances **12**, 035330 (2022).
3. T.R. Arslanov, L.A. Saypulaeva, A.G. Alibekov *et al.*, Appl. Phys. Lett. **120**, 202406 (2022).
4. G. Zhang, B.Wu, J. Wang, H. Zhang, H. Liu, J. Zhang, and C. Gao, Sci. Rep. **7**(1), 1 (2017).

## ПРИБЛИЖЕНИЕ БЕТЕ НА ПРИМЕРЕ ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА

П.А. Банных\*, Ю.Д. Панов

Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [polina.bannykh@yandex.ru](mailto:polina.bannykh@yandex.ru)

Модель Изинга позволяет описывать магнитные свойства различных материалов и изучать их поведение при изменении температуры и магнитного поля.

Для качественного понимания процесса поведения систем вблизи точки фазового перехода была проделана данная работа.

В работе с помощью вариационного метода Боголюбова были получены минимальные оценки свободной энергии для двумерной модели Изинга в магнитном поле для случаев ферромагнитного и антиферромагнитного знаков обменного взаимодействия. [1] Использование приближения Бете позволило учесть динамические корреляции каждого узла решетки с его ближайшими соседями. Рассматривался кластер Бете в форме квадрата, состоящий из четырех узлов.

С помощью численного решения полученных уравнений определены молекулярные поля (вариационные параметры модели), построены и проанализированы фазовые диаграммы и зависимости параметров порядка от температуры и внешнего магнитного поля. Исследованы стабильное и метастабильное состояния ферромагнетика, симметричные и антисимметричные составляющие среднего значения спина для антиферромагнетика в двухподрешеточном приближении. Полученные результаты для приближения Бете сравнивались с приближением среднего поля.

Работа выполнена при поддержке проекта FEUZ-2023-0017 Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

1. Квасников И.А. Термодинамика и статистическая физика. Т.2: Теория равновесных систем: Статистическая физика: учеб. пособие. М.: — Едиториал УРСС, 432 с. (2002).

ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА МИКРОСТРУКТУРУ СПЛАВОВ Al – Cu – Co  
ПРИ 15 АТ.% CoЮ.И. Бронникова<sup>1\*</sup>, Л.В. Камаева<sup>2</sup><sup>1</sup>Удмуртский Государственный университет, Россия, Ижевск<sup>2</sup>Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН, Ижевск, Россия\*e-mail: [yulya.bronnikova.2001@bk.ru](mailto:yulya.bronnikova.2001@bk.ru)

Сплавы системы Al-Cu-Co в области, богатой Al, обладают хорошими литейными свойствами и являются конструкционными материалами, сочетающими в себе такие качества, как высокая твердость и пластичность. Также в этой системе при 10 – 20 ат.% Co и 20 – 30 ат.% Cu образуется стабильная квазикристаллическая фаза с декагональной структурой (D-фаза). Воздействие давлением при затвердевании сплавов может расширить концентрационную область существования квазикристаллической фазы до концентраций, соответствующих конструкционным сплавам, что позволит создать новый конструкционный композит. Поэтому в работе исследуется влияние давления на формирование микроструктуры сплавов Al-Cu-Co в области концентраций от 10 до 30 ат.% Cu при 15 ат.% Co.

По данным дифференциального термического анализа были построены концентрационные зависимости температур фазовых превращений, происходящих при 15 ат.% Co и 10 – 30 ат.% Cu, а также определены условия (переохлаждение), при которых начинается кристаллизация сплавов при различных скоростях охлаждения.

На полученном концентрационном срезе при 17,5 ат.% Cu наблюдается излом, который связан с изменением типа твердой фазы, кристаллизующейся из расплава. То есть до 17,5 ат.% Cu — это интерметаллид  $Al_{13}Co_4$ , а после данной концентрации Cu —  $\beta$ -фаза (твердый раствор на основе интерметаллида  $Cu_3Al$ ). Кристаллизация сплавов начинается в условиях небольших переохлаждений и зависит от концентрации Cu и скорости охлаждения. Скорость охлаждения влияет на последовательность и характер стадий кристаллизации, а также на величину переохлаждения. Чем больше скорость охлаждения, тем меньше температура начала кристаллизации, а, следовательно, больше величина переохлаждения, в условиях которого начинается кристаллизация.

С помощью металлографического анализа были получены микроструктуры образцов, анализ которых показал, что кристаллизация сплава с содержанием Cu 10 ат.% ( $Al_{72.5}Cu_{10}Co_{15}$ ) начинается с образования кристаллов  $Al_{13}Co_4$ . Данная фаза претерпевает перитектическое и полиморфное превращения, но ее кристаллы сохраняются до комнатной температуры. Заканчивается кристаллизация данного сплава эвтектической кристаллизацией.

С увеличением концентрации Cu до 12,5 ат.% микроструктура претерпевает существенные изменения. Кристаллизация также начинается с образования кристаллов  $Al_{13}Co_4$ , но в микроструктуре нет тройной эвтектики, а наблюдается двойная эвтектика. Также появляются кристаллы AlCu, тройной интерметаллид  $Al_7Cu_2Co$  и небольшое количество D-фазы. При концентрации, соответствующей стехиометрии D-фазы ( $Al_{60}Cu_{25}Co_{15}$ ), микроструктура образца состоит из смеси  $\beta$ -фазы и D-фазы. Сплав с наибольшим содержанием Cu ( $Al_{55}Cu_{30}Co_{15}$ ) также состоит из  $\beta$ -фазы и D-фазы, но между дендридами  $\beta$ -фазы наблюдаются следы перитектических реакций с выделением фазы CuAl и тройного интерметаллида  $Al_7Cu_2Co$ . При затвердевании в условиях давлений 5 ГПа квазикристаллическая фаза образуется как по перитектической реакции, так и напрямую из расплава.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00912, <https://rscf.ru/project/22-22-00912/>.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ РОСТА АУСТЕНИТНОГО ЗЕРНА В СТАЛЯХ С КАРБОНИТРИДНЫМ УПРОЧНЕНИЕМ НА ОСНОВЕ ПРИНЦИПА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО ЭКСТРЕМУМА

И.И. Горбачёв

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия  
e-mail: [gorbachev@imp.uran.ru](mailto:gorbachev@imp.uran.ru)

Вплоть до настоящего времени в большинстве работ, посвящённых моделированию эволюции зёрненной структуры сталей при термической обработке, основанных на методе внутренней переменной [1], размер зерна описывается через среднее значение. Однако это является существенным упрощением и ограничивает развитие новых, более реалистичных физических моделей. Целью данной работы было создание модели, свободной от указанного ограничения, но сохраняющей такие преимущества метода внутренней переменной, как простота, понятный физический смысл и относительно низкие вычислительные затраты.

Предложенная модель основана на принципе термодинамического экстремума [2]. Согласно этому принципу система эволюционирует путём максимального производства энтропии. В приближении, что диссипация энергии идёт только за счёт движения границ зёрен, задача соответствует отысканию экстремума диссипативной функции  $Q(\dot{r}_i)$  [2] при условиях постоянства объёма ( $V = \text{const}$ ) и равенства диссипации энергии скорости изменения свободной энергии системы  $G$ :

$$\frac{\partial}{\partial \dot{r}_i} \left( Q + \lambda (Q + \dot{G}) + \mu \dot{V} \right) = 0. \quad (1)$$

Здесь  $\lambda$  и  $\mu$  – множители Лагранжа,  $r_i$  – размер  $i$ -го зерна, а точка обозначает производную по времени. Из условия (1) можно вывести выражения для скорости движения границ зёрен:

$$\dot{r}_i = 2\gamma M_i \left( \frac{\sum_{j=1}^m M_j N_j r_j}{\sum_{j=1}^m M_j N_j r_j^2} - \frac{1}{r_i} \right), \quad (2)$$

где  $\gamma$  — зернограничная энергия,  $M_i$  — подвижность границы  $i$ -го зерна,  $N_j$  — количество зёрен данного размера. Сдерживание роста зерна карбонитридными выделениями учитывалось в подвижностях  $M_i$ , значения которых, аналогично [3], брались взвешенными между подвижностью свободной и заторможенной границы. Для проверки корректности работы алгоритма было выполнено сравнение (Рис. 1) результатов расчётов с экспериментальными данными [4], которое показало удовлетворительное согласие между ними.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-29-01106).

1. R. Sandstrom *et al.*, *Acta Metall.* **23**, 387 (1975).
2. F.D. Fischer *et al.*, *Phil. Mag.* **83**, 1075 (2003).
3. H. Buken *et al.*, *Metallurgical and Materials Transactions A.* **48**, 2812 (2017).
4. M. Maalekian *et al.*, *Acta Materialia.* **60**, 1015 (2012).

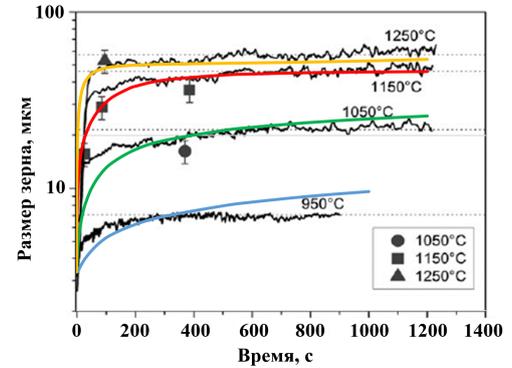


Рис. 1. Сравнение результатов расчетов (цветные, гладкие линии) с экспериментальными данными [4]. Неравномерные линии — данные ультразвукового измерения размера зерна; символы — результаты металлографических измерений.

ТЕРМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ  $\text{CuCrSe}_2$ Е.Г. Шкварина, Е.Г. Дьячков\*, А.С. Шкварин, А.О. Онищенко, М.С. Постников, А.Н. Титов

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [dyachkov.evgeniy.98@mail.ru](mailto:dyachkov.evgeniy.98@mail.ru)

Современные исследования мультиферроиков [1] вызвали огромный интерес к исследованию материалов, где сегнетоэлектрический порядок возникает одновременно с магнитным порядком. Повышение температуры упорядочения и усиление связи между электрической и магнитной системами может открыть возможность практического применения этих материалов. Одним из материалов, перспективным для решения этой проблемы является  $\text{CuCrSe}_2$ . Его структура, схожая со структурой делафоссита ( $\text{CuCrO}_2$ ) [2], состоит из слоёв  $\text{CrSe}_2$ , между которыми интеркалирована медь. При этом, в отличие от делафоссита, где медь распределена по октаэдрическим позициям межслоевого пространства, в  $\text{CuCrSe}_2$  медь занимает один набор тетраэдрических позиций межслоевого пространства, смещённый от середины межслоевой щели. Это приводит к тому, что решётка  $\text{CuCrSe}_2$  не имеет центра симметрии и склонна к сегнетоэлектрическому упорядочению. Магнитная подсистема сформирована слоями атомов хрома, упорядоченных в треугольной решётке. Магнитное взаимодействие в пределах слоя между атомами хрома велико, тогда как взаимодействие между слоями хрома слабо. Это приводит к формированию спирального магнитного упорядочения с несоразмерным волновым вектором. Температура магнитного упорядочения совпадает с температурой упорядочения электрического, что позволяет рассматривать эти материалы как мультиферроики.

Основной проблемой, которая возникает при работе с  $\text{CuCrSe}_2$  — возникновение побочной шпинельной фазы  $\text{CuCr}_2\text{Se}_4$  при синтезе, как это бывает, например, для  $\text{Cu}_x\text{TiS}_2$  [3]. Влияние шпинельной фазы сильно сказывается на физических свойствах общего материала, значительно искажая данные от основной слоистой фазы, поскольку шпинельная фаза не может быть нецентросимметричной.

В данной работе мы исследовали кристаллическую структуру  $\text{CuCrSe}_2$  при нагреве *in-situ* в температурном диапазоне 25 – 975°C. Эксперимент по высокотемпературной дифракции был выполнен на линии МСХ [4] синхротрона Elettra.

Определена температура возникновения шпинельной фазы  $\text{CuCr}_2\text{Se}_4$ , выполнено полнопрофильное уточнение кристаллической структуры. Построен фрагмент фазовой диаграммы для  $\text{CuCrSe}_2$  в диапазоне температур 25 – 1000°C. Установлен тип дефектности  $\text{CuCrSe}_2$  — появление сверхстехиометричных атомов меди.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-13-00361).

1. Fiebig, M., Lottermoser, T., Meier, D. *et al.*, *Nat Rev Mater* **1**, 16046 (2016).
2. Gator, A., Daniel Gnida, and Adam Pietraszko, *Materials Chemistry and Physics* **146**, 3 (2014).
3. Shkvarina, E. G., *et al.*, *The Journal of Chemical Physics* **147**, 4 (2017).
4. Rebuffi, Luca, *et al.*, *Zeitschrift für anorganische und allgemeine Chemie* **640**, 15 (2014).

## Влияние циклического магнитного поля на прямой и обратный магнитокалорический эффект в ленточном образце сплава Гейслера $\text{Ni}_{44}\text{Co}_6\text{Mn}_{32}\text{Al}_{18}$

А.Т. Кадырбардеев\*, А.Г. Гамзатов, А.М. Алиев

Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

\*e-mail: [anvar.kadirbardeev@gmail.com](mailto:anvar.kadirbardeev@gmail.com)

Известно, что в охлаждающих устройствах на основе магнитокалорического эффекта (МКЭ) материал рабочего тела будет подвергаться долговременному циклическому воздействию магнитного поля. Поэтому к обычным требованиям, предъявляемым к магнитокалорическим материалам таким, как большие величины МКЭ, удобные рабочие температуры, большая хладоемкость, следует добавить и устойчивость к долговременному периодическому воздействию магнитного поля и независимость МКЭ от частоты изменения магнитного поля в рабочем диапазоне частот. Среди магнитокалорических материалов сплавы Гейслера Ni–Mn–(In, Sn, Ga) вызывают особый интерес, как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения, особенно те сплавы, которые не содержат дорогостоящих редкоземельных элементов. Благодаря совмещенным магнитным и магнитоструктурным фазовым переходам в этих материалах наблюдаются прямой и обратный МКЭ. Для увеличения эффективности работы холодильной машины, работающей на основе МКЭ логично использовать материалы с «уменьшенными» размерами, такие как ленточные образцы, для которых отношение площади поверхности к объему довольно высоки.

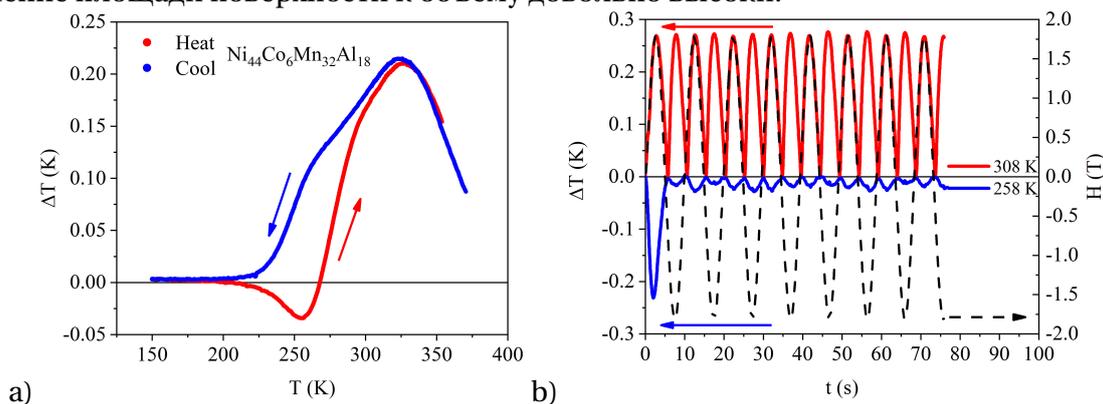


Рис. 1. а) Зависимость МКЭ ( $\Delta T$ ) от температуры ( $T$ ) для  $\text{Ni}_{45}\text{Co}_6\text{Mn}_{32}\text{Al}_{18}$  в режимах нагрева/охлаждения в циклическом магнитном поле 1.8 Тл; б) Временная зависимость ( $t$ ) для максимумов прямого и обратного МКЭ в поле 1.8 Тл с частотой 0.2 Гц (шкала слева) и изменения магнитного поля ( $H$ ) (шкала справа).

В данной работе приводятся результаты прямых измерений магнитокалорического эффекта ленточного образца сплава Гейслера  $\text{Ni}_{45}\text{Co}_6\text{Mn}_{32}\text{Al}_{18}$ , полученного методом быстрой закалки. Как видим, из рис. 1 (а) на зависимости  $\Delta T(T)$  в режиме нагрева наблюдается прямой ( $\Delta T_{\text{ad}} > 0$ ) вблизи  $T_C$  и обратный ( $\Delta T_{\text{ad}} < 0$ ) МКЭ вблизи температуры магнитоструктурного фазового перехода (МСФП) с величинами  $+0.28$  К и  $-0.034$  К соответственно. На рис.1(б) приведены временные зависимости максимумов прямого и обратного МКЭ в поле 1.8 Тл с частотой 0.2 Гц. Вблизи  $T_C$  величина прямого эффекта практически не зависит от циклов вкл/выкл магнитного поля, тогда как вблизи МСФП для первого цикла величина обратного эффекта равна  $-0.23$  К, а при последующих циклах эффект уменьшается примерно на порядок оставаясь отрицательным.

Исследование выполнено за счет средств Российского научного фонда (проект № 22-19-00610, <https://rscf.ru/en/project/22-19-00610/>).

## ПРОГНОЗИРОВАНИЕ РАЗМЕРА АУСТЕНИТНОГО ЗЕРНА СТАЛЕЙ С КАРБОНИТРИДНЫМ УПРОЧНЕНИЕМ ПРИ МНОГОПРОХОДНОЙ ГОРЯЧЕЙ ДЕФОРМАЦИИ

Е.И. Корзунова\*, И.И. Горбачёв

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: korzunova1996@imp.uran.ru

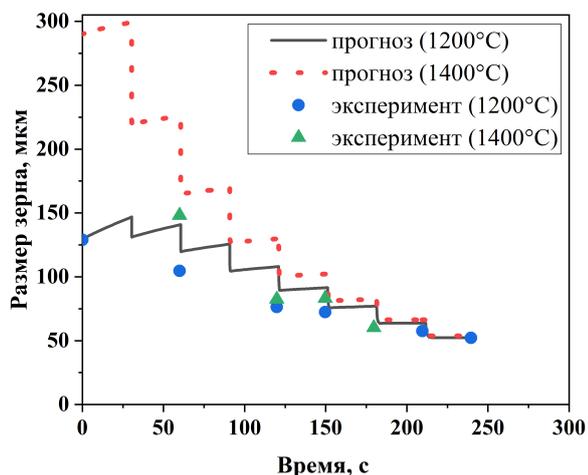


Рис. 1. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными.

Прочностные характеристики низколегированной стали зависят от термической и термомеханической обработки, в процессе которых происходит эволюция зёрненной структуры и частиц вторых фаз. Основываясь на представленной ранее модели для прогнозирования размера зерна в процессе горячей деформации [1], нами был предложен алгоритм, позволяющий моделировать многопроходную деформацию. Динамика роста зерна с учетом измельчения зерна при рекристаллизации и тормозящей силы частиц оценивалась аналогично тому, как это делалось в [1,2]. Описание эволюции дислокационной структуры осуществлялось на основе модели, представленной в [1].

При моделировании на каждом этапе прокатки учитывалась возможность зарождения карбонитридных выделений нового состава. Этот состав определялся из условия равенства химических потенциалов и баланса масс:

$$\mu_i^{\gamma'} = \mu_i^{\text{prec}}, \quad (1)$$

$$(1 - f'_{\text{prec}}) \cdot X_i^{\gamma'} + f'_{\text{prec}} \cdot X_i^{\text{prec}} = X_i^{\gamma}. \quad (2)$$

Здесь  $\mu_i^{\gamma'}$  и  $\mu_i^{\text{prec}}$  — химические потенциалы элементов в аустените и в новой фазе соответственно,  $f'_{\text{prec}}$  — доля новой фазы по отношению к аустениту,  $X_i^{\gamma'}$  — содержание  $i$ -го элемента в аустените после образования новой фазы,  $X_i^{\text{prec}}$  — содержание  $i$ -го элемента в новом карбонитриде,  $X_i^{\gamma}$  — содержание  $i$ -го элемента в аустените на текущем шаге.

Для проверки корректности работы алгоритма было выполнено сравнение результатов расчётов с экспериментальными данными [3]. Сравнение, представленное на рис. 1, показывает хорошее согласие результатов расчётов с экспериментом.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-29-01106).

1. И. И. Горбачев *и др.* ФММ. (2023) в печати.
2. И. И. Горбачев *и др.* ФММ. **124**, 303 (2023).
3. R. Abad *et al.*, ISIJ. **41**, 1373. (2001).

## ИЗУЧЕНИЕ ФАЗОВЫХ ГРАНИЦ В СИСТЕМЕ Na – CuCrSe<sub>2</sub> МЕТОДОМ ГАЛЬВАНОСТАТИЧЕСКОГО ПРЕРЫВИСТОГО ТИТРОВАНИЯ

А.Ю. Кузнецова<sup>1\*</sup>, Е.А. Суслов<sup>1,2</sup>, М.С. Постников<sup>1,3</sup>, А.Н. Титов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский государственный аграрный университет, Екатеринбург, Россия

<sup>3</sup>Уральский государственный горный университет, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: kau@imp.uran.ru

Научный интерес в изучении мультиферроиков связан с тем, что в них одновременно с магнитным возникает сегнетоэлектрический порядок. Одним из таких известных мультиферроиков является CuCrSe<sub>2</sub>. Кристаллическая структура данного мультиферроика представляет собой слои Se-Cr-Se, которые разделены немагнитным слоем моновалентных атомов меди (Cu<sup>+</sup>) [1]. Такая структура близка к структуре делафоссита. Помимо этого, CuCrSe<sub>2</sub> является суперионным проводником при температуре выше 90°C. Это позволяет контролировать состав этого и близких к нему материалов при электрохимической инъекции при комнатной температуре. Материалы CuCrSe<sub>2</sub> и Na<sub>x</sub>CuCrSe<sub>2</sub> относятся ко классу слоистых антиферромагнитных соединений типа ACrX<sub>2</sub> (где A = Li, Na, K, Cu, Ag; X = S, Se).

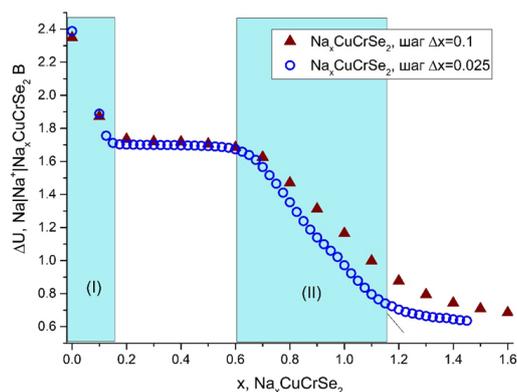


Рис. 1. Зависимости  $\Delta U$  от  $x$  в электрохимических ячейках Na|Na<sup>+</sup>|Na<sub>x</sub>CuCrSe<sub>2</sub>.

Полученные зависимости кулонометрического титрования в электрохимических ячейках Na|Na<sup>+</sup>|Na<sub>x</sub>CuCrSe<sub>2</sub> представлены на Рис. 1. Измерения проводились параллельно, но с разной скоростью выдержки ( $\Delta x = 0.1; 0.025$ ). Согласно методике, описанной в [2, 3], на зависимостях  $\Delta U(x)$  монотонное снижение  $\Delta U$  при увеличении концентрации ( $x$ ) отвечает однофазной области, а плато на таких зависимостях — двухфазным участкам. Таким образом, для системы Na<sub>x</sub>CuCrSe<sub>2</sub> из зависимостей  $\Delta U(x)$  были определены два участка однофазных областей в интервалах  $0 < x < 0.15$  (I) и  $0.6 < x < 1.15$  (II), между которыми, соответственно, находится двухфазная область.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ № 22-13-00361.

1. G. C. Tewari et al., *Materials Chemistry and Physics* **145**, 156 (2014).
2. E. A. Suslov et al., *The Journal of Physical Chemistry A* **125**, 1981 (2021).
3. J. Molenda. *Solid State Ionics*. **176**, 1687–1694 (2005).

ФАЗОВЫЕ ГРАНИЦЫ ТВЕРДОГО РАСТВОРА  $Zr_xTi_{1-x}Se_2$ , ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ ГАЛЬВАНОСТАТИЧЕСКОГО ТИТРОВАНИЯ

А.Ю. Кузнецова<sup>1\*</sup>, Е.А. Суслов<sup>1,2</sup>, А.Н. Титов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский государственный аграрный университет, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: kau@imp.uran.ru

Интерес к изучению твердых растворов с замещением титана в решетке матрице  $TiX_2$  на другие 3d-элементы связан с образованием структурных фрагментов. В работе [1] была изучена система  $Zr_xTi_{1-x}Se_2$ , и авторы показали наличие когерентно связанных структурных фрагментов, между которыми происходит перенос заряда — псевдо-допирование фрагментов « $TiSe_2$ » за счет переноса заряда от « $ZrSe_2$ ».

Благодаря этому можно создать архитектуру чередующихся слоев « $TiSe_2$ » и « $ZrSe_2$ » на основе системы  $Zr_xTi_{1-x}Se_2$ , которые будут расположены поочередно, либо через несколько слоев одного из фрагмента. Внедряя литий в структуры типа Ti-Ti-Zr-Ti-Ti, представленного на Рис. 1, или Ti-Zr-Ti методом электрохимического титрования, можно получить структурную неоднородность с управляемой энергией Ферми. Разный уровень энергии электронов в зоне проводимости у  $TiSe_2$  и  $ZrSe_2$  позволяет создать элемент Пельтье на их основе. В данной работе были получены зависимости кулонометрического титрования с помощью электрохимических ячеек  $Li|Li^+|Li_nZr_xTi_{1-x}Se_2$ , где  $x = 0,75; 0,85$  (Рис.2а).

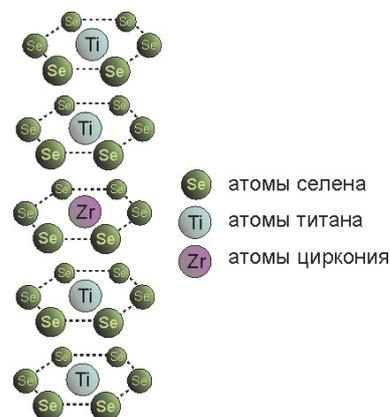


Рис. 1. Структура чередующихся слоев в системе  $Zr_xTi_{1-x}Se_2$ .

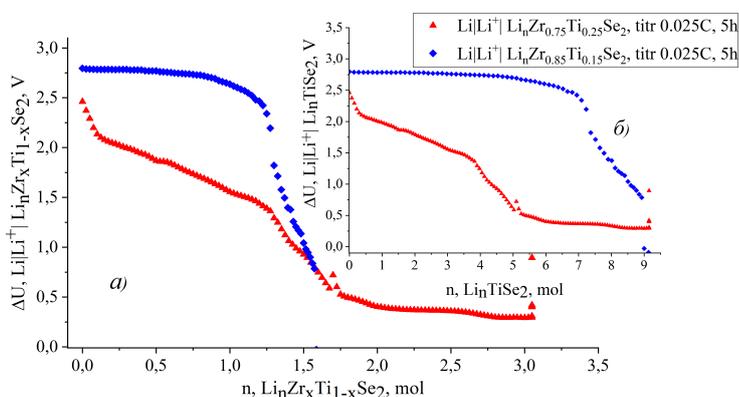


Рис. 2. Зависимости кулонометрического титрования  $\Delta E \sim f(x)$  в электрохимических ячейках  $Li|Li^+|Li_nZr_xTi_{1-x}Se_2$ .

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Спин», № 122021000036-3).

1. A.I. Merentsov *et al.*, J. Phys. Chem. Solids **160**, 110309 (2022).

Количество интеркарированного лития по отношению к 1 моль титана составило 9:1 (см. Рис. 2б). Можно предположить, что для  $Zr_{0,75}Ti_{0,25}Se_2$  (красная линия) литий будет занимать все позиции (2 тетра- и 1 октаэдрические позиции) между двумя слоями  $3Zr-Ti-3Zr$ , а для состава  $Zr_{0,85}Ti_{0,15}Se_2$  (синяя линия) литий будет занимать все позиции (2 тетра- и 1 октаэдрические позиции) между двумя слоями  $6Zr-Ti-6Zr$ , и также в обоих случаях 3 позиции лития будут заняты между ближайшими слоями Zr-Zr.

## МОДЕЛЬ ПОТТСА НА ОБЪЕМНО-ЦЕНТРИРОВАННОЙ КУБИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ

Д.Р. Курбанова\*, К.Ш. Муртазаев, М.А. Магомедов, М.К. Рамазанов, А.К. Муртазаев

Институт физики ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

\*e-mail: d\_kurbanova1990@mail.ru

Повышенный интерес к изучению модели Поттса обусловлен тем, что эта модель описывает большой класс реальных физических систем: слоистые магнетики, пленки жидкого гелия, сверхпроводящие пленки, адсорбированные пленки и др. [1,2]. Отдельный интерес представляет то, что в антиферромагнитной модели Поттса плотность энтропии основного состояния остается ненулевой без фрустрации. Одним из физических примеров является спиновое стекло, основными признаками которого является фрустрация и беспорядок.

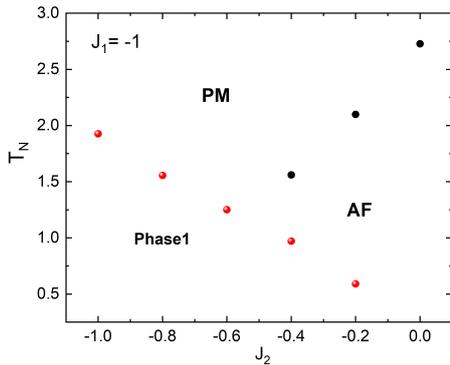


Рис. 1. Фазовая диаграмма модели Поттса на ОЦК решетке.

Модели Поттса входят в число строительных блоков статистической механики, а их неупорядоченные версии (стекла Поттса) обычно используются для описания большого класса анизотропных ориентационных стекол. Например, если кристалл молекулярного азота разупорядочен за счет включения некоторого процента аргона, полученное соединение  $Ar_{1-x}(N_2)_x$  представляет собой неупорядоченное квадрупольное стекло [3]. Стекло Поттса является одной из предпочтительных моделей для описания материалов этого типа.

В настоящей работе на основе репличного алгоритма и алгоритма Ванга-Ландау метода Монте-Карло мы исследуем влияние конкуренции обменного взаимодействия на фазовые переходы и термодинамические свойства трехмерной антиферромагнитной модели Поттса с числом состояний спина  $q = 3$  на объемно-центрированной кубической решетке.

Гамильтониан модели:

$$H = -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle, i \neq j} \cos \theta_{i,j} - J_2 \sum_{\langle\langle i,k \rangle\rangle, i \neq k} \cos \theta_{i,k} \quad (1)$$

где  $J_1$  и  $J_2$  — параметры обменных взаимодействий для первых и вторых ближайших соседей,  $\theta_{i,j}$ ,  $\theta_{i,k}$  — углы между взаимодействующими спинами  $S_i - S_j$  и  $S_i - S_k$ . Расчеты проводились для систем с периодическими граничными условиями и линейными размерами  $2 \times L \times L \times L = N$ ,  $L = 8 \div 64$ . Используя метод разности плотности состояний и гистограммный метод проведен анализ порядка фазовых переходов. На рис. 1 приведена фазовая диаграмма зависимости критической температуры от величины взаимодействия вторых ближайших соседей. На диаграмме наблюдаются несколько различных фаз: антиферромагнитная (AF), парамагнитная (PM), страйповая (в интервале  $0 < J_2 \leq -1.0$ ). Установлено, что учет взаимодействия вторых ближайших соседей приводит к фазовому переходу первого рода. Получены магнитные структуры основного состояния, соответствующие разным областям фазовой диаграммы. Обнаружено, что конкуренция обменных взаимодействий в интервале  $0 < J_2 \leq -1.0$  приводит к возникновению частичного упорядочения системы.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ № МК-5223.2022.1.2.

1. F.Y. Wu, Rev. Mod. Phys. **54**, 235 (1982).
2. R.J. Baxter, J. Phys. C **6**, 445 (1973).
3. U.T. Höchli, K. Knorr, and A. Loidl, Adv. Phys. **39**, 405 (1990).

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ ЧЕТЫРЕХВЕРЩИННОЙ  
МОДЕЛИ ПОТТСА НА ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ

М.К. Мазагаева<sup>1\*</sup>, М.К. Рамазанов<sup>1,2</sup>, А.К. Муртазаев<sup>1,2</sup>, М.А. Магомедов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

<sup>2</sup>Дагестанский федеральный исследовательский центр РАН, Махачкала, Россия

\*e-mail: mazagaeva86@mail.ru

В настоящее время хорошо известно, что эффекты фрустраций играют важную роль в магнитных системах [1]. На сегодняшний день наиболее актуальным вопросом, является влияние слабых магнитных полей на фрустрированные спиновые системы [2]. Модель Поттса является одной из моделей, описывающих процессы изменения магнитных и термодинамических свойств в магнитных системах. Интерес к модели Поттса обусловлен тем, что данная модель успешно реализуется в экспериментах и описывает большой класс реальных физических систем. В данной работе нами изучается влияние внешнего магнитного поля на характер фазовых переходов, магнитные и термодинамические свойства двумерной антиферромагнитной модели Поттса на гексагональной решетке с  $q = 4$  методом Монте-Карло.

Гамильтониан модели Поттса с учетом взаимодействия первых и вторых соседей, а также внешнего магнитного поля имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} H &= -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle, i \neq j} S_i S_j - J_2 \sum_{\langle i,k \rangle, i \neq k} S_i S_k - h \sum_{\langle i \rangle} S_i = \\ &= -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle, i \neq j} \cos \theta_{i,j} - J_2 \sum_{\langle i,k \rangle, i \neq k} \cos \theta_{i,k} - h \sum_{\langle i \rangle} S_i \end{aligned} \quad (1)$$

где  $J_1$  и  $J_2$  — параметры обменных антиферромагнитных ( $J_1 < 0$  и  $J_2 < 0$ ) взаимодействий для ближайших и следующих за ближайшими соседями соответственно,  $S$  — единичный вектор спина,  $\theta_{i,j}$ ,  $\theta_{i,k}$  — углы между взаимодействующими спинами  $S_i - S_j$  и  $S_i - S_k$ ,  $h$  — величина магнитного поля (приводится в единицах  $|J_1|$ ). В данном исследовании рассматривается случай, когда  $|J_1| = |J_2| = 1$ . Величина внешнего магнитного поля менялась в интервале  $0.0 \leq h \leq 10.0$  с шагом 0.5. Направление магнитного поля соответствует одной из четырех спиновой конфигурации. Направления спинов задается таким образом, чтобы выполнялось равенство

$$\cos \theta_{i,j} = \begin{cases} 1, & \text{если } S_i = S_j \\ -1/3, & \text{если } S_i \neq S_j \end{cases} . \quad (2)$$

Исследование проведено на основе репличного обменного алгоритма метода Монте-Карло [3]. На основе гистограммного метода проведен анализ характера ФП. На основе гистограммного метода проведен анализ характера фазовых переходов. Обнаружено, что интервалах поля  $0.0 \leq h \leq 3.0$  и  $6.0 \leq h \leq 6.5$  реализуется фазовый переход первого рода. В интервалах  $3.5 \leq h \leq 5.5$  и  $7.0 \leq h \leq 8.5$  система становится фрустрированной. Показано, что при  $h \geq 9.0$  магнитное поле подавляет фазовый переход в системе.

1. H.T. Diep. Frustrated Spin Systems. – World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.: Singapore (2004).
2. J.I. Martin, J. Nogues, K. Liu, J.L. Vicente, I.K. Schuller. J. Mang. Magn. Mater. **256**, 449 (2003).
3. М.К. Рамазанов, Муртазаев А.К., Магомедов М.А. Phys. A **521**, 543 (2019).

## ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА СКИРМИОННУЮ СТРУКТУРУ 2D-МАГНЕТИКА НА ПОДЛОЖКЕ

И.В. Мальцев\*, И.А. Кузнецов, И.В. Бычков

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

\*e-mail: malts\_iv@mail.ru

Проведено исследование магнитной структуры 2D-материала с помощью Монте-Карло моделирования. Мы использовали модель Гейзенберга на квадратной 2D-решетке. Гамильтониан используемой модели записывается следующим образом [1]:

$$H = -D \sum_{i,j} \left( (\mathbf{s}_{i,j} \times \mathbf{s}_{i,j+1})^x + (\mathbf{s}_{i,j} \times \mathbf{s}_{i+1,j})^y \right) - J \sum_{i,j} \mathbf{s}_{i,j} \cdot (\mathbf{s}_{i,j+1} + \mathbf{s}_{i+1,j}) + A_1 \sum_{i,j} \left( (S_{i,j}^x)^4 + (S_{i,j}^y)^4 + (S_{i,j}^z)^4 \right) - A_2 \sum_{i,j} (S_{i,j}^x S_{i,j+1}^x + S_{i,j}^y S_{i+1,j}^y) - h \sum_{i,j} S_{i,j}^z \quad (1)$$

Взаимодействие Дзялошинского-Мории  $D$  лежит в плоскости  $XY$  для получения спиральной конфигурации спинов, внешнее магнитное поле  $h$  приложено вдоль оси  $z$ .  $A_1$  и  $A_2$  — постоянные анизотропии,  $J$  — обменный интеграл ферромагнитного взаимодействия. Увеличение индексов  $i, j$  соответствует движению вдоль осей  $y$  и  $x$ .

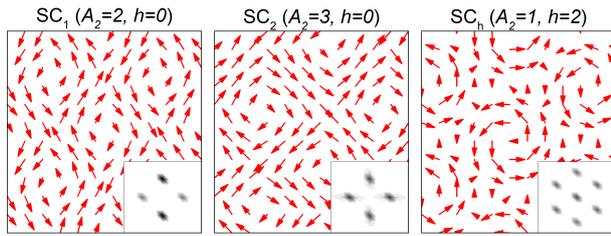


Рис. 1. Спиновые конфигурации и профили интенсивностей для скирмионных фаз.

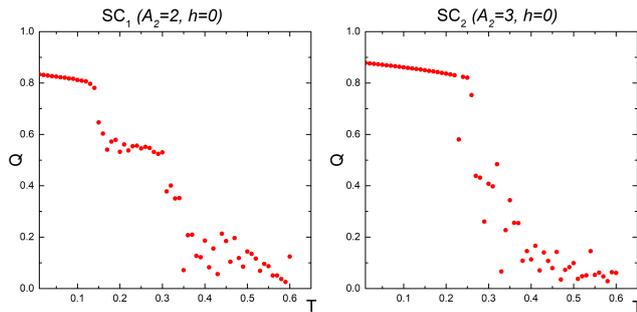


Рис. 2. Зависимость параметра порядка от температуры для фаз  $SC_1$  и  $SC_2$ .

Варьируя параметры  $A_2$  и  $h$ , можно добиться нескольких видов спиновых конфигураций [1]. В данной работе исследованы скирмионные фазы  $SC_1$ ,  $SC_2$  и  $SC_h$  (рис. 1).

Влияние подложки на геометрическое положение атомов 2D-магнетика моделировалось путем добавления в Гамильтониан двумерного потенциала Френкеля-Конторовой [2]. Смещения атомов от начального положения влияют на магнитную систему посредством зависимости обменного интеграла от расстояния между атомами магнетика.

Процесс разрушения скирмионной структуры при повышении температуры был исследован путем построения температурной зависимости параметра порядка  $Q$ , полученного по методу, описанному в [3] (рис. 2).

Анализ полученных зависимостей параметра порядка и теплоёмкости от температуры для фазы  $SC_1$  говорит о том, что подложка способствует разрушению скирмионной структуры при более низкой температуре.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 22-19-00355.

1. S.D.Yi, S.Onoda, N.Nagaosa, and J.H.Han, Phys. Rev. B **80**, 054416 (2009).
2. Frenkel, T. Kontorova, Acad. Sci. USSR J. Phys. 1, 137—149 (1939).
3. Sharafullin I.F., Diep H.T. Symmetry **12**, 26 (2020).

## ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА И ОСНОВНОЕ СОСТОЯНИЕ ДЕКОРИРОВАННОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА НА ПРОСТОЙ КУБИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ

В.А. Мутайламов\*, А.К. Муртазаев

Институт физики ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

\*e-mail: [vadim.mut@mail.ru](mailto:vadim.mut@mail.ru)

Нами методами численного эксперимента исследовано статическое критическое поведение трехмерной декорированной модели Изинга на простой кубической решетке. В данной модели декорированные спины располагаются между узлами исходной кубической решетки в  $x$ -,  $y$ - и  $z$ -направлениях. Рассмотрен случай, когда обменное взаимодействие присутствует как между спинами, расположенными в узлах решетки (узловые спины), так и между декорированными спинами и узловыми.

Обменное взаимодействие между узловыми спинами являлось антиферромагнитным и его величина  $J_n = -1$  не менялась в ходе моделирования. При этом обменное взаимодействие между узловыми спинами и декорированными изменялось в широких пределах от антиферромагнитного с величиной  $J_d = -3$  до ферромагнитного  $J_d = 3$ .

Расчеты проводились с использованием метода Ванга-Ландау, стандартного алгоритма Метрополиса и репличного обменного алгоритма на базе алгоритма Метрополиса. Температурные зависимости термодинамических функций вычислялись в диапазоне температур от  $T = 0.01$  до  $T = 10$  (в единицах обменного интеграла  $k_b T/|J_n|$ ). Для определения основного состояния анализировались спиновые конфигурации, получаемые в ходе моделирования методом Ванга-Ландау, соответствующие минимуму энергии.

Полученные нами результаты показывают, что в исследованной модели существует четыре типа упорядочения в основном состоянии в зависимости от величины и знака обменного взаимодействия  $J_d$ . При значениях  $J_d < -1$  спиновая система упорядочена антиферромагнитно: все узловые спины направлены в одну сторону, а все декорированные в другую. При значениях  $J_d > 1$  система находится в ферромагнитном состоянии: узловые и декорированные спины направлены в одну сторону. В области значений  $-1 < J_d < 1$  в основном состоянии подрешетка узловых спинов упорядочена антиферромагнитно, а подрешетка декорированных спинов полностью разупорядочена. При этом в спиновой системе наблюдается вырождение в основном состоянии и появляются фрустрации, обусловленные конкуренцией обменных взаимодействий между узловыми и декорированными спинами. При значениях  $J_d = -1$  и  $J_d = 1$  модель является полностью фрустрированной: разупорядочена не только декорированная подрешетка, но и узловая. Соответственно, фрустрации в данном случае обусловлены конкуренцией обменных взаимодействий как между узловыми и декорированными спинами, так и между узловыми спинами.

На фазовой диаграмме в диапазоне значений обменного интеграла  $1 < |J_d| \leq 1.2$  обнаружены области с возвратными фазовыми переходами, характеризующиеся циклической последовательностью фаз, последовательно сменяющих друг друга при непрерывном изменении температуры. В данных областях с ростом температуры происходит переход из упорядоченной фазы в парамагнитную, затем в частично разупорядоченную, затем снова в парамагнитную.

Полученные нами результаты показывают, что во всей области значений  $J_d$  переход из антиферромагнитной фазы в парамагнитную и из ферромагнитной фазы в парамагнитную является фазовым переходом второго рода. Критические индексы вдоль всей линии фазового перехода второго рода соответствуют критическим индексам изинговского класса универсальности статического критического поведения.

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЛАСТЕЙ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ И КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ СИСТЕМЫ $\text{Cu}_x\text{Zr}_{0.2}\text{Cr}_{0.8}\text{Se}_2$ МЕТОДОМ ГАЛЬВАНСТАТИЧЕСКОГО ПРЕРЫВИСТОГО ТИТРОВАНИЯ

Е.А. Суслов<sup>1,2\*</sup>, М.С. Постников<sup>1</sup>, А.Ю. Кузнецова<sup>1</sup>, А.С. Шкварин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский государственный аграрный университет, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [suslov-ea@mail.ru](mailto:suslov-ea@mail.ru)

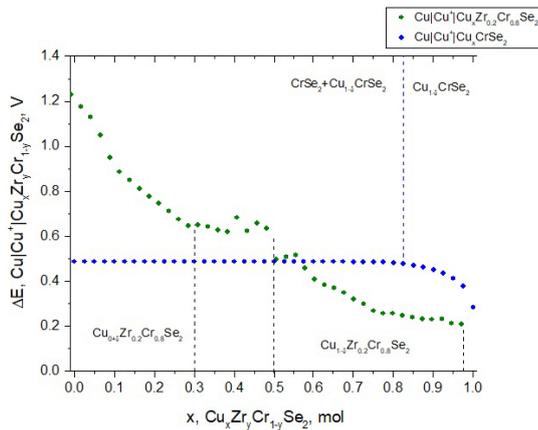


Рис. 1. Зависимости  $\Delta E \sim f(x)$  для систем  $\text{Cu}_x\text{Zr}_y\text{Cr}_{1-y}\text{Se}_2$ .

и позволяет быстро и точно определить состояние системы, близкое к равновесному.

Измерения ЭДС вели в ячейках  $\text{Cu}|\text{Cu}^+|\text{Cu}_x\text{Zr}_{0.2}\text{Cr}_{0.8}\text{Se}_2$  [2]. Из рис. 1 видно, что при частичном замещении хрома цирконием существенно изменились границы фаз систем  $\text{Cu}_x\text{Zr}_y\text{Cr}_{1-y}\text{Se}_2$ . Если для системы  $\text{Cu}_x\text{CrSe}_2$  область твердых растворов определена в диапазоне  $x > 0.83$ , то для  $\text{Cu}_x\text{Zr}_{0.2}\text{Cr}_{0.8}\text{Se}_2$  выделены две области твердых растворов  $0 < x < 0.3$  и  $0.5 < x < 1.0$ . Коэффициент диффузии меди для системы  $\text{Cu}_x\text{Zr}_{0.2}\text{Cr}_{0.8}\text{Se}_2$  был оценен методом гальваностатического прерывистого титрования (ГИТ) [3] из выражения:

$$D = \frac{4}{\pi t} \left( \frac{n_m V_m}{S} \right)^2 \left( \frac{\Delta E_s}{\Delta E_t} \right)^2 \quad (1)$$

где  $t$  — продолжительность импульса тока;  $n_m$  — количество молей;  $V_m$  — молярный объем материала электрода;  $S$  — площадь электрода;  $\Delta E_t$  — изменение разности потенциалов во время импульса постоянного тока;  $\Delta E_s$  — равновесное изменение разности потенциалов.

Кривые титрования  $\text{Cu}_x\text{Zr}_{0.2}\text{Cr}_{0.8}\text{Se}_2$  обработаны методом ГИТ. Коэффициент диффузии меди в  $\text{Cu}_x\text{Zr}_{0.2}\text{Cr}_{0.8}\text{Se}_2$  согласно (1) имеет порядок  $10^{-10}$  см<sup>2</sup>/с. Стоит отметить, что в системе  $\text{Cu}_x\text{Zr}_{0.2}\text{Cr}_{0.8}\text{Se}_2$  возникает дефицит электронов при замене  $\text{Cr}^{3+}$  на  $\text{Zr}^{4+}$ . Благодаря этому система забирает электроны меди для компенсации заряда, а решетка матрицы сильно притягивает атомы меди, что будет несомненно влиять на возможности диффузии меди в матрице.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта РНФ № 22-13-00361.

1. Y.-T. Hsu *et al.* Nat. Commun. **8**, 14985 (2017).
2. J. Molenda. Solid State Ionics. **176**, 1687 (2005).
3. W. Weppner, *et al.* J. Electrochem. Soc. **124**, 1569 (1977).

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ ДЛЯ СИСТЕМЫ $\text{Na}_x\text{Ni}_{0.1}\text{TiSe}_2$ МЕТОДОМ ГАЛЬВАНСТАТИЧЕСКОГО ПРЕРЫВИСТОГО ТИТРОВАНИЯ (ГИТТ)

Е.А. Суслов<sup>1,2\*</sup>, М.С. Постников<sup>1</sup>, С.В. Сумников<sup>2</sup>, А.Н. Титов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

\*e-mail: [suslov-ea@mail.ru](mailto:suslov-ea@mail.ru)

Халькогены титана  $\text{TiNa}_2$  имеют слоистую структуру и позиции для внедрения атомов щелочных металлов, что обуславливает интерес к этим материалам как к электродным. Их термодинамические и диффузионные характеристики определяют возможности использования исследуемых материалов для таких задач [1]. Преинтеркаляция дополнительного металла в базовую матрицу приводит к сжатию или растяжению вдоль оси  $c$ , в зависимости от выбранного металла. Это может либо расширить каналы миграции, либо уменьшить энергетический барьер при переходе щелочного металла по окта- и тетраэдрическим позициям. В качестве модельного электродного материала средневольтных источников тока для изучения диффузионных свойств была выбрана система  $\text{Na}_x\text{Ni}_{0.1}\text{TiSe}_2$ .

Образцы  $\text{Ni}_{0.1}\text{TiSe}_2$  синтезированы твердофазным методом из элементов в вакууммированных кварцевых ампулах. На первой стадии получили  $\text{TiSe}_2$ , а затем интеркалировали в матрицу никель. Натрий же внедряли электрохимически в ячейках  $\text{Na}|\text{Na}^+|\text{Na}_x\text{Ni}_{0.1}\text{TiSe}_2$ . В качестве электролита использовали 1 М раствор  $\text{NaClO}_4$  в этилкарбонате (ЕС) и диэтилкарбонате (ДЕС), соотношение ЕС:ДЕС составляло 1:1 об.%.

В рамках настоящей работы были определены границы твердых растворов в системе  $\text{Na}_x\text{Ni}_{0.1}\text{TiSe}_2$  и порядок коэффициента диффузии натрия. Определение фазовых границ основано на работах [2, 3], а коэффициент диффузии натрия оценивался методом гальваностатического прерывистого титрования (ГИТТ) [4]

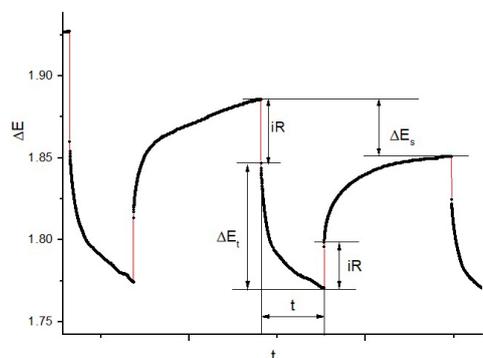


Рис. 1. Схематическое представление зависимости  $\Delta E \sim f(x)$  при импульсе кулонометрического титрования.

из анализа зависимости  $\Delta E \sim f(t)$  (см. Рис. 1) и выражения:  $D = \frac{4}{\pi t} \left( \frac{n_m V_m}{S} \right)^2 \left( \frac{\Delta E_s}{\Delta E_t} \right)^2$ , где  $t$  — продолжительность импульса тока;  $n_m$  — количество молей;  $V_m$  — молярный объем материала электрода;  $S$  — площадь электрода;  $\Delta E_t$  — изменение разности потенциалов во время импульса постоянного тока;  $\Delta E_s$  — равновесное изменение разности потенциалов. Собственное сопротивление ячейки вносит вклад  $iR$ .

Коэффициент диффузии натрия для однофазной области вблизи состава  $\text{Na}_{1\pm\delta}\text{Ni}_{0.1}\text{TiSe}_2$ , оцененный на основании по разрядным кривым, оказался порядка  $10^{-8}$   $\text{см}^2/\text{с}$ .

Работа выполнена при частичной поддержке проекта РФФ № 21-12-00261.

1. E. A. Suslov, *et al.* *Ionic*s. **22**, 503 (2016.).
2. J. Molenda, *Solid State Ionic*s. **176**, 1687 (2005)
3. Suslov *et al.*, *J. Phys. Chem. A*. **125**, 1981 (2021).
4. W. Weppner, *et al.*, *J. Electrochem. Soc.* **124**, 1569 (1977).

## КОНКУРЕНЦИЯ ЗАПОЛНЕНИЯ ОКТАЭДРИЧЕСКИ И ТЕТРАЭДРИЧЕСКИ КООРДИНИРОВАННЫХ ХАЛЬКОГЕНОМ ПОЗИЦИЙ В ИНТЕРКАЛАТНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ

А.Н. Титов\*, А.С. Шкварин, Е.Г. Шкварина, А.И. Меренцов, А.А. Титов, М.С. Постников

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [antitov@mail.ru](mailto:antitov@mail.ru)

Распределение интеркалированного металла по окта- и тетра-координированным позициям Ван-дер-Ваальсовой щели слоистых дихалькогенидов переходных металлов принципиально важно для понимания и предсказания важнейших электрических и магнитных свойств этих материалов. В то же время до сих пор отсутствует понимание того, какие параметры определяют выбор типа координации интеркаланта.

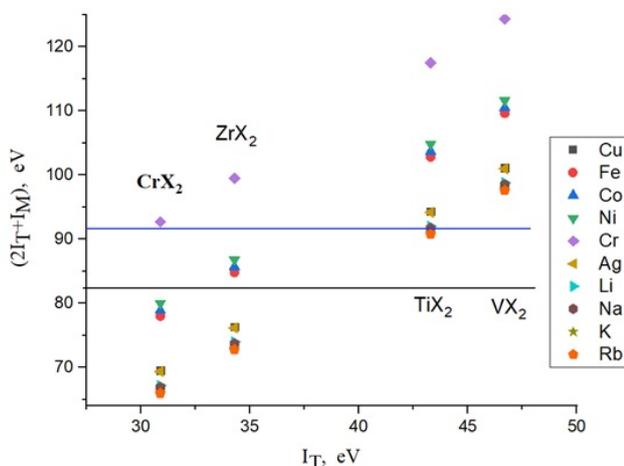


Рис. 1. По оси ординат отложена сумма потенциала ионизации гостя и удвоенного потенциала ионизации металла решётки-хозяина. По оси абсцисс – потенциал ионизации гостя. Выше синей линии устойчива окта-координация, а ниже чёрной — тетра-координация интеркаланта.

Рассмотрены возможные механизмы влияния на потенциал ионизации переходного металла решётки-хозяина, обеспечивающие устойчивость окта- и тетра- координации интеркаланта. Обсуждена связь устойчивости окта- и тетра-координации с диффузионной подвижностью интеркаланта.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 22-13-00361.

Выполнен систематический термодинамический анализ влияния различных параметров кристаллической и электронной структуры на распределение интеркалированных атомов по октаэдрически (окта) и тетраэдрически (тетра) координированным халькогеном позициям Ван-дер-Ваальсовой щели слоистых дихалькогенидов переходных металлов IV и V групп. Установлено, что критически важным параметром, определяющим выбор типа позиций, занимающихся интеркалантом, является эффективный потенциал ионизации иона переходного металла решётки-хозяина.

Обсуждена природа химической связи интеркаланта в окта- и тетра-окружении. Показано, что в окта-окружении доминирует ковалентная, а в тетра-окружении — ионная связь интеркаланта с решёткой-хозяином.

# ПРОВОДИМОСТЬ И ТРАНСПОРТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ



ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ НА МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА  $(\text{Cd}_{0.45}\text{Zn}_{0.55})_3\text{As}_2$ Л.А. Сайпулаева<sup>1\*</sup>, В.С. Захвалинский<sup>2</sup>, З.Ш. Пирмагомедов<sup>1</sup>, А.В. Гаджиев<sup>1</sup><sup>1</sup>Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия<sup>2</sup>Белгородский государственный национальный исследовательский университет, Белгород, Россия\*e-mail: [l.saypulaeva@gmail.com](mailto:l.saypulaeva@gmail.com)

Представлены результаты исследования удельного электросопротивления  $\rho$ , коэффициента Холла  $R_H$  и магнитосопротивления (МС)  $\Delta\rho_{xx}(P)/\rho_0$   $(\text{Cd}_{0.45}\text{Zn}_{0.55})_3\text{As}_2$  с в широком интервале давлений, температуры и поля.

Измерения проводили в аппаратах высокого давления типа «Тороид» при гидростатических давлениях до  $P \leq 9$  ГПа в области комнатных температур при подъеме и сбросе давления. Образцы имели форму параллелепипеда с размерами  $3 \times 1 \times 1$  мм<sup>3</sup>, однородность образцов контролировали по значениям удельного электросопротивления и коэффициента Холла четырехзондовым методом. Более подробно методика и техника эксперимента описаны в работах [1].

На рис. 1а приведены результаты экспериментального исследования температурной зависимости в диапазоне температур 100 – 400 К удельного сопротивления и коэффициента Холла  $(\text{Cd}_{0.45}\text{Zn}_{0.55})_3\text{As}_2$ .

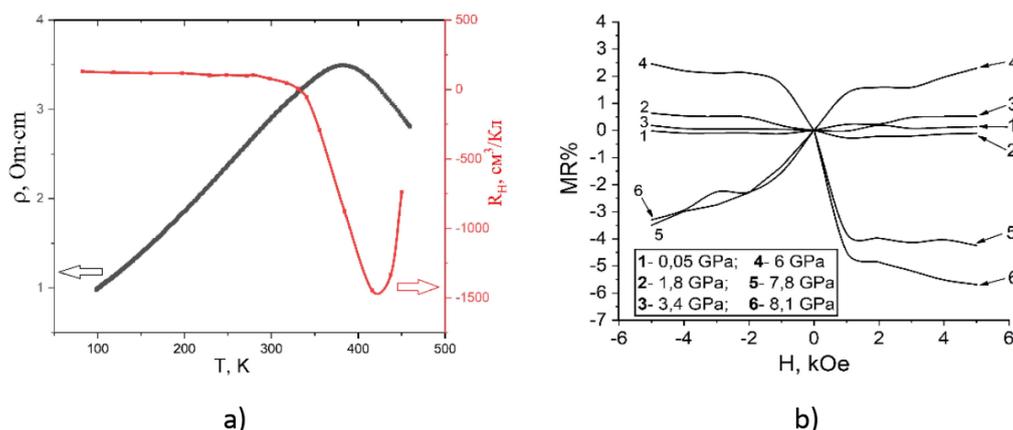


Рис. 1. а — температурные зависимости удельного сопротивления и коэффициента Холла  $(\text{Cd}_{0.45}\text{Zn}_{0.55})_3\text{As}_2$ ; б — полевые зависимости МС при различных значениях давления.

На температурной зависимости коэффициента Холла (рис. 1а) заметно изменение знака при  $T = 330$  К, наблюдается переход в  $n$ -типа. Поведение удельного сопротивления, коэффициента Холла при изменении температуры, давления и магнитного поля можно приписать особенностям зонной структуры. Электрическое поле, как и температура влияет на число свободных носителей заряда, а магнитное поле и давление изменяют величины энергетических щелей между зонами, что в свою очередь также приводит к изменению числа носителей. Магнитное поле вызывает перестройку энергетического спектра, а именно приводит к смещению краев энергетических зон.

Полевые зависимости магнитосопротивления при различных значениях давления приведены на рис. 1б. Величина положительного магнитосопротивления постепенно понижается и приводит к отрицательному МС.

1. . А. Сайпулаева, В. С. Захвалинский, Ж. Поверхность. рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, № 10, с. 1–7, 2023.

СВЕРХБЫСТРОЕ ПОЛУЧЕНИЕ СКУТТЕРУДИТОВ *n*-ТИПА С ЭЛЕМЕНТАМИ *p*-ГРУППЫ МЕТОДОМ СПИННИНГОВАНИЯ РАСПЛАВА И РОЛЬ ПРЕДЕЛА ЗАПОЛНЕНИЯ В ЭТИХ МАТЕРИАЛАХ

А.С. Иванова\*, Д.Ю. Карпенков, В.В. Ховайло

Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва, Россия

\*e-mail: [aivanova@isis.ru](mailto:aivanova@isis.ru)

Заполненные скуттерудиты являются одними из наиболее исследуемых материалов для термоэлектрического применения в среднем температурном диапазоне. Такой интерес объясняется низкой теплопроводностью, из-за заполнения тяжелыми элементами (т.н. раттлеры) октапоров в кристаллической решетке скуттерудита, а также высокой электропроводности. Чтобы получить более глубокое представление о роли предела заполнения октапоров в скуттерудитах, были получены две серии образцов на основе  $\text{CoSb}_3$ , заполненных In, In+Ga и In+Ga+Te в пределах заполнения (первая серия) и намного его превышающих (вторая серия). Образцы были получены методом индукционной плавки с последующим спиннингованием и реакционным искровым плазменным спеканием, что сильно ускорило процесс получения. Во всех образцах наблюдается наличие вторичных фаз, которые приводят к снижению как тепло, так и электропроводности. Однако в первой серии образование вторичных фаз также ведет к снижению количества гостевых атомов на позициях раттлеров, поэтому теплопроводность в этих образцах выше на 20%. Эффективность термоэлектрических материалов вычисляется по формуле (1):

$$zT = \alpha^2 \sigma T k_{\text{tot}}^{-1}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — коэффициент Зеебека,  $\sigma$  — электропроводность,  $k_{\text{tot}}$  — общая теплопроводность.

Наибольшее значение эффективности,  $zT$ , составляющее около 1.2, было получено при 673 К для образца второй серии с индием. Отсюда следует, что несмотря на минимальную теплопроводность в многоэлементных образцах второй серии, снижение электропроводности из-за вторичных фаз не дало повысить их эффективность относительно однозаполненного образца. Таким образом, наилучшей стратегией для дальнейшего повышения эффективности может быть превышение предела заполнения и подбора количества тяжелых элементов, первоначально включаемых в исходное сырье, для установления баланса между количеством раттлеров и вторичных фаз.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 21-12-00405.

## ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГАЛОГЕНИДНЫХ ПЕРОВСКИТОВ НА ОСНОВЕ ОЛОВА

А.С. Иванова\*, М.А. Голикова, Л.О. Лучников, П.А. Гостищев, В.В. Ховайло

Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва, Россия

\*e-mail: [aivanova@misis.ru](mailto:aivanova@misis.ru)

Галогенидные перовскиты являются перспективными фотоэлектрическими материалами, но, несмотря на сверхнизкую теплопроводность, прогресс в их разработке для термоэлектрического применения ограничен. Основным ограничивающим фактором является нестабильность в условиях окружающей среды.  $\text{CsSnI}_3$  претерпевает сложные фазовые переходы, которые влияют на транспортные свойства в материале. Экспериментальные исследования были ограничены отсутствием подробных исследований влияния процессов окисления/деградации на оптические и термоэлектрические свойства данных материалов. С целью проведения данных исследований были изготовлено несколько объемных образцов состава  $\text{CsSnI}_3$  методом вакуумного плавления с последующим искровым плазменным спеканием. Результаты исследования электрофизических и оптических свойств данных материалов показали, что кратковременная экспозиция на воздухе или в инертной атмосфере не приводят к ухудшению стабильности, и свойства материалов остаются неизменными, тогда как длительная выдержка на воздухе приводит к сильному ухудшению электрофизических свойств материалов. При этом обнаружено, что в отличие от тонкопленочных образцов, переход от перовскитной структуры к так называемой структуре двойного перовскита происходит только в некотором слое у поверхности образца, что безусловно сказывается на электронном транспорте материала, однако позволяет сохранить характеристики присущие как одинарному, так и двойному перовскиту. Подобное исследование полезно для проведения дальнейших работ нацеленных на стабилизацию перовскитов с целью их использования в условиях окружающей среды.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 22-79-10326.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_3$ ( $x = 0.5, 1.5$ ) С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОЭФФИЦИЕНТА ХОЛЛА

М.С. Иванов<sup>1\*</sup>, Н.П. Степанов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Забайкальский институт железнодорожного транспорта, Чита, Россия

<sup>2</sup>Забайкальский государственный университет, Чита, Россия

\*e-mail: [vanov.maks@mail.ru](mailto:vanov.maks@mail.ru)

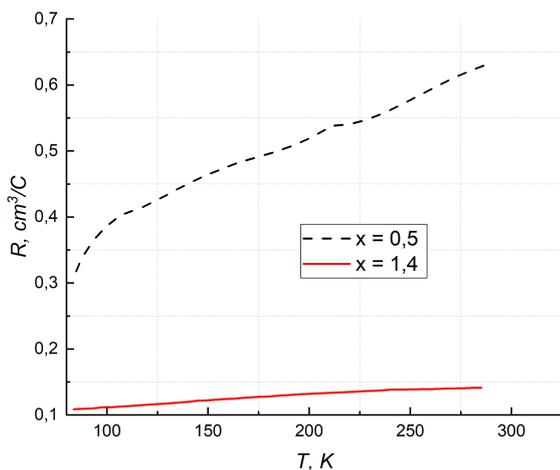


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента Холла в  $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$  ( $x = 0.5 - 25$  мол%  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ ,  $x = 1.4 - 70$  мол%  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ ).

В работе рассматривается количественная зависимость коэффициента Холла в монокристаллах  $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$  с разными значениями состава ( $x = 0.5$  и  $1.4$ ). Измерения были проведены в лаборатории термоэлектрических исследований ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Исследование проводилось на постоянном токе в магнитном поле до  $0.65$  Тл. Температура изменялась ступенчато в интервале от  $78$  до  $300$  К и стабилизировалась в точке измерения. Для проведения экспериментальных измерений использовались монокристаллы  $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ , полученные методом Чохральского в институте металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН. Образцы были подвергнуты специальной обработке для удаления загрязнений и получения однородной структуры.

Результаты исследования, полученные для составов содержащих  $25$  и  $70$  процентов теллурида сурьмы в теллуриде висмута, представлены на рис. 1, из которого следует, что коэффициент Холла в монокристаллах  $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$  зависит от состава материала, и при увеличении содержания теллурида сурьмы в теллуриде висмута, наблюдается уменьшение коэффициента Холла, что может быть объяснено ростом концентрации лёгких дырок, обусловленным смещением уровня химического потенциала в глубину валентной зоны [1]. Из рис. 1 также видно, что при понижении температуры от  $300$  К до  $78$  К, наблюдается уменьшение абсолютного значения величины коэффициента Холла у обоих составов, что можно объяснить увеличением концентрации лёгких дырок, вследствие перехода электронов между неэквивалентными экстремумами валентной зоны [1]. Однако, количественные расчёты, выполненные в рамках указанных представлений, дают экспоненциальный рост коэффициента Холла от температуры, что не согласуется с экспериментальными данными, представленными на рис. 1. Они также указывают на возможность существования дополнительного процесса влияния на состояние электронной системы, природа которого обсуждалась в работе [2], посвященной анализу температурных зависимостей магнитной восприимчивости кристаллов  $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ , и динамике их изменения от состава твердого раствора.

Полученные результаты могут быть использованы для более глубокого понимания процессов происходящих в электронной и ионной системах кристаллов  $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ .

Исследование выполнено за счёт гранта РФФИ № 22-22-20055 при финансовой поддержке правительства Забайкальского края.

1. Б.М. Гольцман и др., Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ . — М.: Наука (1972).
2. Н.П. Степанов, М.С. Иванов, ФТП, **56** (12), 1103 (2022).

ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ, МАГНИТНЫЕ И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЯ  $Mn_3Al$ 

П.С. Коренистов<sup>1</sup>, С.В. Наумов<sup>1</sup>, А.Е. Степанов<sup>1</sup>, А.А. Семянникова<sup>1</sup>, В.Ю. Ирхин<sup>1</sup>,  
Е.Б. Марченкова<sup>1</sup>, Т.В. Дьячкова<sup>2</sup>, А.П. Тютюнник<sup>2</sup>, В.В. Марченков<sup>1,3\*</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт химии твердого тела УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>3</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [march@imp.uran.ru](mailto:march@imp.uran.ru)

Интерметаллические соединения на основе марганца  $Mn_3Z$  ( $Z = Al, Ga, Ge, Sn$  и др.) относятся к материалам, обладающим уникальными магнитными и электронными свойствами, в которых могут наблюдаться состояния полуметаллического ферромагнетика, спинового бесщелевого полупроводника, топологического полуметалла и скомпенсированного ферримагнетика, антиферромагнетика и др. Такие материалы могут быть использованы для применения в спинтронике, микро- и наноэлектронике, поскольку их магнитные и электронные характеристики весьма чувствительны к внешним воздействиям. При этом структура таких соединений, а, следовательно, их электронные и магнитные свойства, также сильно зависят от способов их синтеза (литые, подвергнутые быстрой закалке из расплава, термобарической обработке и обработке в планетарной мельнице). Поэтому исследование взаимосвязи структурного состояния, электронной структуры и свойств, а также магнитных характеристик интерметаллических соединений, в частности, на основе марганца, является важной и интересной задачей. Цель данной работы состоит в исследовании роли структурного состояния в формировании электросопротивления, магнитных и гальваномагнитных свойств интерметаллического соединения  $Mn_3Al$  в литом состоянии, после быстрой закалки из расплава, термобарической обработки и обработки в планетарной шаровой мельнице.

Поликристаллические сплавы  $Mn_3Al$  были получены в индукционной печи в атмосфере очищенного аргона. Приготовленный слиток отжигали в течение 72 ч при 650°C в атмосфере аргона с последующим охлаждением до комнатной температуры со скоростью  $\sim 100$  град/ч. Быстрозакаленные ленты  $Mn_3Al$  получали из объемного соединения методом быстрой закалки (БЗР) из расплава при комнатной температуре под давлением 0.28 атм в атмосфере очищенного аргона и скорости охлаждения  $\sim 104 - 105$  град/сек. Термобарическая обработка (ТБО) проведена при давлении до 10 ГПа и температуре 1000 К на гидравлическом прессе ДО-137А. Режим обработки  $Mn_3Al$  в шаровой вибрационной мельнице (ШВМ) МЛ-1 включал в себя измельчение образцов на воздухе. Для предотвращения магнитных загрязнений были использованы размольные стаканы и мелющие шары из оксида алюминия. Время размола составляло от 1 до 15 h.

Структурная аттестация литых сплавов, БЗР-лент, ТБО- и ШВМ-образцов выполнена методами рентгеноструктурного анализа и сканирующей электронной микроскопии в Центре коллективного пользования «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» (ЦКП) ИФМ УрО РАН. Измерения электросопротивления, эффекта Холла и намагниченности также проводили в ЦКП УрО РАН.

В результате исследований показано, что БЗР-, ТБО- и ШВМ-обработки приводят к существенным изменениям микроструктуры интерметаллического соединения  $Mn_3Al$ , что проявляется в формировании его электросопротивления, магнитных и гальваномагнитных свойств. Полученные результаты обсуждаются в рамках существующих теоретических представлений.

Исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда (22-22-00935).

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА $\text{CuCr}_{1-x}\text{Zr}_x\text{Se}_2$ В ОБЛАСТИ МАЛЫХ ( $x < 0.05$ ) КОНЦЕНТРАЦИЙ ЦИРКОНИЯ

А.И. Меренцов<sup>1\*</sup>, М.С. Постников<sup>1,2</sup>, А.А. Титов<sup>1</sup>, А.С. Вологов<sup>3</sup>, А.Н. Титов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский государственный горный университет, Екатеринбург, Россия

<sup>3</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: merentsov.ai@imp.uran.ru

Соединение  $\text{CuCrSe}_2$  принадлежит к классу мультиферроиков – соединений, в которых ферромагнитное упорядочение сосуществует с сегнетоэлектрическим [1]. Изменяя состояние одной из подсистем (магнитной или электрической), можно изменять состояние второй подсистемы. Высокая термоэлектрическая эффективность  $\text{CuCrSe}_2$  [2,3] делает его привлекательным для практического использования. Температура магнитного перехода, однако, составляет в этом материале всего 37.5 К [4]. Повысить критическую температуру с сохранением нецентросимметричности решётки  $\text{CuCrSe}_2$  оказывается возможным при частичном замещении хрома цирконием.

Одной из основных проблем при синтезе не только замещённых соединений  $\text{CuCr}_{1-x}\text{Zr}_x\text{Se}_2$ , но и чистого  $\text{CuCrSe}_2$  оказывается формирование наряду с желанной нецентросимметричной фазой  $R3m$  шпинели  $\text{CuCr}_2\text{Se}_4$  [5], обладающей ферромагнитным упорядочением (в отличие от антиферромагнитного  $\text{CuCrSe}_2$ ) при низких температурах. Проблема однофазности возникает и в области малых концентраций циркония. Второй фазой, однако, оказывается  $\text{Cu}_2\text{Se}$  с кубической структурой. Эта фаза, в отличие от  $\text{CuCr}_2\text{Se}_4$ , не оказывает существенного влияния на магнитные характеристики двухфазного образца, однако влияет на электрические свойства, будучи хорошим металлом и демонстрирующим резистивную аномалию при температуре порядка 100 К [6].

Нами синтезированы однофазные материалы  $\text{CuCr}_{1-x}\text{Zr}_x\text{Se}_2$  с  $x = 0.01, 0.02$  и  $0.05$  с нецентросимметричной структурой  $R3m$ . На поликристаллических образцах стандартным двухзондовым методом измерены температурные зависимости электросопротивления в интервале температур 77 – 330 К. Изменения температурных зависимостей магнитной восприимчивости проводились на тех же поликристаллических образцах в интервале температур 4 – 300 К в поле 100 Э в ZFC (охлаждение без поля) и FC (охлаждение в поле) режимах, петли гистерезиса снимались при температурах 4.5 К, 50 К и 150 К в интервале полей от -70 до 70 кЭ.

На температурных зависимостях сопротивления однофазных образцов обнаружены два активационных участка (высоко- и низкотемпературный), соответствующих возбуждению через щель и возбуждению с примесного уровня. Немонотонный характер зависимости энергии активации от концентрации циркония говорит о присущей недопированному  $\text{CuCrSe}_2$  дефектности по меди. Замещение хрома цирконием приводит к возникновению ферромагнитного упорядочения и увеличению температуры магнитного перехода по сравнению с недопированным  $\text{CuCrSe}_2$ .

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-13-00361).

1. M. Fiebig *et al.*, Nat. Rev. Mater. **1**, 16046 (2016).
2. Y. Yan *et al.*, Scripta Mater., **127**, 127 (2017).
3. S. Bhattacharya *et al.*, J. Mater. Chem. A, **1**, 11289 (2013).
4. J.L. Niedziela *et al.*, Nat. Phys., **15**, 73 (2019).
5. R. Yano *et al.*, Cryst. Growth Des. **16**, 5618 (2016).
6. H. Chi *et al.*, Phys. Rev. B **89**, 195209 (2014).

## ФАЗА КВАНТОВЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ МЕЖСЛОЕВОЙ ПРОВОДИМОСТИ СЛОИСТЫХ МЕТАЛЛОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Т.И. Могилюк<sup>1\*</sup>, П.Д. Григорьев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>НИИ Курчатовский институт, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук, Черноголовка, Россия

\*e-mail: 5staras@mail.ru

В рамках самосогласованного борновского приближения рассматривается вопрос фазы биений амплитуды шубниковских и медленных осцилляций межслоевой проводимости в квазидвумерных металлах. Выражение для межслоевой проводимости выведено по формуле Кубо [1]. Показывается, что при определённых условиях сдвиг фазы биений шубниковских осцилляций относительно осцилляций де Гааза ван Альфена может достигать величины  $\pi/2$ , наблюдаемой на эксперименте [2].

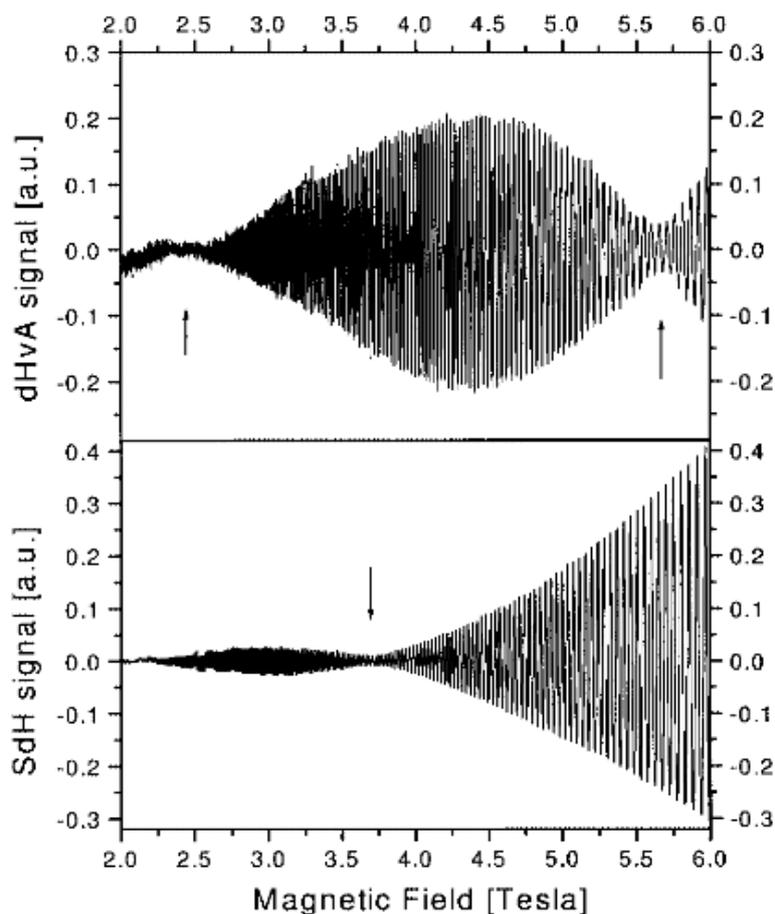


Рис. 1. Осцилляции де Гааза ван Альфена (сверху) и шубниковские (снизу) при температуре  $T = 30$  мК с наблюдаемыми узлами биений (указаны стрелками) в органическом металле (BEDT-TTF)<sub>4</sub>[Ni(dto)<sub>2</sub>].

1. T.I. Mogilyuk, P.D. Grigoriev, Phys. Rev. B **98**, 045118 (2018).

2. M. Schiller, W. Schmidt, E. Balthes *et al.*, Europhys. Lett. **51**, 82 (2000).

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА  $\text{CuCr}_{1-x}\text{Zr}_x\text{Se}_2$ М.С. Постников<sup>1\*</sup>, А.И. Меренцов<sup>1</sup>, А.С. Волегов<sup>2</sup>, А.Н. Титов<sup>1</sup><sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [mspostnikov@imp.uran.ru](mailto:mspostnikov@imp.uran.ru)

Мультиферроидные магнитоэлектрические материалы, которые одновременно проявляют сегнетоэлектричество и ферромагнетизм, стимулировали резко возросшее количество исследовательских работ в связи с их научным интересом и значительными технологическими перспективами в новых многофункциональных устройствах. При сосуществовании нескольких параметров порядка в мультиферроиках магнитоэлектрическая связь может использоваться в новых типах памяти.

Одним из таких материалов может являться  $\text{CuCrSe}_2$ . Его структуру, схожую со структурой делафоссита ( $\text{CuCrO}_2$ ), можно описать как решётку, состоящую из слоёв  $\text{CrSe}_2$ , интеркалированную медью. Соединение  $\text{CuCrSe}_2$  интересно благодаря высокой термоэлектрической эффективности [2,3], однако, температура магнитоэлектрического перехода составляет в нём всего 37.5 К [4], что делает материал непригодным для практического применения. Представляется, что повышение температуры перехода в подобного рода материалах возможно при замещении хрома цирконием.

Нами были синтезированы однофазные материалы  $\text{CuCr}_{1-x}\text{Zr}_x\text{Se}_2$  ( $x = 0.05, 0.1, 0.2, 0.3$ ) с нецентросимметричной структурой  $R\bar{3}m$ , в которой атомы меди занимают один из наборов тетра-позиций в пространстве Se-Cr-Se, создавая возможность формированию сегнетоэлектрического упорядочения. На поликристаллических образцах стандартным двухзондовым методом измерены температурные зависимости электросопротивления в интервале температур 77 – 330 К. Изменения температурных зависимостей магнитной восприимчивости проводились на тех же поликристаллических образцах в интервале температур 4 – 300 К в поле 100 Э в ZFC (охлаждение без поля) и FC (охлаждение в поле) режимах, петли гистерезиса снимались при температурах 4.5 К, 50 К и 150 К в интервале полей от -70 до 70 кЭ.

Обнаружено, что соединения демонстрируют преимущественно активационный тип температурной зависимости электросопротивления, который может быть обусловлен как активацией через энергетическую щель, так и прыжковым механизмом проводимости. Величина удельного электросопротивления в целом уменьшается с увеличением содержания циркония. Наличие двух максимумов ( $T = 158$  К и  $T = 287$  К) на температурной зависимости сопротивления соединения с  $x = 0.05$  никак не коррелирует с поведением магнитной подсистемы и нуждается в дополнительном объяснении. Уменьшение содержания хрома и увеличение содержания циркония приводит к увеличению эффективного магнитного момента и, как и предполагалось, к увеличению температуры ферромагнитного перехода до 115 К в соединения с  $x = 0.3$ . Величина эффективного магнитного момента для  $x = 0.3$  соответствует чисто спиновому моменту  $\text{Cr}^{3+}$ . При температурах ниже 30 К в соединениях сосуществуют ферромагнитное и антиферромагнитное упорядочение.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-13-00361).

1. M. Fiebig *et al.*, Nat. Rev. Mater. **1**, 16046 (2016).
2. Y. Yan *et al.*, Scripta Mater., **127**, 127 (2017).
3. S. Bhattacharya *et al.*, J. Mater. Chem. A, **1**, 11289 (2013).
4. J.L. Niedziela *et al.*, Nat. Phys., **15**, 73 (2019).

## ЦИКЛОТРОННАЯ ЭФФЕКТИВНАЯ МАССА И $g^*$ -ФАКТОР ЭЛЕКТРОНОВ В МЕТАМОРФНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВОЙ ЯМОЙ InGaAs

Н.С. Сандаков<sup>1\*</sup>, С.В. Гудина<sup>1</sup>, В.Н. Неверов<sup>2</sup>, А.С. Боголюбовский<sup>1</sup>, К.В. Туруткин<sup>1</sup>,  
М.В. Якунин<sup>1</sup>, И.С. Васильевский<sup>2</sup>, А.Н. Виниченко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

\*e-mail: sandakovns@imp.uran.ru

Метаморфные гетероструктуры InGaAs/InAlAs являются интересными объектами как в прикладном аспекте, так и для фундаментальных целей благодаря выдающимся свойствам носителей заряда и энергетического спектра, что позволяет использовать их в быстродействующих транзисторах и рассматривать в качестве перспективных систем для спинтроники. Технологические и структурные параметры образцов приведены в [1].

Проведены исследования квантовых гальваномагнитных эффектов при температурах  $T = (1.8 - 35)$  К и различных углах наклона магнитного поля  $\theta$  по отношению к нормали к плоскости двумерного газа. Проанализированы амплитуда, фаза и положение осцилляций продольного сопротивления  $\rho_{xx}$ , а также классический и квантовый эффекты Холла (КЭХ) для определения основных параметров носителей заряда и энергетического спектра. Концентрация двумерного электронного газа составила  $n_s = 6.8 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, холловская подвижность  $\mu = 2 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/(В·с).

Циклотронная эффективная масса была определена из отношений амплитуд осцилляций  $\rho_{xx}$  при различных  $T$  согласно формуле Лифшица-Косевича [2] для первой гармоники в приближении независимости от  $T$  квантового времени жизни  $\tau_q$ . Полученное значение эффективной массы составило  $m^* = 0.037m_0$ , где  $m_0$  — масса свободного электрона.

Поведение продольного сопротивления  $\rho_{xx}$  при изменении магнитного поля в минимумах осцилляций при увеличении  $T$  может быть описано активационным уравнением Аррениуса [3], где в значение энергии активации как для спиновых, так и для орбитальных энергетических щелей в присутствии спинового расщепления, будет входить  $g^*$ -фактор. Для орбитальных щелей наблюдается увеличение энергии активации при увеличении  $T$ , что свидетельствует об активации электронов не только в соседний вышележащий уровень Ландау (УЛ) с номером  $N$  и спином «вниз»  $N \downarrow$  ( $T < 5$  К), но и в следующий спин-отщепленный УЛ  $N \uparrow$  ( $T > 5$  К). Для спин-вырожденных УЛ также наблюдается изменение энергии активации с увеличением температуры: в УЛ с номером  $N$  ( $T < 5$  К), а также в  $N + 1$  ( $T > 5$  К). Значения  $g^*$ -фактора, полученные для различных спиновых щелей,  $|g^*| = 10.3 - 16.3$  много больше, чем таковые, определенные из орбитальных  $|g^*| = 2.7 - 4.3$ .

Таким образом, из анализа термоактивационного поведения продольного сопротивления в области плато КЭХ получена осциллирующая зависимость значения  $g^*$ -фактора от фактора заполнения, что качественно и количественно согласуется с теоретическими представлениями [4,5], согласно которым  $g^*$ -фактор должен осциллировать вследствие обменного взаимодействия.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» Гр. № 122021000039-4, при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

1. I. S. Vasil'evskii *et al.*, Semiconductors **50**, 559 (2016).
2. I. M. Lifshitz, A.M. Kosevich, ЖЭТФ **2**, 636 (1956)
3. A. Usher *et al.*, Phys. Rev. B **41**, 1129 (1990)
4. T. Ando, Y. Uemura, Phys. Soc. Japan, **37**, 1044 (1974).
5. С.С. Криштопенко и др. ФТП, **49**, 196 (2015).

## ТЕМПЕРАТУРНЫЙ И ТОКОВЫЙ СКЕЙЛИНГ В КВАНТОВОМ ЭФФЕКТЕ ХОЛЛА В СТРУКТУРАХ InGaAs/InAlAs

К.В. Туруткин<sup>1\*</sup>, А.С. Боголюбовский<sup>1</sup>, С.В. Гудина<sup>1</sup>, В.Н. Неверов<sup>1</sup>, И.С. Васильевский<sup>2</sup>,  
А.Н. Виниченко<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

\*e-mail: 12546@bk.ru

Квантовый эффект Холла (КЭХ) был объяснен в представлениях о появлении делокализованных состояний при движении двумерного электрона в случайном потенциале в сильном магнитном поле. Гипотеза двухпараметрического скейлинга в предположении о перенормировке обеих компонент тензора проводимости, диссипативной,  $\sigma_{xx}$ , и холловской,  $\sigma_{xy}$ , позволяет изучать природу КЭХ, рассматривая изменение проводимости системы при изменении ее макроскопического размера,  $L \rightarrow \infty$ . Следствия скейлингового рассмотрения КЭХ удобно представить в виде своеобразной фазовой диаграммы — диаграммы скейлинга, иллюстрирующей движение точек на плоскости  $(\sigma_{xx}, \sigma_{xy})$  при увеличении  $L$ . Существует два типа фиксированных точек: при  $\sigma_{xy} = i$ , где  $i$  — целое число,  $\sigma_{xx} \rightarrow 0$  при  $L \rightarrow \infty$ , что соответствует диэлектрическому поведению (область плато КЭХ); при  $\sigma_{xy} = i + 1/2$ ,  $\sigma_{xx} \rightarrow \sigma^*$  при  $L \rightarrow \infty$  — металлическое поведение (переход с плато на плато). В реальных экспериментах эффективный размер образца задается длиной сбой фазы электрона, которая стремится к бесконечности при  $T \rightarrow 0$ , так что можно перейти от размерного скейлинга к скейлингу по  $T$ .

Проведены измерения продольного и холловского магнитосопротивлений в режиме КЭХ и исследованы диаграммы скейлинга, полученные при изменении температуры и тока через образец (рис. 1), в гетероструктурах InGaAs/InAlAs в диапазонах магнитных полей  $B = 0 - 12$  Тл, температур  $T = 0.4 - 1.5$  К и токов  $I = 1 - 100$  мкА.

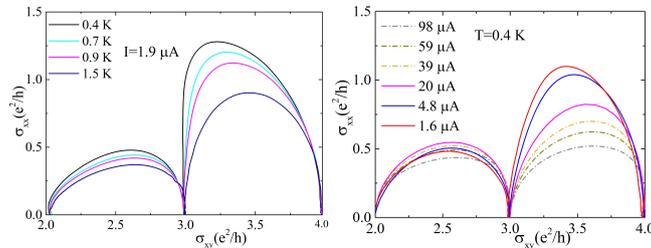


Рис. 1. Диаграммы скейлинга ( $\sigma_{xx}, \sigma_{xy}$ ), измеренные при изменении  $T$  (слева) и  $I$  (справа).

На рис. 1 показаны огибающие кривые  $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$  для фиксированных  $T$  и  $I$ . При полужелтых значениях  $\sigma_{xy}$   $\sigma_{xx}$  должно стремиться к  $\sigma^*$  при  $(T, I) \rightarrow 0$  и принимать значение  $0.5e^2/h$ . Видно, что это справедливо для уровня Ландау  $1^+$  ( $2 \leq \sigma_{xy} \leq 3$ ) и не выполняется для спин-отщепленного от него  $1^-$  ( $3 \leq \sigma_{xy} \leq 4$ ). Форма кривых  $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$  близка к полуэллиптической с достаточно хорошей симметрией относительно полужелтых значений  $\sigma_{xy}$ . Видно различие последовательностей хода кривых  $\sigma_{xx}(\sigma_{xy})$  при изменении  $I$  для уровней Ландау:  $1^+$  — немонотонное и  $1^-$  — монотонное, что, по-видимому, связано с неоднородностью нагрева при изменении  $I$  в нелинейном режиме. Полученные диаграммы скейлинга в исследуемой системе хорошо соответствуют предсказаниям теории и свидетельствует о высоком качестве образцов.

Работа выполнена по государственному заданию «Электрон», при поддержке Минобрнауки РФ 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ЭЛЕКТРОННЫЕ ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ ДИСЕЛЕНИДА ТИТАНА, ИНТЕРКАЛИРОВАННЫХ МЕДЬЮ ( $\text{Cu}_x\text{TiSe}_2$ ,  $0 \leq x < 0.6$ )А.Ю. Усик<sup>1\*</sup>, Н.В. Морозова<sup>1</sup>, И.В. Коробейников<sup>1</sup>, А.Н. Титов<sup>1</sup>, С.В. Овсянников<sup>2,3</sup><sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Bayerisches Geoinstitut, Universität Bayreuth, Bayreuth, Germany<sup>3</sup>Институт химии твёрдого тела УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: alexandr-usik1990@rambler.ru

В последние годы активно исследуются слоистые квазидвумерные (2D) дихалькогениды переходных металлов (ДПМ). Данные материалы обладают слоистой структурой, в которой действуют сильные ковалентные связи в слоях и слабые силы Ван-дер-Ваальса в пространстве между слоями. Внедрение атомов переходных металлов в ван-дер-ваальсовую щель (интеркаляция) ДПМ приводит к модификации их электронной структуры и изменению транспортных свойств. [1] При интеркаляции посторонними атомами одним из факторов модификации электронных свойств является расширение ван-дер-ваальсовой щели. Данный эффект отчасти можно скомпенсировать всесторонним сжатием кристаллов. Это позволяет получать и исследовать новые электронные состояния в условиях приложения внешнего давления.

Было изучено [2] влияние высокого давления (до 10 ГПа) на электронные транспортные свойства монокристаллов  $\text{Cu}_x\text{TiSe}_2$  ( $0 \leq x < 0.6$ ). Установлено, что при нормальных условиях монокристаллы  $\text{Cu}_x\text{TiSe}_2$  с небольшим содержанием меди ( $x \leq 0.1$ ) являются полупроводниками с узкой запрещенной зоной  $E_g \approx 40 - 50$  мэВ. При циклическом воздействии давлением эти кристаллы продемонстрировали обратимый и хорошо воспроизводимый переход полупроводник-металл в диапазоне давлений 1 – 3 ГПа, в зависимости от содержания меди. Разница в давлениях металлизации была связана с различием барических коэффициентов их запрещенных зон, которые увеличивались с содержанием меди, от  $dE_g/dP = -17$  мэВ/ГПа для  $x = 0.002$  до  $-60$  мэВ/ГПа для  $x = 0.1$ . Монокристаллы  $\text{Cu}_x\text{TiSe}_2$  со степенью интеркаляции  $0.2 \leq x < 0.58$  демонстрировали полуметаллическое поведение. При  $x = 0.58$  поведение образцов менялось на металлическое. Сравнительно высокие коэффициенты Зеебека в этих образцах при атмосферном давлении, вероятно связаны с их объемным расширением за счет заполнения ван-дер-ваальсовых промежутков между слоями атомами меди. Кристаллы бинарного  $\text{TiSe}_2$  демонстрировали обратимый фазовый переход в металл при давлении выше 4 ГПа, сопровождаемый инверсией типа проводимости  $p - n$ .

Исследования выполнены в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема «Электрон» № 122021000039-4). Усик А.Ю. и Морозова Н.В. выражают благодарность Институту физики металлов им. Михеева М.Н. за поддержку работы по государственному заданию Министерства науки и высшего образования Российской Федерации по теме «Электрон», которая выполнялась в рамках молодежного проекта ИФМ УрО РАН № М 2-22.

1. B. Zhang *et al.*, Phys. Chem. C **124**, 16561 (2020).2. N.V. Morozova *et al.*, Journal of Materials Chemistry C **11**, 6071 (2023)

## ВЛИЯНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ НА ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОКСИСЕЛЕНИДОВ $\text{Bi}_2\text{O}_2\text{Se}$

А.С. Ханина\*, Е.В. Чернышова, А.И. Воронин, В.В. Ховайло

Университет науки и технологий МИСИС, Москва, Россия

\*e-mail: [KhaninaAS@yandex.ru](mailto:KhaninaAS@yandex.ru)

Среди оксидных термоэлектрических материалов наиболее эффективными являются оксиселениды системы Bi-Cu-Se-O. Для состава  $\text{BiCuSeO}$  с  $p$ -типом проводимости термоэлектрическая эффективность  $zT$  достигает значения 1.6 при 873 К [1]. Однако основным препятствием для практического применения  $\text{BiCuSeO}$  является отсутствие сопоставимого аналога  $n$ -типа. Поэтому недавно открытый оксиселенид  $\text{Bi}_2\text{O}_2\text{Se}$ , обладающий подобной слоистой структурой, привлёк значительное внимание учёных.

Кристаллическая структура соединений на основе  $\text{Bi}_2\text{O}_2\text{Se}$  состоит из проводящего  $[\text{Se}]_n^{2n-}$  и изолирующего  $[\text{Bi}_2\text{O}_2]_n^{2n+}$  слоёв, которые поочерёдно уложены вдоль оси с тетрагональной элементарной ячейки. Поэтому, этот материал обладает чрезвычайно низкой теплопроводностью из-за рассеяния фононов на границах слоёв, присутствия тяжёлых элементов и слабой связи между слоями.

Свойства оксиселенидов сильно зависят от метода синтеза. Различные методы подготовки могут привести к образованию новых нано- или микроструктур внутри материала, например, к изменению ориентации зёрен. Абсолютные значения транспортных свойств, а также их температурная зависимость могут быть существенно изменены за счёт применения различных технологий синтеза или обработки.

Целью данной работы было изучение влияния параметров синтеза на структуру получаемого материала и, как следствие, его влияние на термоэлектрические свойства. Ряд образцов был получен твердофазной реакцией с использованием различных температур (773, 873 и 1173 К), метода размола (в шаровой мельнице и в ступе) и атмосферы (вакуум и аргон). Полученные порошки консолидировали методом искрового плазменного спекания и исследовались на наличие анизотропии свойств. В результате обнаружено, что использование более высоких температур позволяет управлять взаимозависимыми параметрами на порядок увеличивая электропроводность образцов (с 0.04 до 0.4  $\text{Om}^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$ ) и снижая теплопроводность (с 1.36 до 1.19  $\text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ ) при комнатной температуре. Измерения в параллельном и перпендикулярном направлениях относительно оси прессования подтверждают предположение о наличии анизотропии в образцах, эффект которой наиболее заметен на изменении теплопроводности (порядка 15 – 18%) для высокотемпературных образцов.

Таким образом было обнаружено, что повышение температуры ТФС в вакууме и исключение шарового размола приводит к увеличению размера зерна и увеличению концентрации носителей заряда, которые позволяют увеличить электропроводность и при этом снизить теплопроводность за счёт дополнительного рассеяния фононов на вакансиях Se.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РНФ № 19-79-10282-П.

1. Y. Gu, *Advanced Functional Materials* **30**, 25 (2021).

## СЛАБАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ И ВРЕМЯ СБОЯ ФАЗЫ В ДВОЙНЫХ КВАНТОВЫХ ЯМАХ InGaAs/GaAs

М.А. Шишкин<sup>1,2\*</sup>, С.В. Гудина<sup>2</sup>, В.Н. Неверов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: maksifm@imp.uran.ru

Время сбоя фазы,  $\tau_\phi$ , имеет большое значение для анализа процессов переноса в полупроводниковых и металлических мезоскопических образцах. По сути, оно устанавливает масштаб, в котором квантово-механические свойства микроскопической системы переходят к классическому поведению, наблюдаемому на макроскопических объектах. Изучение квантовой когерентности привлекает значительное внимание, мотивированное как вопросами фундаментального научного интереса, так и возможностью использования твердотельных электронных устройств для хранения квантовой информации.

Слабая локализация — это физическое явление, обусловленное эффектом квантово-механической интерференции электронов самих с собой в слабо разупорядоченных материалах с металлическим типом проводимости [1, 2]. Причиной слабой локализации служит изменение скорости диффузии электронов благодаря интерференции электронных волн, многократно рассеивающихся на дефектах кристаллической решётки. При низких температурах,  $T$ , интерференция приводит к квантовым поправкам к классической электропроводности. Экспериментально слабая локализация проявляется появлением отрицательного магнетосопротивления, что является одним из методов определения  $\tau_\phi$ .

К квантовым поправкам к классической электропроводности также относится электрон-электронное ( $e$ - $e$ ) взаимодействие. Для разделения вкладов квантовых интерференционных эффектов в проводимость двумерных электронных систем обычно используются два подхода. Один из них связан с тем, что слабая локализация быстро подавляется магнитным полем,  $B$ , (характеристическое магнитное поле подавления слабой локализации,  $B_{\text{cr}} = \hbar/2eD\tau$ , где  $D$  — коэффициент диффузии,  $\tau$  — время свободного пробега электрона, для исследуемых структур  $B_{\text{cr}} = 0.04$  Тл). Тогда при  $B \gg B_{\text{cr}}$  остаются только вклады от  $e$ - $e$  взаимодействия, которые могут быть выделены и изучены. Второй подход связан, кроме вышесказанного, с влиянием  $T$ ,  $\tau_\phi \propto T^{-1}$  [2]. Т.е. при  $B \ll B_{\text{cr}}$  и при низких  $T$  магнетосопротивление определяется эффектами слабой локализации, и может быть описано в модели [3], что дает возможность определить  $\tau_\phi$ , его температурную зависимость и разделить вклады разных эффектов в проводимость.

В двойных туннельно-связанных квантовых ямах  $n$ -InGaAs/GaAs были измерены зависимости сопротивления  $\rho_{xx}(B)$  при фиксированных  $T$ ,  $0.05 \leq T \leq 4.2$  К, на которых наблюдалось отрицательное магнетосопротивление. В результате анализа полученных зависимостей в рамках подхода [3] была получена зависимость  $\tau_\phi(T)$ , которая оказалась далека от предсказываемой теоретически. Это приводит нас к мысли, что корректные значения  $\tau_\phi(T = 0.05 \text{ К}) = 1.4 \times 10^{-10}$  с получены только при самых низких  $T$  эксперимента. Кроме того, было обнаружено, что в определенном интервале  $T$  и  $B$  магнетосопротивление скалируется в зависимости от отношения  $B/T$ , т.е.  $\rho_{xx}(B)$ , полученные при разных  $T$ , укладываются одна на другую, что свидетельствует о необходимости учета вклада от электрон-электронного взаимодействия в присутствии эффекта Зеемана.

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

1. А. А. Абрикосов. Основы теории металлов. — М.: Наука (1987).
2. B. Altshuler, A. Aronov, Electron-Electron Interaction in Disorder System. - Amsterdam (1985).
3. S. Hikami, A. Larkin, and Y. Nagaoka, Prog. Theor. Phys. **63**, 707 (1980).



# РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ



## ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ ТОЧЕЧНЫМ ИСТОЧНИКОМ В НАНОРЕЗОНАТОРЕ НА ОСНОВЕ ЗОЛОТА

М.А. Загребина\*, Д.А. Кузьмин, И.В. Бычков

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

\*e-mail: [M.Zagrebina@list.ru](mailto:M.Zagrebina@list.ru)

В настоящее время внимание исследователей привлекают структуры, поддерживающие распространение поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) – электромагнитных возбуждений в оптическом диапазоне частот, распространяющихся в тонком слое на границе раздела металл-диэлектрик. Исследование возбуждения ППП в ограниченных наноструктурах позволяет решить задачу об уменьшении размеров интегральных схем, а также создать новые типы устройств (спазеры, идеальные линзы, сенсоры и т.д.) Рассмотрим возбуждение ППП в нанорезонаторе, представляющем собой прямоугольник, выделенный на поверхности металла на границе раздела сред золото-оксид кремния, ППП возбуждаются точечным источником электромагнитного излучения, расположенным над поверхностью металла. Дискретной моделью волнового поля ППП  $u(x, y, t)$  является двумерная решетка связанных рекурсивных фильтров второго порядка (цифровых резонаторов [1]). Динамику решетки описывает система уравнений в конечных разностях  $u(x, y, t + 1) = a_1 u(x, y, t) - a_2 u(x, y, t - 1) + b\{u(x - 1, y, t) + u(x + 1, y, t) + u(x, y - 1, t) + u(x, y + 1, t)\} + gF(x, y, t)$ .

Функция  $F(x, y, t) = \delta(x - x_0)\delta(y - y_0)z(t)$  определяет действие точечного источника, расположенного в точке с координатами  $(x_0, y_0)$ , на поле;  $g$  – коэффициент связи волнового поля с осциллятором, функция  $z(t)$  задает динамику точечного источника, которую будем описывать дискретной модификацией уравнения Ван-дер-Поля. Коэффициенты  $a_1, a_2, b$  определяют связь дискретной модели с фазовой скоростью волны и декрементом затухания, которые полагались равными фазовой скорости ППП в наноструктуре золото-оксид кремния на частоте, соответствующей длине электромагнитной волны в вакууме 1560 нм.

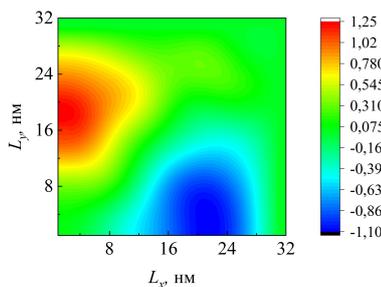


Рис. 1. Волновое поле в структуре, осциллятор расположен в точке (0;16), шаг модели по времени 50000.

Исследование распределения резонансного волнового поля в зависимости от расположения источника и коэффициента связи волнового поля с осциллятором по прошествии длительного времени (50000 шагов модели) показало, что при увеличении коэффициента связи значительно меняется модовый состав резонансного поля, его амплитуда.

Пространственное преобразование Фурье волнового поля показало, что в рассматриваемой структуре наибольшую амплитуду имеют моды резонансного волнового поля низших порядков. При повышении коэффициента связи преобладают амплитуды мод (1;0) и (0;1)

Таким образом, в данной работе было теоретически исследовано возбуждение ППП в нанорезонаторе на основе золота. Полученные результаты могут быть полезны для создания заданного распределения интенсивности ППП в наноструктурах.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ 075-01493-23-00).

1. И.В. Бычков, Д.А. Кузьмин, М.А. Загребина, Вестник ЮУрГУ. Серия Математика. Механика. Физика. **15**, 79 (2023)

КОБАЛЬТСОДЕРЖАЩИЕ ХАЛЬКОГЕНИДЫ:  $^{59}\text{Co}$  ЯМР ИССЛЕДОВАНИЯ

А.Ф. Садыков<sup>1\*</sup>, Ю.В. Пискунов<sup>1</sup>, В.В. Оглобличев<sup>1</sup>, А.Г. Смольников<sup>1</sup>, А.П. Геращенко<sup>1</sup>,  
Д.Ф. Акрамов<sup>1,2</sup>, Н.В. Селезнева<sup>2</sup>, Н.В. Баранов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [sadykov@imp.uran.ru](mailto:sadykov@imp.uran.ru)

Халькогениды переходных металлов — соединения с общей формулой  $\text{M}_7\text{X}_8$ , где  $\text{M}$  — это атомы переходных металлов, а  $\text{X}$  — двухвалентные анионы VI группы таблицы Менделеева S, Se, Te. В работе [1] было указано на тесную связь между природой магнетизма в этих соединениях с параметром решетки  $c_0$ , характеризующим среднее межслоевое расстояние.

Замещение железа кобальтом приводит к монотонному уменьшению температуры Кюри и снижению низкотемпературной намагниченности [2, 3]. Причина такой концентрационной зависимости  $TC$  и намагниченности в  $\text{Fe}_{7-x}\text{Co}_x\text{Se}_8$  до конца не выяснена.

Исследование [3] показало, что замещение селена теллуrom  $\text{Co}_7(\text{Se}_{1-x}\text{Te}_x)_8$  ( $x = 0.2$  и  $0.5$ ) приводит к увеличению эффективного магнитного момента с ростом  $x$ . Логично ожидать, что в полностью замещенном составе  $\text{Co}_7\text{Te}_8$  величина этих эффективных моментов возрастает.

Цель работы — определение магнитного состояния кобальта в составах  $\text{Fe}_4\text{Co}_3\text{Se}_8$ ,  $\text{Co}_7\text{Se}_8$  и  $\text{Co}_7\text{Te}_8$ . Мы провели ЯМР измерения спектров и релаксационных характеристик с использованием в качестве ядра-зонда  $^{59}\text{Co}$ . Нами определены значения компонент тензоров магнитного сдвига и градиента электрического поля в месте расположения ядер кобальта. Выявлена существенная локальная зарядовая и спиновая неоднородность соединений. Из температурных зависимостей сдвига и восприимчивости в  $\text{Fe}_4\text{Co}_3\text{Se}_8$  и  $\text{Co}_7\text{Te}_8$  сделана оценка сверхтонкого поля, наводимого на ядра  $\text{Co}$ . Установлено, что ионы кобальта в  $\text{Fe}_4\text{Co}_3\text{Se}_8$  также, как и в соединениях  $\text{Co}_7\text{Se}_8$  и  $\text{Co}_7\text{Te}_8$  не обладают собственным магнитным моментом, но имеют наведенный от соседних ионов железа момент  $\approx 0.36(4) \mu_B$ , который при переходе в магнитоупорядоченное состояние уменьшается до значения  $\approx 0.07(1) \mu_B$  из-за взаимной компенсации вкладов от соседних ионов железа. О малом значении магнитного момента также косвенно свидетельствуют данные по температурной зависимости спин-решеточной релаксации ядерных моментов  $^{59}\text{Co}$ . Таким образом, наше исследование показывает, что в халькогенидах  $\text{Fe}_{7-x}\text{Co}_x\text{Se}_8$  ионы кобальта, не имея собственного магнитного момента, выступают в основном качестве разбавителя магнитной подсистемы железа.

Показано, что соединение  $\text{Co}_7\text{Te}_8$  оказывается даже ближе к классическим парамагнетикам Паули, чем  $\text{Co}_7\text{Se}_8$ . По-видимому, это связано с тем, что увеличение межатомных расстояний при переходе от  $\text{Co}_7\text{Se}_8$  к  $\text{Co}_7\text{Te}_8$  происходит преимущественно в плоскости, что не приводит к большей локализации  $3d$  электронов и появлению магнитных моментов на атомах кобальта, как можно было ожидать. Нами также показано, что причиной немонотонного изменения с температурой магнитной восприимчивости и скорости спин-решеточной релаксации в соединении  $\text{Co}_7\text{Se}_8$  могут являться сильные электрон-электронные корреляции.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 22-12-00220.

1. T. Kamimura, J. de Physique., **49**, 191 (1988).
2. M. Sato, T. Kamimura, T. Iwata, J. Appl. Phys. **57**, 3244 (1985).
3. П.Н.Г. Ибрахим, Дис. канд. физ.-мат. наук, Екатеринбург, УрФУ (2015).

СТРУКТУРНЫЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА  
ТВЁРДЫХ ТЕЛ



## ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ ПОВЕРХНОСТИ МОНОЛИТНОГО НИКЕЛИДА ТИТАНА ПОСЛЕ ЭЛЕКТРОННО-ПУЧКОВОЙ ОБРАБОТКИ

С.Г. Аникеев\*, М.И. Кафтаранова, В.Н. Ходоренко, Н.В. Артюхова

Томский государственный университет, Томск, Россия

\*e-mail: [anikeev\\_sergey@mail.ru](mailto:anikeev_sergey@mail.ru)

При создании пористо-монолитных материалов путем спекания гидридно-кальциевого порошка никелида титана и монолитной пластины TiNi, важное значение имеет состояние поверхности монолитного материала, так как примеси или оксидный слой могут препятствовать прочному припеканию частиц порошка. Данная проблема может быть решена путем электронно-пучковой обработки, которая позволяет формировать однородную структуру поверхности. Обработка электронным пучком приводит к очистке поверхности от частиц вторичных фаз, повышая адгезионные свойства материала. При взаимодействии металлической поверхности с высокоэнергетическим электронным пучком наряду с изменением структурно-фазового состава происходит изменение свойств обработанной поверхности. Данная работа направлена на анализ влияния электронно-пучковой обработки на структурные особенности и свойства поверхности монолитного материала TiNi.

Из монолитных слитков с химическим составом Ti-49.5 ат.% Ni получены пластины толщиной 2 мм. Образцы исследовали в исходном состоянии — Pl(ox), после обработки электронным пучком — Pl(ox)-20, Pl(ox)-30, образцы после травления — Pl(et) и обработки электронным пучком — Pl(et)-20, Pl(et)-30. Химическое травление проводили в растворе кислот ( $3\text{H}_2\text{O} + 2\text{HNO}_3 + 1\text{HF}$ ). Обработка электронным пучком выполнена при плотности энергии  $3.5 \pm 0.6$  и  $4.5 \pm 1.1$  Дж/см<sup>2</sup> при 20 и 30 кэВ, соответственно, количество импульсов — 15. Механические свойства поверхности определяли методом Оливера-Фарра с использованием прибора CSM Instruments TTX-NHT2. Параметры шероховатости определяли с помощью интерференционного микроскопа профилометра «МНП-1». Для оценки смачиваемости поверхности использовали анализатор формы капли Easy Drop 20.

Параметры шероховатости образца Pl(ox) обусловлены процессами деформационного воздействия при прокатке. Значение высоты неровностей профиля ( $R_z$ ) составляет 3.54 мкм. После электронно-пучковой обработки параметры шероховатости образцов Pl(et)-20, Pl(et)-30 снижаются с 3.9 до 2.19 мкм соответственно, что связано с нарастающей долей расплава, который появляется при высокоэнергетическом воздействии. Структура поверхности образца Pl(et) имеет развитый рельеф ( $R_z$ ) — 11.58 мкм. Для образцов Pl(et)-20, Pl(et)-30 характерно снижение шероховатости и формирование гладкой поверхности. Значение высоты неровностей профиля ( $R_z$ ) снижается до 5.6 и 3.19 мкм соответственно. Сглаживание поверхности образцов Pl(ox), Pl(et)-20, Pl(et)-30 переводит гидрофильную поверхность в разряд гидрофобных. Для Pl(et) обработка электронным пучком сохраняет гидрофильность поверхности. Показано, что из-за формирования в процессе модификации сплошного поверхностного слоя образца Pl(ox)-20 наблюдается увеличение твердости по Виккерсу (HV) до 9161 МПа. Обработка электронным пучком материала приводит к возникновению внутренних напряжений, которые также влияют на рост значений микротвердости. Для образца Pl(et)-30 характерно снижение твердости HV до 7198 МПа относительно Pl(ox)-20. Это связано с уменьшением оксидного слоя и соответственно преобладанием фазы TiNi(B2), твердость которой существенно ниже. После травления наблюдается снижение твердости поверхности, модифицированной в режиме 20 кэВ HV, до 2803 МПа.

Это обусловлено формированием в его поверхностной структуре мартенситной фазы TiNi(B19') с меньшим значением твердости в сравнении с аустенитной фазой TiNi(B2).

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 19-79-10045.

## ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ НА МИКРОСТРУКТУРУ АТОМНО-УПОРЯДОЧЕННОГО СПЛАВА Cu – 56Au (ат.%)

А.А. Гаврилова<sup>1,2\*</sup>, О.В. Антонова<sup>1</sup>, А.Ю. Волков<sup>1</sup><sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [gavrilova\\_aa@imp.uran.ru](mailto:gavrilova_aa@imp.uran.ru)

Нестехиометрический сплав Cu-56Au (ат.%) может найти применение не только в стоматологии, но и в качестве коррозионностойкого проводника слабых электрических сигналов в приборостроении. Наиболее приемлемой для практического использования является термообработка, заключающаяся в медленном охлаждении этого сплава из высокотемпературной области. Однако, эволюция микроструктуры упорядоченного сплава Cu-56Au под влиянием пластической деформации мало изучена, особенности деформационного поведения этого сплава до конца не выяснены.

Цель работы заключалась в выяснении влияния деформации и дальнейшего отжига на микроструктуру упорядоченного сплава Cu-56Au. Основными методами исследования являлись: просвечивающая электронная микроскопия (далее — ПЭМ) и рентгеноструктурный анализ (РСА). Для проведения ПЭМ-исследований были изготовлены фольги толщиной 80 мкм. РСА проводили на пластинках толщиной 0.3 мм.

Для формирования хорошо упорядоченного состояния образцы исследуемого сплава отжигали при температуре 500°C в течение 2 часов, после чего медленно охлаждали со скоростью 12 град/час до комнатной температуры. В результате такой обработки в сплаве формируется хорошо упорядоченная по типу CuAuII сверхструктура. Затем образцы упорядоченного сплава деформировали на 10% путем прокатки, далее отжигали при 250°C в течение 1 часа.

РСА-результаты показали, что деформация сплава на 10% не приводит к изменению дифрактограмм по сравнению с исходным состоянием. Параметры элементарной решетки сохраняются, что указывает на устойчивость упорядоченной фазы CuAuII к малым деформациям. По результатам статистического анализа снимков микроструктуры, полученных методом ПЭМ, можно заключить о большом разнообразии ее видов. Выделить наиболее типичную микроструктуру для этого состояния сложно. Однако, следует отметить преимущественное сохранение несовершенной ламельной структуры с уширенными границами. Внутри ламелей наблюдаются *c*-домены, а также двойники. Можно предположить, что отжиг при 250°C приводит к дополнительной термической активации процессов двойникования по сравнению с деформированным состоянием. Вероятно, этому также способствует разрушение *c*-доменов, на месте которых внутри ламелей формируется дислокационная структура.

Таким образом, в ходе проведенного исследования установлено, что фаза CuAuII в сплаве Cu-56Au является термически устойчивой и не трансформируется в фазу CuAuI в ходе проведенной деформационно-термической обработки.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант №21-13-00135).

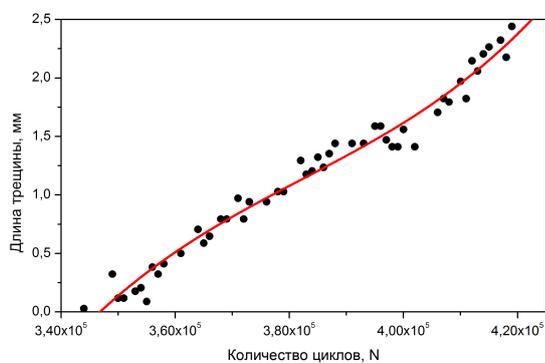
1. О.В. Антонова, О.С. Новикова, А.Ю. Волков, А.А. Ливинец, П.О. Подгорбунская, Физика металлов и металловедение **124**, 91 (2023).

## РАЗВИТИЕ ТРЕЩИН ПРИ ЦИКЛИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЯХ НА ТРЕХТОЧЕЧНЫЙ ИЗГИБ В ОБРАЗЦЕ ИЗ СТАЛИ 316L, ИЗГОТОВЛЕННОМ С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРНОЙ 3D ПЕЧАТИ

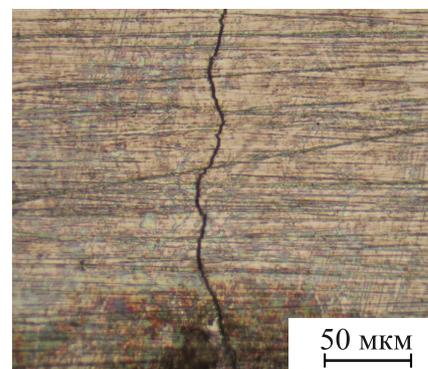
Д.И. Давыдов<sup>1\*</sup>, И.С. Каманцев<sup>2</sup>, И.В. Ежов<sup>1</sup>, Н.В. Казанцева<sup>1</sup><sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Институт машиноведения им. Э.С. Горкунова УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: davidov@imp.uran.ru

Метод лазерной 3D печати позволяет получать металлические изделия с высокой заданной точностью. При этом металлические изделия, изготовленные методом селективного лазерного сплавления могут иметь существенные отличия в структуре и свойствах по сравнению с металлами и сплавами, получаемыми традиционными методами. Анализ развития трещин при циклических нагрузках позволяет выявить структурные особенности развития процесса в таких материалах. Приведены испытания на циклическую трещиностойкость образцов из стали 316L, полученных на лазерном 3D принтере Farsoon (FS121M-E). Были использованы режимы изготовления для стали, рекомендованные производителем 3D принтера, толщина порошкового слоя составляла 30 мкм, расстояние между полосами сканирования — 100 мкм. Образцы для испытаний были изготовлены по ГОСТ 25.506-85 тип 4 с V-образным концентратором напряжений, обеспечивающим зарождение и развитие усталостной трещины. Испытания проводились при комнатной температуре на высокочастотной резонансной испытательной машине Mikrotрон (Rumul) с максимальным усилием  $\pm 20$  кН по схеме трехточечного изгиба. Развитие трещины фиксировались с помощью лазерной динамической спекл-интерферометрической установки. По полученным данным строились кривые живучести в координатах «длина трещины–количество циклов». Исследование микроструктуры проводились на оптическом микроскопе. На рис. 1 показано развитие трещины после 433000 циклов нагружения в исследованном образце и диаграмма живучести.



а



б

Рис. 1. Характер развития трещины при циклических испытаниях на трещиностойкость: а — диаграмма живучести; б — общий вид трещины.

В результате циклических испытаний образцов стали 316L по схеме трехточечного изгиба была выращена усталостная трещина, пересекающая границы слоев СЛС образца. На макроснимке боковой поверхности образца видны изменения в ее траектории, по-видимому, связанные с ячеистой структурой образца. При этом согласно диаграмме живучести на кинетику роста усталостной трещины существенное влияние оказывает микроструктура образца, установлено снижение темпа роста трещины на расстоянии около 1 мм от начала трещины.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФ № 22-29-01514.

## ИЗУЧЕНИЕ ПЛОТНОСТИ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Nb – Si – Al – Ti – Fe

И.Н. Кель, О.В. Заякин\*, Д.С. Ренев, М. Толмачев  
 Институт металлургии УрО РАН, Екатеринбург, Россия  
 \*e-mail: [zferro@mail.ru](mailto:zferro@mail.ru)

В мировой структуре потребления ниобия основная его масса (более 88%) используется для производства высокопрочных низколегированных сталей с содержанием Nb в количестве десятых долей процента [1,2]. В то же время, основной сортament сплавов с ниобием представлен феррониобием с содержанием Nb ~ 55 – 70%. Высокая концентрация ниобия в сплаве приводит к нежелательному увеличению его плотности ( $\rho$ ) [3]. В связи с этим целесообразна разработка новых комплексных ниобиевых сплавов, обладающих наиболее благоприятными значениями плотности.

Химический состав изучаемых образцов сплавов системы Nb-Si-Al-Ti-Fe представлен в таблице 1.

Таблица 1. Химический состав и плотность.

№ п/п	Химический состав*, мас.%				Плотность, кг/м <sup>3</sup>
	Nb	Si	Al	Ti	
1	60.0	-	-	-	8500
2	30.0	22.8	3.4	4.0	6560
3	17.1	24.6	7.6	3.0	6390
4	11.3	28.4	9.9	4.0	5740

\*Остальное Fe и примеси

Сплав 1 по содержанию ниобия соответствующий феррониобию марки ФНб60 выбран в качестве образца сравнения, как наиболее применяемый в современных условиях.

Снижение доли ниобия в комплексных сплавах во всем рассматриваемом диапазоне концентраций оказывает положительное влияние на их плотность, которая уменьшается с 6560 до 5740 кг/м<sup>3</sup>. В первую очередь это связано с тем, что ниобий является самым тяжелым компонентом сплава, а также изменением фазового состава. В сплаве 4, содержится большое количество фазы FeSi (до 63%), что способствует снижению плотности сплава. В сплаве 3 образуется тройное соединение NbFeSi<sub>2</sub>, обладающее высокой плотностью (6669 кг/м<sup>3</sup>) и интерметаллид ниобия AlNb<sub>7</sub>, имеющий плотность 8431 кг/м<sup>3</sup>. При увеличении концентрации Nb до 30% происходит снижение доли легкой фазы FeSi и увеличение доли высокоплотного тройного соединения NbFeSi<sub>2</sub>.

В целом, комплексные сплавы содержащие, % : 11 – 30 Nb, 23 – 28 Si, 3 – 10 Al и 3 – 4 Ti, обладают оптимальными значениями плотности 5740 – 6560 кг/м<sup>3</sup>, что при обработке стали способствует их полному погружению в жидкую ванну, благодаря чему за счёт энергии струи они постоянно находятся в движении, не подвергаются окислению кислородом атмосферы и более полно и стабильно усваиваются.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-19-00252, <https://rscf.ru/project/21-19-00252/>.

1. L. Sun, X. Liu, X. Xu *et. al.*, Journal of Iron and Steel Research International **29**, 1513 (2022).
2. L. Silvestre, P. Langenberg, T. Amaral *et. al.*, HSLA Steels Conference Proceedings, 931 (2015).
3. В.И. Жучков, А.С. Носков, А.Л. Завьялов, Растворение ферросплавов в жидком металле. — Свердловск: УрО АН СССР (1990)

## КИНЕТИКА ПРЕВРАЩЕНИЯ БЕСПОРЯДОК→ПОРЯДОК В СПЛАВЕ Cu – 56Au (ат.%): РЕЗИСТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

Д.А. Згибнев<sup>1,2\*</sup>, П.О. Подгорбунская<sup>1,2</sup>, А.Ю. Волков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: ske4study@gmail.com

Формирование атомного дальнего порядка было впервые обнаружено более 100 лет назад при изучении медно-золотых сплавов. В дальнейшем это явление неоднократно и подробно исследовалось с применением самых разнообразных методик и на различных системах. В последнее время возник запрос промышленности на подобные материалы (сплавы) с более высоким комплексом физико-механических свойств. Одним из решений этой проблемы является переход на нестехиометрический сплав Cu-56 ат.% Au. Целью данной работы является резистометрическое исследование кинетики превращения беспорядок → порядок в нестехиометрическом золотомедном сплаве.

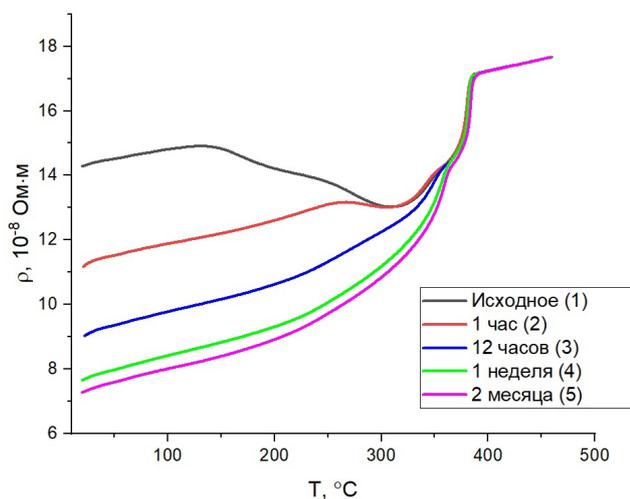


Рис. 1. Температурные зависимости электропроводности, полученные при нагреве закаленных образцов, которые отжигались при 200°C в течение от 1 часа до 2 месяцев.

Для работы был взят сплав Cu-56 ат.% Au (или Cu-80 масс.% Au). Выплавка производилась из меди чистотой 99.98% и золота чистотой 99.99% в вакууме не хуже  $10^{-2}$  Па методом двойного переplava с разливкой в графитовый тигель. Полученные образцы диаметром 5 мм гомогенизировались при температуре 850°C в течение 3 часов, охлаждались вместе с печью до 450°C, после чего производилась закалка в воду. Далее методом волочения была получена тонкая проволока диаметром 0.25 мм для измерения электропроводности. Для формирования исходно-разупорядоченного состояния проволока отжигалась при температуре 600°C в течение 1 часа с последующей закалкой в воду. Затем образцы отжигались при температурах от 200°C до 300°C с шагом в 25°C.

По результатам произведенных измерений получены зависимости электропроводности от продолжительности отжигов сплава при различных температурах. Построены температурные зависимости электропроводности (рис. 1), полученные при нагреве образцов со скоростью 120 град/час. Показано, что в температурном интервале 200 – 300°C сплав имеет максимальную скорость атомного упорядочения по типу  $L_{10}$  при температуре 250°C. Однако для получения хорошо упорядоченного состояния (доля упорядоченной фазы  $\eta \approx 1$ ) необходимо отжигать закаленный сплав не менее двух месяцев [1]. Полученные результаты позволят впервые построить S-образную кривую фазового превращения беспорядок→порядок для исследуемого сплава.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант №21-13-00135).

1. P.O. Podgorbunskaya, D.A. Zgibnev, A.A. Gavrilova, O.S. Novikova, A.Yu. Volkov, *Frontier Materials & Technologies* **3**, 84 (2023).

## ИССЛЕДОВАНИЕ УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОГО ТИТАНА МЕТОДОМ СКАНИРУЮЩЕЙ ТУННЕЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ

А.Ю. Истомина\*, И.В. Блинов, Р.М. Фалахутдинов, В.В. Попов

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [istomina@imp.uran.ru](mailto:istomina@imp.uran.ru)

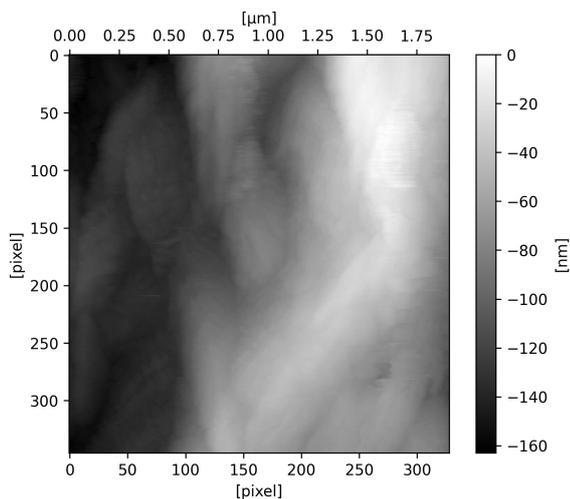


Рис. 1. СТМ изображение титана после ИПД, размер кадра  $2 \times 2$  мкм.

Ультрамелкозернистые материалы (УМЗ), приготовленные с использованием методов интенсивной пластической деформации (ИПД), привлекают большое внимание исследователей в связи с исключительными свойствами таких материалов, как прочность, вязкость, демпфирование по сравнению с их крупнозернистыми аналогами [1]. Как известно, эти исключительные свойства УМЗ обусловлены особым состоянием границ зерен (ГЗ), являющимися основным элементом структуры. Одним из эффективных методов оценки состояния ГЗ является сканирующая туннельная микроскопия (СТМ) [2]. Однако, при исследовании металлов, склонных к образованию устойчивого оксидного слоя, использование метода СТМ затруднительно из-за значительных трудностей получения рельефа травления УМЗ структуры. Так, например, на металлах, таких как Nb и Ti образуются окисные образования. Пока они малой толщины, на СТМ изображении они выглядят так же, как диэлектрические образования на проводящей подложке – увеличивается высота рельефа в месте нарастания окисного образования. Также на СТМ изображениях наблюдается динамика образования окислов и неоднородность их скорости роста. С ростом толщины окисной пленки качественно отследить рельеф уже не представляется возможным.

Для решения данной проблемы в настоящей работе использован метод пассивации исследуемых образцов с использованием тетрафторборной кислоты  $\text{HBF}_4$ , предложенный авторами [3]. СТМ-изображения были получены на микроскопе SMM-2000T (разрешение 0.1 нм) с использованием резаной платиновой иглы в режиме постоянного тока при  $I \approx 10 - 12$  нА и  $U \approx 500 - 1500$  мВ. В результате разработана оригинальная методика исследования поверхности УМЗ образцов, позволяющая качественно и количественно оценить параметры зеренной структуры титана после ИПД по СТМ изображениям. Пример СТМ изображения Ti, продеформированного методом кручения под высоким давлением, показан на рис. 1.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ 21-13-00063.

1. K. Edalati, A. Bachmaier, V.A. Beloshenko *et. al.*, *Materials Research Letters* **10**, 163 (2022).
2. П.В. Кузнецов, И.В. Петракова, Т.В. Рахматуллин, *Диагностика материалов* **78**, 26 (2012).
3. V. V. Levenets *et. al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, 1723 (1995).

## ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРЫ НИКЕЛЯ В ХОДЕ ДЕФОРМАЦИИ МЕТОДОМ СДВИГА ПОД ДАВЛЕНИЕМ ПРИ 250°C

К.Ю. Карамышев\*, Т.И. Чашухина, Л.М. Воронова, М.В. Дегтярев

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [karamyshev@imp.uran.ru](mailto:karamyshev@imp.uran.ru)

Получение ультрамелкозернистых (УМЗ) структурных состояний позволяет улучшать комплекс физико-механических свойств материалов. Перспективным способом изменения структуры служит деформация методом сдвига под квазигидростатическим давлением (СПД). При деформации в металлах могут протекать процессы деформационного упрочнения, динамического возврата (ДВ), динамической полигонизации (ДП) и динамической рекристаллизации (ДР). Все эти процессы влияют на термическую стабильность УМЗ материалов, повышение которой является актуальной научно-технической задачей. Динамические релаксационные процессы (ДВ, ДП, ДР) развиваются в ходе деформации при повышенных температурах, а полученная структура определяется не столько величиной, сколько температурой и скоростью деформации. Их совместное влияние описывается температурно-скомпенсированной скоростью деформации [1]:

$$\ln Z = \ln \frac{\dot{\epsilon}}{\Delta \tau} + \left( \frac{\Delta H}{RT} \right), \quad (1)$$

где  $\dot{\epsilon} = \frac{\Delta e}{\Delta \tau}$  — скорость деформации ( $\text{с}^{-1}$ );  $\Delta H$  — энергия активации процесса ( $\text{кДж/моль}$ );  $R$  — универсальная газовая постоянная ( $\text{Дж}\cdot\text{К}^{-1}$ );  $T$  — температура деформации ( $\text{К}$ ).

Структура, полученная в результате ДП, может оказаться перспективной для повышения термической стабильности УМЗ состояния, вследствие низкой подвижности малоугловых границ и возможности рекристаллизации *in situ*, не связанной со значительным ростом размера зерна, а также за счет низкой запасенной энергии деформации. В предыдущей работе изучен чистый никель, деформированный СПД на 5 оборотов наковальни при температурах от 20 до 250°C [2]. Деформация при 250°C позволила реализовать в никеле механизм ДП, однако, было зафиксировано только одно значение температурно-скомпенсированной скорости ( $\ln Z = 17$ ), соответствующее этому процессу. Настоящая работа направлена на установление интервала температурно-скомпенсированной скорости, в котором ДП является доминирующим структурообразующим процессом.

В работе исследован монокристаллический Ni (99.98 мас. %), в котором исходно отсутствовали высокоугловые границы. Образцы в виде дисков диаметром 5 мм и толщиной 0.3 мм деформировали при 250°C под давлением 6 ГПа осадкой и с поворотом наковальни от 17° до 180°. Исследование структуры проводили методами просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии на приборах JEM 200CX и QUANTA200, соответственно.

Истинная деформация  $e$  в ходе эксперимента изменялась в интервале от 0.4 до 9.2, скорость деформации  $\dot{\epsilon}$  — в интервале от 0.4 до  $0.6 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ , значение  $\ln Z$  в интервале от 16 до 20. Получены немонотонные зависимости твердости и среднего размера элементов структуры как от истинной деформации, так и от  $\ln Z$ . Структурные исследования показали, что в интервале  $\ln Z$  от 20 до 19 доминирующим структурообразующим процессом оказывается ДП, которая со снижением  $\ln Z$  сменяется ДР. Доля малоугловых границ снижается с 99% после осадки до 10% после 1 оборота ( $\ln Z = 18$ ). При  $\ln Z = 16$  в ДР зернах вновь выявляются характерные признаки ДП.

Работа выполнена в рамках гос. задания МИНОБРНАУКИ РФ (тема «Давление», № 122021000032-5).

1. С.С. Горелик, С.В. Добаткин, Л.М. Капуткина, Рекристаллизация металлов и сплавов. — М.: МИСИС (2005).
2. К.Ю. Карамышев и др., ФММ **124**, 106 (2023).

## РАЗРАБОТКА ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУЧЕНИЯ ПОРОШКА ДЛЯ СЕЛЕКТИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ПЛАВЛЕНИЯ НОВОГО АЛЮМИНИЕВОГО СПЛАВА НИКАЛИН

А.О. Курьшев\*, А.Н. Петрова, Д.Ю. Распосиенко

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [Kuryshev@imp.uran.ru](mailto:Kuryshev@imp.uran.ru)

В настоящее время материалом для использования в аддитивных технологиях, например, при селективном лазерном плавлении (СЛП), которое является порошковым методом, из алюминия наиболее распространены порошки сплавов Al-Si (например, АК12 и АК9) и Al-Si-Cu-Mg (например, АК6) [1,2]. Но недавно был разработан новый алюминиевый сплав никалин с хим. составом Al-2.95Mg-7.22Zn-0.57Ni-0.52Fe-0.1Si-0.21Zr, в котором железо является не вредной примесью, а легирующим компонентом, который вместе с никелем образует Fe-Ni эвтектику, что улучшает его литейные свойства. Сплав может быть использован как в литом, так и в деформированном состоянии [3]. Порошки из никалина ранее не изготавливались. Таким образом, получение порошковых композиций из сплава никалин для селективного лазерного плавления является актуальной и перспективной задачей наук о материалах.

Целью данной работы являлась разработка технологии получения порошков из сплава никалин с заданными размерными характеристиками, гранулометрическим составом и структурой для его применения при 3D печати методом селективного лазерного плавления.

Так как для процесса СЛП важны такие характеристики порошка, как средний размер частиц, гранулометрический состав, максимальный размер частиц и их сферическая форма, в работе предложена технология получения порошка, состоящая из этапа механического измельчения материала (размол стружки из сплава никалин в вибрационной шаровой мельнице), и этапа сфероидизации частиц в потоке высокотемпературной плазмы. В результате проведенных экспериментов было установлено, что увеличение времени помола приводит к формированию дисперсных компактных частиц порошка осколочной формы. При помоле 12 часов и менее формируются частицы в виде чешуек, и только в процессе помола в течение 24 часов формируются компактные частицы, средний размер частиц составляет 160 мкм, операция просеивания является обязательной для получения желаемого гранулометрического состава порошка. При комбинации этих процессов удалось получить порошок со следующими размерными характеристиками: средний размер частиц составил 80 мкм, доля частиц порошка размером менее 150 мкм — 97%. Плазменная обработка привела к расплавлению и частичному формообразованию гранул порошка. Доля сферических частиц в порошке после плазменной обработки составила 12%. Финальная операция просеивания после плазменной обработки позволила получить порошок с содержанием сферических частиц — 20%, средним размером частиц — 100 мкм, доля частиц размером менее 150 мкм составила 85%.

Таким образом, экспериментально подтверждена принципиальная возможность применения такой технологии получения сферических частиц порошка сплава никалин.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Структура» № 122021000033-2).

1. И. Л. Поболь *и др.*, *Литье и металлургия* **4**, 133 (2018).
2. Ю.Н. Рожкова *и др.*, VII Международная конференция «Аддитивные технологии: настоящее и будущее» **1**, 62 (2021).
3. Н. А. Белов, *Металловедение* **4**, 7 (2010).

## СТРУКТУРА И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СВАРЕННОГО ВЗРЫВОМ АЛЮМИНИЙ-НИОБИЕВОГО МНОГОСЛОЙНОГО КОМПОЗИТА ПОСЛЕ НАГРЕВА

Ю.Н. Малютина

Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия  
 Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, г. Новосибирск, Россия  
 e-mail: romashova@corp.nstu.ru

Интерес к сварным Nb-Al-соединениям обусловлен их физическими и механическими свойствами. Наиболее распространенным способом формирования металл-интерметаллидных композитов является высокоскоростная сварка пластин и их последующий нагрев. В литературе нет данных об исследованиях влияния нагрева на микроструктуру, а также механические свойства сваренных взрывом композитов из тонколистовых заготовок Al и Nb. Цель настоящей работы — исследование влияния температуры нагрева на структурные превращения в композите, полученном методом сварки взрывом тонколистовых пластин алюминия и ниобия, и его механические свойства.

Для сварки использовали пластины ниобия Нб1 (более 99.8% (масс.) Nb) толщиной 0.2 мм и алюминия А5 (более 99.5% (масс.) Al) толщиной 0.25 мм [1]. После сварки взрывом композиты подвергали термической обработке, которая заключалась в отжиге образцов в печи в течение 1 ч при 700, 800 и 900 °С.

Наиболее важные микроструктурные изменения, протекающие на границе ниобия с алюминием в результате отжига при различных температурах, связаны с образованием и ростом диффузионного слоя (рис. 1). С повышением температуры отжига толщина интерметаллидного слоя заметно увеличивается. Общая толщина слоя, содержащего интерметаллидные частицы, составила 40 – 60 мкм после нагрева при 900 °С.

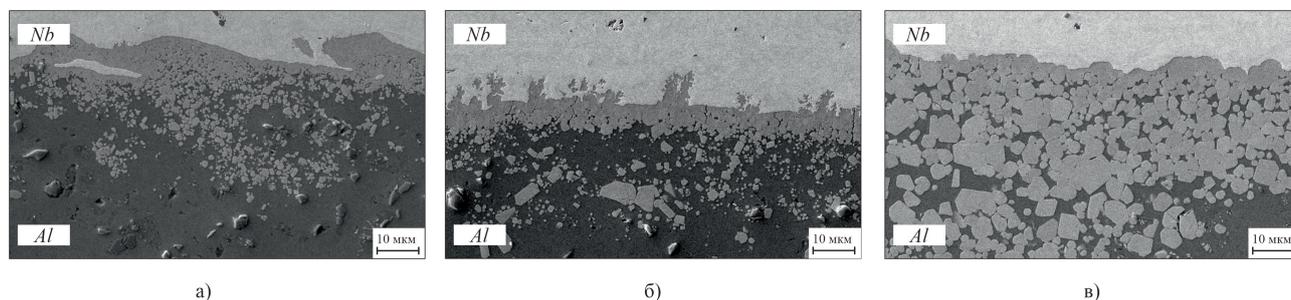


Рис. 1. Микроструктура границы соединения Nb–Al после сварки взрывом и последующего отжига в течение 1 ч при температурах: а — 700 °С; б — 800 °С; в — 900 °С.

Результаты испытаний на статическое растяжение образцов показали значительное уменьшение предела прочности с 535 МПа (после сварки взрывом) до 75 МПа (сварка взрывом и отжиг 900 °С). Максимальное снижение вязкости разрушения (в 7 раз) наблюдали для образцов с максимальной долей интерметаллида в композите, т.е. нагретых до 900 °С. Таким образом, в работе было показано, что повышение температуры отжига от 700 до 900 °С вызвало рост интерметаллидных включений, что привело к появлению трещин в реакционном слое и значительному ухудшению механических свойств.

Исследование выполнено при финансовой поддержке в рамках реализации программы развития НГТУ, научный проект № С23-12.

Исследования выполнены на оборудовании ЦКП «Структура, механические и физические свойства материалов» (соглашение с Минобрнаукой № 13.ЦКП.21.0034, 075-15-2021-698).

1. Yu.N. Malyutina, *et al*, *Metals* **12**, 1950 (2022).

## НОВЫЙ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ СПОСОБ ВНЕДРЕНИЯ МЕДИ В СЛОИСТЫЕ ДИХАЛЬКОГЕНИДЫ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

А.А. Титов\*, М.С. Постников

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: a.a.titov@mail.ru

Интеркалирование слоистых дихалькогенидов переходных металлов (СДПМ) вызывает значительный научный интерес, поскольку позволяет вести контролируемую настройку свойств СДПМ. Внедрение меди в СДПМ вызывает большой интерес, т.к. приводит к появлению сверхпроводимости, состояния с волной зарядовой плотности и даже к их сосуществованию [1]. В работе [1] медь внедрялась при высокой температуре (порядка тысячи градусов Цельсия). Однако, не во все СДПМ оказывается возможным внедрить медь при высоких температурах, сохраняя слоистую структуру. Например, при высокотемпературном внедрении меди в дисульфид титана образуется известная кубическая шпинель  $\text{CuTi}_2\text{S}_4$  [2]. В настоящей работе предлагается новый, низкотемпературный способ внедрения меди в СДПМ. Способ основан на высокой диффузионной подвижности меди в межслоевом пространстве СДПМ, позволяющей вести реакцию внедрения меди при комнатной температуре. В квазибинарной системе  $\text{Cu-TiSe}_2$  удалось внедрить медь и при высокой, и при низкой температурах, исходная слоистая гексагональная структура при внедрении меди сохранялась. Аттестация поликристаллических образцов проводилась методом РФА, пиков посторонних фаз на дифрактограммах не присутствовало. На рис. 1 показаны зависимости параметров элементарной ячейки образцов системы  $\text{Cu}_x\text{TiSe}_2$  от концентрации меди  $x$  в диселениде титана.



Рис. 1. Зависимости параметров элементарной ячейки диселенида титана от содержания меди. (а) — длина стороны основания элементарной ячейки, (б) — высота элементарной ячейки. Квадраты — высокотемпературный синтез, другие символы — синтез проводился при комнатной температуре.

Из приведённых данных можно видеть, что внедрение меди при комнатной температуре не приводит к изменению слоистой структуры исходного СДПМ. В пределах погрешности метода РФА, параметры элементарной ячейки образцов, полученных при низкой и при высокой температурах, совпадают. В работе рассматривается внедрение меди и в другие СДПМ, в частности, в диселенид циркония.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 22-13-00361.

1. E. Morosan *et. al.*, Nature **2**, 544 (2006).
2. Y. Tazuke *et. al.*, Journal of the Physical Society of Japan **60**, 2534 (1991).

## ПОЛУЧЕНИЕ ВОЛЬФРАМ-МЕДНЫХ МУЛЬТИМАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ СЕЛЕКТИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ПЛАВЛЕНИЯ С ПОСЛЕДУЮЩЕЙ ИНФИЛЬТРАЦИЕЙ

С.В. Чернышихин\*, Л.В. Федоренко, Б.О. Зотов, В.С. Суворова, И.А. Пелевин, А.А. Громов

Университет науки и технологий МИСИС, Москва, Россия

\*e-mail: [s.chernyshikhin@misis.ru](mailto:s.chernyshikhin@misis.ru)

Создание биметаллических изделий и конструкций со сложной геометрией вызывают всё больший интерес благодаря новым возможностям, которые открывает аддитивное производство. В последние годы перечень металлических материалов, адаптированных для технологии селективного лазерного плавления, значительно расширился, в том числе появились работы по синтезу изделий из вольфрама — одного из самых труднообрабатываемых и тугоплавких металлов [1].

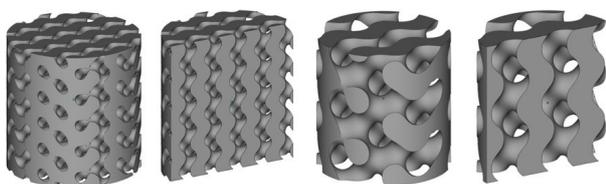


Рис. 1. 3D-модели гироидных структур с различным размером элементарной ячейки.

В настоящей работе была разработана технология получения мультиматериала методом 3D-печати вольфрамовых гироидных структур (см. рис.1) с последующей инфильтрацией медью для получения двухкомпонентных изделий с высокими механическими и особыми физическими свойствами,

обеспечивающими большой потенциал практического применения таких изделий. В частности, сочетание высокой температуры плавления вольфрама и теплопроводности меди в одном изделии может повысить эффективность работы изделий для удержания плазмы [2]. Был найден оптимальный режим селективного лазерного плавления, обеспечивающий получение вольфрамовых тонкостенных образцов с высокой плотностью и низким количеством структурных дефектов. Также были исследованы условия пропитки каркасов медью на экспериментальной установке с тепловизором. Анализ микроструктуры показал хорошую смачиваемость вольфрама расплавом меди при инфильтрации, приводящую к заполнению всех пустот гироидной структуры и прочной адгезии на границе раздела. Стоит отметить, что при инфильтрации расплава в системе вольфрам-медь не образуются промежуточные фазы. Исследованы механические свойства синтезированных образцов под нагрузкой на сжатие в зависимости от размера элементарной ячейки гироида как для образцов чистого вольфрама, так и пропитанных медью. Сравнение вольфрамового образца с гироидной структурой и аналогичного образца, пропитанного медью, показало, что первый демонстрирует хрупкий механизм разрушения, в то время как второй — пластичный. Кроме того, показано, что инфильтрация гироидных образцов медью привела к увеличению не только пластичности, но и предела прочности.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда, проект № 21-79-10240.

1. M.S. Seyam *et. al.*, *Metals (Basel)* **12**, 274 (2022).

2. A.V. Müller *et. al.*, *J. Nucl. Mater.* **566**, 153760 (2022).

## ПРИМЕНЕНИЕ СКАНИРУЮЩЕЙ ТУННЕЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ ДЛЯ СОСТАВЛЕНИЯ КАРТ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ ГРАНИЦ ЗЕРЕН УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

Н.С. Чикунова\*, А.В. Столбовский, И.В. Блинов, Р.М. Фалахутдинов, С.А. Судакова,  
А.Ю. Истомина

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [chikunova@imp.uran.ru](mailto:chikunova@imp.uran.ru)

В настоящее время большой популярностью среди исследователей пользуются методы формирования ультрамелкозернистой (УМЗ) структуры металлических материалов интенсивной пластической деформацией (ИПД). Применение такой обработки позволяет получить материалы с улучшенными механическими, физическими и химическими свойствами по сравнению с их крупнозернистыми аналогами [1].

Однако деформационно-модифицированные ИПД структуры обладают сложной иерархией структурных элементов и интерфейсов [2]. При этом принято считать, что ГЗ являются основным элементом структуры, влияющим на характеристики объемных металлических материалов. Сканирующая туннельная микроскопия (СТМ) обладает рядом преимуществ перед другими методами для исследования субмикроструктурной структуры, поскольку позволяет получать данные в виде точной карты поверхности с высоким разрешением не только в горизонтальной плоскости, но и по глубине рельефа. В работе [3] был предложен метод изучения УМЗ материалов, основанный на совместном использовании химического травления и СТМ. Однако применение данной методики позволило определить только среднее значение энергии границ зерен. Более того, ручная обработка изображений требует большого количества времени и может привести к погрешности измерений.

Поэтому в настоящей работе ставилась задача предложить алгоритмические подходы по углубленному анализу данных СТМ, позволяющие детально изучить каждый элемент структуры.

В качестве материала апробации методики был выбран чистый никель. Образцы получали сдвигом под давлением 4 ГПа на 5 оборотов при комнатной температуре в наковальнях Бриджмена. Деформация проводилась до наступления стадии насыщения структуры, когда генерация и аннигиляция дефектов приходят в равновесие, и дальнейшее деформирование не приводит к улучшению характеристик материала. Подготовка поверхности образцов и съёмка СТМ осуществлялись по методике работы [4].

Поскольку СТМ-изображения содержат в себе информацию о глубине травления, был предложен алгоритмический подход для обработки СТМ-снимков поверхности электрохимического травления УМЗ материалов на основе поточечного измерения относительных энергий границ зёрен с применением методики [4]. Реализация алгоритма позволяет провести «сканирование поверхности» и определить места нахождения границ по наличию канавки травления с дальнейшим определением энергии границы в каждой точке по всей протяжённости сети границ зерен. Таким образом предложенная методика позволяет составить карту относительных энергий границ зерен на примере УМЗ никеля.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Функция», № 122021000035-6).

1. R.Z. Valiev, R.K. Islamgaliev, I.V. Alexandrov, *Progress in Materials Science* **45**, 103 (2000).
2. S.V. Divinski, *Diff. Foundations* **5**, 57 (2015).
3. P.V. Kuznetsov, T.V. Rakhmatulina, I.V. Belyaeva, A. V. Korznikov, *Physics of Metals and Metallography* **118**, 241 (2017).
4. Н.С. Чикунова, А.В. Столбовский, С.А. Мурзинова, Р.М. Фалахутдинов, И.В. Блинов, *Изв РАН. Серия Физическая* **87**, 1600 (2023).

## ПРИМЕНЕНИЕ ПРОГРАММНЫХ УТИЛИТ ПОСТОБРАБОТКИ ДАННЫХ ДОРЭ ГЦК МАТЕРИАЛОВ

А.Г. Чуешова<sup>1\*</sup>, С.М. Пещерова<sup>1</sup>, В.И. Вдовин<sup>3</sup>, М.А. Хорошева<sup>2</sup>, Р.В. Пресняков<sup>1</sup>, Л.И. Федина<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт геохимии им. А.П. Виноградова СО РАН, Иркутск, Россия

<sup>2</sup>Институт физики твёрдого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук, Черногловка, Россия

<sup>3</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, Россия

\*e-mail: [a.chueshova@igc.irk.ru](mailto:a.chueshova@igc.irk.ru)

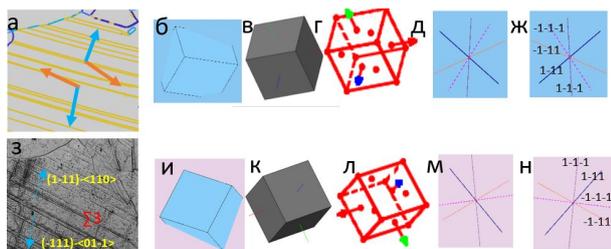


Рис. 1. (а) — ориентационная карта по оси  $z$ ; ориентационные кубы для зёрен 1 и 2, построенные в различных программах обработки данных ДОРЭ: (б),(и) — *mtex*; (в),(к) — *atex*; (д),(л) — Channel HKL 5; (е),(м)-GbGeom. Верхний ряд относится к зерну 1, нижний — к зерну 2.

кристаллографические законы (формулы) для материалов с различным типом решётки, чтобы не допустить ошибки в дальнейшей интерпретации результатов. Например, для установления характера взаимодействия дислокаций с границами двойникования  $\Sigma 3$  в ГЦК материалах используют функцию построения наиболее вероятных направлений скольжения и нормалей к плоскости скольжения (утилита *mtex*), построение следов плоскостей в зависимости от ориентации зёрен (*atex*), фактор совместимости систем скольжения  $m'$ , который устанавливает передачу скольжения дислокаций между двумя разноориентированными зёрнами, образующими специальные границы  $\Sigma 3$  (*mtex*). Однако, стоит отметить, что при вычислении данного фактора особое внимание следует уделять правильности построения систем скольжения. Так как положение в пространстве направлений и плоскостей скольжения напрямую зависят от ориентаций зёрен, то в данной работе используется метод ориентационных кубов, которые указывают на положение элементарной ячейки в пространстве. Суть метода заключается в нанесении известных для ГЦК материалов систем скольжения на ориентационный куб и сравнении с выявляемыми при селективном химическом травлении дислокациями. Тем не менее, при использовании различных утилит было отмечено следующее: ориентационные кубы, построенные в программе *mtex* (рис. 1б, и) и программах HKL Channel5 (рис. 1в, к), Gbgeom (рис. 1 г, л) расположены зеркально относительно друг друга. Следовательно, системы скольжения для зерен, построенные в различных утилитах, зеркальны (рис. 1д, ж). На оптическом изображении химического травления видно, что именно метод ориентационных кубов (построенных в программе GbGeom) выявляет реальные направления скольжения дислокаций (рис. 1а, з). Только после правильного определения систем скольжения можно установить характер взаимодействия дислокаций с границами двойникования  $\Sigma 3$ .

1. C. J. Todaro *et al.*, Nature communications **11** (2020).

2. I.A. Ivanov, V.S. Dub, A.A. Karabutov *et al.*, Sci Rep. **11**, (2021).

Наиболее распространёнными утилитами пост обработки данных дифракции обратно рассеянных электронов являются кристаллографические пакеты программ *mtex*, *atex*, HKL Channel5, Gbgeom. Данные утилиты способны решать широкий спектр задач: от определения ориентаций зёрен (ориентационное картирование — функции *ipf* (inverse pole figure), стереографические проекции) до определения степени деформации зёрен по отклонениям ориентаций внутри зёрен, например, функции GOS (grain spread orientation). Однако, прежде чем приступать к освоению той или иной программы необходимо понимать

## КОРРОЗИОННО-МЕХАНИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ СПЛАВА TiNi в БИОЛОГИЧЕСКИХ СРЕДАХ

А.А. Чуракова

Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, Уфа, Россия  
Уфимский университет науки и технологий, Уфа, Россияe-mail: [churakovaa\\_a@mail.ru](mailto:churakovaa_a@mail.ru)

Сплавы с памятью формы (СПФ) нашли широкое применение в медицине в качестве имплантируемых в организм длительно функционирующих материалов. Особый класс сплавов с памятью формы составляют сплавы никеля и титана — сплавы NiTi [1-2]. Для использования сплавов TiNi в качестве устройств, работающих в коррозионных средах, или в качестве материалов имплантатов, предъявляет к ним повышенные требования по коррозионной стойкости в различных средах. Но особенности сплавов TiNi и широкий диапазон характеристик данных сплавов предполагают то, что возможно расширение сферы применения в том числе и в нефтяной и нефтехимической промышленности. Однако отсутствуют исследования коррозионно-механической стойкости сплавов TiNi в различных коррозионных средах. В качестве материала исследования был выбран двухкомпонентный сплав TiNi с большим содержанием Ni относительно стехиометрии:  $Ti_{49.3}Ni_{50.7}$ , имеющий при комнатной температуре структуру аустенита B2. Для формирования твердого раствора на основе фазы TiNi и исключения предыстории получения материала проводилась закалка сплава из области гомогенности (от 800°C 1 час) в воду. В качестве коррозионных сред использовались следующие растворы: 0.9% NaCl, растворы Рингера и Хэнкса. Исследования коррозионной прочности проводились на стандартных объемных образцах в крупнозернистом состоянии путем механических испытаний на растяжение по схеме одноосного растяжения со скоростью перемещения траверсы  $1.2 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ . Испытания проводились как на воздухе при температуре 24°C, так и в среде растворов Хэнкса, Рингера и 0.9% NaCl при температуре 37°C. Полученные результаты свидетельствуют о том, что в коррозионных средах наблюдается снижение предела прочности и предела текучести от 1 до 6.3% в зависимости от коррозионной среды. Наибольшее снижение характерно для раствора Хэнкса, наименьшее — для раствора Рингера. В исходном состоянии на поверхности наблюдаются полосы деформации с характерным рельефом, излом квазихрупкий с характерными ступеньками и гребнями, однако при больших увеличениях можно наблюдать ямки более характерные для вязкого разрушения. Испытания в растворе Рингера не приводят к изменениям характера разрушения, на поверхности наблюдаются более выраженные полосы деформации. В растворе 0.9% NaCl на поверхности образца помимо полос деформации наблюдаются в небольшом количестве продукты коррозии, излом имеет более выраженный вязкий характер с ямками различного диаметра и глубины. На образце после испытания в растворе Хэнкса по всей поверхности образца наблюдаются продукты коррозии и незначительные питтинговые коррозионные повреждения небольшого диаметра, расположенные ближе к оси растяжения. Характер разрушения не изменился, для него также характерны как гребни, так и ямки.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-73-00289, <https://rscf.ru/project/22-73-00289/>.

1. V.N. Khachin, V.G. Pushin, V.V. Kondratiev, Titanium nickelide, structure and properties. — М.: Nauka (1992).
2. V. Brailovski, S. Prokoshkin, P. Terriault, F. Trochu *et al.*, Shape memory alloys: fundamentals, modeling and applications. — Montreal.: ETS Publ. (2003).

## ИССЛЕДОВАНИЕ КОМПАКТИРОВАННОГО МЕТОДОМ SPS АЛЮМИНИДА НИКЕЛЯ, ЛЕГИРОВАННОГО БОРОМ И ЦИРКОНИЕМ

Л.И. Шевцова

Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия  
e-mail: edeliya2010@mail.ru

Алюминиды никеля с высоким содержанием никеля характеризуются низкой плотностью по сравнению с никелевыми суперсплавами и высоким уровнем физико-механических свойств при повышенных температурах, что позволяет рекомендовать их в качестве перспективных материалов для авиа- и ракетостроения. Основная проблема алюминидов никеля заключается в их хрупком разрушении при комнатной температуре. В данной работе пластичность интерметаллида  $\text{Ni}_3\text{Al}$  предлагается повысить введением легирующих элементов, таких как бор (0.1% мас.) и цирконий (1% мас.). Такое содержание элементов является достаточным для повышения пластичности алюминида никеля [1,2].

Для получения порошковых материалов была применена технология электроискрового спекания (Spark plasma sintering — SPS). Благодаря кратковременности высокотемпературного воздействия на порошковую смесь, оптимальному соотношению режимов нагрева и деформации материала, а также особенностям прохождения электрического тока через порошковую смесь технология SPS позволяет получать высокопрочные изделия с низкими значениями пористости. Применение механической активации (МА) исходных компонентов позволяет сформировать легированный  $\text{Ni}_3\text{Al}$  с мелкозернистой структурой в процессе последующего спекания методом SPS [3]. МА смеси проводили в планетарной шаровой мельнице АГО-2 в среде аргона с центробежным ускорением шаров равным 40 g. Максимальная температура нагрева механокомпозитов, время выдержки и давление были постоянными и составили 1100°C, 5 минут и 40 МПа соответственно.

Структура материала, исследованная с применением методов РЭМ, преимущественно однородная и наследует пластинчатое строение исходных механокомпозитов. Основной фазой в исследуемом материале является  $\text{Ni}_3\text{Al}$ , пики бора и циркония не зафиксированы. Установлено, что добавление легирующих элементов увеличивает прочность спеченного материала более чем в 3 раза по сравнению с  $\text{Ni}_3\text{Al}$ , спеченного при тех же условиях (рис. 1). Для легированного алюминида никеля характерен транскристаллитный излом (рис. 1в).

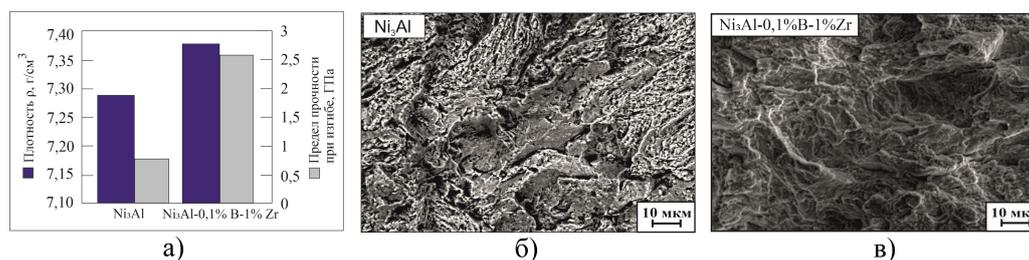


Рис. 1. Свойства алюминида никеля, легированного бором и цирконием, полученного методом SPS (а) и изломы после испытаний на изгиб  $\text{Ni}_3\text{Al}$  (б) и  $\text{Ni}_3\text{Al-0.1B-1Zr}$  (в).

Исследование выполнено при финансовой поддержке в рамках реализации программы развития НГТУ, научный проект № С23-14.

1. Н.А. Ночовная, Интерметаллидные сплавы на основе титана и никеля. — М.: Изд-во ВИАМ (2018).
2. P. Hujek, Archives of Materials Science and Engineering **40**, 2 (2009).
3. L.I. Shevtsova, Metallurgist **65**, 11 (2022).



# НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ



## МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И ФАЗОВЫЙ СОСТАВ КОРРОЗИОННО-СТОЙКОЙ СТАЛИ GP1, ИЗГОТОВЛЕННОЙ С ПОМОЩЬЮ СЕЛЕКТИВНОГО ЛАЗЕРНОГО СПЛАВЛЕНИЯ, ДО И ПОСЛЕ ТЕРМИЧЕСКИХ ОБРАБОТОК

Н.В. Гордеев<sup>1,2\*</sup>, А.Н. Сташков<sup>2</sup>, Е.А. Щапова<sup>2</sup>, Л.А. Сташкова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [Gordeev.Nikita@urfu.me](mailto:Gordeev.Nikita@urfu.me)

Магнитный фазовый анализ (МФА) позволяет проводить неразрушающую оценку фазового состава сталей. Например, для определения количества остаточного аустенита (ОА) в деталях шарикоподшипниковой стали ШХ15 и мартенситно-стареющей стали ВНС-5 в ИФМ УрО РАН были разработаны дифференциальные магнитные структуроскопы серии ДМС [1]. Целью данной работы является исследование магнитных свойств и фазового состава в образцах коррозионно-стойкой стали GP1, до и после термических обработок.

Эксперименты проводились на трех образцах из коррозионно-стойкой стали GP1 ( $\leq 76\%$  Fe, 15-17.5% Cr, 3-5% Ni, 3-5% Cu,  $\leq 1\%$  Mn,  $\leq 1\%$  Si,  $\leq 0.5\%$  Mo, 0.15-0.45% Nb,  $\leq 0.07\%$  C). Образцы диаметром 75 мм и высотой 15 мм были изготовлены по технологии селективного лазерного сплавления из металлического порошка. Образцы подвергались высокотемпературному отжигу при 1050°C в течение 30 минут и старению при температуре 650°C в течение 4 часов. Сравнивались образец без термообработки (O1), отожженный образец (O2) и отожженный и состаренный образец (O3). Измерены петли магнитного гистерезиса образцов вдоль и поперек направления их построения на 3D-принтере на вибрационном магнитометре 7407 VSM (Lake Shore Cryotronics) в центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН. Фазовый состав определялся на дифрактометре PANalytical Empyrean Series 2. Сигналы, пропорциональные разности намагниченностей насыщения образцов, измерены на дифференциальном магнитном структуроскопе ДМС [1]. Цилиндрические образцы (образец сравнения и испытуемый образец) располагались на полюсах Н-образного первичного преобразователя. В качестве образца сравнения использовался образец без термической обработки.

Установлено, что образец O2 обладает наибольшей намагниченностью насыщения  $M_s=1096$  кА/м, что указывает на наименьшее содержание ОА в образце (6% по данным рентгеноструктурного анализа). В то же время образцы O1 и O3 имеют меньшие значения  $M_s$  813 и 847 кА/м, соответственно (ОА порядка 9%). Также в этих образцах наблюдается наибольший разброс  $M_s$  в зависимости от направления построения.

Результаты измерений на приборе ДМС хорошо согласуются с данными, полученными на вибрационном магнитометре: в образцах O1 и O3 наблюдается сильная анизотропия  $M_s$ . Показания ДМС на образце O2 вдоль и поперек направления его построения практически равны. Разность показаний прибора на образцах O1 и O2 наибольшая, что свидетельствует о наибольшей разнице в содержании остаточного аустенита. Для количественной градуировки прибора необходимо большее количество образцов с разным содержанием ОА.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Диагностика», №122021000030-1).

1. Г.В. Бида, Дефектоскопия 1, 26 (2002).

## ПРИБОРЫ И ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ДЛЯ МАГНИТНОГО КОНТРОЛЯ ФАЗОВОГО СОСТАВА И СВОЙСТВ АУСТЕНИТНЫХ ХРОМОНИКЕЛЕВЫХ СТАЛЕЙ

А.В. Кочнев\*, М.Б. Ригмант, М.К. Корх

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [kochnevav@imp.uran.ru](mailto:kochnevav@imp.uran.ru)

Качество аустенитных сталей зависит от фазового состава, контролем которого занимается такой раздел, как ферритометрия. Ранее для целей магнитной ферритометрии в качестве первичных преобразователей магнитного поля использовались феррозондовые датчики [1]. Трудоемкость их изготовления и совершенствование средств полупроводниковой техники привело к переходу на применение преобразователей Холла (рис. 1). Данная схема измерения позволила проводить контроль как фазового состава хромоникелевых сталей (приборы ФХ-3 ИФМ, ИМДС), так и измерение относительной магнитной проницаемости (ФерроКОМПАС).

Важной задачей в настоящее время является создание новых приборов и методик для ферритометрии аустенитных сталей, полученных различными методами, как стандартными, так и аддитивными технологиями. Так, в статье [2] была показана возможность контроля фазового состава двухфазных аустенитных сталей по величине максимальной дифференциальной магнитной восприимчивости, исследования проводились на стационарной лабораторной установке Remagraph. Далее для измерения  $\chi_{dif}$  аустенитных сталей была использована экспериментальная установка с датчиком на основе приставного электромагнита с дифференциальной катушкой – ещё одним вариантом первичного преобразователя магнитного поля. Модификация датчика привела к уменьшению габаритов электромагнита и изменению положения измерительной катушки. Результаты, полученные на экспериментальной установке, хорошо согласуются с работой [2].

В настоящий момент проводятся исследования образцов из аустенитных сталей 12X18H10T и 316L, изготовленных методом прямого лазерного выращивания. Были измерены магнитные свойства, которые показали, что после термообработки напечатанных образцов снижается содержание ферромагнитных фаз и коэрцитивная сила. Это, по всей видимости, связано с рекристаллизацией после отжига и последующего охлаждения, а также релаксацией присутствующих после изготовления напряжений. Следующим этапом является контроль количества мартенсита деформации после прокатки с охлаждением в жидком азоте и сравнение с образцами из литой стали.

Таким образом, были проведены исследования свойств аустенитных сталей различного варианта изготовления. Был модифицирован измерительный преобразователь для измерения зависимостей дифференциальной магнитной восприимчивости от величины напряжённости магнитного поля, а также проводятся исследования по выявлению охрупчивающей фазы мартенсита деформации.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема «Диагностика», № 122021000030-1)

1. М.Б. Ригмант, Э.С. Горкунов, В.С. Пономарев и др., Дефектоскопия № 5, 78 (1996)
2. М.К. Korkh, М.В. Rigmant, Е.Yu. Sazhina, А.V. Kochnev, Russian journal of nondestructive testing 55, №11, 837 (2019).

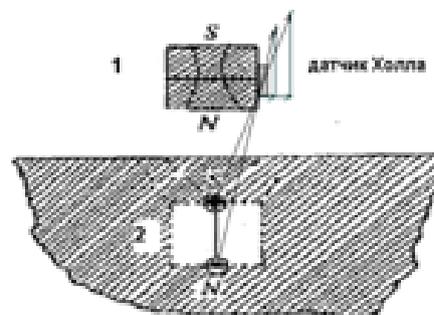


Рис. 1. Схема измерения с использованием преобразователя Холла «1» — постоянный магнит; «2» — зеркальное отражение намагниченного контролируемого участка

## КОМПЬЮТЕРНАЯ ТОМОГРАФИЯ САМОРОДНОГО БЕРИЛЛА

О.Д. Красный\*, А.А. Комарский, С.Р. Корженевский, А.А. Чепусов

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: olegredman@gmail.com

Метод компьютерной томографии широко известен в современной медицине и используется для исследования внутренней структуры объектов. Также в медицине применяется метод двухэнергетической рентгеновской абсорциометрии [1] (рентгеновской денситометрии) — метод диагностики минеральной плотности и структуры костной ткани. В данной работе путем комбинирования этих методов исследуется возможность нахождения самородков берилла, скрытых во вмещающей породе. Работа усложняется тем, что берилл и содержащая его порода имеют близкий элементный состав и плотность, и как следствие, схожие рентгенопоглощающие свойства. Кроме того, повсеместно используемые рентгеновские источники имеют напряжения до 150 кВ, и не позволяют просвечивать объекты с высокой плотностью и толщиной, т.к. рентгеновское излучение с такой энергией существенно ослабляется при прохождении через вещество.

Целью работы было получение срезов компьютерных томограмм (далее КТ-срезов), позволяющих отделить берилл от вмещающей породы.

В экспериментах использовался импульсный наносекундный генератор рентгеновского излучения с напряжением 300 кэВ [2]. В качестве детектора применялась панель VIVIX-V 2323D. Рентгенограммы были получены при двух эффективных энергиях рентгеновского излучения: 120 кэВ и 80 кэВ. Для получения высокоэнергетического излучения использовался медный фильтр толщиной 2 мм.

Исследуемый образец располагался на вращающемся столе, приводимом в движение шаговым двигателем, образец поворачивали от  $0^\circ$  до  $270^\circ$  с шагом  $1,8^\circ$ . На каждом шаге было получено две рентгенограммы на разных энергиях излучения, а затем с помощью двухэнергетического преобразования снимки сводились в одно синтезированное изображение. Далее, за счет обратного преобразования Радона из изображений были сформированы КТ-срезы. КТ-срезы обрабатывались в программе slicer.

На рис. 1 представлены слева направо соответственно КТ-срезы на энергиях 120 кэВ, 80 кэВ и синтезированное изображение. Преобразования позволили выделить самородок берилла (отмечен стрелкой) среди вмещающей породы на синтезированном КТ-срезе.

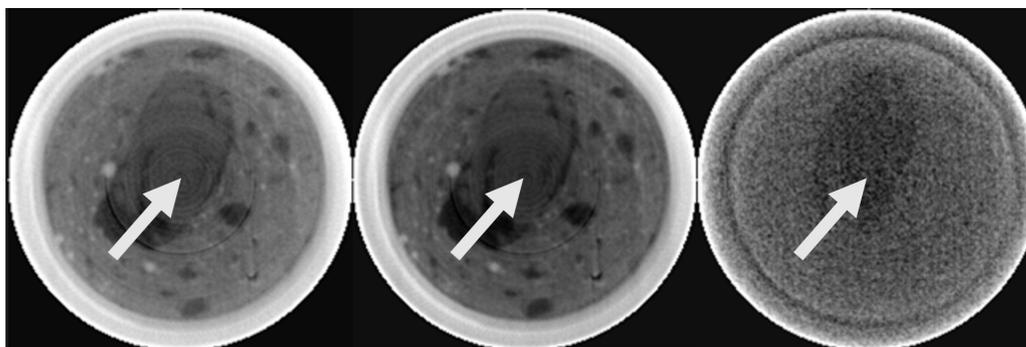


Рис. 1. КТ-срезы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-79-10013.

1. M.Firsching M. et.al., 18th World conference on Nondestructive Testing, 1 (2012).
2. S.N.Rukin, Rev. Sci. Instrum., **91**, 011501 (2020).

## ВОЗМОЖНОСТЬ ОЦЕНКИ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА РАЗЛИЧНОЙ ГЛУБИНЕ СТАЛЬНОЙ ПЛАСТИНЫ ПРИ УПРУГОМ ТРЕХТОЧЕЧНОМ ИЗГИБЕ

А.М. Матосян<sup>1,2\*</sup>, А.Н. Сташков<sup>2</sup>, Е.А. Щапова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [matosian01@gmail.com](mailto:matosian01@gmail.com)

Своевременное выявление критического уровня механических напряжений, возникающих в стальных объектах после изготовления или во время эксплуатации, позволяет предотвращать возникновение аварийных ситуаций. Поэтому контроль механических напряжений, особенно с помощью физических неразрушающих методов, является важной научно-технической задачей. В работах [1,2] был предложен подход, основанный на измерении полей смещения 90 градусных доменных границ, чувствительных к механическим напряжениям сжатия в низкоуглеродистых сталях, подвергнутых одноосному растяжению и сжатию. Цель данной работы – исследование поведения обратимой магнитной проницаемости пластины из стали 20, подвергнутой упругому трехточечному изгибу.

Пластина из стали 20 с размерами  $650 \times 59 \times 5.6$  мм предварительно отжигалась при  $700^\circ\text{C}$  в течение 1 часа. Концы пластины располагались на опорах. К центру пластины подвешивался груз массой 28,5 кг, под действием которого она упруго изгибалась. Перемагничивание центрального участка пластины по предельной петле гистерезиса производилось с помощью приставного П-образного электромагнита (ПЭМ). Для измерения тангенциальной составляющей поля  $H$  на поверхности контролируемой пластины использовался датчик холла. В межполюсном пространстве ПЭМ располагался накладной вихретоковый преобразователь (ВТП). Частота возбуждения варьировалась от 300 до 2300 Гц. Сигнал измерительной катушки ВТП  $U$ , пропорциональный обратимой магнитной проницаемости, измерялся селективным вольтметром.

Найдены поля пиков из полевых зависимостей  $U(H)$ , измеренных на разных частотах на верхней стороне изогнутой пластины из стали 20. Установлено, что расстояние между пиками  $\Delta H$  зависит от частоты возбуждения ВТП: чем больше частота, тем меньше глубина скин-слоя, тем больше расстояние между пиками  $\Delta H$  (таблица 1). Так как величина  $\Delta H$  прямо пропорциональна механическим напряжениям [2], появляется возможность их оценки на различной глубине стальных объектов при их изгибе.

Таблица 1. Расстояния между пиками  $\Delta H$  для полевых зависимостей  $U(H)$  на разных частотах.

Частота, Гц	Глубина скин-слоя, мкм	$\Delta H$ , А/см
200	1040	44.5
300	860	48.5
1000	470	52
2250	310	59.2

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Диагностика», №122021000030-1)

1. А. П. Ничипурук, А. Н. Сташков, В. Г. Кулеев, Е. А. Щапова, А. А. Осипов, Дефектоскопия **11**, 20 (2017).
2. А.П. Ничипурук, Е.В. Розенфельд, М.С. Огнева, А.Н. Сташков, А.В. Королев, Дефектоскопия **10**, 18 (2014).

## ОСОБЕННОСТИ КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА ПАЙКИ ТОКОВЕДУЩИХ СОЕДИНЕНИЙ ПОГРУЖНОГО НЕФТЯНОГО ЭЛЕКТРООБОРУДОВАНИЯ ВИХРЕТОКОВЫМ МЕТОДОМ

А.Н. Сташков\*, Л.Х. Коган

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [stashkov@imp.uran.ru](mailto:stashkov@imp.uran.ru)

В процессе изготовления токоведущих соединений погружного нефтяного электрооборудования, состоящих из латунных или медных наконечников и выводного медного многожильного кабеля, требуется проверять качество пайки такого соединения. Заполнение припоем зазоров внутри наконечника оказывается неполным из-за некачественной подготовки поверхностей, оставшихся пузырьков воздуха, частичного вытекания припоя.

Наиболее перспективными и широко применяемыми методами неразрушающего контроля качества паяных соединений являются вихретоковые. До настоящего времени вихретоковые методы применялись для контроля уровня пайки соединений с достаточно большим сечением — от 310 до 1200 мм<sup>2</sup>. В случае, когда сечение контролируемых соединений мало, изменения уровня пропаянности, влекущие за собой изменение электропроводности соединения в целом, незначительны. Поэтому для контроля необходимо использовать высокочувствительную вихретоковую аппаратуру. Целью данной работы является определение возможности контроля качества пайки токоведущих соединений погружного нефтяного электрооборудования амплитудным вихретоковым методом с использованием высокочувствительного трансформаторного преобразователя с сердечником П-образного типа.

Исследования проводились на соединениях, имеющих наконечники из латуни (марки Л63) с внешним диаметром 5,5 мм и меди марки М1 с внешним диаметром 9 мм. Были подготовлены: образцы соединений с пропаянностью 0%, у которых выводной кабель вклеивался в наконечник на полную длину его внутреннего пространства; образцы, имитирующие полностью пропаянные (100%) соединения; образцы с неизвестным уровнем пропаянности.

В результате работы показана принципиальная возможность контроля качества пайки токоведущих малогабаритных соединений погружного нефтяного электрооборудования из меди и латуни амплитудным вихретоковым методом с использованием высокочувствительного первичного преобразователя с П-образным сердечником. Проведено сравнение чувствительности контроля качества пайки при различных условиях генерации возбуждающего сигнала. Установлено, что чувствительность контроля при использовании источника тока для возбуждающей обмотки ВТП (режим генератора тока) повышается в несколько раз (при частотах контроля от 930 Гц до 2,9 кГц) по сравнению с использованием источника напряжения. Погрешность определения уровня пропаянности контролируемых соединений погружного нефтяного оборудования из-за вариации их сечения в пределах допуска по технологии изготовления для токоведущих соединений из латуни диаметром 5,5 мм составила 17,9%, для соединений из меди диаметром 9,0 мм – 10,7%.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Диагностика», № г.р. 122021000030-1).

ОЦЕНКА УПРУГИХ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ  
С РАЗНЫМИ ЗНАКАМИ МАГНИТОСТРИКЦИИ

Е.А. Щапова, А.Н. Сташков

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [schapova@imp.uran.ru](mailto:schapova@imp.uran.ru)

Некоторые магнитные свойства обладают высокой чувствительностью к напряженно-деформированному состоянию ферромагнетиков [1]. Напряжения формируют в ферромагнетике наведенную магнитную анизотропию типа «легкая плоскость» (знаки магнитострикции и напряжений противоположны) либо «легкая ось» (знаки магнитострикции и напряжений совпадают) [2]. На примере малоуглеродистой стали [3] было показано, что наведенная напряжениями магнитная анизотропия типа «легкая плоскость» приводит к увеличению количества 90-градусных доменных границ и меняет поля их смещений, что может быть использовано для количественной оценки остаточных напряжений [4]. На сегодняшний день задача оценки растягивающих напряжений в ферромагнетике с отрицательной магнитострикцией является нерешенной. Таким образом, целью данной работы является определение особенностей перемагничивания ферромагнетиков с положительной и отрицательной магнитострикциями под действием упругих сжимающих и растягивающих напряжений и оценка величины внутренних напряжений по магнитным параметрам.

В качестве модельных ферромагнетиков с разными знаками магнитострикции выбраны технически чистые железо ( $\lambda > 0$ ) и никель ( $\lambda < 0$ ). Длина образцов составляла 100 мм, сечение  $2 \times 3$  мм<sup>2</sup>. Перед проведением эксперимента образцы были отожжены в вакууме для снятия внутренних напряжений. Измерение полевых зависимостей обратимой магнитной проницаемости ( $U \sim (H)$ ) происходило по схеме, описанной в [4]. Напряженность магнитного поля измеряли датчиком Холла, плотно зафиксированным на поверхности образца.

В исходном (недеформированном) состоянии на полевых зависимостях  $U \sim (H)$  для железа и никеля наблюдается единственный максимум в поле коэрцитивной силы. С приложением сжимающей нагрузки к железу кривые  $U \sim (H)$  уширяются, появляются перегибы справа ( $H > 0$ ) и слева ( $H < 0$ ) от основного (в поле коэрцитивной силы) максимума. Аналогичные изменения с кривыми  $U \sim (H)$  для никеля происходят при приложении к образцу растягивающих нагрузок. Расстояние между перегибами (максимумами) растет по мере увеличения нагрузок.

Кривые  $U \sim (H)$  были аппроксимированы тремя функциями псевдо-Фойгта для определения полей пиков, вызванных необратимыми смещениями 90-градусных доменных границ. Определив поля пиков, были рассчитаны механические напряжения [4], вызванные внешними нагрузками. В расчетах использовали константу магнитострикции  $\lambda_{100}$  для железа и  $\lambda_{111}$  для никеля. Полученные результаты хорошо согласуются со значениями механических напряжений, рассчитанными по формуле  $\sigma_{xx} = -F_x/S$ , где  $F_x$  — нагрузка, определяемая динамометром.

Исследование выполнено в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (шифр «Диагностика» Г.р. № 122021000030-1).

1. Р. Бозорт. Ферромагнетизм. — М., Издательство иностранной литературы (1956).
2. С.В. Вонсовский, Я.С. Шур, Ферромагнетизм. — М., Гос. изд-во тех.-теор. лит-ры (1948).
3. А.Р. Nichipuruk et al., Russ. J. Nondestruct. Test **11**, 20 (2017).
4. A.N. Stashkov et al., NDT E Int. **118**, 102398 (2021).

# ТЕПЛОФИЗИКА



РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В РАСПЛАВАХ АІ-ПМ-РЗМ, ИХ ВЛИЯНИЕ  
НА СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЕ В СПЛАВАХ

А.Л. Бельтюков, С.Г. Меньшикова\*, В.И. Ладьянов, В.Ю. Афкаликова

Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН, Ижевск, Россия

\*e-mail: [svetmensch@udman.ru](mailto:svetmensch@udman.ru)

Аморфные и нанокристаллические сплавы на основе алюминия с переходными (ПМ) и редкоземельными металлами (РЗМ) обладают высокими механическими свойствами и коррозионной стойкостью при малом удельном весе. В настоящее время на основе этих систем активно ведется работа по изучению структуры и свойств аморфных и нанокристаллических сплавов, кинетики их кристаллизации при нагреве. Ведется поиск композиций с повышенной стеклообразующей способностью и термической стабильностью, рассматриваются новые возможности их практического применения. Основные методы получения аморфных сплавов основаны на сверхбыстром охлаждении расплава и, так или иначе, связаны с прохождением жидкой фазы. Известно, что структурное состояние расплава перед закалкой в значительной степени наследуется аморфным состоянием и оказывает существенное влияние на качество и свойства аморфных лент. Поэтому исследование жидкого состояния имеет важное значение как с научной, так и практической точек зрения. Вязкость жидких металлических сплавов является одним из важнейших технологических параметров при моделировании и разработке технологии получения быстрозакаленных сплавов.

В работе проведены экспериментальные исследования вязкости жидких сплавов Al-Ni-(Y/La/Ce) после различной температурно-временной обработки расплавов, изучены температурные и временные зависимости вязкости модельных расплавов бинарных систем Al-(Ni/Co/Y) с содержанием второго элемента 10 ат.% и расплавов трехкомпонентной системы Al-Ni-Co. Показано влияние длительности изотермической выдержки жидких сплавов на микроструктуру после затвердевания.

В результате исследований температурных и временных зависимостей вязкости вышеуказанных бинарных и тернарных жидких сплавов на основе алюминия, легированных переходными (Ni, Co) и/или редкоземельными металлами (Y, La, Ce) обнаружены длительные релаксационные процессы. Показано, что релаксационные процессы наблюдаются только в расплавах, содержащих редкоземельные металлы; релаксационные процессы в расплавах возникают только после фазового перехода твердое состояние - жидкость; для перехода неравновесного расплава в состояние равновесия достаточно длительной изотермической выдержки вблизи температуры ликвидуса, при этом повышение температуры расплава приводит к снижению времени его релаксации к состоянию равновесия.

Длительные релаксационные процессы в жидких сплавах Al-ПМ-РЗМ обусловлены реализацией в расплаве сразу после плавления неравновесного микрогетерогенного состояния и его релаксацией к равновесию. Такое неравновесное микрогетерогенное состояние возникает вследствие наследования при плавлении неравновесных атомных микрогруппировок, упорядоченных по типу химических соединений  $Al_x$ -ПМ-РЗМ $_y$ , присутствующих в твердых сплавах.

Данные о релаксационных процессах могут быть полезны для корректировки температурно-временных режимов обработки расплава перед закалкой в процессе получения аморфно-нанокристаллических сплавов Al-ПМ-РЗМ.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №22-22-00674.

## ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИЗОБУТАНА

М.Р. Билюкова<sup>1\*</sup>, В.Н. Андбаева<sup>2</sup>, М.Н. Хотиенкова<sup>2</sup><sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [mishanabilukova17@gmail.com](mailto:mishanabilukova17@gmail.com)

Отсутствие в литературе данных по поверхностному натяжению выдвигает на первый план проведения эксперимента и построение уравнений, работающих в широком диапазоне параметров состояний. Знание поверхностного натяжения позволяет произвести расчет теплофизических свойств чистого изобутана (вязкость, плотность избыточной энтропии, плотность избыточной поверхностной энергии). Поэтому в настоящей работе проведены измерения капиллярной постоянной и определены данные по поверхностному натяжению изобутана (одного из компонентов природного газа).

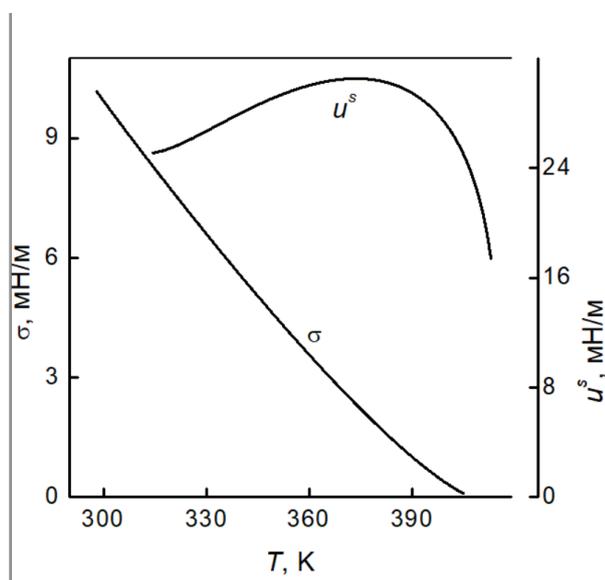


Рис. 1. Температурная зависимость поверхностного натяжения  $\sigma$  и избыточной свободной энергии  $u^s$  изобутана.

Капиллярная постоянная  $a^2$  чистого изобутана измерена методом капиллярного поднятия при 33 значениях температур в интервале 298.15–403.18 К. Поверхностное натяжение  $\sigma$  рассчитывалось по данным  $a^2$  и ортобарическим плотностям жидкой и газовой фаз, определённых по уравнению состояния изобутана [1]. В работе [2] Пеловский предложил уравнение, которое связывает вязкость с поверхностным натяжением. Авторы [3] модифицировали уравнение работы [2] и предложили уравнение (1), содержащее три подгоночных линейных коэффициента:

$$\ln \eta = -6.3115 - 0.224/(\sigma - 0.0649). \quad (1)$$

При приближении к критической точке  $T \rightarrow T_c$ ,  $\sigma \rightarrow 0$  тем самым можно определить значение вязкости в критической точке:  $\eta \rightarrow 0.059$  сР.

Температурные зависимости поверхностного натяжения  $\sigma$ , избыточной поверхностной энергии  $u^s$  изобутана представлены на рис. 1. Из рис. 1 видно, что с ростом температуры  $\sigma$  уменьшается. Плотность избыточной поверхностной энергии  $u^s$  связана с плотностью избыточной энтропии  $s^s$  соотношением вида:

$$u^s = Ts^s + \sigma = \sigma - T(d\sigma/dT). \quad (2)$$

Если в качестве разделяющей поверхности выбрать эквимолекулярную (т.е. когда адсорбция  $\Gamma = 0$ ), то  $s^s = -T(d\sigma/dT)$ . Во всём исследованном интервале температур значения избыточной энтропии принимают положительные значения, что соответствует уменьшению поверхностного натяжения с ростом температуры.

1. D. Bücker, W. Wagner, J. Phys. Chem. Ref. Data **35**, 929 (2006).
2. A.H. Pelofsky, J. Chem. Eng. Data **11**, 394 (1966).
3. M. Zheng, J. Tian, Á. Mulero, Fluid Phase Equilib. **360**, 298 (2013).

## ПРОСТЕЙШИЕ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ЖИДКОГО ТИТАНА

К.А. Боярских<sup>1,2\*</sup>, К.В. Хищенко<sup>1,2,3</sup><sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия<sup>3</sup>Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, Россия\*e-mail: [shagom55@gmail.com](mailto:shagom55@gmail.com)

Предложены варианты уравнения состояния для жидкой фазы титана на основе пяти простых моделей. Среди этих моделей уравнения Ван-дер-Ваальса [1] и Ликальтера [2], уравнение взаимодействующих точечных центров Петрик [3], модификация уравнения Ван-дер-Ваальса (в котором дополнительным параметром является степень объема в упругой части давления), а также уравнение Каплуна—Мешалкина [4], модифицированное Куперштохом [5].

Параметры термического уравнения состояния  $P = P(V, T)$  определяются на основе экспериментальных данных об изобарическом расширении жидкой фазы исследуемого металла. Дополнительным параметром калорического уравнения состояния  $E = E(V, T)$  является удельная теплоемкость при постоянном объеме (полагаемая константой). Для ее расчета используются экспериментальные данные по ударному сжатию исходно пористых образцов. Здесь  $P$  — давление;  $V$  — удельный объем;  $T$  — температура;  $E$  — удельная внутренняя энергия.

Полученные уравнения состояния титана верифицируются путем сравнения результатов расчета адиабат Гюгонио с имеющимися данными экспериментов по ударному сжатию исходно пористых образцов металла. По результатам сопоставления расчетных кривых с экспериментальными точками определяется область применимости каждого из вариантов описания термодинамики этого вещества. Разработанные уравнения состояния могут быть использованы при численном моделировании процессов, сопряженных с достижением высоких давлений и температур.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 19-19-00713, <https://rscf.ru/project/19-19-00713/>.

1. J.D. van der Waals, On the Continuity of the Gaseous and Liquid States. — Leiden (1873).
2. А.А. Ликальгер, УФН **170**, 831 (2000).
3. Г.Г. Петрик, З.Р. Гаджиева, Мониторинг. Наука и технологии **1**, 67 (2010).
4. А.Б. Каплун, А.Б. Мешалкин, ТВТ **41**, 373 (2003).
5. A.L. Kupershtokh, D.A. Medvedev, D.I. Karpov, Computers and Mathematics with Applications **58**, 965 (2009).

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ  
ВЫСОКОЭНТРОПИЙНОГО СПЛАВА AlCoNiCuZrЮ.К. Букреева<sup>1\*</sup>, А.А. Сабирзянов<sup>2</sup>, В.А. Перевышин<sup>3</sup>, Б.А. Русанов<sup>1</sup>, А.И. Русанова<sup>4</sup>,  
В.Е. Сидоров<sup>1</sup><sup>1</sup>Уральский государственный педагогический университет, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Уральский государственный университет путей сообщения, Екатеринбург, Россия<sup>3</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия<sup>4</sup>Институт металлургии УрО РАН, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [gdacherry@bk.ru](mailto:gdacherry@bk.ru)

В последние годы всё более активно изучаются высокоэнтропийные сплавы (ВЭС), благодаря хорошему сочетанию прочности, микротвердости и других механических свойств. Особое место среди ВЭС занимают составы, содержащие алюминий, поскольку данный элемент обеспечивает низкую плотность состава [1]. Технологические процессы создания новых составов ВЭС требуют данных об их свойствах в кристаллическом и жидком состояниях. Одними из информативных свойств, которые способны описать электронную структуру сплавов являются электрическое сопротивление и магнитная восприимчивость. В настоящей работе проведены экспериментальные исследования данных свойств высокоэнтропийного сплава AlCoNiCuZr эквивалентного состава в широком температурном интервале, включая жидкое состояние.

Сплав состава Al<sub>20</sub>Co<sub>20</sub>Ni<sub>20</sub>Cu<sub>20</sub>Zr<sub>20</sub> получен методом электродуговой плавки. Переплавление повторялось 4 раза для получения гомогенного образца. Фазовый состав сплава изучен методом дифракции рентгеновских лучей (Bruker D8 Advance, CuK $\alpha$ ). Электрическое сопротивление измерено с использованием бесконтактного метода во вращающемся магнитном поле в температурном интервале 20–1600 °С с шагом по температуре 25 °С и изотермическими выдержками 10 мин в атмосфере гелия. Погрешность определения электрического сопротивления не превышала 3%. Магнитная восприимчивость измерена методом Фарадея в температурном интервале 20–1400 °С с шагом по температуре 25 °С и изотермическими выдержками 10 мин в атмосфере гелия. Погрешность определения магнитной восприимчивости не превышала 3%.

Фазовый состав сплава оказался следующим: твердые растворы на основе ОЦК-ZrNi<sub>2</sub>Al (фаза Гейслера) и  $\gamma$ -фазы Cu<sub>9</sub>Al<sub>4</sub>, а также чистая медь и оксиды на основе компонентов сплава. По результатам экспериментов обнаружено уменьшение электрического сопротивления и возрастание магнитной восприимчивости, начинающееся при температуре 227 °С, что нехарактерно для металлических сплавов, содержащих алюминий и переходные металлы. По-видимому, это может быть связано с растворением меди в матрице  $\gamma$ -фазы. При сопротивлении образца 70 мкОм\*см длина свободного пробега электронов в нем становится порядка 10 межатомных расстояний, и поэтому микровыделения чистой меди выступают как резонансные центры рассеяния. При температуре выше 600 °С происходит резкое изменение свойств после которого политермы электросопротивления и магнитной восприимчивости имеют типичный вид для металлических сплавов.

Установленные особенности электрического сопротивления и магнитной восприимчивости могут стать основой при оптимизации процессов получения ВЭСов системы AlCoNiCuZr.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 23-22-00029.

1. V.A. Rusanov, S.A. Petrova, V.A. Bykov, J.K. Bukreeva, E.V. Sterkhov, V.E. Sidorov, A.I. Rusanova, L.D. Son, *Intermetallics*, **161**, 107975 (2023).

ТРАНСПОРТНЫЕ И КРИТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЕРСПЕКТИВНЫХ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ  
НА ВОДНОЙ ОСНОВЕД.В. Волосников<sup>1\*</sup>, И.И. Поволоцкий<sup>1</sup>, А.А. Марчукова<sup>1,2</sup>, П.В. Скрипов<sup>1</sup><sup>1</sup>Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Институт органического синтеза УрО РАН им. И.Я. Постовского, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [dima\\_volosnikov@mail.ru](mailto:dima_volosnikov@mail.ru)

Важнейшей задачей для инженерного теплофизического сообщества является поиск путей для надежного отвода теплоты [1]. В связи с возросшей интенсивностью тепловых процессов в современных миниатюрных теплопередающих устройствах, плотность тепловых потоков может достигать 10 МВт/м<sup>2</sup> [2]. В этой связи, важным направлением исследований является поиск новых технических решений и жидких теплоносителей, адаптированных к значительным изменениям тепловых нагрузок, в том числе при изменении температуры стенки в случае вскипания [3]. Сравнительно новый подход ориентирован на применение бинарных жидких теплоносителей, претерпевающих фазовый переход жидкость-жидкость (с поглощением тепла) без интенсивного испарения или кипения.

Цель работы — выяснение особенностей мгновенного теплопереноса и масштаба его изменения в частично смешивающихся растворах, имеющих нижнюю критическую температуру растворения (НКТР) при импульсном нагреве, сопровождающимся заходом в область температур выше бинадали и спинодали жидкость-жидкость [4, 5].

В исследовании использовался метод управляемого импульсного нагрева проволочного зонда, с помощью которого можно непосредственно измерять тепловой поток в вещество при строго фиксированной температуре нагревателя  $T_s(t > t_1) = \text{const}$  [6, 7]. При характерном времени нагрева  $t = 100$  мс значения температуры  $T_s(t_1)$  постепенно увеличивались от 100 до 500°C, а соответствующие давления изменялись от 0,1 до 35 МПа.

Объектами исследования служили водные растворы монобутилового эфира этиленгликоля (МБЭЭГ), полипропиленгликолей ППГ- 425, 725 и 2000, а также 2,6-лутидин. Все они имеют НКТР в диапазоне, удобном для достижения больших перегревов. Значения коэффициента теплоотдачи достигали 90 кВт·м<sup>-2</sup>·К<sup>-1</sup>. В докладе будет продемонстрирована расширенная фазовая диаграмма с критическими параметрами одного из указанных выше растворов и приведены характеристики теплообмена в зависимости от концентрации, давления и степени перегрева относительно диффузионной спинодали. Приведена оценка эффективности применения расслаивающихся систем в качестве теплоносителей в условиях мощного тепловыделения в процессах с временем отклика до 10<sup>-1</sup> с [8]. Дана рекомендация по выбору водных растворов как теплоносителей в диапазоне концентраций от левой (со стороны воды) ветви спинодали до критической концентрации [9].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-19-00115-П, <https://rscf.ru/project/19-19-00115/>.

1. D. V. Tuckerman, R. F. W. Pease, IEEE Electron, Device Letters, 2 (1981).
2. P. F. L. C. de Toledo, Thesis of Master of Microelectronics (2015).
3. W. Qu, I. Mudawar, Int. J. Heat Mass Transfer **47**, 10-11 (2004).
4. W. Xing, A.K. Vutha, X. Yu, A. Ullmann et al., International Journal of Heat and Mass Transfer **107** (2017).
5. A.A. Igolnikov, P.V. Skripov, Energies **16**, 5 (2023).
6. Д.В. Волосников, В.П. Ефремов, П.В. Скрипов, А.А. и др., ТВТ **44**, 3 (2006).
7. D.V. Volosnikov, I.I. Povolotsky, A.A. Starostin, P.V. Skripov, High Temperature **59**, 2–6 (2021).
8. D.V. Volosnikov, I.I. Povolotskiy, P.V. Skripov, J. of Engineering Thermophysics **32**, 1 (2023).
9. D.V. Volosnikov, I.I. Povolotskiy, P.V. Skripov, Applied Thermal Engineering **236** (2024).

## ОБРАБОТКА БОЛЬШИХ МАССИВОВ ДАННЫХ С ПОМОЩЬЮ БИБЛИОТЕК PYTHON В ИМПУЛЬСНОМ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКОМ ЭКСПЕРИМЕНТЕ

А.А. Губин<sup>1,2\*</sup>, Д.В. Волосников<sup>1</sup>, И.И. Поволоцкий<sup>1</sup>, А.А. Марчукова<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

<sup>3</sup>Институт органического синтеза им. И.Я. Постовского УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [artyom.gubin@vk.com](mailto:artyom.gubin@vk.com)

На сегодняшний день языки программирования широко применяются в различных научных сферах для оптимизации и ускорения процесса исследований. Особой популярностью пользуется язык Python благодаря простоте синтаксиса и наличию множества библиотек для решения научно-технических задач. Так, например, в методе управляемого импульсного нагрева для изучения переноса тепла в жидких бинарных средах существует проблема обработки больших массивов данных [1]. При исследовании растворов имеется два основных подхода: нагрев при постоянном токе  $I(t)$ , подаваемом на проволочный зонд с термосопротивлением  $R(t)$ , и нагрев с постоянным температурным напором  $\Delta T(t) = \text{const}$  [2]. В среднем в ходе одного импульсного опыта одновременно регистрируется порядка  $n = 4 \times 10^4$  экспериментальных точек, таких как температура зонда  $T(t)$  и величина электрической мощности для его нагрева  $P(t) = I^2(t) \cdot R(t)$ . В зависимости от подхода измерения проводятся при различных давлениях и/или температурах, поэтому для заданного образца проводится около 30 измерений при варьировании параметра  $p$  или  $T$ . Соответственно при исследовании бинарного раствора, варьируя концентрацию одного из компонентов с шагом 10%, в среднем проводится регистрация  $N = 4 \times 10^4 \times 30 \times 11 = 13.2 \times 10^6$  экспериментальных точек. Обработка такого количества данных с помощью стандартных математических пакетов зачастую неудобна и занимает много времени. Таким образом, возникает задача написания оригинального ПО для автоматизации процесса обработки и анализа данных.

Цель работы — автоматизация вычислений и расчетов ряда теплофизических параметров в экспериментах с управляемым импульсным нагревом зонда; создание и наладка программного кода для оптимизации обработки значительных массивов данных.

Написание программы проводилось на языке Python с использованием библиотек NumPy, Scipy, Pandas, PyQt и Matplotlib. Функционал программы включает в себя сглаживание и обрезку первичных данных, взятие трех производных, построение графиков первичных и обработанных данных, инструменты для определения критических значений давления  $p_c$  и температуры  $T_c$  а также сохранение полученных данных в отдельный файл. Кроме того была написана функция для подхода температурного плато, которая по загруженным данным рассчитывает коэффициент теплоотдачи (КТО) и относительное изменение КТО по следующим формулам:

$$K_T = \frac{(P(t) - P_{\text{вак}}(t))}{((T_{\text{зонд}} - T_{\text{окр}}) \times S_{\text{зонд}})}; \Delta K_T = \frac{(K_T - K_{\text{адд}})}{K_{\text{адд}}}; K_{\text{адд}} = \chi_1 K_T^{(1)} + \chi_2 K_T^{(2)},$$

где  $\chi_1$  и  $\chi_2$  — доли первого и второго компонента соответственно,  $S_{\text{зонд}}$  — площадь поверхности зонда. В ходе исследования создана оболочка программного интерфейса, с помощью которой процесс обработки экспериментальных данных становится быстрее в 10 раз.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-19-00115-П, <https://rscf.ru/project/19-19-00115/>.

1. П.В. Скрипов, А.А. Старостин, Д.В. Волосников, ДАН. **390**, 2 (2003).
2. Д.В. Волосников, И.И. Поволоцкий, А.А. Старостин, П.В. Скрипов, Теплофизика высоких температур, **59**, 384 (2021).

## ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ СПИНОДАЛЬНОМ РАСПАДЕ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ ПОЛИПРОПИЛЕНГЛИКОЛЕЙ

А.А. Марчукова<sup>1,2</sup>, И.И. Поволоцкий<sup>1\*</sup>, Д.В. Волосников<sup>1</sup>, П.В. Скрипов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт органического синтеза им. И.Я. Постовского УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [iliyapov@rambler.ru](mailto:iliyapov@rambler.ru)

Цель данного исследования — получение нового знания о тепловой проводимости [1] практически важных растворов с большими и малыми по модулю и различными по знаку значениями объема смешения  $v^E$  в широкой области изменения температуры. И, по полученным результатам, уточнение степени общности гипотезы о дополнительном тепловом сопротивлении [2] по отношению к растворам с различными типами межмолекулярного взаимодействия и отклонениями свойств от идеальности.

Для исследования и сопоставления значений тепловой проводимости растворов применен метод управляемого импульсного нагрева проволочного зонда, в режиме термостабилизации [3]. Суть данного режима состоит в создании кратковременных квазиизотермических условий для импульсно нагреваемого зонда диаметром 20 мкм в веществе при соответствующем регулировании мощности его нагрева  $P(t)$ . При нагреве температура зонда увеличивается от начального значения  $T_0$  до выбранного значения  $T_{st}(t_2 > t_1) \approx \text{const}$  за время порядка  $t_1 \approx 10^{-4}$  с и в дальнейшем поддерживается постоянной на заданном интервале времени. Далее рассчитывается тепловая проводимость  $K_T(t)$  при заданном температурном напоре  $\Delta T = T_{st} - T_0$ :

$$K_T(t) = \frac{P(t)}{\Delta T \cdot S_w}, \quad (1)$$

где  $S_w$  — площадь поверхности зонда. Величина дополнительного теплового сопротивления в растворе рассчитывалась по следующей формуле:

$$\Delta K_T = \frac{K_{Tadd}(t) - K_T(t)}{K_{Teq}(t)}, \quad (2)$$

где  $K_{Tadd}(t)$  — аддитивные значения тепловой проводимости;  $K_{Teq}(t)$  — аддитивная эквимолярная тепловая проводимость.

Исследуемые растворы характеризуются полной совместимостью исходных компонентов. Опыты проведены при атмосферном давлении. Для водных растворов изменение  $T_{st}$  составляло  $(90 \div 150)^\circ\text{C}$ , для растворов гликолей —  $(75 \div 300)^\circ\text{C}$ . То есть, исследования проводились как в области устойчивых состояний, так и в области перегретых (относительно линии равновесия жидкость-пар) состояний. Времена наступления конвекции для исследуемых растворов составляли более 100 мс. Тепловая проводимость изучалась на сравнительно коротких временах, отвечающих кондуктивному режиму теплоотдачи. Обнаруженные концентрационные зависимости дополнительного теплового сопротивления в растворах имеют слабую температурную и временную зависимость в исследованных диапазонах.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-19-00115-П, <https://rscf.ru/project/19-19-00115/>

1. Волосников Д.В., Поволоцкий И.И., Старостин А.А., Скрипов П.В., ТВТ, **59**, 3 (2021).
2. Филиппов Л.П., Кравчун С.Н., ЖФХ, **56**, 2753 (1982).
3. Багинский А.В., Волосников Д.В., Скрипов П.В., Смотрицкий А.А., ТиА, **15**, 399 (2008).

## ГИСТЕРЕЗИС ПРИ ГЕТЕРОГЕННОМ ВСКИПАНИИ ПЕРЕГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ В СТЕКЛЯННОЙ ТРУБКЕ

М.А. Паршакова\*, Е.В. Липнягов

Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [parmari@yandex.ru](mailto:parmari@yandex.ru)

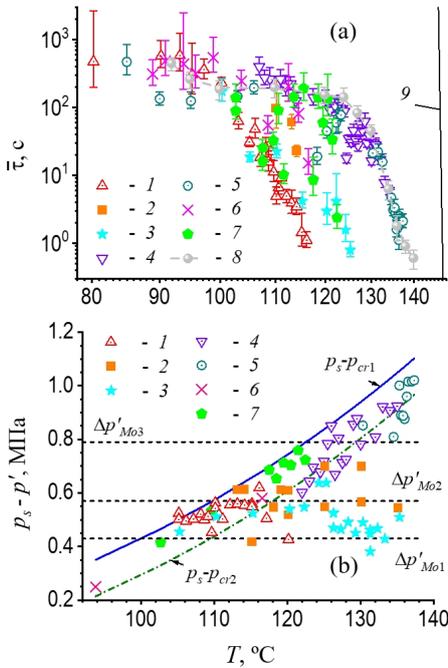


Рис. 1. Среднее время жизни при  $p' = p_{at}$  (a) и средняя глубина захода в метастабильную область при  $p' > p_{at}$  (b) перегретого н-пентана в зависимости от температуры: (1-7) — эксперимент; (8) — данные [1],  $D = 7$  мм,  $V = 2.7 \cdot 10^{-6}$  м<sup>3</sup>; (9) — граница достижимого перегрева по теории гомогенной нуклеации; (1-3) — термостатирована верхняя часть трубки 1 с запаянным верхом [2]; (4, 5) — её середина [3]; (6, 7) — середина трубки 2 с запаянным низом. — модальные значения  $(p_s - p')$  [2, 3].

В работе представлены экспериментальные данные по изучению кинетики спонтанного вскипания перегретого н-пентана в стеклянных трубках с внутренним диаметром  $D = 5.6$  мм. Использованы две вертикально ориентированные трубки из одной партии с верхним (трубка 1) и нижним (трубка 2) запаянным концом.

Часть трубки (1 или 2), заполненной н-пентаном, помещена в ячейку с теплоносителем ПМС-20 от проточного термостата Huber CC-208В. Исследуемая жидкость вне ячейки находится при комнатной температуре. В опытах 1 – 3 (см. рис. 1) термостатирована верхняя часть трубки 1 в ячейке 1 (объем перегреваемой области  $V = 2.8 \cdot 10^{-6}$  м<sup>3</sup>), в опытах 4, 5 — середина трубки 1 в ячейке 2 ( $V = 2.0 \cdot 10^{-6}$  м<sup>3</sup>), в опытах 6, 7 — середина трубки 2 в ячейке 3 ( $V = 2.6 \cdot 10^{-6}$  м<sup>3</sup>). Опыты проведены методами непрерывного понижения давления (в диапазоне температур 95.0 – 137.3°C) и измерения времени жизни (85.0 – 137.3°C) [1-3]. В первом случае измерены температура  $T$  и давление  $p'$ , при которых жидкость вскипает, во втором — температура и время жизни перегретой жидкости  $\tau$  при установившемся атмосферном давлении  $p_{at} = 0.10$  МПа. Одновременно проведена скоростная видеосъемка процесса вскипания (до 2185 к/с).

На рис. 1(a) представлена зависимость среднего времени жизни перегретого н-пентана от температуры при  $p' = p_{at}$ . Из него следует, что данные, полученные в схожих условиях, хорошо воспроизводятся и демонстрируют гистерезис. Это может говорить об механизме гетерогенной нуклеации, зависящем не только от дефектов внутренней поверхности стекла. На рис. 1(b) показана зависимость средней глубины захода в метастабильную область от температуры при  $p' > p_{at}$ . Как и ранее [2, 3], максимальные значения  $(p_s - p')$  ограничены либо постоянными значениями давления  $p'$ , при которых сброс давления ускоряется ( $p_{cr1} = \epsilon p_{at}$  и  $p_{cr2} = \sqrt{\epsilon} p_{at}$ ), либо постоянными значениями  $(p_s - p')$ , где  $p_s$  — давление насыщенных паров.

1. И.М. Падерин, В.С. Усков, Г.В. Ермаков, ТВТ **34** (6), 863 (1994).

2. Е.В. Липнягов, М.А. Паршакова, Известия РАН. Серия физическая **86** (2), 221 (2022).

3. М.А. Паршакова, Е.В. Липнягов, Известия РАН. Серия физическая **87** (11), 1554 (2023). (2014).

РАЗВИТИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО КОНТРОЛЛЕРА ДЛЯ РАБОТЫ С РАЗЛИЧНЫМИ  
ДАТЧИКАМИА.Н. Самарин<sup>1\*</sup>, Н.А. Самарин<sup>1</sup>, А.В. Богач<sup>1,2</sup><sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия<sup>2</sup>ООО «Криотехника и электроника», Москва, Россия\*e-mail: [sasha@lt.gpi.ru](mailto:sasha@lt.gpi.ru)

Температурные контроллеры предназначены для прецизионного измерения и стабилизации температуры образцов (деталей, ячеек) в ходе научного эксперимента. Наиболее широко применяемыми датчиками температуры являются резистивные датчики температуры (RTD), специализированные диоды и термопары. При низких температурах наибольшую чувствительность имеют резистивные датчики температуры с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления (ТКС). Для эффективной работы с подобными датчиками ранее был разработан и изготовлен криогенный температурный контроллер, позволяющий оптимально измерять и стабилизировать температуру объектов в диапазоне от 1.5 до 400 К (в зависимости от датчика). Ключевой особенностью этого температурного контроллера была схема работы со стабилизацией напряжения на датчике температуры, позволяющая избежать перегрева датчика измерительным током при низких температурах.

С целью расширения диапазона температур и поддержки других датчиков температуры (резистивных с положительным ТКС, диодов и термопар) нами был разработан и налажен температурный контроллер, работающий в классическом режиме стабилизации измерительного тока через датчик.

В докладе будут показаны детали реализации температурного контроллера на основе схемы стабилизации тока через датчик температуры, позволяющего измерять и стабилизировать температуру с относительной точностью не хуже  $10^{-3}$  в температурном диапазоне от 40 до 1600 К (в зависимости от датчика температуры), а также особенности работы такого контроллера с датчиками сопротивления с отрицательным ТКС для работы с низкими температурами.

МОДЕЛИРОВАНИЕ УДАРНОЙ СЖИМАЕМОСТИ СПЛАВА НИОБИЙ—ТАНТАЛ  
В ШИРОКОЙ ОБЛАСТИ ДАВЛЕНИЙ И ТЕМПЕРАТУРН.Н. Середкин<sup>1</sup>, К.В. Хищенко<sup>1,2,3</sup><sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия<sup>3</sup>Южно-Уральский государственный университет, Челябинск, Россия\*e-mail: [nikser12@yandex.ru](mailto:nikser12@yandex.ru)

Изучение поведения конденсированных веществ в ударных волнах является актуальной задачей науки и техники [1]. Для численного моделирования ударно-волновых процессов необходимо знать уравнение состояния изучаемого материала.

В настоящей работе представлена модель уравнения состояния сплава ниобий—тантал в широкой области давлений и температур. Для этой модели требуется знать массовые доли и уравнения состояния компонентов сплава.

Уравнения состояния каждого компонента задаются в виде  $E = E(V, T)$  и  $P = P(V, T)$ . Здесь  $E$  — удельная внутренняя энергия;  $P$  — давление;  $V$  — удельный объем;  $T$  — температура.

Уравнение состояния сплава определяется в виде сумм для удельного объема и удельной внутренней энергии:

$$V_{1N}(P, T) = \sum_{i=1}^N \alpha_i V_i(P, T), \quad E_{1N}(P, T) = \sum_{i=1}^N \alpha_i E_i(P, T), \quad (1)$$

где  $V_{1N}$  и  $E_{1N}$  — удельный объем и удельная внутренняя энергия сплава;  $V_i$ ,  $E_i$  и  $\alpha_i$  — удельный объем, удельная внутренняя энергия и массовая доля  $i$ -того компонента;  $N$  — количество компонентов.

По разработанным уравнениям состояния компонентов и модели (1) проведены расчеты ударных адиабат для сплава с разными массовыми долями ниобия и тантала. Результаты расчетов согласуются с имеющимися данными ударно-волновых экспериментов во всем исследованном диапазоне плотностей и давлений.

Проведено также сопоставление полученных результатов с ударными адиабатами этого сплава, рассчитанными по методу аддитивности ударных адиабат компонентов [2, 3].

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 19-19-00713, <https://rscf.ru/project/19-19-00713/>.

1. Г.И. Канель, В.Е. Фортов, УФН **177**, 809 (2007).

2. А.Н. Дремин, И.А. Карпунин, ПМТФ **3**, 184 (1960).

3. Ю.Ф. Алексеев, Л.В. Альтшулер, В.П. Крупникова, ПМТФ **4**, 152 (1971).

## ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ РАСТВОРА ПРОПАН-МЕТАН ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ 45 И 50 °С

М.Н. Хотиенкова, В.Н. Андбаева

Институт теплофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [andbaeva@mail.ru](mailto:andbaeva@mail.ru)

В работе представлены измерения капиллярной постоянной раствора пропан-метан при температурах 45 и 50 °С и расчета по ним поверхностного натяжения. Измерения проведены дифференциальным вариантом метода капиллярного поднятия при давлениях от давления насыщения чистого пропана до 40 атм при постоянной температуре.

В эксперименте давление в системе измерялось пружинным манометром с погрешностью  $\pm 0.006$  МПа. Температуру измеряли платиновым термометром сопротивления на 100 Ом с погрешностью 0.02 К. Термостатирование производилось прокачкой полиметилсилоксановой жидкости (ПМС-20) от термостата Julabo SL 12. Погрешность измерения высоты столба жидкости в капилляре составляет  $\pm 0.03$  мм. В опытах использовались газы высокой чистоты. Паспортная чистота пропана – 99.95 %, метана – 99.99 %.

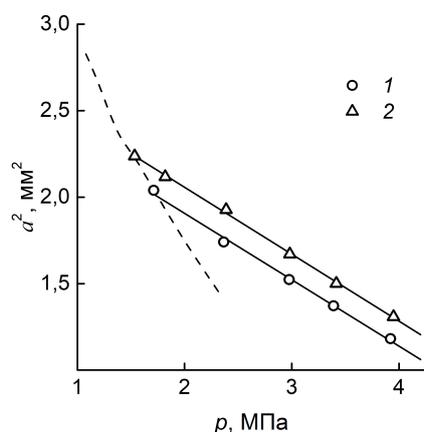


Рис. 1. Барическая зависимость капиллярной постоянной раствора пропан-метан по изотермам: 1 —  $t = 45$  °С; 2 — 50. Пунктирная линия — капиллярная постоянная чистого пропана [1].

На рис. 1 представлена барическая зависимость  $a^2$ . Видно, что с ростом давления (увеличения концентрации метана в пропане) капиллярная постоянная линейно уменьшается. Здесь же пунктиром показаны значения  $a^2$ , взятые из работы [1].

Максимальная концентрация метана в пропане  $x$  не превышает 20 моль %.

На основе одножидкостной модели построено уравнение состояния раствора пропан-метан. Используя уравнение состояния определен состав жидкой и паровой фаз исследуемой системы, а также ортобарические плотности сосуществующих фаз. По экспериментальным данным о капиллярной постоянной и ортобарическим плотностям рассчитано поверхностное натяжение исследуемого раствора.

Экспериментальные значения  $a^2(x)$  меньше рассчитанных по правилу аддитивности. Величина  $\Delta a^2 = a^2 - a_{\text{ад}}^2$  (где  $a_{\text{ад}}^2 = (1 - x/x_c) \cdot a_1^2$ , где  $x_c$  — мольная доля метана на критической линии, а  $a_1^2$  — капиллярная постоянная чистого пропана) проявляет слабую асимметрию. Отклонения от аддитивности уменьшаются с повышением температуры. Минимумы на изотермах  $\Delta a^2(x)$  с ростом температуры смещаются в сторону меньших значений концентрации.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Термодинамические и кинетические свойства жидкостей и растворов» № АААА-А21-121012290044-0.

1. V.N. Andbaeva, V.G. Baidakov, Fuel, **287**, 119546 (2020).



# ЭЛЕКТРОФИЗИКА



ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СПОСОБЫ ПОЛУЧЕНИЯ ОБЪЕМНЫХ  
ВЫСОКОЭНТРОПИЙНЫХ СПЛАВОВС.В. Заяц<sup>1\*</sup>, К.О. Акимов<sup>2</sup>, К.В. Иванов<sup>2</sup>, С.В. Овчинников<sup>2</sup>, А.В. Первиков<sup>2</sup>, К.В. Сулиз<sup>2</sup><sup>1</sup>Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия\*e-mail: [seriyoga@iep.uran.ru](mailto:seriyoga@iep.uran.ru)

Высокоэнтропийные сплавы (ВЭС) являются перспективным объектом фундаментальных и прикладных исследований. Данный тип сплавов находит широкое применение в конструкционных материалах с высокими механическими свойствами. Активное развитие этого направления обусловлено возможностью получения материалов с новыми или улучшенными свойствами [1]. При термообработке многокомпонентных сплавов возможно значительно повысить прочность и пластичность за счет релаксации метастабильных состояний.

Данная работа представляет первичные результаты возможности создания объемных многокомпонентных сплавов с помощью электрофизических способов и характеристики полученных образцов ВЭС. Наночастицы были синтезированы с помощью технологии электрического взрыва металлических проволок (ЭВП) [2], компакты материалов консолидированы магнитно-импульсным прессованием (МИП) порошков. Порошки получали совместным электровзрывом проволок металлов и сплавов различных составов в атмосфере аргона. Таким способом были синтезированы четыре состава сплавов:  $\text{Ni}_{34}\text{Fe}_{23}\text{Cu}_8\text{Al}_{13}\text{Mo}_6\text{W}_6\text{Co}_5\text{Cr}_5$  (1),  $\text{Mo}_{29}\text{Ni}_{26}\text{Fe}_{25}\text{Cu}_{12}\text{Co}_8$  (2),  $\text{Ni}_{30}\text{Fe}_{29}\text{Cu}_{20}\text{Al}_{12}\text{Co}_9$  (3) и  $\text{Ni}_{28}\text{Fe}_{27}\text{Cu}_{13}\text{Al}_{23}\text{Co}_9$  (4). Компактирование порошков проводилось одноосным МИП в разборных пресс-формах с диаметром рабочего канала 32 мм. Для предотвращения окисления порошок в пресс-форму загружался в герметичном боксе в атмосфере аргона после вакуумной откачки воздуха. Перед прессованием порошки проходили этап дегазации в вакууме (остаточное давление  $\sim 10$  Па) с нагревом до 450 и 500 °С в течение 4 часов. В результате МИП при давлении порядка 1.2 ГПа были получены серии образцов диаметром порядка 32 мм и толщиной 4–5 мм. По предварительным данным относительная плотность спрессованных образцов, составила 85–95 % в зависимости от состава ВЭС. Далее компакты подвергались вакуумной термообработке при 600, 800 и 1000 °С в течение 5 часов.

Результаты рентгеноструктурного анализа показывают, что для всех полученных образцов ВЭС характерно формирование структуры на основе ГЦК или ОЦК фазы с наличием вторичных фаз со структурами типов  $\text{Ni}_3\text{Al}$  и  $\text{Co}_7\text{Mo}_6$ . Установлено, что для образцов (1; 2; 4) повышение температуры отжига до 1000 °С приводит к увеличению твердости и модуля Юнга до 7.25 ГПа и 202 ГПа; 8.75 ГПа и 212 ГПа; 6.46 ГПа и 171 ГПа соответственно. Для образца (3) максимальное значение твердости наблюдается при 800 °С (4.53 ГПа) при значении модуля Юнга 145 ГПа.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 22-29-01253.

1. Z. Lyu, *et al.* Scripta Materialia. **231**, 115439 (2023).

2. K. Suliz, A. Miller, K. Ivanov, A. Pervikov, Powder Technology. **404**, 117491 (2022).

## ДЖОУЛЕВ НАГРЕВ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ПРОВОДНИКА С ДЕФЕКТНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

П.А. Русских

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия  
e-mail: [russkikh\\_p@inbox.ru](mailto:russkikh_p@inbox.ru)

Множество перспективных направлений электрофизики требуют создания сильных электрических токов и магнитных полей. Они необходимы для электромагнитного ускорения тел в экспериментальных исследованиях ударных волн, в устройствах магнитно-инерциального синтеза, в магнитоизолированных линиях для передачи электромагнитной энергии и многих других применениях. Актуальной проблемой является сильный разогрев поверхности проводника протекающим током, который распределяется не равномерно, а концентрируется в малых областях вблизи поверхности, а именно на неоднородностях материала, различных включениях, а также поверхностных дефектах. Целью этой работы стало изучение того, каким образом дефекты на поверхности проводника влияют на распределение переменного высокочастотного тока, протекающего в установившемся режиме на джоулев нагрев проводника.

Было проведено численное моделирование протекания сильного тока в цилиндрическом проводнике в двумерной аксиально-симметричной геометрии. Вектор индукции магнитного поля был направлен азимутально. Дефект на поверхности проводника задавался в виде первого полупериода косинуса. Положительная амплитуда позволяла описывать выступ на поверхности проводника, а отрицательная — впадину. Моделировались как одиночные дефекты, так и периодическая структура из выступов и впадин одинаковой амплитуды, которая часто наблюдается на поверхности проводников вследствие обработки резцом. Численное решение для проводника с гладкой поверхностью было верифицировано сопоставлением с аналитическим решением. Плотность тока на вершинах и впадинах периодической структуры совпадала с аналитической оценкой приведённой в [1] для малых дефектов.

Исследование показало, что наибольший джоулев нагрев наблюдается при возникновении в проводнике одиночных впадин. В этом случае ток значительно усиливается вблизи её нижней точки, и нагрев быстро нарастает с увеличением амплитуды впадины. Дефект той же амплитуды, но в составе периодической структуры приводит к заметно меньшему нагреву, а также нарастает медленнее при увеличении амплитуды дефекта. Увеличение джоулева нагрева наблюдается также и для одиночных выступов. Причем максимум нагрева достигается не на вершине, а в окрестности начала выступа. Рост джоулева нагрева с увеличением амплитуды этого дефекта является самым медленным из рассмотренных.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта РНФ № 20-19-00364.

1. E.P. Yu., T.J. Awe, *et al.* Phys. Plasmas. **27**, 052703, (2020).

# НАНОМАТЕРИАЛЫ



## СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК Ga – S, ПОЛУЧЕННЫХ ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИМ ОСАЖДЕНИЕМ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ НА РАЗЛИЧНЫЕ ТИПЫ ПОДЛОЖЕК

Л.А. Мочалов, М.А. Кудряшов, М.А. Вшивцев\*, И.О. Прохоров, Е.А. Слаповская

Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, Нижний Новгород, Россия

\*e-mail: [mvshivtcev@mail.ru](mailto:mvshivtcev@mail.ru)

Двумерные (2D) монохалькогениды галлия вызвали большой интерес в последние годы из-за их уникальных физических свойств, таких как прямая запрещенная зона в видимой области, гибкость и высокая электронная подвижность. GaS интересен для реализации фотоэлектрических устройств, датчиков газа и для применения в нелинейной оптике [1]. Тонкие пленки сульфида галлия могут быть получены различными методами осаждения такими как: химическое осаждения из газовой фазы, осаждение с модулированным потоком, микроволновый тлеющий разряд, молекулярно-лучевая эпитаксия и др. Целью данной работы является изучение структурных свойств пленок сульфида галлия, полученных методом плазмохимического осаждения из газовой фазы на различных типы подложек.

Тонкие пленки сульфида галлия осаждались на такие подложки, как сапфир (0001), кремний (001), и покровное стекло размерами  $10 \times 10$  мм<sup>2</sup>. В качестве прекурсоров использовали галлий с чистотой 6N и элементарную серу с чистотой 5N. Данные исходные элементы загружались в печи и нагревались до температур 850 и 60°C соответственно.

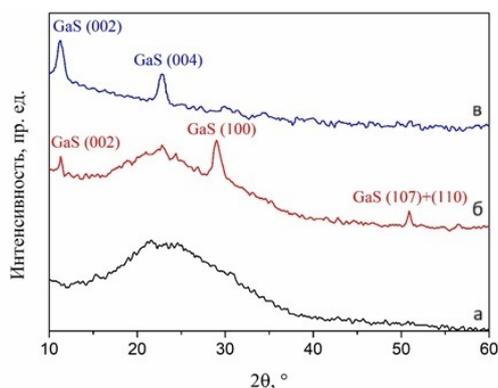


Рис. 1. Дифрактограммы пленок сульфида галлия, осажденных на различные подложки. а — покровное стекло, б — кремний, в — сапфир.

После осаждения пленки имели различную структуру по результатам рентгенофазового анализа представленного на рис. 1. При осаждении на покровное стекло пленки имели рентгеноаморфную природу (рис. 1а). Пленки, осажденные на кремниевую и сапфировую подложку, демонстрировали кристаллическую фазу  $\beta$ -GaS относящуюся к пространственной группе  $P63/mc$ . При осаждении на кремниевую подложку появляются рефлексы при  $11.3$ ,  $28.9$  и  $50.9^\circ$  (рис. 1б), свидетельствующие о гексагональной фазе моносульфида галлия. В случае осаждения пленки на сапфировую подложку (рис. 1в) наблюдался ориентированный рост  $\beta$ -GaS вдоль оси  $c$ , указывающее на условия близкие к эпитаксиальному росту.

Показана возможность осаждения тонких пленок моносульфида галлия (GaS) на такие типы подложки, как сапфир, кремний и покровное стекло, в условиях низкотемпературной неравновесной плазмы. Природа подложки определяла структурные свойства пленок.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда, грант № 22-19-20081, <https://rscf.ru/project/22-19-20081/>

1. Q.H. Wang *et al.*, Nat. Nanotechnol. 7, 699 (2012).

МЕССБАУЭРОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НАНОЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ,  
МОДИФИЦИРОВАННЫХ ГЛИЦЕРОЛАТАМИ ЖЕЛЕЗА И КРЕМНИЯА.Ю. Гермов<sup>1\*</sup>, Т.Г. Хонина<sup>2</sup>, Д.С. Тишин<sup>2</sup>, А.М. Демин<sup>2</sup>, Е.А. Богданова<sup>3</sup>, М.С. Карабаналов<sup>4</sup>,  
М.С. Валова<sup>2</sup><sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Институт органического синтеза им. И.Я. Постовского УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>3</sup>Институт химии твердого тела УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>4</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [germov@imp.uran.ru](mailto:germov@imp.uran.ru)

Модификация поверхности магнитных наночастиц и разработка новых методов нанесения различного вида покрытий на их поверхность является важным направлением биомедицинских приложений [1]. Органическое покрытие повышает устойчивость наночастиц в физиологической среде, биосовместимость и биокинетику. Используемые в данной работе глицеролаты металлов могут быть применены в качестве катализаторов [2].

Исходные магнитные наночастицы на основе  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  получены методом соосаждения по аналогии с [3]. Нанесение оболочки на основе глицеролатов железа и кремния проводили нагреванием исходных наночастиц оксидов железа при 180 °С в течение 18 ч с предварительно синтезированными глицеролатами кремния в глицерине формального состава  $\text{Si}(\text{C}_3\text{H}_7\text{O}_3)_4 \cdot 6\text{C}_3\text{H}_8\text{O}_3$ , по аналогии с условиями синтеза глицеролатов железа [4].

Для комплексной характеристики магнитных наночастиц нами был использован метод мессбауэровской спектроскопии, позволяющей количественно определить фазовый состав через соотношение атомов Fe в ядре и оболочке из глицеролатов железа и кремния.

По результатам обработки спектров с учетом калибровки по интенсивностям линий было рассчитано распределение Fe в ядре и оболочке (68:32 ат.%) и массовое соотношение ядро : оболочка (34:66 мас.%). По данным атомно-эмиссионной спектрометрии содержание Fe составило 35.88 мас.%. Таким образом, доля глицеролата железа (III) и глицеролата кремния в составе смешанной оболочки составили 30 и 36 мас.%, соответственно (доля ядра при этом составляла 34 мас.%).

Также был проведен анализ состава исходных и модифицированных наночастиц для уточнения процессов химических реакции наноразмерных оксидов железа с глицеролатами. Значения сверхтонких полей в наночастицах на основе  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  для обеих позиций железа меньше, чем в массивном оксиде железа  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ . Это, связано с вакансиями в железной подрешетке, и как следствие, с нестехиометрией по ионам  $\text{Fe}^{3+}/\text{Fe}^{2+}$ . Для исходных наночастиц, соотношение  $\text{Fe}_3\text{O}_4 : \text{Fe}_2\text{O}_3$  составило 61:39 мас.%, для модифицированных 77:23 мас.%. Следовательно, ионы  $\text{Fe}^{3+}$  реагируют более активно при получении частиц с оболочкой глицеролата железа (III). По всей видимости, ионы  $\text{Fe}^{3+}(\text{Fe}_2\text{O}_3)$  преобладают в ядре наночастиц более мелкой фракции, которая реагирует более активно из-за большей удельной поверхности.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема «Функция» Г.р. № 122021000035-6).

1. S. Zhao *et al.*, *Theranostics* **10**, 6278 (2020).
2. M. Liu *et al.*, *Magnetochemistry* **9**, 110 (2023).
3. A.M. Demin *et al.*, *Inter. J. Nanomed.* **11**, 4451 (2016).
4. T.G. Khonina *et al.*, *RSC Adv.* **12**, 4042 (2022).

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕМЕНТНОГО СОСТАВА НАНОРАЗМЕРНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЁНОК

Т.З. Гусейнов<sup>1\*</sup>, О.Р. Бакиева<sup>2</sup><sup>1</sup>Удмуртский Государственный университет, Ижевск, Россия<sup>2</sup>Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН, Ижевск, Россия\*e-mail: [timurguseinoff@yandex.ru](mailto:timurguseinoff@yandex.ru)

Тонкие металлические пленки активно используются в различных областях, например, в микроэлектронике для создания различных электронных устройств, таких как транзисторы и микросхемы. Для диагностики их чистоты и обнаружения дефектов часто используют спектроскопические методы. Один из таких — метод оже-электронной спектроскопии с использованием распыления поверхности ионами аргона. Оже-электроны рождаются в результате переходов с нескольких внутренних энергетических уровней, поэтому имеют характеристическую кинетическую энергию. При этом энергия оже-электронов не зависит от энергии бомбардирующих электронов или фотонов, а определяется только электронной структурой атомов. Благодаря этому можно однозначно идентифицировать химический элемент по положению оже-пика в шкале кинетических энергий.

Метод ОЭС является поверхностно-чувствительным методом, глубина анализа которого составляет 1 – 3 нм. При распылении исследуемой поверхности потоком ионов инертного газа можно достаточно точно построить зависимость изменения концентрации химических элементов от глубины, при условии, что скорость распыления данного вещества известна. Особенно остро стоит вопрос об определении скорости распыления исследуемого вещества при работе с тонкими наноразмерными пленками и многослойными системами, поскольку большинство известных справочников содержат информацию о скоростях распыления только для объемных веществ (толщиной больше 100 нм).

В настоящей работе объектом исследования являлась многослойная система C/Co/Cr, нанесенная на подложку из монокристаллического кремния. Для определения изменений в элементном составе в зависимости от глубины профилирования необходимо было определить скорость распыления каждого слоя. С этой целью были синтезированы контрольные образцы - C/Si, C/Co/Si, C/Cr/Si, которые были произведены при тех же параметрах напыления, что и многослойная система. Исследование элементного состава было проведено методом оже-электронной спектроскопии, с помощью электронного оже-микроронда *Jamr* – 10S (Jeol, Япония) в режиме первой производной. Энергия падающего электронного потока составляла 10 кэВ, давление в камере анализа не хуже 10 – 7 Па, тип анализатора – цилиндрическое зеркало, разрешение  $\Delta E/E = 0.35$ , спектры получены с шагом 1 эВ. Распыление поверхности пленок проводилось ионами аргона (ускоряющее напряжение 3 кэВ) в течении 1 минуты, после чего регистрировался оже-спектр. В результате работы были построены концентрационные профили химических элементов каждой пленки. Методом атомно-силовой микроскопии определена глубина профилирования. С помощью полученных зависимостей произведена оценка элементной однородности слоев, а так же определены средние скорости травления наноразмерных металлических пленок.

Работа выполнена в рамках госзадания №121030100002-0. Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Поверхность и новые материалы».

МОРФОЛОГИЯ И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ВКЛЮЧЕНИЙ В  $(\text{Fe, Ni})_{0.25}\text{TiSe}_2$ А.С. Шкварин<sup>1,2</sup>, А.И. Меренцов<sup>1</sup>, Е.Г. Дьячков<sup>1,3\*</sup>, М.С. Постников<sup>1,2</sup>, А.Н. Титов<sup>1</sup><sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Уральский государственный горный университет, Екатеринбург, Россия<sup>3</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [dyachkov.evgeniy.98@mail.ru](mailto:dyachkov.evgeniy.98@mail.ru)

Термодинамически интеркалатные соединения на основе квази-двумерных дихалькогенидов переходных металлов представляют собой твёрдые растворы с ограниченной устойчивостью на плоскости состав-температура. При выходе за предел устойчивости гомогенного твёрдого раствора наблюдается его распад с формированием новых фаз [1]. Сильная анизотропия коэффициента диффузии практически предотвращает диффузию в направлении нормали к базисной плоскости, так что продукты распада оказываются инкапсулированы в межслоевом пространстве решётки-хозяина [2]. Замкнутость межслоевого пространства позволяет рассматривать его как идеальное место для синтеза включений, поскольку нет загрязнения нежелательными атомами (например кислород). При этом малые размеры межслоевого пространства автоматически делают включения наноразмерными [1,3]. Малый размер включения позволяет ожидать эпитаксиального влияния решётки-хозяина на кристаллическую и электронную структуру включений. Однако, выполненные нами ранее исследования процесса распада гомогенных интеркалатов с образованием нановключений не выявили новых кристаллических форм продуктов распада. В то же время оказалось, что включения имеют плоскую форму и когерентно ориентированы относительно решётки-хозяина так, чтобы обеспечить максимальное совпадение межатомных расстояний базисной плоскости решётки-хозяина и одной из плоскостей решётки включения. Это наводит на мысль о наличии сильного взаимодействия между включением и решёткой-хозяином. В частности, можно ожидать переноса электронов между ними, так чтобы это позволило получить как соединение-хозяина, так и соединение включения в состоянии с решёткой, не возмущённой легированием, но с изменённой концентрацией носителей заряда. Фактически, речь идёт об объёмном эпитаксиальном композиционном материале.

Выполнено сравнительное исследование электронной структуры решетки матрицы, выступающей в роли подложки, и включения в виде иглы («вискер»), сформированного в ней в процессе роста. Установлено, что несмотря на различный состав решетки матрицы и включения их электронная и зонная структуры практически идентичны. Это достигается за счёт перераспределения атомов никеля при температурах, близких к комнатной. Таким образом, разница энергий Ферми между материалами включений и основным кристаллом может служить эффективным стимулом к перераспределению компонентов даже при столь низких температурах, как комнатная.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Электрон», № 122021000039-4 и тема «Спин», №122021000036-3).

1. A.N. Titov *et al.*, Phys. Solid State **52**, 1248 (2010).
2. A.N. Titov *et al.*, Phys. Solid State **58**, 735 (2016).
3. A.N. Titov *et al.*, J. Phys. Chem. Lett. **9**, 5183 (2018).

## ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ И ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СОЕДИНЕНИЙ ФУЛЛЕРЕНОВ C<sub>50</sub> И C<sub>70</sub> С АТОМАМИ ХЛОРА И БРОМА

А.И. Мурзашев, А.П. Жуманазаров\*

Марийский государственный университет, Йошкар-Ола, Россия

\*e-mail: [allayar\\_0909@mail.ru](mailto:allayar_0909@mail.ru)

Интерес исследователей к изучению соединений на основе фуллеренов, обусловлен тем, что применение этих материалов в различных отраслях науки и технологий сулит прорывное их развитие. Этот интерес поддерживается также и развитием методов молекулярного дизайна [1]. В этом плане в первую очередь интерес вызывают эндоэдральные фуллерены. Эти соединения представляют собой фуллерен с атомом металла внутри их углеродной оболочки. Электронное строение таких систем с хорошей точностью может быть описано как электронная подсистема чистого без примесей фуллерена, на вакантные энергетические уровни которой добавлены избыточные электроны – валентные электроны атома металла. Таким образом, валентные электроны этого атома металла переходят в  $\pi$ -электронную подсистему фуллерена.

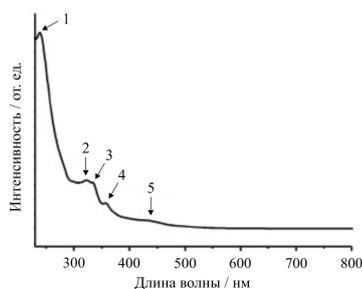


Рис. 1. Экспериментальная кривая СОП соединения C<sub>50</sub>Cl<sub>10</sub> [3].

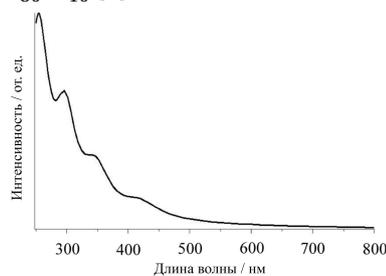


Рис. 2. Теоретическая кривая СОП соединения C<sub>50</sub>Cl<sub>10</sub>, полученная в настоящей работе.

Кроме этого особый интерес вызывают соединения фуллеренов другого типа, называемые экзоэдральными фуллеренами. В отличие от эндоэдральных фуллеренов, в этих соединениях примесные атомы располагаются не внутри фуллереновой оболочки, а на ее поверхности. Такими примесными атомами, как правило, являются атомы химических элементов группы галогенов, например Cl, Br и др., а также группы атомов, содержащие атомы галогенов. Хорошим примером такой группы атомов являются так называемые трифторметильные группы CF<sub>3</sub> [2]. Такие атомы или группы атомов присоединяясь к фуллерену с атомами углерода в узлах присоединения образуют химические связи на образование которых уходит четвертый валентный электрон углерода. В результате этого, в узле присоединения углерод из  $sp^2$  гибридизированного состояния переходит в  $sp^3$  состояние. В результате на этих узлах будут отсутствовать, как  $\pi$ -электроны, так и  $\pi$ -состояния. Вследствие этого, при вычислении энергетического спектра подсистемы  $\pi$ -электронов следует узлы, через которые присоединены атомы галогенов, исключать из рассмотрения.

В предлагаемой работе, с учетом этого факта в рамках модели Хаббарда, в приближении статических флуктуаций вычислены энергетические спектры и спектры оптического поглощения соединений C<sub>50</sub>Cl<sub>10</sub> и C<sub>70</sub>Br<sub>10</sub>, синтезированных в работах [3,4]. Сравнение спектров оптического поглощения измеренными в [3,4], с нашими результатами показывает хорошее качественное согласие. Это говорит об адекватности, нашей модели, подробно описанной в [2,5] используемой для изучения электронных и оптических свойств фуллеренов.

1. Д. В. Конарев *и др.*, Успехи химии **81**, 336 (2012).
2. А. И. Мурзашев *и др.*, ФТТ **65**, 344 (2023).
3. J.-H. Chenet *et al.*, Chem. Eur. J. **18**, 3408 (2012).
4. K. N. Semenov *et al.*, J. Chem. Eng. **58**, 570 (2013).
5. А.И. Мурзашев, ФТТ **62**, 484 (2020).

ЗАВИСИМОСТЬ ТЕМПЕРАТУРЫ ДЕБАЯ ОТ ТОЛЩИНЫ ТОНКИХ ПЛЕНОК  $\text{YFeO}_3$ 

В.В. Изюров\*, А.П. Носов, К.А. Меренцова, М.А. Артемьев, С.С. Дубинин

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: koleson01@mail.ru

Температура Дебая является важным параметром, который характеризует тепловые колебания атомов в материале. Значения данного параметра известны для объемных монокристаллов  $\text{YFeO}_3$  [1]. Однако, тонкие монокристаллические пленки ортоферрита иттрия были получены сравнительно недавно и изучение зависимости их физических свойств от толщины для нанометровых значений толщин — отдельная физическая задача, представляющая большой интерес для физики низкоразмерных материалов. В данной работе метод мессбауэровской спектроскопии позволило получить достоверные данные о температуре Дебая в наноструктурах  $\text{YFeO}_3$ .

Сверхтонкие пленки  $\text{YFeO}_3$  на подложках  $r\text{-Al}_2\text{O}_3$  (01 – 12) были получены методом магнетронного распыления на переменном токе. Послеростовую термообработку выполняли на воздухе при 1073 К в течении 2 часов.

Толщину пленок и шероховатость поверхности определяли с помощью оптического профилометра ZYGO. Были получены образцы с толщинами 4 и 11 нм. Типичная величина шероховатости поверхности составляла 0.5 нм. Мессбауэровские спектры измерялись методом рефлектометрии с использованием синхротронного возбуждения при температурах от 3.6 до 650 К. [2]. Обработку мессбауэровских спектров проводили с использованием программного пакета [3].

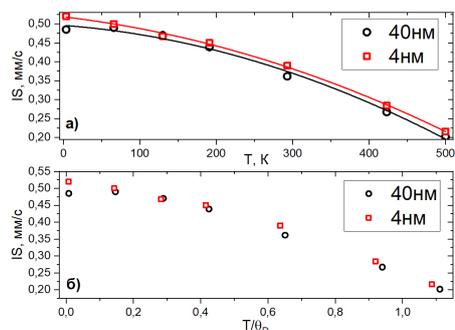


Рис. 1. а). Температурные зависимости изомерного сдвига. Символы — экспериментальные данные, сплошные линии — аппроксимация параболической функцией. б). Зависимость  $IS(T)$  нормированная на значение  $\theta_D$ .

На рис. 1а,б. представлены температурные зависимости значений изомерного сдвига  $IS(T)$  в диапазоне 3.6 – 500 К. Полученные средние значения  $IS(T)$  использовались для дальнейшего определения температуры Дебая, выраженные в формуле (1) [4].

$$IS(T) = \frac{3kT}{2mc} \left( \frac{3\theta_D}{8T} + 3 \left( \frac{T}{\theta_D} \right)^3 \int_0^{\frac{\theta_D}{T}} \frac{x^3}{e^x - 1} dx \right), \quad (1)$$

$k$  — константа Больцмана,  $m$  — масса атома Fe,  $c$  — скорость света,  $x = \frac{\hbar\omega}{kT}$ ,  $\omega$  — частота колебаний.

Полученные значения  $\theta_D$  для пленок 4 и 40 нм —  $450 \pm 4$  К и  $460 \pm 3$  К, соответственно. Зависимость  $\theta_D$  от толщины пленок выражена незначительно и соответствует значению для монокристалла (455 К) [1], что свидетельствует о высочайшем структурном качестве исследуемых образцов.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Функция», номер госрегистрации 122021000035-6).

1. M. Romero *et al.*, Eur. Phys. J. D **69**, 177 (2015).
2. В.В. Изюров *и др.*, ФММ **124**, 566 (2023).
3. <http://www.esrf.eu/Instrumentation/software/data-analysis/OurSoftware/REFTIM-1>.
4. S.M. Dubiel *et al.*, JIB **140**, 89 (2014).

## ПЕРВОПРИНЦИПНЫЕ РАСЧЕТЫ ОБМЕННЫХ ИНТЕГРАЛОВ ПЛЕНКИ ЖЕЛЕЗА НА ПОВЕРХНОСТИ ХРОМА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТОЛЩИНЫ ПЛЕНКИ

М.В. Мамонова\*, М.Ю. Макеев

Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, Омск, Россия

\*e-mail: [mamonovamv@omsu.ru](mailto:mamonovamv@omsu.ru)

Современный интерес к тонким магнитным пленкам и мультислойным структурам с эффектом гигантского магнитосопротивления, состоящим из ферромагнитных слоев, разделенных немагнитными слоями делает важным исследование поведения константы обменного взаимодействия при изменении размеров системы и в присутствии межфазной границы. Так для сравнения результатов численного расчета коэффициента магнитосопротивления многослойных структур методом Монте-Карло [1] с экспериментом необходимо знать значение обменных интегралов для конкретных систем. Поэтому данная работа посвящена расчетам обменных интегралов пленок Fe, как чистых, так и разделенных слоями Cr методом функционала спиновой плотности с использованием программного комплекса VASP[2]. Расчеты проводились с периодической ОЦК суперячейкой  $2 \times 2$ , с постоянной решетки, соответствующей пластине подложки Cr, полученной в результате вычислений с учетом параметров оптимизации системы и составляющей  $a = 2.88 \text{ \AA}$ . Были определены магнитные моменты атомов, число соседей и вычислены значения полной энергии различных спиновых конфигураций в зависимости от толщины пленки.

Таблица 1. Значения обменного интеграла для ближайших соседей  $J_1$  и для следующих за ближайшими  $J_2$  для пленок Fe в зависимости от толщины.

$J$ , эрг $\times 10^{-14}$	Fe			FeCr			FeCrFe		
	1 ml	2 ml	4 ml	1 ml	2 ml	3 ml	1 ml	2 ml	3 ml
$J_1$	5,021	6,918	6,794	-1,477	2,182	4,932	-1,665	3,266	2,881
$J_2$	-0,148	-0,3051	-1,599	-0,371	0,919	1,048	-0,098	0,887	0,830

В рамках классической модели Гейзенберга рассчитаны параметры обменного взаимодействия для структур Fe/Cr(001) и Fe/Cr(001)/Fe в зависимости от толщины ферромагнитных пленок. Результаты расчетов приведенные в таблице демонстрируют, что только для монослойной пленки Fe на Cr обменное взаимодействие ближайших соседей  $J_1$  имеет антиферромагнитный характер. Результаты расчета констант обменного взаимодействия могут быть использованы для расчета температурной зависимости магнитосопротивления и сравнения их с экспериментальными данными.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ (соглашение 23-22-00093). Для проведения расчетов были использованы вычислительные ресурсы ЦКП «Центр данных ДВО РАН».

1. P.V. Prudnikov *et al.*, JETP Lett. **102**, 668 (2015).
2. P.G. Kresse *et al.*, Phys. Rev. B **54**, 11169 (1996).

ДИНАМИКА ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ  $\alpha$  –  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ К.А. Меренцова<sup>1\*</sup>, Ю.В. Корх<sup>1</sup>, Т.В. Кузнецова<sup>1,2</sup>, А.П. Носов<sup>1</sup><sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: merencovak@imp.uran.ru

Гематит является одним из наиболее распространенных оксидов железа в природе. Этот материал нашел свое применение в различных областях, включая катализ, фотокатализ, солнечные элементы, сорбенты [1], электрохимические устройства и магнитные материалы. Его уникальные свойства делают его очень привлекательным для множества технологических приложений. В современной науке и технологиях наиболее востребованными являются тонкие пленки и наногетероструктуры на их основе.

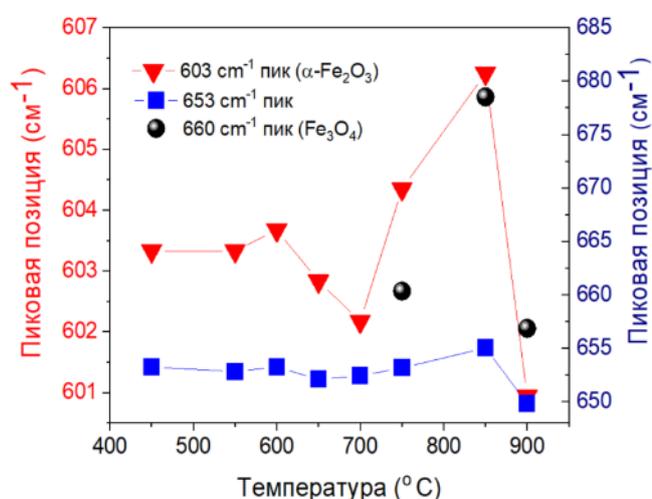


Рис. 1. Положение максимумов спектральных линий в интервале 600 – 680  $\text{см}^{-1}$  для исследованных образцов пленок  $\alpha$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$  в зависимости от температуры термообработки.

характерные для фазы  $\alpha$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$  [3]. При температурах 750 °C и выше линия 603  $\text{см}^{-1}$  смещается в сторону больших длин волн, но появляется линия на частоте 660  $\text{см}^{-1}$ , характерная для фазы магнетита  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  [4]. Таким образом, можно сделать вывод о том, что в интервале температур 400 – 700 °C стабильной является антиферромагнитная фаза  $\alpha$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , а при температурах термообработки выше 750 °C происходит образование дополнительной ферромагнитной фазы магнетита  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ .

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Функция», номер госрегистрации 122021000035-6).

1. P.Sangaiya *et al.*, J. Supercond. Nov. Magn. **31**, 3397 (2018).
2. H. G. Edwards, Journal of Raman Spectroscopy **36**, 210 (2005).
3. M. Giarola *et al.*, J. Raman Spectrosc. **43**, 556 (2012).
4. C. Guo *et al.*, Mater. Charact. **62**, 148 (2010).

Динамика фазовых превращений в тонкопленочных системах на основе Fe-O изучена недостаточно. Термообработка нанопленок гематита в определенном диапазоне температур может привести, в общем, к более сложным фазовым превращениям по сравнению с объемными материалами.

Нанопленки  $\alpha$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , напыленные на подложках  $c$ - $\text{Al}_2\text{O}_3$ , методом магнетронного распыления на переменном токе, изучали методом рамановской спектроскопии [2] с использованием микроскопа Confotec MR200 (рис.1). Послеростовую термообработку пленок осуществляли на воздухе в диапазоне температур 400 – 900 °C в течении 3 часов. Выявлено что при температурах 450, 550 и 600 °C в спектрах пленок  $\alpha$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$  присутствуют линии при 603 и 653  $\text{см}^{-1}$ ,

ПРАВИЛА ОТБОРА И ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ФУЛЛЕРЕНАХ НА ПРИМЕРЕ  
ФУЛЛЕРЕНОВ ВЫСОКОЙ СИММЕТРИИ

А.И. Мурзашев, М.Ю. Кокурин, С.К. Паймеров\*

Марийский государственный университет, Йошкар-Ола, Россия

\*e-mail: [paimerov@mail.ru](mailto:paimerov@mail.ru)

Нами и другими исследователями разработаны методы вычисления энергетического спектра (ЭС) фуллеренов и углеродных наносистем (см. например, [1, 2]). Очевидным образом возникает вопрос: соответствуют ли представления и модели, в рамках которых вычислены ЭС, физической реальности. Сложность этого вопроса заключается в том, что не существует полностью апробированных и проверенных методов измерения ЭС. Исходя из этого, правильность моделей и представлений, на основе которых вычислены ЭС, можно проверить лишь путем сравнения физических величин и характеристик, вычисленных в рамках этих моделей, с экспериментальными данными.

Наиболее распространенной характеристикой фуллеренов, измеряемой после их синтеза, является спектр оптического поглощения (СОП). Очевидно, СОП, если не рассматривать колебательные моды, напрямую формируется оптическими переходами между энергетическими уровнями. Зная правила отбора для этих переходов, можно смоделировать СОП, сравнение которого с экспериментальными данными позволит судить о правильности выбранной модели, на основе которой вычислен ЭС. Кроме того, в ряде случаев такое сравнение может позволить идентифицировать синтезированный изомер в соответствии с Атласом фуллеренов [3].

Недостатком вышесказанного является тот факт, что нет полной ясности в понимании незыблемости правил отбора. Среди некоторых исследователей ходят суждения типа: *если переходы запрещены правилами отбора, то не обязательно, что эти переходы не имеют места в реальности*. Также в рамках описанного выше метода не удастся установить интенсивность того или иного перехода, что очевидным образом вызывает сомнения в достоверности кривых СОП, полученных указанным выше методом.

Для решения этой задачи необходимо разработать метод вычисления СОП непосредственно методами квантовой теории поля. Для этой цели можно воспользоваться известной формулой Р. Кубо для тензора оптической проводимости, опубликованной в работе [4], выражающей СОП через двухчастичную функцию Грина. В представленной нами работе была реализована указанная программа и смоделированы СОП фуллеренов  $C_{60}$  и  $C_{80}$  симметрии  $I_h$ , фуллерена  $C_{70}$  симметрии  $D_{5h}$ , изомера № 1 фуллерена  $C_{90}$  симметрии  $D_{5h}$ , изомера № 3 фуллерена  $C_{96}$  симметрии  $D_{3d}$  с использованием правил отбора и по формуле Кубо. Сравнение теоретических кривых СОП вышеуказанных изомеров, полученных с помощью правил отбора и по формуле Кубо, с экспериментальными кривыми СОП, демонстрирует эквивалентность двух подходов (с применением правил отбора и по формуле Кубо) по крайней мере для изомеров вышеуказанных групп симметрий.

1. А.И. Мурзашев *и др.*, *Опт. и спектр.* **128**, 1238 (2020).
2. А.И. Мурзашев *и др.*, *Опт. и спектр.* **130**, 979 (2022).
3. P.W. Fowler *et al.*, *An Atlas of Fullerenes* (1995).
4. R. Kubo *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **12**, 570 (1957).

## ПЛАЗМОХИМИЧЕСКИЙ СИНТЕЗ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ТОНКИХ ПЛЕНОК $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> – GaN

Л.А. Мочалов, М.А. Кудряшов, М.А. Вшивцев, И.О. Прохоров\*, А.В. Князев, Е.А. Слаповская

Национальный исследовательский Нижегородский государственный  
университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

\*e-mail: [igorprokhorov1998@yandex.ru](mailto:igorprokhorov1998@yandex.ru)

Оксид галлия обладает превосходной структурной стабильностью при очень высоких температурах, имеет огромный потенциал для реализации газовых сенсоров, работающих в экстремальных условиях [1]. Потребность оптимизации электропроводящих, оптических и газочувствительных свойств  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> требует развития новых методов получения этого материала с возможностью точного задания концентрации допирующего элемента. Для  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> одной из легирующих примесей может являться азот, который способен замещать кислородные вакансии в исходном оксиде галлия [2]. Целью данной работы является прямой одностадийный плазмохимический синтез наноструктурированных тонких пленок  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, легированных азотом.

Пары высокочистого галлия 6N в элементарном виде доставлялись потоком газаносителя (высокочистый водород (99.999 об.%) в крестообразное устройство смешения из высокочистого кварца. Газообразный высокочистый N<sub>2</sub> (99.999 об.%) в смеси с кислородом (99.999 об.%), подавался непосредственно в плазмообразующую смесь. Инициирование реакции взаимодействия элементов происходило в плазменном разряде, твердые продукты реакции осаждались на нагреваемую до 350 °С подложку, выполненную из высокочистого ориентированного полированного сапфира.

Полученные СЭМ-изображения приведены на рис. 1. Поверхность образца с минимальным содержанием GaN 2 % (рис. 1а) образована мелкими кристаллами с размерами от нескольких сотен нанометров до 1 микрона и сферическими частицами с размерами в несколько микрон. Увеличение содержания нитрида галлия до 5 % (рис. 1б) приводит к структуре, которая сформирована главным образом из поликристаллических «чешуек» со средним размером 1 – 3 микрона. Дальнейшее увеличение содержания нитрида галлия до 7 % (рис. 1в) приводит к образованию нитевидных нанокристаллических структур толщиной несколько десятков нанометров в окружении поликристаллических фрагментов с размерами от одного до нескольких микрон.

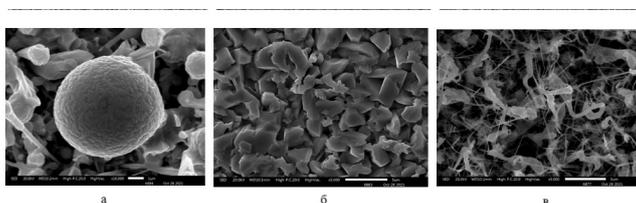


Рис. 1. СЭМ-изображения образцов оксида галлия, легированных нитридом галлия. а — 2 %, б — 5 %, в — 7 %.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-13-00053 «Разработка научных основ технологии получения хеморезистивных материалов для электронного носа на основе сложных наноструктурированных оксидных матриц».

1. M. Fleischer *et al.*, Sens Actuators B Chem. **4**, 437 (1991).
2. L.L Liu *et al.*, Appl. Phys. A **98**, 831 (2010).

## УПРАВЛЯЕМАЯ МОДИФИКАЦИЯ ГИДРИРОВАНИЕМ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ СВЕРХРЕШЁТОК Fe/Gd

И.А. Лихачёв<sup>1</sup>, А.А. Рыжова<sup>2\*</sup>, Ю.А. Саламатов<sup>2</sup>, А.Л. Васильев<sup>1</sup><sup>1</sup>Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [a.a.ryzhova@imp.uran.ru](mailto:a.a.ryzhova@imp.uran.ru)

Одним из перспективных направлений современной наноспинтроники является изготовление магнитных наноструктур, чьё магнитное состояние можно изменять контролируемым и обратимым насыщением наноструктур водородом.

В данной работе исследовалось влияние гидрирования на структурные свойства магнитных сверхрешеток вида Nb(10 нм)/[Fe(3,5 нм)/Gd(*l* нм)]<sub>20</sub>/Ni (10 нм), где *l* = 1, 2, 5, 10.

Образцы сверхрешеток помещались в атмосферу водорода при давлении 720 торр при температурах в диапазоне от 300 К до 400 К на 5 часов и исследовались методами рентгеновской рефлектометрии и рентгеновской дифрактометрии, а также методом просвечивающей электронной микроскопии (исследованию подвергались образцы как до гидрирования, так и после).

В результате экспериментов было установлено, что:

1) водород проникает в данные образцы на всю глубину и взаимодействует не только с атомами Gd, но и с атомами буферного слоя Nb. При этом происходит распухание гидрированных слоёв;

2) толщина слоя выращиваемых структур оказывает важное влияние на формирование фаз гидридов гадолиния в слое, кристаллические фазы GdH<sub>2</sub> формируются в слоях с толщиной 2 нм и более, а кристаллические фазы GdH<sub>3</sub> в слоях от 5 нм. В слоях с толщиной слоя, содержащего гадолиний, равной 1 нм, кристаллические фазы гидридов гадолиния не формируются;

3) слои гидридов гадолиния поликристаллические и проявляют текстуру преимущественную ориентацию с направлением оси [0001] GdH<sub>3</sub> и осей [111] GdH<sub>2</sub> и [002] GdH<sub>2</sub> перпендикулярно поверхности подложки. В слоях, содержащих гадолиний, гидриды гадолиния образуются равномерно внутри слоя в латеральных направлениях, представляя собой крупные кристаллиты, в направлении нормали к поверхности имеющие размеры от трети до полной толщины слоя.

Работы проводились в рамках госзадания Минобрнауки России (тема «Спин», № 122021000036-3), при финансовой поддержке ИФМ УрО РАН (молодёжный проект ИФМ УрО РАН м 17-22), Российской Федерации в лице Министерства науки и высшего образования, соглашение № 075-10-2021-115 от 13 октября 2021 г. (внутренний номер 15.СИН.21.0021) и соглашение № 075-15-2021-1350 от 5 октября 2021 г. (внутренний номер 15.СИН.21.0004).

## КОМПЛЕКСНАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ НАНОКОМПОЗИТОВ, СОДЕРЖАЩИХ ЧАСТИЦЫ ЖЕЛЕЗА, В ДИАПАЗОНЕ МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

М.О. Рябухин\*, Е.А. Кузнецов, Д.В. Перов, А.Б. Ринкевич

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [mor74647@gmail.com](mailto:mor74647@gmail.com)

Одним из перспективных направлений современной наноспинтроники является изготовление магнитных наноструктур, чье магнитное состояние можно изменять контролируемым и обратимым насыщением наноструктур водородом. Цель работы – измерение комплексной диэлектрической проницаемости нанокomпозитов, содержащих сферические наночастицы переходных металлов, в диапазоне миллиметровых волн.

Образцами для исследования являлись нанокomпозиты на основе ферромагнитной компоненты и углеродных нанотрубок (УНТ) в эпоксидной матрице. В работе исследовалось несколько серий образцов с разным содержанием частиц Fe и с эпоксидной матрицей разной твердости: Серия мягкой эпоксидной смолы (soft epoxy). SFeSE с добавлением 15 %, 20 %, 25 %, 30 % частиц Fe и образец с 15 % Fe +2 % CNT (УНТ); серия твердой эпоксидной смолы (hard epoxy). SFeHE с добавлением 10 %, 15 %, 20 %, 25 %, 30 % Fe и образец с 15 % Fe +2 % CNT. Так же было сделано еще 2 измерения с образцами из очень твердой эпоксидной смолы SFeVHE с добавлением 10 % и 15 % Fe. Измерения проводились в интервале частот 27 – 38 ГГц, соответственно, использовался волновод размером  $7.2 \times 3.4$  мм, необходимый для такой частоты.

После проведения измерений и их обработки было выполнено сравнение полученных данных между различными образцами. На рис. 1 представлены результаты выполненных сравнений для действительной (рис. 1(a)) и мнимой (рис. 1(b)) частей комплексной диэлектрической проницаемости для образцов с 15 % содержанием частиц железа.

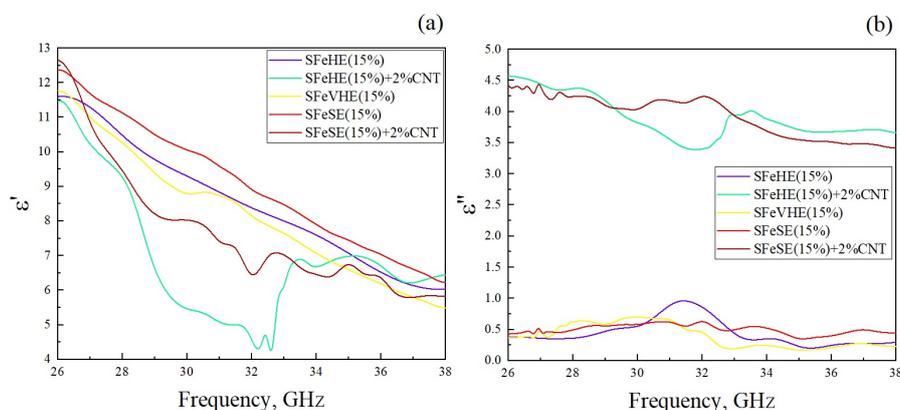


Рис. 1. Зависимость мнимой (a) и действительной (b) частей диэлектрической проницаемости от частоты для образцов с содержанием 15 % Fe

Действительная часть диэлектрической проницаемости с ростом частоты в целом, уменьшается, что согласуется с типовой частотной зависимостью диэлектрической проницаемости. Мнимая часть увеличивается при увеличении процентного содержания ферромагнитной составляющей, а также значительно увеличивается при добавлении УНТ.

1. A. B. Rinkevich *et al.*, *Materials* **14**, 15 (2021).
2. A. B. Rinkevich *et al.*, *Materials* **15**, 14 (2022).

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ НАМАГНИЧЕННОСТИ НИКЕЛЕВОЙ НАНОПЛЁНКИ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОЛОСАТОЙ СТРУКТУРОЙ В ПЕРЕМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Е.А. Степучев\*, А.В. Голов, М.П. Ласёк, Л.Н. Котов

Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина, Сыктывкар, Россия

\*e-mail: [evgeny.stepuchev@yandex.ru](mailto:evgeny.stepuchev@yandex.ru)

Существует необходимость в создании магнитных систем, в которых намагниченность можно было переключать с помощью сверхкоротких импульсов [1]. Поэтому целью работы являлось получение диаграмм перемагничивания никелевой наноплёнки с периодической полосатой структурой в постоянном магнитном поле после воздействия на неё магнитного импульса.

Квадратная плёнка со длиной 320 нм и толщиной 20 нм, расположенная в плоскости  $xu$ , представлена в виде десятинанометрового слоя никеля на котором располагаются параллельные полосы никеля вдоль оси  $y$  с длиной 32 нм, шириной 20 нм и толщиной 10 нм. Полосы на краях плёнки имеют ширину по 10 нм. Расстояние между полосами 20 нм. Начальная намагниченность плёнки направлена против оси  $y$  в плоскости плёнки. Плёнка помещена в постоянное магнитное поле  $B_x$ , направленное в плоскости плёнки вдоль оси  $x$ . На плёнку воздействует магнитный импульс длительностью  $200 \leq \tau \leq 400$  пс, направленный противоположно начальной намагниченности, форма которого описывается функцией  $B_y = B_{0y} \text{sinc}(z)/z$ , где  $B_{0y}$  — амплитуда импульса,  $z = 2\pi(t - t_0)/\tau$ ,  $t_0$  — временной сдвиг.

Моделирование представленной задачи производилось на языке программирования Python с применением пакета микромагнитного моделирования Ubergmag [2]. В результате моделирования были получены диаграммы перемагничивания плёнки от величины постоянного магнитного поля и амплитуды магнитного импульса для импульсов длительностью 200 пс, 300 пс и 400 пс (рис. 1). Так же, были получены зависимости компонент векторов намагниченности плёнки от времени.

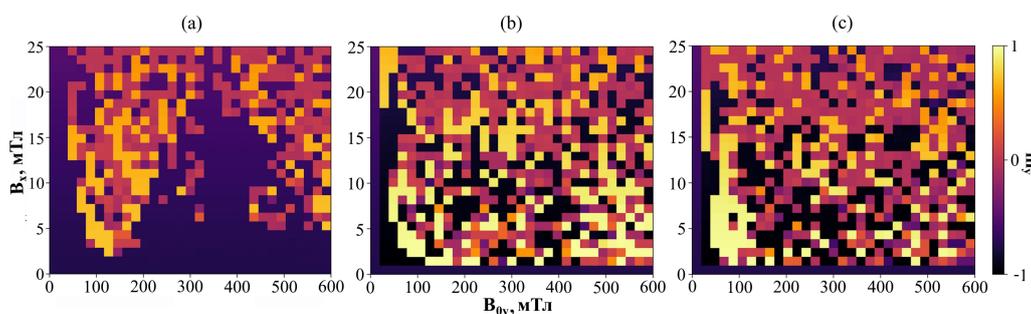


Рис. 1. Диаграммы перемагничивания плёнки, где длительность импульса: (a) — 200 пс, (b) — 300 пс, (c) — 400 пс.

Увеличение длительности импульса или амплитуды постоянного магнитного поля приводит к тому, что перемагничивание наступает для большего числа рассмотренных случаев. При длительности импульса 200 пс в интервале амплитуд импульса 250 мТл до 400 мТл перемагничивание происходит реже чем для других интервалов амплитуд импульса.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 21-72-20048).

1. V. S. Vlasov *et al.*, Phys. Rev. B **101**, 024425 (2020).
2. M. Beg *et al.*, IEEE Trans. Magn. **58**, 7300205 (2022).

СИНТЕЗ ФОТОКАТАЛИЗАТОРОВ НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ  $\text{TiO}_2/g\text{-C}_3\text{N}_4$ , АКТИВНЫХ ПОД ВИДИМЫМ СВЕТОМА.А. Сушникова<sup>1\*</sup>, А.А. Валеева<sup>2</sup>, А.А. Ремпель<sup>2</sup><sup>1</sup>Институт металлургии УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Институт химии твердого тела УрО РАН, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [Sushnikova.ann@gmail.com](mailto:Sushnikova.ann@gmail.com)

Наноструктурированный диоксид титана  $\text{TiO}_2$  является нетоксичным, экологически безопасным фотокатализатором, активным в ультрафиолетовом (УФ)-диапазоне. Однако в солнечном свете всего 3–5 % УФ-излучения, что делает диоксид титана малоэффективным при видимом свете. Известно, что диоксид титана является широкозонным полупроводником, ширина запрещенной зоны диоксида титана в зависимости от модификации (брукит, рутил, анатаз) составляет от 3.0 до 3.3 эВ. Одним из способов смещения спектрального отклика  $\text{TiO}_2$  в видимую область является создание гетероструктуры II типа с полупроводниками, ширина запрещенной зоны которых меньше, чем у  $\text{TiO}_2$ . Прекрасным кандидатом является нетоксичное соединение  $g\text{-C}_3\text{N}_4$  с шириной запрещенной зоны 2.7 эВ. В гетероструктуре  $\text{TiO}_2/g\text{-C}_3\text{N}_4$  наблюдается физическое разделение зарядов, что приводит к замедлению рекомбинации электронно-дырочных пар, повышая фотокаталитическую активность в видимом диапазоне света [1]. Целью работы является создание наноразмерных гетероструктур  $\text{TiO}_2/g\text{-C}_3\text{N}_4$  с развитой поверхностью, активных в видимом диапазоне света.

Для данной работы был использован  $g\text{-C}_3\text{N}_4$ , полученный из меламин и мочевины в соотношении 1:3. Смесь порошков была отожжена в печи на воздухе при температуре 550 °С в течение 2-х часов. Для синтеза диоксида титана были использованы тетробоутоксид титана, этиловый спирт и вода в объемном соотношении 1:1:4 (образец  $\text{TiO}_2\text{-0}$ ) [2]. Для получения гетероструктур был добавлен  $g\text{-C}_3\text{N}_4$  (образцы  $\text{TiO}_2\text{-1}$  и  $\text{TiO}_2\text{-5}$ ) в тетробоутоксид титана в количестве 1 и 5 масс.%, смесь гомогенизировалась в течении 5 мин в ультразвуковой ванне, затем по каплям был добавлен этиловый спирт. Через 10 минут, так же по каплям, была добавлена вода. Полученная смесь выдерживалась в ультразвуковой ванне еще 1 час. Сушка порошка проходила в сушильном шкафу при температуре 80 °С. Все порошки отжигались в муфельной печи при 350 °С в течение двух часов.

Согласно рентгенофазовому анализу, полученные порошки состоят из диоксида титана в виде анатаза ( $80 \pm 5\%$ ) и брукита ( $20 \pm 5\%$ ), с ОКР около 10 и 5 нм соответственно. В образцах  $\text{TiO}_2\text{-1}$  и  $\text{TiO}_2\text{-5}$  обнаружены рефлексы при 13 и 27 °, что соответствует  $g\text{-C}_3\text{N}_4$ . Согласно данным диффузного рассеяния света, ширина запрещенной зоны  $\text{TiO}_2\text{-0}$ , оцененная с применением функций Тауца и Кубелки-Мунка, составляет около 3.2 эВ, для образцов  $\text{TiO}_2\text{-1}$  и  $\text{TiO}_2\text{-5}$  наблюдается заметное увеличение поглощения в видимом диапазоне, причем для образца  $\text{TiO}_2\text{-5}$  данный эффект более выражен. Значение удельной площади поверхности для всех образцов  $\text{TiO}_2\text{-0}$ ,  $\text{TiO}_2\text{-1}$ ,  $\text{TiO}_2\text{-5}$  составляет в пределах  $153 \pm 3 \text{ м}^2/\text{г}$ .

Таким образом, в данной работе получены наноразмерные гетероструктуры  $\text{TiO}_2/g\text{-C}_3\text{N}_4$  с улучшенными оптическими свойствами и развитой поверхностью.

Работа выполнена при поддержке РНФ 21-73-20039 с использованием оборудования ЦКП ИК СО РАН.

1. K. Qi *et al.*, Chin. J. Catal. **38**, 1936 (2017).

2. I. V. Dorosheva *et al.*, AIP Conf. Proc. **2174**, 020019 (2019).

ВЛИЯНИЕ ГЛИЦИНА НА МОРФОЛОГИЮ И ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ  $\text{CaMnO}_3$ , СИНТЕЗИРОВАННОГО МЕТОДОМ ГОРЕНИЯ АЭРОЗОЛЕЙ

Е.В. Чернышова\*, С.И. Росляков, Ж.С. Ермакова, Е.В. Аргунов, Д.О. Московских, В.В. Ховайло

Университет науки и технологий МИСиС, Москва, Россия

\*e-mail: m152292@edu.misis.ru

Системы термоэлектрических генераторов частично решают проблему бросового тепла путем преобразования тепловой энергии в электрическую, независимо от размера источника и без использования турбин, выброса  $\text{CO}_2$  или радиоактивных веществ. Термоэлектрические материалы (ТЭМ), используемые для генераторов, должны не только обладать высокой эффективностью преобразования, выражающейся формулой (1), но и состоять из нетоксичных и широкодоступных элементов, а также обладать химической стабильностью при высоких температурах на воздухе.

$$zT = S^2 \cdot T / (k \cdot \rho), \quad (1)$$

где  $S$  — коэффициент термоЭДС,  $\rho$  — удельное электросопротивление,  $k$  — коэффициент теплопроводности ТЭМ,  $T$  — абсолютная температура.

$\text{CaMnO}_3$  (СМО) — многообещающий с точки зрения применения в генераторах материал  $n$ -типа проводимости, характеризующийся высокими абсолютными значениями коэффициента Зеебека и стабильностью в широком диапазоне температур. Методы синтеза СМО включают как минимум две стадии: получение прекурсора и его продолжительное прокаливание до образования конечного сложного оксида. В данной работе  $\text{CaMnO}_3$  был получен быстрым и масштабируемым методом горения реакционных аэрозолей (ГА) с добавлением глицина, сочетающим в себе концепции спрей-пиролиза и горения раствора. Поверхность сфер порошка состоит из нанокристаллитов, образующих пористый каркас с небольшим количеством разрушенных сфер вследствие обильного газовыделения. Консолидация порошка проводилась методом холодного прессования с последующим спеканием на воздухе без приложения нагрузки. Показано, что теплопроводность полученных образцов снижена относительно литературных данных [1, 2]. Преобладающий механизм рассеяния на межзеренных границах, в том числе на поверхности раздела фаз зерно-пора, что является следствием особой микроструктуры спекаемых частиц. Однако относительная плотность полученных образцов остается высокой. С помощью комбинации низкой теплопроводности и высоких абсолютных значений коэффициента Зеебека достигнуто  $zT = 0.12$ , что является конкурентноспособным значением среди оксидных ТЭМ, однако время на синтез было значительно сокращено в сравнении с традиционными методами получения.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 22-79-10278.

1. S. P. Singh *et al.*, J. Eur. Ceram. **40**, 1344 (2020).
2. R. Löhnert *et al.*, J. Solid State Chem. **315**, 123437 (2022).



# СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И ФИЗИКА НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР



ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ НА ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ МОДЕЛИ  
«ПОЛУЖЕСТКИХ» БОЗОНОВ

В.А. Улитко\*, В.В. Конев

Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: vasilij.ulitko@urfu.ru

Низкоразмерные модели решеточных бозонов с конкурирующими взаимодействиями активно изучаются последние несколько десятилетий [1,2]. Интерес к таким системам связан с экспериментальным обнаружением таких бозонных фаз, как сверхтекучесть, бозе-эйнштейновская конденсация, моттовский изолятор, оптическая решетка с ультрахолодными атомами. В настоящей работе рассматривается модель заряженных «полужестких» бозонов [3] на квадратной решетке с возможным числом заполнения на узле  $n = 0, 1, 2$ . На языке псевдоспинового описания гамильтониан системы может быть записан в виде [4]:  $\hat{H} = \Delta \sum_i \hat{S}_{iz}^2 + V \sum_{\langle ij \rangle} \hat{S}_{iz} \hat{S}_{jz} - t \sum_{\langle ij \rangle} (\hat{S}_{i+}^2 \hat{S}_{j-}^2 + \hat{S}_{i-}^2 \hat{S}_{j+}^2) - \mu \sum_i \hat{S}_{iz}$ .

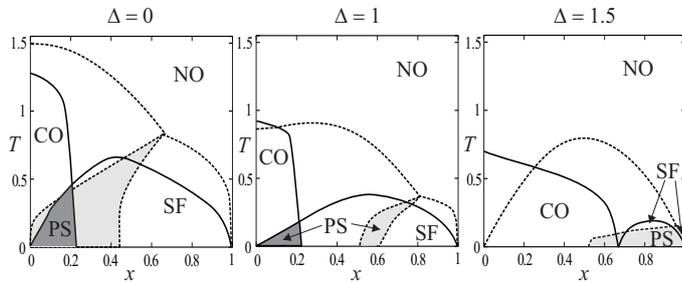


Рис. 1. Температурные фазовые диаграммы модели для  $V/t = 0.75$ . CO (SF) обозначает зарядово упорядоченную (сверхтекучую) фазу, а PS соответствует фазовому расслоению. Сплошная и пунктирная линии соответствуют критическим температурам, полученным методами SGF и MFA.

Сравнение с результатами метода среднего поля (MFA) показало, что локальные корреляции заряда приводят к возрастанию роли квантовых флуктуаций при формировании фазовых состояний. В частности, при  $\Delta/t > 0$  область SF оказывается существенно большей, чем было предсказано MFA.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Программы развития Уральского федерального университета имени первого Президента России Б.Н. Ельцина в соответствии с программой стратегического академического лидерства «Приоритет-2030»

1. J. R. Heng, W. Guo, A. W. Sandvik, and P. Sengupta, Phys. Rev. B **100**, 10443 (2019).
2. O. Dutta, M. Gajda, P. Hauke, M. Lewenstein, D. -S. Luhmann, B. A. Malomed, T. Sowinski, and J. Zakrzewski, Rep. Prog. Phys. **78**, 066001 (2015).
3. V. V. Konev, Yu. D. Panov, Physics of the Solid State, **63**, 1426 (2021).
4. V. G. Rousseau, Phys. Rev. E **78**, 056707 (2008).

Здесь  $z$ -компонента оператора псевдоспина  $\hat{S}_{iz}$  связана с числом бозонов на узле соотношением  $\hat{n}_i = \hat{S}_{iz} + 1$ , а  $\mu$  - химический потенциал системы бозонов. Первое и второе слагаемые описывают локальные и межузельные зарядовые корреляции, соответственно. Третье слагаемое отвечает за переносы пар бозонов между соседними узлами. С помощью численного моделирования квантовым методом Монте-Карло Stochastic Green Function (SGF)[4] нами были уточнены полученные ранее [3] температурные фазовые диаграммы модели и исследовано влияние локальных корреляций заряда (рис. 1).



# ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ



## ВЫРАЩИВАНИЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ БОРАТА БАРИЯ $BaV_2O_4$ И ЕГО ВЫСОКОБАРИЧЕСКИЕ МОДИФИКАЦИИ

Т.Б. Беккер<sup>1,2\*</sup>, Н. Сагатов<sup>1,2</sup>, К.Г. Донских<sup>1</sup>, Н.С. Похмелькин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>Институт геологии и минералогии СО РАН, Новосибирск, Россия

\*e-mail: [t.b.bekker@gmail.com](mailto:t.b.bekker@gmail.com)

Сочетание свойств низкотемпературной модификации бората бария  $\beta - BaV_2O_4 (BVO)$  — широкий диапазон прозрачности (от 185 до 2500 нм); высокое значение коэффициента нелинейной восприимчивости ( $d_{22}$  (1064 нм) = 2.20 пм/В); большое двупреломление ( $\Delta n = 0.113$ , 1064 нм), низкая дисперсия в диапазоне от 204 до 1500 нм; хорошие физические, химические и механические свойства — делают кристалл  $BVO$  одним из наиболее востребованных нелинейно-оптических кристаллов, оптимальным для генерации четвертой и пятой гармоник лазеров на неодиме (с длинами волн 266 и 213 нм, соответственно). Другим важнейшим применением являются электрооптические ячейки Покельса [1,2].

Вследствие  $\alpha - \beta$  фазового перехода при температуре 925 °С основным методом выращивания кристаллов  $\beta - BaV_2O_4$  является кристаллизация из высокотемпературных растворов. Ключевым моментом, определяющим реальную структуру и оптическое качество кристаллов, является выбор оптимального по своим свойствам растворителя. В докладе будут кратко рассмотрены результаты выращивания кристаллов с использованием различных растворителей четверной взаимной системы Na, Ba, V // O, F [3].

На многопуансонном гидравлическом прессе «Discoverer-1500»  $DIE$ -типа при давлении 3 ГПа и температуре 900 °С получены монокристаллические образцы новой полиморфной  $\gamma - BaV_2O_4$  модификации [4]. Уникальной особенностью структуры  $\gamma - BaV_2O_4$   $P_{21/n}$  (CCDC № 2106970) является присутствие ленты из реберносвязанных тетраэдров  $[B_2O_6]$ , впервые описанных в 2002 году [5]. Экспериментальными и численными методами изучены спектры КР света, что позволило интерпретировать наблюдаемые колебания. Установлено, что наиболее интенсивная полоса на частоте  $853 \text{ см}^{-1}$  соответствует симметричным деформационным колебаниям кольца  $V^4 - O - V^4 - O$  реберносвязанных тетраэдров. Кристаллы четвертой  $\delta - BaV_2O_4$  модификации, с предполагаемой симметрией  $P\bar{3}a$ , к настоящему моменту получены только как продукт разложения метабората бария-натрия  $Ba_2Na_3(B_3O_6)_2F$  при давлении 6 ГПа и температуре 900 °С, двумя другими продуктами разложения  $Ba_2Na_3(B_3O_6)_2F$  являются NaF и  $NaVO_2$ . Экспериментально получены КР спектры  $\delta - BaV_2O_4$  [6]. Для четырех полиморфных модификаций  $\alpha \rightarrow \beta \rightarrow \gamma \rightarrow \delta$   $BaV_2O_4$  рассчитана электронная структура и ширина запрещенной зоны, которая составляет  $6.315 \rightarrow 6.468 \rightarrow 7.045 \rightarrow 7.340$  эВ, соответственно.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-19-00097, <https://www.rscf.ru/project/21-19-00097/>.

1. S. J Rehse, S. A. Lee, *Opt. Commun.* **213**(4-6), 347 (2002).
2. M. Mutailipu *et al.*, *Chem. Rev.* **121**(3), 1130 (2021).
3. T. B. Bekker *et al.*, *J. Cryst. Growth* **599**, 126895 (2022).
4. T. B. Bekker *et al.*, *Inorg. Chem.* **61**(4), 2340 (2022).
5. H. Huppertz, B. Eltz, *J. Am. Chem. Soc.* **124**(32), 9376 (2002).
6. N. E. Sagatov *et al.*, *Int. J. Miner. Metall. Mater.* **30**(9), 1846 (2023).

## НАБЛЮДЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ МОНОКРИСТАЛЛА MnAs С ПОМОЩЬЮ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

А.Н. Бойко<sup>1,2\*</sup>, К.Д. Кадырина<sup>1,2</sup>, Ю.В. Корх<sup>1</sup>, В.В. Говорина<sup>2</sup>, А.В. Дружинин<sup>1,2</sup>,  
Д.С. Незнахин<sup>2</sup>, Т.В. Кузнецова<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [boiko.boiko2003@mail.ru](mailto:boiko.boiko2003@mail.ru)

Явление изменения температуры магнитного вещества при адиабатном изменении величины внешнего магнитного поля называется магнитокалорическим эффектом (МКЭ). Причиной этого эффекта является изменение магнитного состояния вещества и его внутренней энергии. МКЭ в парамагнетиках уже нашел широкое применение, в то время как исследование МКЭ и его применение в ферромагнетиках требует дальнейшего развития [1]. МКЭ наиболее выражен в соединениях, претерпевающих магнитный фазовый переход первого рода, в частности переход ферромагнетик — парамагнетик [2]. Согласно литературным данным [3] в монокристалле MnAs в области 310 – 320 К в точке Кюри происходит фазовый переход. Причем эта температура различна при нагреве и охлаждении образца.

Исследование сплавов и кристаллов методом рамановской спектроскопии является современным методом, которым удается получать актуальные сведения о молекулярной структуре вещества. С его помощью можно наблюдать изменение структуры вещества в области температур фазового перехода через изменения рамановских спектров. Спектроскопия комбинационного рассеяния света с возможностью изменения температуры исследуемого образца позволяет изучать структурные изменения вблизи температур магнитных фазовых переходов первого рода.

В данной работе изучались спектры комбинационного рассеяния монокристалла MnAs и их изменения вблизи температуры магнитного фазового перехода 317 К. Впервые получены рамановские спектры MnAs при комнатной температуре, а также при повышении температуры с шагом 2 К в диапазоне 300 – 330 К. Сравнительный анализ полученных спектров КРС выявил сдвиг положений пиков и существенное изменение интенсивности пиков в интервале частот 634 – 645 см<sup>-1</sup>, относящихся к колебаниям атомов марганца, в области температуры фазового перехода.

Работа выполнена в рамках государственных заданий МИНОБРНАУКИ России (темы «Спин» Г.р. № 122021000036–3, «Магнит» Г.р. № 122021000034–9).

1. Е. В. Бабкин, Сибирский аэрокосмический журнал, **1**, 31 (2007).
2. С.В. Вонсовский, Магнетизм. — М.: Наука (1971).
3. V. I. Mitsiuka, G. A. Govora, and M. Budzynski, Single Crystals, Inorganic Mat. **49**, 1 (2013).

## КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АНОМАЛЬНОГО ЭФФЕКТА ИЗОТЕРМИЧЕСКОГО ЗАТУХАНИЯ ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

М.Ф. Герасимов\*, С.В. Никифоров

Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [gerasimow2001@mail.ru](mailto:gerasimow2001@mail.ru)

Изотермическое затухание термолюминесценции (ТЛ) является одним из методов термоактивационной спектроскопии [1] ловушек в дозиметрических люминофорах и может служить источником дозиметрической информации [2]. Согласно классическим представлениям, скорость изотермического затухания определяется больцмановским множителем и возрастает с увеличением температуры. Ранее в ультрадисперсных керамиках  $Al_2O_3 - BeO$  нами был обнаружен аномальный эффект, заключающийся в уменьшении скорости затухания ТЛ с ростом температуры. Путём компьютерного моделирования показано, что указанное поведение может быть вызвано одновременным опустошением в определенном температурном диапазоне нескольких ловушек с различными энергиями активации, в частности, характеризующихся непрерывным энергетическим распределением [3]. В этой связи для разработки универсального механизма указанного эффекта представляет интерес его теоретическое изучение в рамках различных модельных представлений.

Целью данной работы является расчет кривых изотермического затухания ТЛ в рамках различных кинетических моделей и установление закономерностей влияния параметров этих моделей на степень проявления аномального эффекта.

Кривые изотермического затухания ТЛ рассчитывались путем решения систем дифференциальных кинетических уравнений в программе РТС Mathcad Prime 6.0. В расчетах учитывалась только стадия термостимуляции, разделённая на два этапа (предварительный линейный нагрев и изотермическая выдержка). Степень проявления аномального эффекта изотермического затухания ТЛ оценивалась с помощью специального коэффициента, который учитывал диапазон температур изотермической выдержки и времён затухания, в которых наблюдался указанный эффект.

Результаты расчета показали, что описанный выше аномальный эффект изотермического затухания ТЛ наблюдается на спадающем участке ТЛ пика даже в простейшей двухуровневой модели, описывающей кинетику первого порядка. Установлено, что причиной аномального эффекта в этом случае является нарушение условий квазиравновесного приближения за счет накопления электронов в зоне проводимости при малом коэффициенте рекомбинации. Обнаружено также, что рост коэффициента повторного захвата электронов в ловушки приводит к увеличению степени проявления аномального эффекта, а также к его появлению в температурном диапазоне в пределах возрастающей части ТЛ пика. В работе обсуждаются также закономерности влияния вида и параметров энергетического распределения ловушек на особенности аномального изотермического затухания ТЛ.

1. M.L. Chithambo, J. Lumin. **151**, 235 (2014).
2. M. Jain, G.A.T. Duller, A.G. Wintle, Radiat. Meas. **42**, 1285 (2007).
3. S.V. Nikiforov, M.F. Gerasimov *et al.*, Radiat. Meas. **153**, 106752 (2022).

ПРИМЕНЕНИЕ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА  
 ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ  
 $\text{LuNi}_2\text{Mn}_x$  ( $x = 0, 1.5, 3$ )

К.Д. Кадырина<sup>1,2\*</sup>, А.Н. Бойко<sup>1,2</sup>, А.М. Барташевич<sup>1</sup>, Ю.В. Корх<sup>1</sup>, Е.Г. Герасимов<sup>1,2</sup>,  
 Н.В. Мушников<sup>1,2</sup>, Т.В. Кузнецова<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [kadyrinaksenia@gmail.com](mailto:kadyrinaksenia@gmail.com)

Интерметаллические соединения типа  $RT_2$ , где  $R$  — редкоземельный элемент,  $T$  —  $3d$ -переходный металл, характеризующиеся кубической структурой типа  $\text{MgCu}_2$  (фаза Лавеса  $C15$ ), обладают уникальными магнитными свойствами, такими как гигантская магнито-стрикция и сильный магнитокалорический эффект. Отклонение от стехиометрии обычно приводит к возникновению двухфазного состояния, а в некоторых случаях — и к изменению типа структуры. Введение марганца в двойные соединения приводит к усилению обменных взаимодействий и значительно повышает температуру магнитного упорядочения [1]. Ранее в работе [2] было показано, что в тройных сплавах  $R\text{Ni}_2\text{Mn}$  с  $R = \text{Tb}, \text{Dy}, \text{Ho}, \text{Er}$  атомы  $\text{Mn}$  частично занимают как редкоземельные позиции, так и позиции  $\text{Ni}$ , что ранее никогда не наблюдалось для редкоземельных фаз Лавеса.

Спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС) или рамановская спектроскопия — один из эффективных методов изучения состава и строения веществ, которая может дать дополнительную информацию о низкочастотных колебаниях, указывающих на особенности кристаллической решетки и атомной структуры. В данной работе выполнено исследование рамановских спектров в сплавах  $\text{LuNi}_2\text{Mn}_x$  ( $x = 0, 1.5, 3$ ) с целью выявления структурных изменений в зависимости от концентрации  $\text{Mn}$ . Сравнение полученных спектров КРС приведено на рис. 1

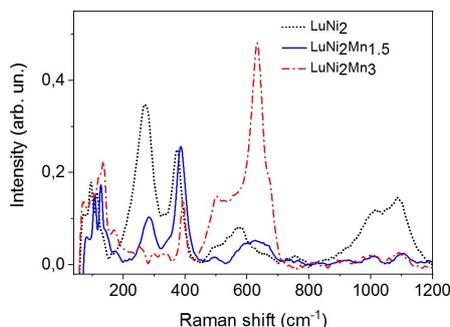


Рис. 1. Спектры КРС соединений  $\text{LuNi}_2$ ,  $\text{LuNi}_2\text{Mn}_{1.5}$  и  $\text{LuNi}_2\text{Mn}_3$

Обнаружено, что в соединениях  $\text{LuNi}_2\text{Mn}_{1.5}$  и  $\text{LuNi}_2\text{Mn}_3$  интенсивность пиков КРС на частоте  $\sim 630 \text{ cm}^{-1}$ , относящейся к  $\text{Mn}$ , увеличивается при росте концентрации марганца. Также выявлены постепенное смещение пиков при увеличении количества  $\text{Mn}$  и расщепление пика на частоте  $\sim 130 \text{ cm}^{-1}$ , относящегося к колебаниям редкоземельного металла, что может указывать на наличие магнитного перехода в соединении  $\text{LuNi}_2\text{Mn}_3$ .

Работа выполнена в рамках государственных заданий МИНОБРНАУКИ России (темы «Спин» Г.р. № 122021000036-3, «Магнит» Г.р. № 122021000034-9).

1. J. K. A. Gschneidner, V. K. Pecharsky, A. O. Tsokol, Rep. Progr. Phys. **68**, 1479 (2005).

2. J. L. Wang et al, Phys. Rev. **B73**, 094436 (2006).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С ОДНОМОДОВЫМ РЕЗОНАТОРОМ АНСАМБЛЯ  
ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ КОНТАКТОВ, СОДЕРЖАЩИХ МАЙОРАНОВСКИЕ ФЕРМИОНЫ

А.И. Казак<sup>1\*</sup>, С.С. Сеидов<sup>2,1</sup>

<sup>1</sup>НИТУ МИСИС, Москва, Россия

<sup>2</sup>НИУ ВШЭ, Москва, Россия

\*e-mail: [archiem328@gmail.com](mailto:archiem328@gmail.com)

В работе теоретически рассмотрен ансамбль джозефсоновских контактов, содержащих майорановские фермионы (МФ), связанные с одномодовым резонатором. МФ описываются антикоммутирующими эрмитовыми операторами:  $\gamma_i = \gamma_i^\dagger$ ,  $\{\gamma_i \gamma_j\} = 2\delta_{ij}$ , следовательно  $\gamma_i^2 = 1$ . Также между берегами джозефсоновского контакта может туннелировать куперовская пара [1].

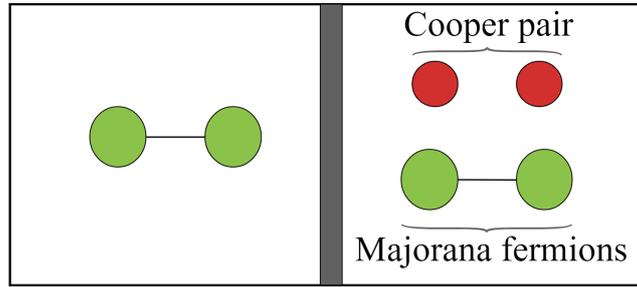


Рис. 1. Джозефсоновский контакт содержащий майорановские фермионы

Четыре МФ образуют кубит, в базисе его состояний [1] гамильтониан  $i$ -го контакта, связанного с электромагнитным полем в резонаторе, имеет вид

$$H_i^{JJ} = \begin{pmatrix} E_C \left( n_i - \frac{1}{2} + n_g \right)^2 + E_J \cos(\phi_i - gq) & E_M e^{i\phi_i} \cos\left(\frac{\phi_i - gq}{2}\right) \\ E_M e^{i\phi_i} \cos\left(\frac{\phi_i - gq}{2}\right) & E_C \left( n_i + \frac{1}{2} + n_g \right)^2 + E_J \cos(\phi_i - gq) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где  $E_C$  — зарядовая энергия,  $E_J$  - джозефсоновская энергия,  $E_M$  - энергия пары майорановских фермионов,  $n_g$  - внешний заряд,  $q$  - координата фотонного осциллятора,  $g$  - константа связи,  $\phi_i$  — джозефсоновская фаза контакта,  $n_i$  — оператор разности числа частиц (куперовских пар и электронов) на берегах контакта. Гамильтониан каждого контакта разложен в базисе четырёх собственных состояний оператора  $n_i$  с наименьшей энергией:  $|n = 0, \pm 1\rangle, |1, -\frac{1}{2}\rangle, |-1, \frac{1}{2}\rangle$ , в результате чего получены гамильтоновы матрицы  $h_i$  размера  $4 \times 4$ . В итоге, общий гамильтониан системы принимает вид гамильтониана модели Дике, в котором вместо двухуровневых систем занимают четырёхуровневые:

$$H = \frac{\omega}{2}(p^2 + q^2) + \sum_i h_i. \quad (2)$$

Для данного гамильтониана исследованы свойства энергетического спектра, энергии и волновой функции основного состояния.

Работа выполнена при поддержке Программы стратегического академического лидерства "Приоритет-2030" в НИТУ МИСИС (Стратегический проект "Квантовый интернет грант K2-2022-025).  
1. B. van Heck, *et al.* Physical Review B **84** 180502 (2011).

ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ  
НА ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ  $\text{Cu}_2\text{SnS}_3$ А.Д. Лобанов<sup>1\*</sup>, Ю.В. Корх<sup>1</sup>, М.А. Сулимов<sup>1,2</sup>, Е.И. Патраков<sup>1</sup>, М.Н. Сарычев<sup>2</sup>, В.Ю. Иванов<sup>2</sup>,  
Т.В. Кузнецова<sup>1,2</sup><sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [lobaleks1999@mail.ru](mailto:lobaleks1999@mail.ru)

$\text{Cu}_2\text{SnS}_3$  (CTS) является перспективным материалом для изготовления экологически чистых и недорогих тонкопленочных солнечных элементов, поскольку его составные элементы широкодоступны в земной коре [1]. На сегодняшний день эффективность преобразования энергии (PCE) для солнечных элементов CTS достигает 5.24% [2], при легировании германием PCE достигает 6.7% [3].

Негативным фактором для солнечных элементов является ионизирующее излучение. Особенно это актуально в условиях космического пространства. В данной работе исследуется влияние облучения высокоэнергетическими электронами на спектры фотолюминесценции и распределение поверхностных потенциалов кристаллов CTS. Методом твердофазной реакции был изготовлен CTS порошок, затем с помощью метода искрово-плазменного спекания были синтезированы исследуемые кристаллические CTS образцы и легированы индием. Для облучения применялся линейный ускоритель на базе центра радиационной стерилизации ФТИ УрФУ. Энергия электронов 8 МэВ, плотность потока электронов  $3.33 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ , электронный флюенс  $10^{14} \text{ см}^{-2}$ , поглощённая доза 32 кГр.

В данной работе образцы CTS исследовались методами энергодисперсионного рентгеновского (EDX) микроанализа, сканирующей электронной микроскопии (SEM), фотолюминесцентной спектроскопии (PL), а также методом атомно-силовой микроскопии (AFM), включая метод зонда Кельвина. На поверхности образцов CTS были обнаружены частицы CuS от 80 нм до 1 мкм. Спектры PL измерялись в температурном диапазоне от 7 до 350 К. В измеренных PL спектрах CTS до облучения были обнаружены пики, соответствующие как нелегированному CTS, так и легированному индием CTS. Нелегированному CTS соответствуют пики, связанные с экситонами при 0.89, 0.9, 0.93 эВ, а также с донорно-акцепторной рекомбинацией при 0.86 эВ. После электронного облучения было обнаружено значительное уменьшение интенсивности пиков фотолюминесценции. Полностью отсутствуют пики, соответствующие нелегированному CTS. Это говорит об образовании центров безызлучательной рекомбинации. Методом зонда Кельвина измерены распределения поверхностных потенциалов в кристаллах CTS. До облучения в распределении поверхностных потенциалов присутствуют два основных пика при 49 мВ и при 92 мВ, соответствующие легированному индием CTS и нелегированному CTS. Поверхностные потенциалы нелегированного CTS обусловлены вакансиями меди, данные потенциалы исчезают после электронного облучения. Методом EDX микроанализа исследован элементный состав образцов. После электронного облучения CTS наблюдается значительное уменьшение количества серы в кристаллах CTS. Можно предположить об образовании большого количества вакансий серы, что, вероятно, способствует исчезновению пиков в PL спектрах и поверхностных потенциалов, связанных с нелегированным CTS. Однако, после электронного облучения вблизи частиц CuS были также обнаружены области с повышенным содержанием серы.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 23-72-00067).

1. V. R. M. Reddy, J. Ind. Eng. Chem. **76**, 39 (2019).
2. A. Kanai, Sol. Energy Mater Sol. Cells **231**, 111315 (2021).
3. M. Umehara, Appl. Phys. Express **9**, 072301 (2016).

ФОРМИРОВАНИЕ ВЫСОКОПРОЧНОГО СОСТОЯНИЯ В УПОРЯДОЧЕННОМ ПО ТИПУ  $L1_0$  СПЛАВЕ Cu – 56 ат.% Au

П.О. Подгорбунская<sup>1,2\*</sup>, А.Ю. Волков<sup>1</sup>, О.С. Новикова<sup>1</sup>, Е.Г. Волкова<sup>1</sup>, А.А. Гаврилова<sup>1,2</sup>,  
Д.А. Згибнев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [polina.podgorbunskaya@yandex.ru](mailto:polina.podgorbunskaya@yandex.ru)

Сплавы системы Cu – Au используются в различных областях техники. Для упрочнения этих сплавов применяют разнообразные методики: легирование, сильную пластическую деформацию, оба эти метода одновременно. Однако, решая основную задачу, эти методы вызывают побочные эффекты, основными из которых являются: снижение термической стабильности, значительное увеличение удельного электрического сопротивления, охрупчивание, ухудшение коррозионной стойкости и т.д. В данном исследовании для упрочнения упорядоченного сплава Cu – 56 ат.% Au была реализована идея формирования наследованного дислокационного каркаса. Целью работы является исследование эволюции микроструктуры и физико-механических свойств предварительно деформированного сплава Cu – 56 ат.% Au в процессе упорядочения по типу  $L1_0$ .

В работе исследовали сплав золото-медь, содержащий 56 ат.% золота (или 80 масс.% Au). Слиток сплава диаметром 5 мм гомогенизировали при температуре 750°C в течение 3 часов, закачивали путем охлаждения в воде и разрезали на две части. Из одной части слитка методом волочения были получены проволоочные образцы диаметром 0.25 мм для резистометрии и 1.5 мм для механических испытаний. Другая часть слитка была прокатана до получения пластин толщиной 0.3 мм (для аттестации фазового состава и измерения микротвердости) и фольг толщиной 80 мкм (для изучения микроструктуры). Исследование проводилось на образцах, отожжённых при температуре 250°C от 1 часа до 2 месяцев после предварительной деформации при комнатной температуре на 75 % и 90 %.

В работе впервые показана возможность получения в упорядоченном сплаве высокопрочного состояния за счет замедления рекристаллизации и образования в упорядоченной матрице дислокационного каркаса, наследованного от исходного сильно деформированного состояния [1]. Установлено, что отжиг при температуре 250°C предварительно деформированного сплава Cu – 56Au приводит к его упрочнению на 15 – 30 %. Высокопрочное состояние упорядоченного сплава Cu – 56Au обеспечивается сложной иерархической структурой, которая состоит из ламелей, внутри которых находятся  $c$ -домены, в которых образуются субзерна размером 100 – 150 нм с высокой плотностью дислокаций на границах. Так же было выявлено, что увеличение степени предварительной деформации сплава Cu – 56Au приводит к снижению скорости его рекристаллизации при температуре 250°C: после предварительной деформации на 75 % рекристаллизация в сплаве начинается через ~ 24 часа отжига. После предварительной деформации на 90 % резкое повышение пластичности вследствие рекристаллизации наблюдается после 72 часов отжига. Достигнутый в ходе исследования предел текучести упорядоченного сплава Cu – 56Au составляет около 1 ГПа при пластичности 5 – 7 %. Сплав в полученном структурном состоянии имеет низкое удельное электрическое сопротивление  $\rho \approx 9 * 10^{-8}$  Ом·м. Полученные результаты представляют интерес для практики.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант №21-13-00135).

1. A.Yu. Volkov *et al.*, Acta Materialia (submitted).

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРЦИАЛЬНЫХ ПЛОТНОСТЕЙ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ  
в  $\text{CuIn}(\text{S}, \text{Se})_2$  НА ОСНОВЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ ПО ДАННЫМ РЕНТГЕНОВСКОЙ  
ФОТОЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ XPS С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ  
СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Д.И. Радзивончик<sup>1\*</sup>, М.С. Малютин<sup>1,2</sup>, В.И. Гребенников<sup>1</sup>, Т.В. Кузнецова<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: radzivonchik@imp.uran.ru

Информация об электронных состояниях, образующих валентную полосу и их энергетическом распределении является крайне важной для понимания физических свойств материалов фотовольтаики, в частности для соединений  $\text{CuInS}_2$  и  $\text{CuInSe}_2$ , которые используются в качестве поглощающего слоя солнечных батареек. Метод фотоэлектронной спектроскопии (XPS) с использованием синхротронного излучения позволяет плавно изменять энергию возбуждения и, таким образом, благодаря зависимости сечения фотоионизации электронных состояний атомов от энергии падающих рентгеновских фотонов, идентифицировать вклады электронных состояний атомов в валентную зону. Однако экспериментальные данные на основе XPS не позволяют напрямую получить плотность электронных состояний (PDOS) валентной зоны разных атомов и их орбитальных вкладов.

Обычно для интерпретации спектров XPS используют PDOS, рассчитанные на основе теории функционала плотности. Мы предлагаем дополнительный метод интерпретации [1], который позволяет получить PDOS на основе решения обратной задачи, которая определяется системой уравнений:

$$\sum_j c_{ij} d_j(e) = I_i(e), \quad (1)$$

где  $e$  — энергия связи,  $c_{ij}$  — нормированная величина сечения фотоионизации  $j$ -ого состояния атома,  $d_j(e)$  — парциальная плотность электронного  $j$ -ого состояния,  $I_i(e)$  — нормированная интенсивность экспериментального спектра XPS,  $i$  — индекс экспериментального спектра.

В докладе будет представлено сравнение PDOS Cu- $d$ , Cu- $s$ , In- $p$ , In- $s$ , S(Se)- $p$  и S(Se)- $s$  валентной зоны для  $\text{CuInS}_2$  ( $\text{CuInSe}_2$ ), полученных путем решения обратной задачи и методом теории функционала плотности. Визуально PDOS, полученные методом обратной задачи на основе массива спектров XPS для энергий фотонов в пределах 50 – 700 эВ, приемлемо коррелирует с результатами на основе теории функционала плотности. Полные плотности состояний для  $\text{CuInS}_2$  и  $\text{CuInSe}_2$ , полученные в пакете Quantum Espresso в приближении PBE с учетом кулоновского взаимодействия  $U(\text{Cu}) = 6$  эВ, в целом согласуются с формами соответствующих спектров XPS. Таким образом, результаты демонстрируют состоятельность предлагаемого метода для получения информации о валентных состояниях многокомпонентных систем с помощью массива XPS спектров, полученных с использованием синхротронного излучения.

Выполнено при поддержке проекта РФФ (грант № 23-72-00067).

1. В.И. Гребенников, Т.В. Кузнецова, М.В. Якушев, Известия РАН. Серия физическая **77**, 1282 (2013).

## СВЕРХЗАРЯДКА КВАНТОВОЙ БАТАРЕИ ДИКЕ В СОСТОЯНИИ «СВЯЗАННОЙ СВЕТИМОСТИ»

С.С. Сеидов<sup>1,2\*</sup>, С.И. Мухин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>НИУ ВШЭ, Москва, Россия

<sup>2</sup>НИТУ МИСИС, Москва, Россия

\*e-mail: [alikseidov@yandex.ru](mailto:alikseidov@yandex.ru)

Квантовые батареи это устройства, использующие квантовые эффекты для хранения энергии и её последующего использования. Многообещающими кандидатами на роль таких устройств являются квантово–оптические системы, описываемые моделью Дике и её обобщением расширенной моделью Дике. Модель Дике описывает взаимодействие электромагнитной волны в одномодовом резонаторе с ансамблем двухуровневых систем (ДУС). В работе [1] предложен протокол зарядки квантовой батареи Дике, в основе которого лежит включение и выключение взаимодействия таким образом, чтобы ансамбль ДУС оказывался в состоянии с максимальной энергией.

Ранее нами были найдены решения квазиклассических уравнений движения расширенной модели Дике в состоянии “связанной светимости” [2], в котором возникают периодические биения когерентного фотонного конденсата в резонаторе. Решение “связанной светимости” оказывается применимым к описанию процесса зарядки квантовой батареи [3]. В частности, зависимость энергии квантовой батареи от времени выражается через эллиптические функции Якоби:

$$E_B(t) = -\frac{\omega\Omega^2}{4\epsilon\lambda^2} [1 - \text{dn}^2(\Omega t, k)]. \quad (1)$$

Здесь  $\omega$  — частота электромагнитной волны,  $\lambda$  — константа связи электромагнитной волны с ансамблем ДУС,  $\epsilon < 0$  — коэффициент, отвечающий за характер взаимодействия ДУС между собой в ансамбле,  $\Omega$  определяется полной энергией системы и количеством ДУС в ансамбле. Эллиптический модуль  $k$  определяется начальными условиями квазиклассических уравнений движения, в частности, начальным состоянием ансамбля ДУС.

Полученное решение позволяет найти время зарядки батареи и мощность зарядки. Показано, что эти величины зависят от числа ДУС в ансамбле  $N$  как  $t_c \sim N^{-1/2}$  и  $P \sim N^{3/2}$ . То есть, характеристики квантовой батареи Дике нелинейным образом улучшаются с увеличением её размера, что мы назвали эффектом сверхзарядки.

Работа выполнена при поддержке Программы стратегического академического лидерства “Приоритет-2030” в НИТУ МИСИС (Стратегический проект “Квантовый интернет”, грант К2-2022-025).

1. G. Gemme, G. M. Andolina, F. M. D. Pellegrino, M. Sassetti, and D. Ferraro, “Off-Resonant Dicke Quantum Battery: Charging by Virtual Photons”, *Batteries*, vol. 9, p. 197, Apr. 2023.
2. S. S. Seidov and S. I. Mukhin, ““Bound luminosity” state in the extended Dicke model”, *Annals of Physics*, p. 169301, Mar. 2023.
3. S. S. Seidov and S. I. Mukhin, Quantum Dicke Battery Supercharging in the “Bound Luminosity State”, arXiv.2309.12433, (2023).

## ИЗМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ $\text{Cu}_x\text{ZrSe}_2$ ПРИ СМЕНЕ КООРДИНАЦИИ ИНТЕРКАЛАНТА С ОКТА НА ТЕТРА ПОЗИЦИИ

А.С. Шкварин\*, А.И. Меренцов, М.С. Постников, Е.Г. Шкварина, А.А. Титов, А.Н. Титов

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [shkvarin@imp.uran.ru](mailto:shkvarin@imp.uran.ru)

Дихалькогениды переходных металлов обладают целым рядом практически интересных [1] и фундаментальных свойств [2,3]. Слоистая квази-двумерная структура дает возможность интеркаляции в межслоевое пространство атомов и молекул, что расширяет возможность модификации свойств получаемого материала. При этом, для интеркаляции доступно два типа кристаллографических позиций: октаэдрически и тетраэдрически окруженные атомами халькогена. Системы на основе интеркалатов диселенида титана демонстрируют заполнение только окта позиций, тогда как для соединений на основе диселенида циркония доступны как окта, так и тетра позиции.

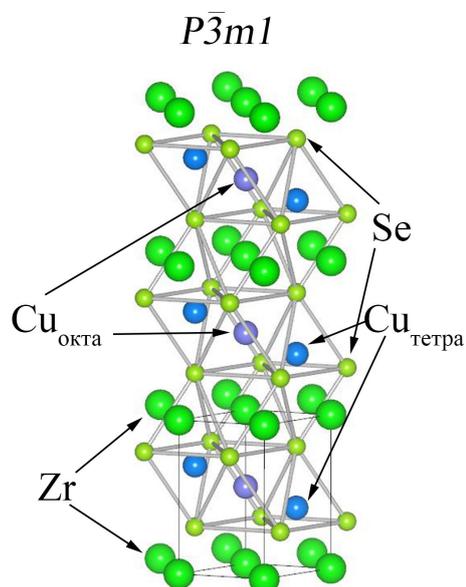
Заполнение тетра-позиций интересно с точки зрения создания систем без центра симметрии. Структурным аналогом можно назвать системы  $\text{CuCrCh}_2$  ( $\text{Ch} = \text{S}, \text{Se}$ ). Эти системы обладают нецентросимметричной кристаллической структурой и демонстрируют свойства мультиферроика [4]. Основным в данном случае является заполнение только тетра позиций.

В данной работе выполнено комплексное исследование кристаллической и электронной структуры, а также физических свойств системы  $\text{Cu}_x\text{ZrSe}_2$  в широком диапазоне концентраций ( $0 \leq x \leq 0.5$ ).

Полнопрофильное уточнение кристаллической структуры показало, что при небольших концентрациях меди ( $x < 0.33$ ) атомы меди занимают как окта, так и тетра позиции, при  $x > 0.33$  заполняются только тетра позиции. При малых концентрациях наблюдается полупроводниковый характер проводимости (как в чистом  $\text{ZrSe}_2$ ), который в дальнейшем сменяется на металлический. Магнитные измерения показали Паулевский тип магнитной восприимчивости, при этом наблюдается скачек в плотности состояний, вероятно из-за смены типа координации меди. Экспериментальное исследование электронной структуры показало изменения в при-Фермиевской области валентной полосы при смене координации. Спектры поглощения XAS позволяют однозначно определить координацию атомов меди как тетраэдрическую для составов с  $x > 0.33$ . Показано, что при тетра-координации меди характер химической связи является ионным и связан с переносом заряда от меди на  $\text{ZrSe}_2$ .

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-13-00361).

1. Shkvarin A.S. *et al.*, J. Electron Spectros. Relat. Phenomena. **206**, 12 (2016).
2. Morosan E. *et al.*, Nat. Phys., **2**, 544 (2006).
3. Silva-Guillén J.Á. *et al.*, 2D Mater, Vol. **3**, 035028, (2016).
4. Zhong T. *et al.*, Natl. Sci. Rev., **7**, 373 (2020).



# ТЕОРИЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ



## НЕЙРОСЕТЕВОЕ МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ КИСЛОРОДА В РАСПЛАВЕ GdTbdyHoEr

И.А. Балякин<sup>1,2\*</sup>, А.А. Ремпель<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт металлургии УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [i.a.balyakin@gmail.com](mailto:i.a.balyakin@gmail.com)

Моделирование взаимодействия кислорода с многокомпонентными расплавами является актуальной задачей. Несмотря на то, что синтез высокоэнтропийных сплавов зачастую проводится дуговой плавкой в инертной атмосфере, данная атмосфера тем не менее содержит некоторое, хоть и малое, количество кислорода. В процессе плавки, металлы активно взаимодействуют даже с таким малым количеством кислорода, что может приводить к формированию оксидных плёнок и появлению оксидных включений в объёме образца. Установление особенностей поведения кислорода в многокомпонентных расплавах, таким образом, является важной задачей, способной помочь в понимании процессов, протекающих при синтезе высокоэнтропийных сплавов. Для решения такой задачи разумно использовать молекулярно-динамическое (МД) моделирование с межчастичными потенциалами в форме искусственных нейронных сетей. Такой подход обеспечивает высокую точность, сравнимую с *ab initio* методами, и высокую производительность, присущую классической МД.

В данной работе рассмотрено поведение кислорода в расплаве GdTbdyHoEr. Высокоэнтропийный сплав, соответствующий данному составу, обладает ярко выраженным магнито-калорическим эффектом [1]. Для моделирования поведения кислорода в данном расплаве был использован нейросетевой DeePMD-потенциал [2], обученный на большой выборке DFT данных, состоящей из конфигураций расплавов  $RE_xO_{1-x}$ , где  $RE = Gd, Tb, Dy, Ho, Er$ , GdTbdyHoEr;  $x = 0, 0.04, 0.10, 0.30, 0.60$ . Были исследованы температурные и концентрационные зависимости энтальпии системы GdTbdyHoEr-O, коэффициент диффузии кислорода и его локальное окружение в данной системе. Так, в качестве примера исследования локального окружения кислорода, на рис. 1 приведены парциальные радиальные функции распределения для пар кислород-металл в расплаве GdTbdyHoEr с малым содержанием кислорода (0.4 ат.%) при температуре 2500 К и давлении 1 атм. По ним рассчитаны

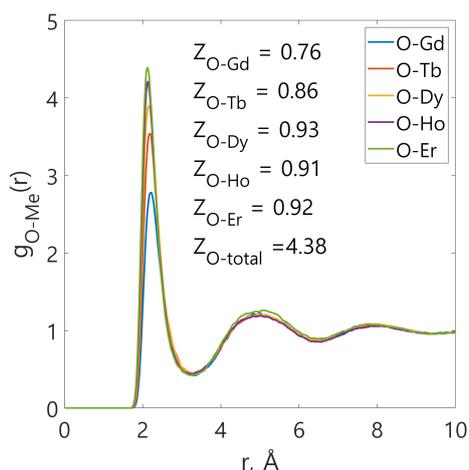


Рис. 1. Парциальные радиальные функции распределения «Кислород – металл» в расплаве GdTbdyHoEr<sub>0.996</sub>O<sub>0.004</sub>, а также рассчитанные по ним парциальные координационные числа.

парциальные координационные числа, откуда видно, что окружение атомов кислорода несколько обеднено гадолинием и тербием. Помимо этого, сумма всех парциальных координационных чисел близка к четырем, что говорит о тетраэдрическом окружении атомов кислорода в данном расплаве.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФ № 21-43-00015. Для проведения вычислений в работе был использован суперкомпьютер «Уран» ИММ УрО РАН.

1. L. Wang *et al.*, Journal of Alloys and Compounds **960**, 15 (2023).
2. J. Zeng *et al.*, The Journal of Chemical Physics **159**, 5 (2023).

## РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ФУНКЦИИ ВИГНЕРА ЧАСТИЦЫ В ДВУМЕРНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ

И.Д. Бурков<sup>1</sup>, С.С. Сеидов<sup>2,1</sup><sup>1</sup>НИТУ «МИСИС», Москва, Россия<sup>2</sup>НИУ «ВШЭ», Москва, Россия\*e-mail: [masterofphysic@mail.ru](mailto:masterofphysic@mail.ru)

В работе рассматривается динамика функции Вигнера частицы в двумерной потенциальной яме. Производная по времени функции Вигнера определяется её скобкой Мoyal с гамильтонианом [1]. Внутри ямы частица движется свободно и при вычислении скобки Moyal с гамильтонианом свободной частицы получаем дифференциальное уравнение, решение которого по времени можно представить как смещение координаты начальной функции Вигнера на  $-pt/m$ .

Однако стандартный подход решения задачи для свободной частицы с последующим наложением граничных условий не даёт правильного результата по той причине, что произведение волновых функций, определяющее функцию Вигнера, не локально. Это приводит к интерференции с областью пространства, где волновая функция должна обращаться в нуль.

Для учёта граничных условий волновая функция частицы была представлена как произведение двух частей. Первая зависит от координаты и времени и соответствует волновой функции свободной частицы. Вторая зависит только от координаты и определяется граничными условиями.

Для функции Вигнера данной волновой функции Фурье образ произведения можно записать в виде свёртки функции Вигнера свободной частицы и стационарной функции, определяющей граничные условия [2]. Решение уравнения движения будет представлять собой свёртку функции Вигнера со смещением координаты на  $-pt/m$  и стационарной функции.

Волновую функцию частицы в одномерной квантовой яме с бесконечными стенками можно представить в виде суммы синусов. Заметим, что Фурье образ от синуса равен дельта-функции Дирака, поэтому функция Вигнера представляет собой сумму дельта-функций. В итоге при применении граничных условий получаем свёртку дельта-функции и функции граничных условий, что возвращает функцию граничных условий. Данное решение можно применить для двумерной квантовой ямы в виде произведения динамик функций Вигнера по двум ортогональным направлениям, так как движение по ним происходит независимо.

В результате данной работы было найдено аналитическое решение для описания динамики функции Вигнера в одномерной квантовой яме и двумерной квантовой яме в виде прямоугольника, основанное на разложении функции Вигнера частицы по функциям Вигнера собственных состояний в яме и применении метода свёртки для наложения граничных условий.

Работа выполнена при поддержке Программы стратегического академического лидерства "Приоритет-2030" в НИТУ МИСИС (Стратегический проект "Квантовый интернет грант K2-2022-025).

1. T. Curtright, C. Zachos, A Concise Treatise on Quantum Mechanics in Phase Space, (World Scientific Publishing, 2014).
2. S. S. Seidov, J. Phys. A: Math. Theor. **56**, 325303 (2023).

## ФАЗОВАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ, СТРУКТУРНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ Ni(Co) – Mn–Z (Z = Ga, In, Sb, Sn)

К.Р. Ерагер\*, В.В. Соколовский, В.Д. Бучельников

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

\*e-mail: [eragerk@rambler.ru](mailto:eragerk@rambler.ru)

Известно, что легирование дополнительным элементом или отклонение от стехиометрического состава сплавов Гейслера с общей формулой  $X_2YZ$  может приводить к плавному или резкому изменению как магнитных, так и структурных фазовых переходов. Одними из наиболее известных сплавов Гейслера являются материалы на основе Ni. Значительная часть теоретических работ по сплавам Гейслера выполнена на основе первопринципных вычислений, которые позволяют моделировать любой нестехиометрический состав, замещение или легирование элементов любой желаемой композиции и предсказывать различные свойства материалов. При изучении сплавов Гейслера одним из значимых вопросов является исследование фазовой стабильности и устойчивости к сегрегации, однако этой теме уделяется недостаточно внимания.

В данной работе представлены результаты исследования из первых принципов свойств сплавов  $Ni_{2-x}Co_xMn_{1+y}Z_{1-y}$  ( $x = 0, 0.25$  и  $0.5$ , и  $y = 0, 0.25, 0.5$  и  $0.75$ ),  $Z = Ga, In, Sn, Sb$ . Расчеты произведены в рамках теории функционала плотности, реализованной в программном пакете VASP [1], в приближении функционала PBE (Perdew-Burke-Ernzerhof) [2], поскольку данный функционал является уже зарекомендовавшим себя и удовлетворяет максимально возможному количеству формальных свойств и ограничений, жертвуя только теми, которые считаются энергетически менее важными. Геометрическая оптимизация стехиометрических и близких к стехиометрическим структур проведена в рамках электронной и ионной релаксации на 16-атомной суперячейке. Для составов с концентрацией Mn более  $\sim 37.5$  ат.%, производился перебор всевозможного атомного окружения Mn(II) на узлах Z с использованием 32-х атомной суперячейки по причине устранения дефекта «бесконечной» плоскости Mn. Интегрирование зоны Бриллюэна реализовано на  $\Gamma$ -центрированной **k**-точечной сетке с плотностью 5000 точек на атом обратной решетки. Энергия обрезки плоских волн составляла 560 эВ, а параметр сходимости по энергии равнялся  $10^{-8}$  эВ/атом. Рассмотрены два случая упорядочения магнитных моментов: ферромагнитное — ФМ и ферримагнитное — ФиМ, а также расположение магнитных моментов в шахматном порядке и послойном.

Показано, что легирование Co на позициях атомов Ni сплавов  $Ni_{2-x}Co_xMn_{1+y}Z_{1-y}$  ( $x = 0, 0.25$  и  $0.5$ , и  $y = 0, 0.25, 0.5$  и  $0.75$ ),  $Z = Ga, In, Sn, Sb$  увеличивает стабильность ФМ кубической фазы по отношению к тетрагональной фазе в сплавах стехиометрического и близкого к стехиометрическому составу композиций. Сплавы с послойным ФиМ упорядочением в тетрагональной структуре при любых концентрациях Co являются более энергетически выгодными относительно тетрагональной структуры с шахматным ФиМ упорядочением, которая, в свою очередь, является промежуточной фазой по энергетической шкале между фазами ФМ  $L2_1$  и ФиМ  $L1_0$  с послойным упорядочением для составов Ni-Co-Mn-Ga(In, Sn) с избытком атомов Mn 12.5 и 18.75 ат.%.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках госзадания № 075-01493-23-00.

1. G. Kresse, J. Furthmüller, Phys. Rev. B. **54**, 11169 (1996).
2. J. P. Perdew, K. Burke, and M. Ernzerhof, Phys. Rev. Lett. **77**, 3865 (1996).

## МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ПИРОХЛОРА $Tb_2Ti_2O_7$

В.В. Клековкина

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия  
e-mail: vera.klekovkina@gmail.com

Природа возникновения состояния спиновой жидкости в редкоземельном пирохлоре  $Tb_2Ti_2O_7$  исследуется более 20 лет. В тригональном кристаллическом поле  $D_{3d}$  симметрии в позициях ионов  $Tb^{3+}$  основной и первый возбужденный уровни энергии иона  $Tb^{3+}$  являются некрамерсовыми дублетами. Из спектров неупругого рассеяния нейтронов [1], данных терагерцевой спектроскопии [2], а также температурных зависимостей теплоемкости порошков и монокристаллов известно, что основной и первый возбужденный дублеты иона  $Tb^{3+}$  оказываются расщеплены. Природа взаимодействий, приводящих к этому расщеплению, является предметом научной дискуссии до настоящего времени. Один из возможных механизмов формирования расщеплений — взаимодействие с кристаллическим полем низкой симметрии, которое индуцируется дефектами кристаллической решетки.

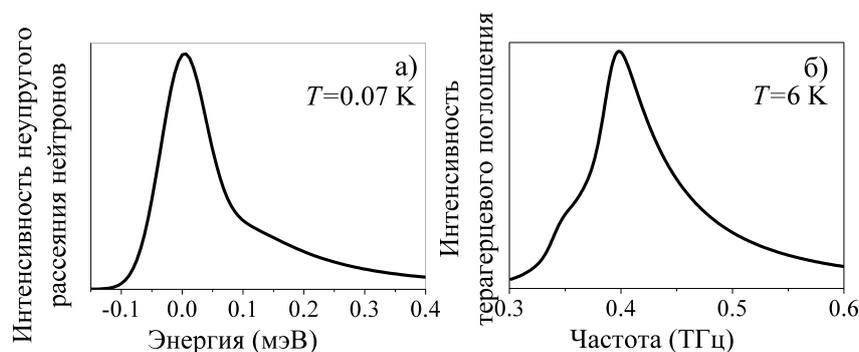


Рис. 1. Вычисленная интенсивность рассеяния/поглощения как функция энергии/частоты.

В данной работе были выполнены расчеты спектров, соответствующих магнитным дипольным переходам между подуровнями основного дублета и между подуровнями основного и первого возбужденного дублетов, расщепленных полем случайных деформаций, в предположении наличия точечных дефектов. Спектры поглощения вычислялись следующим образом: уровни энергии определялись путем численной диагонализации гамильтониана, включающего энергию свободного иона, взаимодействие с кристаллическим полем регулярной кристаллической решетки и электрон-деформационное взаимодействие при фиксированных величинах компонент тензора деформаций. Далее вычислялись вероятности магнитных дипольных переходов между энергетическими подуровнями с учетом их населенностей при заданной температуре. Форма линии интенсивности рассеяния/поглощения аппроксимировалась гауссовой форм-функцией. Полученные спектры далее усреднялись с функцией распределения случайных деформаций, обусловленных точечными дефектами кристаллической решетки [3]. Вычисленные спектры качественно воспроизводят спектры, измеренные в работах [1,2].

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 19-12-00244.

1. S. Petit *et al.*, Phys. Rev. B **86**, 174403 (2012).
2. Y. Alexanian *et al.*, Phys. Rev. B **107**, 224404 (2023).
3. B. Z. Malkin *et al.*, Phys. Rev. B **96**, 014116 (2017).

## СИНТЕЗ И СТРУКТУРА СПИНОВОГО БЕСЩЕЛЕВОГО ПОЛУПРОВОДНИКА FeCrTiAl

П.С. Коренистов\*, С.В. Наумов, А.Ф. Прекул

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [korenistov@imp.uran.ru](mailto:korenistov@imp.uran.ru)

Класс спиновых бесщелевых полупроводников (СБП) был впервые выделен С.Л. Вангом в 2008 году [1]. СБП — материалы с уникальной электронной структурой и необычными физическими свойствами [2], которые можно использовать в устройствах спинтроники [3], [4]. Поэтому ведется активный теоретический поиск [5] и экспериментальное исследование данных материалов [6].

Согласно теоретическим расчетам, которые были выполнены К. Гао в 2019 году [7], сплав FeCrTiAl может кристаллизоваться в кубическую решетку типа LiMgPdSn (пространственная группа  $F\bar{4}3m$ , № 216). Благодаря чему данный сплав относится к спиновым бесщелевым полупроводникам второго типа с теоретическим значением магнитного момента  $M = 3\mu_B/f.u.$  Согласно теоретической работе, которая была выполнена Т. Аулом [8], в данном материале может достигаться большая температура Кюри  $T_C \sim 560$  К, что косвенно указывает на то, что даже при комнатной температуре может наблюдаться высокий коэффициент спиновой поляризации носителей заряда.

Синтез сплава FeCrTiAl осуществляли в дуговой печи в атмосфере отчищенного аргона, с последующей закалкой методом «молот и наковальня». В случае, когда закладка шихты производится из расчета эквивалентного состава, получаемое соединение имеет гексагональную структуру типа MgZn<sub>2</sub> (пространственная группа  $P6_3/mmc$ , № 194), что не было предсказано К. Гао [7]. Причина несовпадения полученных результатов с предсказаниями скорее всего связана с тем, что структура типа MgZn<sub>2</sub> при заданном элементном составе является более стабильной, чем структура типа LiMgPdSn. Эмпирически установлено, что кубическую решетку можно получить только при добавлении избытка алюминия (~ 10% относительно общего веса алюминия). При этом увеличение времени экспозиции способствует образованию кубической решетки, что может говорить о том, что процессы перестройки атомов в решетке требуют больших затрат энергии. В дальнейшем представляет интерес изучить эволюцию электронных свойств в процессе стабилизации кубической решетки типа LiMgPdSn в сплаве FeCrTiAl.

Результаты исследований получены в рамках государственного задания МИНОБНАУКИ России (тема «Спин» № 122021000036-3).

1. X. L. Wang, Phys. Rev. Lett. **100**, 156404 (2008).
2. Rani D. *et al.*, J. Appl. Phys. **128**, 220902 (2020).
3. A. Hirohata *et al.*, J. Magn. Magn. Mater. **509**, 166711 (2020).
4. K. Elphick *et al.*, Sci. Technol. Adv. Mater. **22**, 235 (2021).
5. J. He, K. M. Rabe, C. Wolverton, MRS Bull. **47**, 559 (2020).
6. L. Bainsla *et al.*, Phys. Rev. B. **92**, 045201 (2015).
7. Q. Gao, I. Opahle, H. Zhang, Phys. Rev. Mater. **3**, 024410 (2019).
8. T. Aull *et al.*, Phys. Rev. Mater. **3**, 124415 (2019).

## РОЛЬ СДВИГОВЫХ ВОЛН В ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЙ РЕЛАКСАЦИИ И ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИИ БЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

И.И. Кулеев, И.Г. Кулеев

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: kuleev@imp.uran.ru

В работе [1] исследована роль сдвиговых волн на электрон-фононную релаксацию и электросопротивление благородных металлов в рамках теории Блоха-Грюнайзена. Из согласования результатов расчета электросопротивления с экспериментальными данными при высоких температурах ( $T \gg \theta_D$ ) определена константа  $E_{0t}$ , характеризующая взаимодействие электронов со сдвиговыми компонентами быстрой ( $t_1$ ) и медленной ( $t_2$ ) квазипоперечной моды (см. рис. 1). Проанализированы вклады фононов различных поляризаций в электросопротивлении кристаллов Au, Ag и Cu. Показано, что при температурах, гораздо меньших температуры Дебая  $T \ll \theta_D$ , вклад квазипоперечных мод в электросопротивление Au, Ag и Cu составляет 99.5, 97 и 98%, соответственно (см. рис. 2). Тогда как вклад продольных (L) фононов, который считался основным механизмом электрон-фононной релаксации в металлах, оказался менее 3%.

Причем доминирующий вклад в электросопротивлении кристаллов Au, Ag и Cu при низких температурах вносит релаксация электронов на сдвиговых волнах, которая ранее не учитывалась. Этот вклад составляет 95, 91 и 95% полного электросопротивления для кристаллов Au, Ag и Cu, соответственно. Таким образом полученные нами результаты показывают, что при анализе явлений электронного переноса в металлах, необходимо, во-первых, учитывать влияние упругой анизотропии, а, во-вторых, в релаксации электронов на фононах необходимо принимать во внимание рассеяние электронов на сдвиговых компонентах квазипоперечных мод.

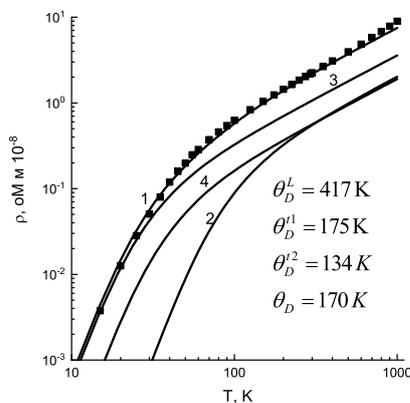


Рис. 1. Температурные зависимости электросопротивления (а) в золоте — кривая 1, а также вкладов в него от продольных фононов — кривые 2, вкладов  $t_2$ -моды — кривые 3, вклад  $t_1$ -моды — кривые 4. Символы — экспериментальные данные [2].

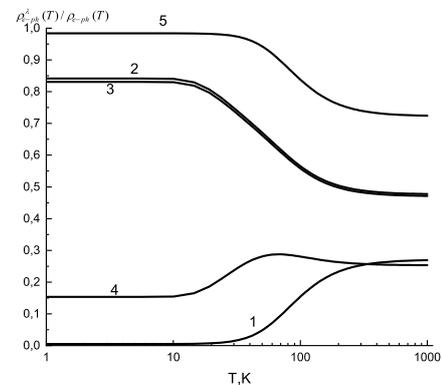


Рис. 2. Температурные зависимости относительных вкладов в электросопротивление золота - кривая 1- для продольных фононов, 2- для  $t_2$ -моды, кривая 3- для сдвиговой компоненты  $t_2$ -моды, кривая 4 - для  $t_1$ -моды и кривая 5- для полного вклад квазипоперечных фононов.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Функция», № 122021000035-6).

1. I. G. Kuleyev, I.I. Kuleyev, Chinese Journal of Physics **72**, 351(2023).
2. R. A. Matula, J. Phys. Chem. Ref. data **8**, 1147 (1979).

## ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КАЗИМИРА ЯН-ТЕЛЛЕРОВСКОЙ МОЛЕКУЛЫ $Li_3$ С ГИРОТРОПНОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

А.Д. Ляхов<sup>1\*</sup>, А.С. Овчинников<sup>1,2</sup>, И.Г. Бострем<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [lyahovalexey@gmail.com](mailto:lyahovalexey@gmail.com)

В недавней статье [1] была предложена схема снятия вращательной симметрии системы, состоящей из двух крамерсовых дублетов. Ключевую роль в данной схеме играет взаимодействие Казимира-Полдера между системой и проводящей гиротропной поверхностью. Нами предложена реальная система, ян-теллеровская молекула  $Li_3$ , в которой удастся выделить два нижайших двукратно вырожденных уровня ротовибронного спектра.

В рамках модели предполагается, что ян-теллеровская молекула находится в вакууме, вблизи поверхности металла, на расстоянии от поверхности большем, чем размер самой молекулы. Диэлектрическая проницаемость и диадная функция Грина электрического поля гиротропной металлической среды, которая входит в выражение для энергии взаимодействия молекулы с поверхностью, рассчитывается с помощью модели заряженной плазмы, помещенной во внешнее магнитное поле.

Были вычислены энергии для взаимодействия Казимира-Полдера для двух ориентаций молекулы относительно поверхности, показанные на Рис. 1.

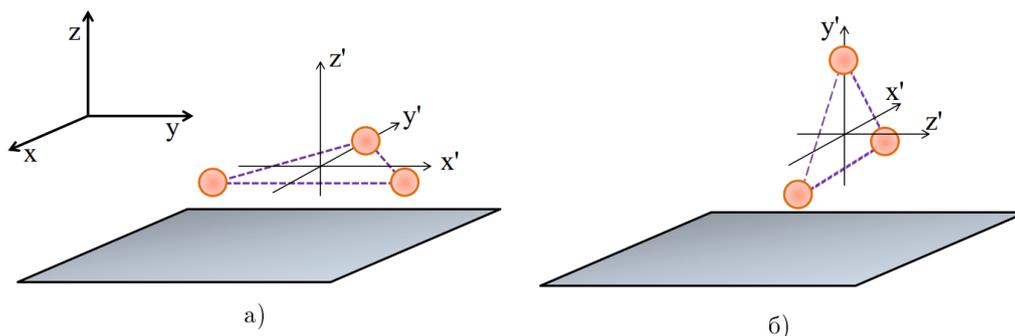


Рис. 1. а) Горизонтальная ориентация молекулы относительно проводящей поверхности; б) Вертикальная ориентация, магнитное поле направлено вдоль оси  $y$  под поверхностью.

При этом оказывается, что наиболее выгодной с точки зрения энергии является вертикальная конфигурация [2]. Более того, пространственная переориентация молекулы сопровождается снятием крамерсова вырождения основного состояния ротовибронного спектра, что приводит к появлению ненулевого орбитального магнитного момента, генерируемого вращением ядер молекулы, и сопутствующей аккумуляцией топологической фазы Берри.

1. M. G. Silveirinha, Phys. Rev. B **100**, 165146 (2019).

2. A. D. Lyakhov, A. S. Ovchinnikov, I. G. Bostrem, and J. Kishine, Phys. Rev. B **108**, 115429 (2023).

## ЗОННАЯ СТРУКТУРА ИНТЕРМЕТАЛЛИДА GdNiSb ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Р.Д. Мухачев<sup>1\*</sup>, С.Т. Байдак<sup>1,2</sup>, А.В. Лукоянов<sup>1,2</sup><sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [r.d.mukhachev@imp.uran.ru](mailto:r.d.mukhachev@imp.uran.ru)

Тройные интерметаллические соединения на основе гадолиния и 3d металлов представляют собой обширную группу с большим разнообразием свойств, перспективных для приложений в микроэлектронике и магнитокалорике [1]. В данной работе представлены результаты теоретических расчетов электронной структуры GdNiSb при нормальных условиях и для сжатых объемов ячеек, соответствующих приложенному давлению. Исследования выполнены в рамках приближения обобщенной градиентной поправки GGA+ $U$  с учетом сильных электронных корреляций в 4*f* оболочке ионов гадолиния. В расчетах обнаружено, при нормальных условиях GdNiSb представляет собой узкозонный полупроводник с шириной запрещенной зоны 0.38 эВ, что близко к значениям ширины запрещенной зоны, определенных для близких интерметаллидов группы *RNiSb* [2]. Далее расчеты для GdNiSb под давлением, которое моделировалось путем уменьшения объема ячейки, позволили выявить уширение зон. Изменение зонной структуры при приложенном давлении привело к переходу от непрямой щели в высоко симметричном направлении Г–Х к прямой щели в высоко симметричной точке Х. При  $0.65 V_0$ , где  $V_0$  — объем ячейки при нормальных условиях, запрещенная зона окончательно закрывается. Зонная структура GdNiSb в этом объеме соответствует случаю бесщелевого полупроводника с занятыми и пустыми зонами, соприкасающимися только в одной точке Х. Уширение зоны для меньших объемов ячейки привело к закрытию щели и образованию металлического состояния с появлением Ферми-поверхностей. При  $0.6 V_0$  наблюдалось появление единственной точки вырождения зон прямо на уровне Ферми в направлении ГХ, данную точку можно рассматривать как точку Дирака с линейной дисперсией зон в окрестности. Таким образом, в теоретических расчетах в GdNiSb обнаружен переход под давлением от узкозонного полупроводника к металлу с нетривиальными топологическими состояниями.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-42-02021.

1. A. G. Kuchin , S. P. Platonov , R. D. Mukhachev , A. V. Lukoyanov , A. S. Volegov, V. S. Gaviko, M. Yu. Yakovleva : Phys. Chem. Chem. Phys. **25**, 15508 (2023).
2. S. T. Baidak , A. V. Lukoyanov, Mater. **16**, 242 (2023).

## АНАТОМИЯ ЗОННОЙ СТРУКТУРЫ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО НОВЕЙШЕГО КОМНАТНОТЕМПЕРАТУРНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА $\text{LuH}_{3-x}\text{N}_y$

Н.С. Павлов<sup>1,2\*</sup>, И.Р. Шеин<sup>3</sup>, К.С. Перваков<sup>2</sup>, В.М. Пудалов<sup>2</sup>, И.А. Некрасов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт химии твердого тела УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [pavlov@iep.uran.ru](mailto:pavlov@iep.uran.ru)

Экспериментальное обнаружение сверхпроводимости при рекордно высокой критической температурой температуре  $T_C = 203$  К в водородсодержащей системе  $\text{H}_3\text{S}$  при экстремальных давлениях 100-250 ГПа [1] стимулировало новые экспериментальные и теоретические исследования (см. например обзоры [2,3,4]). Появление различных классов гидридов под давлением в том числе способствовало успешное предсказание расчетов в рамках теории функционала электронной плотности DFT (см. например [5]). Важным с точки зрения дальнейшего применения данного класса сверхпроводников является снижение значения внешнего давления, при котором возникает сверхпроводимость.

В этом году было наблюдение сверхпроводимости в легированном азотом гидриде лютеция  $\text{LuH}_{3-x}\text{N}_y$  с  $T_C = 294$  К при 10 кбар [6]. Что стимулировало большое количество исследований.

В нашей работе [7] мы рассмотрели подробно электронную зонную структуру в рамках DFT +  $U$  для одного из вариантов концентраций  $\text{LuH}_{2.75}\text{N}_{0.25}$ , которое вероятно наблюдалось в работе [6]. Получены и сопоставлены с  $\text{LuH}_3$  (нелегированный случай) зонная структура, плотность состояний и поверхности Ферми. Показано, что в стехиометрической системе состояния Lu-5*d* пересекают уровень Ферми, а состояния H-1*s* практически не дают вклада на уровне Ферми. Однако, при легирование азотом состояния N-2*p* попадают на уровень Ферми и привносят значительный вклад состояний H-1*s*.

Наличие состояний N-2*p* и H-1*s* на уровне Ферми в легированном соединении может обеспечить лучшие условия для возникновения сверхпроводимости. Например, при легирование азотом полная плотность состояний на уровне Ферми увеличивается в два раза. Простой анализ для  $\text{LuH}_{2.75}\text{N}_{0.25}$  в рамках теории Бардина-Купера-Шриффера (БКШ) дал величину  $T_C = 110$  К, которая в два раза больше чем в расчётах для  $\text{LuH}_3$ , и она может быть увеличена при дальнейшем легировании дырками за счёт роста плотности состояний на уровне Ферми. [7]

Работа выполнена при частичной поддержке РФФ (грант №21-12-00394).

1. A.P. Drozdov, M.I. Eremets, I.A. Troyan, V. Ksenofontov, S.I. Shylin, *Nature* **525**, 73 (2015).
2. M.I. Eremets, A.P. Drozdov, *Phys. Usp.* **59**, 1154 (2016).
3. L.P. Gor'kov, V.Z. Kresin, *Rev. Mod. Phys.* **90**, 011001 (2018).
4. C.J. Pickard, I. Errea, M.I. Eremets, *Annual Review of Condensed Matter Physics* **11**, 57 (2020).
5. I. Kruglov, R. Akashi, S. Yoshikawa, A.R. Oganov, M.M.D. Esfahani, *Phys. Rev. B* **96**, 220101 (2017).
6. N. Dasenbrock-Gammon, E. Snider, R. McBride, H. Pasan, D. Durkee, *et al.*, *Nature* **615**, 244 (2023).
7. N.S. Pavlov, I.R. Shein, K.S. Pervakov, V.M. Pudalov, I.A. Nekrasov, arXiv:2306.09868 (2023), Письма ЖЭТФ, принята в печать.

## АТОМИСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ САМОДИФФУЗИИ В ГРАНИЦАХ ЗЕРЕН НИКЕЛЯ: БИКРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

М.Г. Уразалиев\*, М.Е. Ступак, В.В. Попов

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [urazaliev@imp.uran.ru](mailto:urazaliev@imp.uran.ru)

Самодиффузия важный контрольный параметр в производстве наноматериалов. В настоящей работе представлено атомистическое моделирование самодиффузии в никеле, как в модели бикристалла, так и в модели нанокристалла.

Моделирование проводилось с использованием программы LAMMPS [1]. Атомистическое взаимодействие атомов никеля описывалось с помощью потенциала погруженного атома [2]. Методом молекулярной статики (МС) получена модель границ зерен (ГЗ) в гранецентрированном плотноупакованном никеле (рис. 1(а)), содержащая набор различных границ зерен. Полученную модель нагревали и подвергали выдержке при постоянной температуре (отжигу). Для установки нужной температуры использовали термостат Нозе-Гувера в изотермо-изобарическом ансамбле. Методом прямой МД рассчитаны коэффициенты самодиффузии в бикристалле и нанокристалле никеля. Зернограничная самодиффузия рассчитана на основании коэффициента самодиффузии нанокристалла с помощью уравнения Маквелла-Гарнетта. В результате выполнено сравнение диффузионных характеристик симметричных границ зерен в модели бикристалла и ГЗ общего типа в модели нанокристалла. Данные представлены в виде аррениусовской зависимости на Рис 1(б).

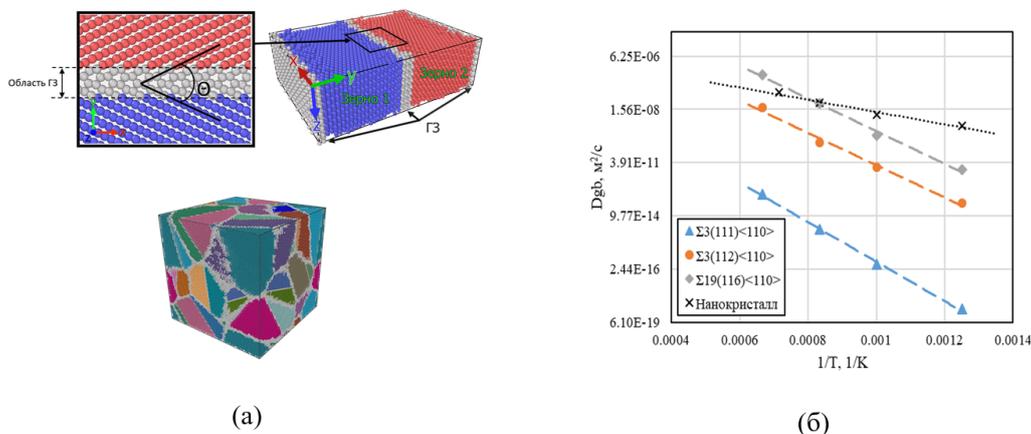


Рис. 1. Модель бикристалла и нанокристалла никеля, визуализированная с помощью программы OVITO [3] (а) и коэффициент диффузии в виде аррениусовской зависимости (б).

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема «Функция» номер госрегистрации г.р. № 122021000035-6). При проведении работ был использован суперкомпьютер «Уран» ИММ УрО РАН.

1. S. Plimpton, J. Comp. Phys. **117**, 1 (1995).
2. R. E. Stoller, A. Tamm, L. K. Béland, G. D. Samolyuk, G. M. Stocks, A. Caro, L. V. Slipchenko, Y. N. Osetsky, A. Aabloo, M. Klintonberg, and Y. Wang, J. Chem. Theory Comput. **12**, 2871 (2016).
3. A. Stukowski, Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. **18**, 015012 (2010).

## ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКА НА ПРОЦЕСС КРИСТАЛЛИЗАЦИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ В ПРОЦЕССЕ 3D-ПЕЧАТИ

Д.Р. Фатталова<sup>1\*</sup>, С.Л. Ломаев<sup>2</sup>, Г.А. Гордеев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Удмуртский государственный университет, Ижевск, Россия

<sup>2</sup>Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН, Ижевск, Россия

\*e-mail: [w\\_c\\_b\\_and\\_a@bk.ru](mailto:w_c_b_and_a@bk.ru)

Одной из важных задач в области металлургии является контроль микроструктуры металла в процессе кристаллизации. В зависимости от зеренной структуры металлического материала зависят и его свойства. Например, крупнозернистая структура обеспечивает твердость, однако металл становится хрупким. Структура с мелким зерном повышает механические свойства материала, в том числе пластичность, ударную вязкость. Это особенно актуально в области аддитивных технологий, где из-за быстрого процесса кристаллизации и большого градиента температур формируются столбчатые зерна, что снижает качество готового изделия.

Для контроля кристаллизации в литейных процессах и при электродуговой сварке применяют ультразвук. Это можно использовать и в процессах 3D-печати [1, 2], в том числе — технологиях SLS и SLM. В бассейне расплава всегда находятся парогазовые пузырьки. Под действием растягивающих давлений пузырьки увеличиваются, при наступлении сжимающих давлений они сжимаются и схлопываются. Такое явление называется ультразвуковой кавитацией. В месте схлопывания локально возрастают температура и давление, этого хватает для того, чтобы разбить крупный кристалл, растущий рядом с местом схлопывания.

Целью теоретического исследования была оценка пороговых характеристик ультразвука, необходимого для активации кавитационных схлопываний пузырьков в процессе 3D-печати технологиями SLS и SLM. Математической моделью поведения кавитационных пузырьков представлялось уравнение Нолтинга-Неппайреса, материал металлического порошка — железо.

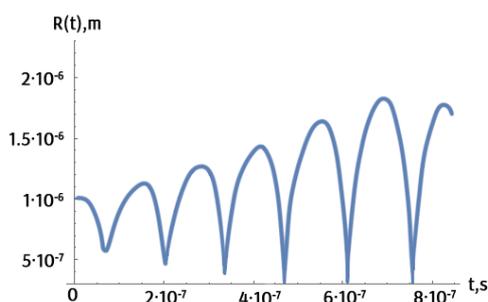


Рис. 1. Зависимость радиуса пузырька (м) от времени (с), посчитанной в рамках модели Нолтинга-Неппайреса при резонансной частоте.

Было выявлено два режима схлопывания пузырьков: резонансный и безрезонансный. В резонансном режиме можно схлопнуть пузырьки при меньшей амплитуде акустического давления (порядка  $10^6$  Па), однако частота звуковой волны должна превышать  $10^6$  Гц. Этого можно достичь используя оптоакустические эффекты, при которых ультразвук генерируется импульсным лазером. Была проведена оценка характеристик импульсного лазера, действующего на поверхность бассейна расплава, для генерации ультразвуковых волн необходимых для резонансного режима схлопывания кавитационных пузырьков.

Для нерезонансного режима ультразвук можно получить при помощи сонотрода. Частота генерированного ультразвука будет меньше, чем в резонансном режиме, однако амплитуда акустического давления должна быть больше резонансного режима ( $10^7$  Па).

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда, проект НИОКТР № 121030100003-7.

1. C. J. Todaro *et al.*, Nature communications **11** (2020).
2. I.A. Ivanov, V.S. Dub, A.A. Karabutov *et al.*, Sci Rep. **11**, (2021).

## РАСЧЕТ ТРАНСПОРТНЫХ СВОЙСТВ РАСПЛАВОВ Al – Cu С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОТЕНЦИАЛОВ ГЛУБОКОГО МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ

Е.О. Хазиева<sup>1\*</sup>, Н.М. Щелкачев<sup>2</sup>, Р.Е. Рыльцев<sup>1</sup><sup>1</sup>Институт металлургии УрО РАН, Екатеринбург<sup>2</sup>Институт физики высоких давлений им. Л. Ф. Верещагина РАН, Москва, Троицк, Россия\*e-mail: [cat.hazieva@yandex.ru](mailto:cat.hazieva@yandex.ru)

В последние несколько лет достигнут революционный прогресс в построении классических межатомных потенциалов взаимодействия методами машинного обучения [1-4]. Основная идея такого подхода – аппроксимировать поверхность потенциальной энергии системы с помощью некоторой многочастичной функции общего вида (например, многослойной нейронной сети) используя эталонные значения, полученные с помощью *ab initio* расчетов. Классическая молекулярная динамика с такими потенциалами позволяет получить результаты, сравнимые по точности с *ab initio* методами, при на порядки меньших вычислительных затратах. Использование потенциалов машинного обучения наиболее эффективно при решении задач, требующих как высокой точности описания межчастичных взаимодействий, так и высокой вычислительной производительности.

Одной из таких задач является задача расчета количественных характеристик атомного транспорта в жидкостях, таких как вязкость и коэффициенты диффузии. Зависимости значений транспортных свойств от температуры, давления, концентрации и других термодинамических параметров позволяют извлечь ценную информацию об эволюции структуры и атомарной динамики расплавов, необходимую для изучения таких фундаментальных процессов как стеклообразование и нуклеация, а также для построения и верификации модельных теорий. Кроме того, расчет транспортных коэффициентов имеет важное значение для верификации межчастичных потенциалов, поскольку их значения вязкости и коэффициентов диффузии очень чувствительны к точности описания межатомного взаимодействия.

В данной работе мы исследуем методические аспекты расчета транспортных свойств металлических расплавов с помощью потенциалов машинного обучения на примере системы Al-Cu. В качестве модели для построения потенциалов межчастичного взаимодействия выбрана модель DeePMD [4], основанная на использовании нейронных сетей. Основной акцент в нашем исследовании сделан на изучение влияния обучающего набора атомных конфигураций (тренировочного датасета) и выбора приближений и параметров *ab initio* расчетов на результирующую точность потенциала. На основе различных тренировочных датасетов были параметризованы нейросетевые потенциалы, существенно отличающиеся по точности. Обнаружено, что разные наблюдаемые свойства в различной степени чувствительны к точности описания межчастичных взаимодействий. Расчет вязкости и коэффициентов диффузии с помощью полученных потенциалов показывает отличное согласие с экспериментальными данными в области составов богатых алюминием и заметное расхождение с некоторыми экспериментами для сплавов богатых медью. Анализ полученных данных позволяет заключить, что наибольшей точностью обладают потенциалы, построенные на основе расчетов теории функционала плотности с использованием *meta-GGA* приближения для обменно-корреляционного функционала.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ (№ 22-22-00506).

1. L. Zhang, D.-Y. Lin, H. Wang, R. Car, W. E, Phys. Rev. Materials **3**, 023804 (2019).
2. T. Mueller, A. Hernandez, and C. Wang, J. Chem. Phys. **152**, 050902 (2020).
3. Y. Zhang *et al.*, Phys. Commun., 107206 (2020).
4. T. Wen *et al.*, Deep potentials for materials science. Materials Futures **1**, 022601, (2022).

АНОМАЛЬНАЯ СТРУКТУРА ЖИДКОЙ СУРЬМЫ: *ab-initio* АНАЛИЗА.А. Цыганков<sup>1,2\*</sup>, Б.Н. Галимзянов<sup>1</sup>, А.В. Мокшин<sup>1</sup><sup>1</sup>Казанский федеральный университет, Казань, Россия<sup>2</sup>УдмФИЦ УрО РАН, Ижевск, Россия\*e-mail: [tsigankov.artiom@yandex.ru](mailto:tsigankov.artiom@yandex.ru)

Равновесный расплав сурьмы вблизи плавления характеризуется особенностями в структуре, которые отсутствуют в равновесных однокомпонентных простых жидкостях. Эти особенности выражаются на эксперименте в виде плеча в радиальной функции распределения  $g(r)$  и статическом структурном факторе  $S(k)$  [1]. Причины этих особенностей до сих пор мало изучены и не имеют единой точки зрения на этот вопрос, которые, в основном, сводились либо к следствию необычных особенностей межатомного взаимодействия, либо наличием кластеров и димеров [2, 3]. Цель данной работы — интерпретация структуры жидкой сурьмы, используя методы первопринципного (*ab-initio*) моделирования и доступные экспериментальные данные.

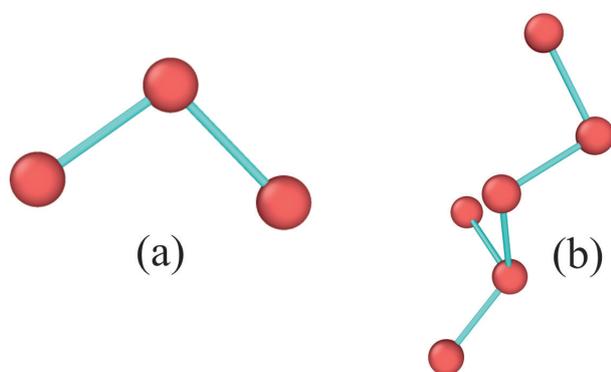


Рис. 1. (a) Элементарная единица цепочки — триплет. (b) Пример цепочки, составленной из триплетов.

в жидкой сурьме. Для этого были проведены расчеты распределений локального ориентационного порядка  $q_4$  и  $q_6$  [5]. Распределения показали отсутствие каких-либо кристаллоподобных структур. Чтобы проверить принципиальное наличие упорядоченных образований в расплаве, рассчитывались распределения пар атомов по временам соседства [6]. Полученные результаты указывают на то, что в сурьме вблизи плавления реализуются, по крайней мере, пары связанных атомов.

Для характеристики структур, реализующихся в расплаве, был произведен расчет распределений по углам и длинам связей. Обнаружено, что структурные образования представляют собой триплеты с длинами связи 3.07 и 4.7Å, и углами 45 и 90°.

Работа выполнена при поддержке программы «Приоритет-2030».

1. Y. Waseda, K. Suzuki, Phys. Stat. Sol. (b). **47**, 581 (1971).
2. R. O. Jones et al., J. Chem Phys. **146**, 194502 (2017).
3. J. Hafner, W. Jank, Phys. Rev. B. **45**, 2739 (1992).
4. G. Kresse, J. Hafner, Phys. Rev. B. **47**, 558 (1993).
5. P. Steinhardt et al., Phys. Rev. B. **28**, 784 (1983).
6. A. V. Mokshin et al., Phys. Chem. Chem. Phys. **22**, 4122 (2020).

Для проверки воспроизводимости структуры расплава сурьмы было проведено *ab-initio* моделирование молекулярной динамики состояния, соответствующему температуре  $T = 923$  K и давлению  $P = 1$  атм в пакете VASP [4]. Расчет радиальной функции распределения  $g(r)$  и статического структурного фактора  $S(k)$  из полученных данных показал, что структура рассматриваемой системы воспроизводится методами первопринципных расчетов.

Поскольку структурные особенности жидкой сурьмы воспроизводимы методами моделирования, то следует проверить наличие кристаллоподобных образований

СТРУКТУРА И ДИНАМИКА РЕШЕТКИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЦИРКОНАТОВ  
 $R_2Zr_2O_7$  ( $R = La - Lu$ ): *ab initio* РАСЧЕТВ.А. Чернышев<sup>1\*</sup>, К.И. Глухов<sup>1</sup>, П.А. Заяц<sup>2</sup>, К.Г. Никулин<sup>1</sup><sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [vchern@inbox.ru](mailto:vchern@inbox.ru)

Интерес к исследователям редкоземельным цирконатам  $R_2Zr_2O_7$  ( $R = La - Lu$ ) обусловлен разнообразием их свойств и потенциальными возможностями применения [1]. Цирконат лантана  $La_2Zr_2O_7$  экспериментально исследован методами РСА, комбинационного рассеяния света и ИК-спектроскопии [2,3]. Фононные спектры других кристаллов ряда значительно менее изучены. Для большинства представителей ряда  $R_2Zr_2O_7$  ( $R = La - Lu$ ) экспериментальные данные по ИК- и КР-спектрам в научной печати отсутствуют. Также отсутствуют экспериментальные данные по упругим постоянным для большинства цирконатов  $R_2Zr_2O_7$  ( $R = La-Lu$ ). В данной работе в рамках единого *ab initio* подхода проведен расчет кристаллической структуры и фононного спектра всего ряда  $R_2Zr_2O_7$  ( $R = La, Ce, Pr, Nd, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Lu$ ) редкоземельных цирконатов. Рассчитаны модули упругости и твердость.

Расчеты проведены в рамках теории функционала плотности, с гибридными функционалами, учитывающими как локальный, так и нелокальный обмен в формализме Хартри-Фока. Для расчетов использована программа CRYSTAL17 [4], предназначенная для моделирования периодических структур в рамках МО ЛКАО подхода. Показана возможность при расчете кристаллической структуры и упругих свойств редкоземельных цирконатов описывать внутренние оболочки редкоземельных ионов, по  $4f$  включительно, посредством псевдопотенциала. Такой подход позволяет существенно сократить затраты машинных ресурсов. Для описания внутренних оболочек редкоземельных ионов, по  $4f$  включительно, были использованы квазирелятивистские псевдопотенциалы ECPnMWB [5]. Результаты расчета хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными для цирконатов  $R_2Zr_2O_7$  ( $R = La-Lu$ ) и дополняют их.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (проект № FEUZ-2023-0017). При проведении работ был использован суперкомпьютер «Уран» ИММ УрО РАН.

1. M. Pokhrel, M. Alcoutlabi, Y. Mao, J. Alloys Compd. **693**, 719 (2017).
2. Y.Tong, Y.Wang, Z. Yu, X. Wang, X. Yang, L. Lu, Mater. Lett. **62**, 889 (2008).
3. W.E. Klee, G. Weitz, J. Inorg. Nucl. Chem. **31**, 2367 (1969).
4. CRYSTAL17 a computational tool for solid state chemistry and physics. <http://www.crystal.unito.it/index.php>.
5. Energy-Consistent Pseudopotentials of the Stuttgart/Cologne Group. <https://www.tc.uni-koeln.de/PP/clickpse.en.html>.

## АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ СКРМИОННЫХ МЕШКОВ

Е.О. Енькова<sup>1\*</sup>, М.С. Шустин<sup>2</sup><sup>1</sup>Сибирский Федеральный Университет, Красноярск, Россия<sup>2</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия\*e-mail: [misterspock.27@gmail.com](mailto:misterspock.27@gmail.com)

Магнитные скирмионы представляют собой вихревые структуры, для которых можно ввести понятие топологического заряда  $Q$  [1]. Такие свойства, как малый размер и топологическая устойчивость обуславливают к ним практический интерес в создании новых устройств магнитной памяти [2]. В рамках численного моделирования было предсказано существование магнитных скирмионов сложной морфологии с различными топологическими зарядами, называемыми скирмионными мешками [3,4]. К настоящему времени такие структуры еще слабо изучены, и для них отсутствует аналитическая теория. Данная работа посвящена развитию аналитической теории для таких структур, а именно нахождению их аналитической параметризации. В работе [3] было показано, что скирмиониумы являются структурными элементами для построения скирмионных мешков. Используя аналогичный подход, нами была найдена аналитическая параметризация мешков. Построения скирмионных мешков с различными топологическими индексами представлены на Рис. 1.

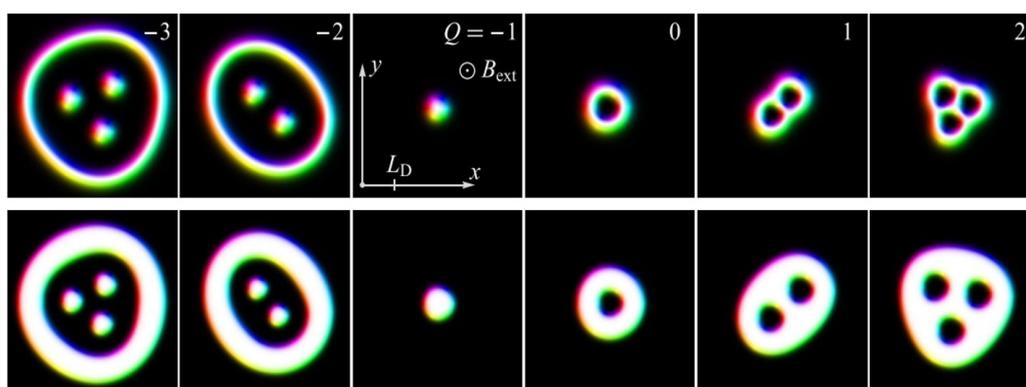


Рис. 1. Магнитные скирмионы с произвольными топологическими индексами, где цифрами сверху показано значение топологического заряда  $Q$ .

Шустин М.С. выражает глубокую благодарность М.Н. Поткиной за предложенный ей анзац магнитного скирмиониума и полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (проект № 23-1-3-52-1) и при поддержке гранта Президента РФ (проект МК-4687.2022.1.2).

1. T. Skyrme, Proc. R. Soc. Lond. Ser. A **127**, 260 (1961).
2. C. Moreau-Luchaire *et al.*, Nat. Nano. **11**, 444 (2016).
3. F. N. Rybakov, N. S. Kiselev, Phys. Rev. B **99**, 064437 (2019).
4. V. M. Kuchkin *et al.*, Phys. Rev. B **102**, 144422 (2020).



# БИОФИЗИКА



ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОГО ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ И ЖИДКИХ ГАЗОВ  
НА ПРОРАСТАНИЕ СЕМЯН ХОЗЯЙСТВЕННО ЦЕННЫХ БОБОВЫХ РАСТЕНИЙА.Ю. Беляев<sup>1\*</sup>, Н.А. Кругликов<sup>2</sup><sup>1</sup>Институт экологии растений и животных УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [belyaev@ipae.uran.ru](mailto:belyaev@ipae.uran.ru)

Известно, что вполне зрелые семена многих видов растений семейства бобовых (в особенности недавно освоенных в культуре) имеют низкую всхожесть. Это обусловлено твердо-семянностью — свойством, обеспечивающим жизнеспособность семян в природе. Нередко доля таких семян составляет 70-100%, они не набухают и не прорастают при благоприятных условиях. Это связано с особым строением и химическим составом слоев очень прочной семенной кожуры. Такие семена называют твердыми, для их прорастания проводят скарификацию (повреждение семенной кожуры). Применяются физико-химические методы скарификации, но их результативность для разных видов растений различна. Так, для ряда видов бобовых трав эффективным приемом в этом плане оказалась обработка семян жидким азотом (77 К) [1], а для солодки уральской — воздействие гидростатическим давлением [2]. Цель данного исследования — в отношении экологически разных видов бобовых растений оценить влияние обработки семян высоким гидростатическим давлением и сжиженными газами на всхожесть этих семян и развитие проростков.

В экспериментах использованы семена трех видов растений: солодки голой, собранные в Астраханской области, донника желтого из коллекции Ботанического сада УрО РАН, клевера лугового из природной популяции Свердловской области. Обработке давлением подвергали семена солодки (трижды по 100 МПа) и донника (однократно 200 МПа) в лабораторном гидростате [2]. В специальном криостате, оборудованном в сосуде Дьюара с жидким азотом, в течение 24 часов обрабатывали в жидких газах (кислороде, аргоне, азоте) выборки семян указанных выше видов. Каждый вариант опыта включал три повторности по 35-50 семян, их проращивали в чашках Петри под люминесцентными лампами (12 ч освещение, 12 ч темнота) при 23°C.

Проращивание семян в контрольных вариантах (без обработки) показало, что доля твердых семян у солодки голой и донника желтого составляет около 95%, у клевера лугового — 70%. Барообработка семян солодки голой привела к прорастанию только 14% твердых семян через 17 дней проращивания, но ранее было показано, что после такого же воздействия у солодки уральской проросло в три раза больше семян [2]. Подвергшиеся барообработке семена солодки голой и дополнительно выдержанные в жидком аргоне показали незначительное увеличение всхожести. Не отличались по всхожести от контроля семена этой солодки после выдерживания в жидком кислороде. Семена донника после барообработки показали всхожесть 80%, однако аномальными и нежизнеспособными оказались более половины проростков. В противоположность солодке выдерживание семян донника желтого в жидких газах обеспечило всхожесть семян на уровне 98% и нормальное развитие проростков. Всхожесть семян клевера после воздействия жидкого кислорода достигла только 53%. В итоге установлено, что твердые семена экологически разных видов бобовых растений по-разному реагируют на экстремальные физические факторы.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-26-00346, <https://rscf.ru/project/22-26-00346/>.

1. В.Ю.Молодкин, Науч.-техн. бюл. Пробл. семеноведения. ВНИИ растениеводства им. Н.И. Вавилова. **152**, 60 (1985).
2. N.A. Kruglikov *et al.*, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **86**, 2 (2022).

## МЕТОДИКА ПРЕДПОСЕВНОЙ ОБРАБОТКИ СЕМЯН СЖИЖЕННЫМИ ГАЗАМИ ВЫСОКОЙ ЧИСТОТЫ

Н.А. Кругликов<sup>1\*</sup>, И.В. Кочев<sup>1</sup>, А.Ю. Беляев<sup>2</sup>, А.Л. Соколов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт экологии растений и животных УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [nick@imp.uran.ru](mailto:nick@imp.uran.ru)

Предпосевная подготовка семян проводится с целью улучшения их посевных качеств. Для этого семена подвергают различным физико-химическим воздействиям. В частности, для преодоления твердосемянности у бобовых растений используют обработку семян в жидком азоте [1,2]. Для этого используют открытую емкость или сосуд Дьюара. Продолжительность обработок может достигать нескольких дней, и даже многих месяцев. При таких условиях в ёмкостях с жидким азотом будут конденсироваться из атмосферы газы с температурой кипения выше, чем у жидкого азота до тех пор, пока не будет достигнута равновесная концентрация. Наиболее химически активным из них является кислород. Нейтрален по отношению к растениям аргон. Таким образом, при обработках семян в жидком азоте наличие в нем кислорода может стать существенным дополнительным фактором воздействия на семена. Более того, использование других криожидкостей в открытой таре для обработок может приводить к подобным комбинированным эффектам.

Чтобы разделить вклады от воздействия различных веществ, было предложено сконструировать специальное устройство (криостат) для обработки семян в замкнутом объеме в чистых сжиженных газах. В качестве источника веществ для обработок семян использовали чистые аргон (99.993%) и кислород (99.97%), поставляемые в баллонах под давлением. В качестве хладагента и для обработки контрольных групп — жидкий азот в сосуде Дьюара. Целью нашего исследования была разработка методики обработки семян чистыми криогенными жидкостями. Корпус криостата был сконструирован с использованием тонкостенной трубы (1 мм) диаметром 50 мм из нержавеющей стали, а также заглушки и фланца, выточенных на токарном станке. Детали корпуса были соединены путем сваривания в атмосфере аргона неплавящимся электродом. Далее фланец соединяли при помощи 2-дюймового клампового соединения со штуцером, который обеспечивал подключение редуктора, баллона с газом и предохранительного клапана посредством рукава с внутренним диаметром 10 мм. Семена для обработки упаковывали в проницаемые для криожидкостей тканевые мешочки, которые помещали в корпус криостата перед сборкой всей установки. Далее криостат продували 10 объемами газа и помещали в сосуд Дьюара с жидким азотом. После оживления необходимого для обработки количества газа закрывали редуктор и оставляли семена в жидком газе на время, необходимое для обработки семян. После обработки криостат извлекали из жидкого азота и оставляли для нагрева до комнатной температуры. Испаряющийся газ стравливали через предохранительный клапан.

Испытания криостата и обработки семян различных культур в чистых сжиженных газах — были проведены на базе отдела криогенных технологий центра коллективного пользования ИФМ УрО РАН. Для сравнения проводили обработки семян в сосуде Дьюара с жидким азотом. Таким образом, в рамках настоящего исследования была разработана методика обработки семян в чистых крио жидкостях, изготовлен и апробирован лабораторный криостат оригинальной конструкции.

Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда №22-26-00346, <https://rscf.ru/project/22-26-00346/>.

1. В.Ю. Молодкин, Науч.-техн. бюл. Пробл. семеноведения. ВНИИ растениеводства им. Н.И. Вавилова. **152**, 60 (1985).
2. N.A. Kruglikov *et al.*, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **86**, 2, P170 (2022).

## ВЛИЯНИЕ ОБРАБОТКИ ГИДРОСТАТИЧЕСКИМ ДАВЛЕНИЕМ СЕМЯН САЛАТА НА ИХ ПРОРАСТАНИЕ

Д.А. Крылова<sup>1\*</sup>, Н.А. Кругликов<sup>2</sup>, С.Д. Процив<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [krylovadaryayugorsk@yandex.ru](mailto:krylovadaryayugorsk@yandex.ru)

Относительно новый метод обработки семян гидростатическим давлением рассматривается для решения ряда проблем в растениеводстве, связанных с низкой урожайностью и бактериальными болезнями.

Салат — распространенная зеленная культура. Удобными особенностями салата является большая скорость вегетации и неприхотливость, что позволяет получать максимальное количество этого пищевого продукта при минимальных затратах.

Цель данного исследования — определение зависимости количества проросших семян салата, обработанных гидростатическим давлением, от временного промежутка между обработкой и высаживанием этих семян. По ранее полученным результатам определено оптимальное давление, которое увеличивает всхожесть — 5 и 20 МПа [1].

В качестве объекта исследования был взят салат-латук сорта «Успех», который прошел обработку гидростатическим давлением в 5 МПа и 20 МПа. Обработку проводили в гидроцилиндре в среде дистиллированной воды. Для создания механического усилия использовали машину для механических испытаний Shimadzu AGS-X с максимальным усилием 20 кН. Скорость набора давления составляла 80 кПа/с. Время удержания давления после набора усилия - 5 мин. Сброс давления - в течение 1 секунды. После обработки семена высушивали и высаживали в контейнеры, дно которых выстлано фильтровальной бумагой, смоченной дистиллированной водой, для создания в них необходимого уровня влажности. Исследовались семена, обработанные непосредственно перед высаживанием (I), и семена, обработанные за 4 месяца до начала исследований (II). Обе группы разделены на 3 повторности по 100 семян в каждой. В течении 7 дней после высаживания проводился подсчет количества проросших семян. По окончании срока проращивания были проведены измерения длин гипокотыля проростков и корня растений. По результатам проведенных исследований были сделаны выводы: семена, прошедшие обработку, имеют больший процент всхожести относительно контроля (I: 0 МПа — 91/100, 5 МПа — 92/100, 20 МПа — 95/100; II: 0 МПа — 92/100, 5 МПа — 93/100, 20 МПа — 95/100). При сравнении образцов семян, обработанных перед высаживанием, и семян, обработанных за 4 месяца до высаживания, отмечается одинаковый процент всхожести. Максимум всхожести фиксируется при обработке давлением 20 МПа в обоих образцах. Следовательно, обработка гидростатическим давлением увеличивает процент всхожести семян вне зависимости от временного интервала между обработкой и высаживанием. При проведении исследования было отмечено, что обработка гидростатическим давлением является хорошим методом стерилизации семян.

Используя ранее полученные результаты влияния высокого гидростатического давления 100 МПа и 200 МПа на семена редиса [2], мы провели исследования на семенах салата. Отмечается аналогичное снижение всхожести семян (0 МПа — 94/100, 100 МПа — 89/100, 200 МПа — 42/100), а также уменьшение средних длин гипокотыля и корня.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-26-00346, <https://rscf.ru/project/22-26-00346/>.

1. Тезисы докладов XXII Всероссийской школы–семинара по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-22), 291 с, г. Екатеринбург (2022).
2. American Journal of Plant Sciences **2**, 438-442, (2011).

## ОЦЕНКА ПОСЕВНЫХ КАЧЕСТВ СЕМЯН САЛАТА И РЕДИСА ПОСЛЕ ОБРАБОТКИ В ЖИДКОМ АРГОНЕ И ЖИДКОМ КИСЛОРОДЕ

С.Д. Процев<sup>1,2\*</sup>, Н.А. Кругликов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

\*e-mail: [stepan3785@mail.ru](mailto:stepan3785@mail.ru)

Одним из перспективных вариантов исследований в области биофизики является наблюдение за биообъектом в различных стрессовых средах. В нашем случае в качестве сред были выбраны жидкий аргон и жидкий кислород, а объектами исследования стали семена салата сорта «Успех» и двух сортов редиса (ведь каждый сорт может по-разному реагировать на новую среду), а именно «Красный великан» и «Розово-красный с белым кончиком». Подобные исследования уже проводились нами ранее, где в качестве стрессовой среды было оказано высокое давление на семена [1].

Мы исследовали посевные качества семян салата и редиса двух сортов, прошедших 20-часовую обработку жидким аргоном. Было исследовано по две группы каждого сорта: контрольный образец и та, которая подверглась обработке. Исследование проходило по методике, которая была предварительно нами разработана: семена закладывались в тканевый мешочек, который в свою очередь помещался в объемную полость, где в последующем разжижался аргон. После обработки семена были высажены в одинаковые герметичные контейнеры на смоченную дистиллированной водой фильтровальную бумагу. Проращивание проводилось в темноте на протяжении 5 суток. По такой же методике было исследовано влияние жидкого O<sub>2</sub> на посевные качества салата «Успех» после обработки в течение 24 часов.

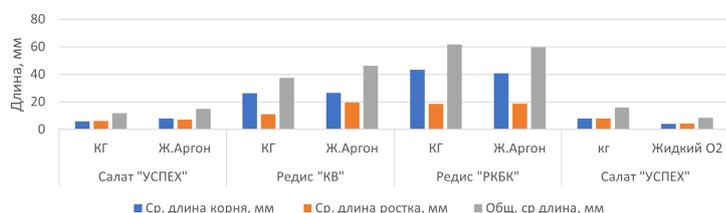


Рис. 1. Результаты исследований

По результатам исследования (Рис. 1) были сделаны следующие выводы: обработка жидким аргоном положительно сказалась на семенах салата сорта «Успех». Общая длина проростка возросла до 15 мм при 11,9 мм в контрольной группе, однако всхожесть упала с 96% до 92% относительно контроля.

Рассматривая семена редиса сорта «Красный великан», наблюдается повышение общей длины проростка после обработки (46,1 мм) при 37,4 мм у контроля. Всхожесть остается в пределах погрешности 84% — контроль, 82% — после обработки. В случае сорта редиса «Розово-красный с белым кончиком» средняя длина проростка составила (61,9 мм — контроль, 59,6 — после обработки), а показатели всхожести (94% — контроль, 88% — после обработки). Обработка жидким кислородом дала отрицательные результаты по общей длине проростка (16 мм — контроль, 8,5 мм — после обработки), показатели всхожести оказались следующие: 88% — контроль, 86% — после обработки.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-26-00346, <https://rscf.ru/project/22-26-00346/>.

1. Тезисы докладов XXII Всероссийской школы–семинара по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-22), 291 с, г. Екатеринбург (2022).

ВЛИЯНИЕ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА СОДЕРЖАНИЕ ЖИРНОГО МАСЛА  
В ПЛОДАХ *Silybum marianum* ИНТРОДУЦИРОВАННОЙ НА СРЕДНЕМ УРАЛЕЕ.А. Шарова<sup>1,2\*</sup>, Н.А. Кругликов<sup>2</sup>, Н.В. Словеснова<sup>3</sup><sup>1</sup>Ботанический сад УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия<sup>3</sup>Уральский государственный медицинский университет, Екатеринбург, Россия\*e-mail: [kosheelena@yandex.ru](mailto:kosheelena@yandex.ru)

В последнее время особое внимание уделяется изучению влияния гидростатического давления на прорастание, рост и развитие растений сельскохозяйственного и лекарственного назначения. Так, получены положительные результаты по преодолению твердосемянности у солодки [1], выявлено ускорение всех этапов онтогенеза у расторопши. В многочисленных работах были отмечены изменения в липидных слоях мембран растений. В целом следует отметить, что в основном влияние гидростатического давления изучают на организменном и клеточном уровнях, а влияние давления на биохимию и физиологию растений изучено в наименьшей степени. Таким образом, целью нашего исследования являлось изучение влияния гидростатического давления на содержание жирного масла в обработанных давлением семенах расторопши и в семенах, полученных от растений с предпосевной обработкой гидростатическим давлением. Объектом исследования были выбраны плоды расторопши пятнистой (*Silybum marianum* L.), являющиеся источником жирного масла с высоким содержанием незаменимых ненасыщенных жирных кислот, которые широко используются в косметологии и дерматологии [2].

Исследование проводилось на участке декоративных многолетников Ботанического сада УрО РАН. Для биохимического анализа семена предварительно обработали давлением 5 МПа, 10 МПа, 15 МПа, 20 МПа. Контрольные семена помещали в воду на время, соответствующее пребыванию в воде семян при обработке давлением. Далее, все семена сразу после обработки высушивались при комнатной температуре. Для сравнительного анализа также были взяты семена, полученные от растений с предварительной барообработкой 10 МПа\*, 25 МПа\*, 50 МПа\*, контроль.

В результате нашей работы были получены следующие результаты: семена обработанные давлением 5 МПа содержат 18,39%, 10 МПа — 18,42%, 15 МПа — 12,72%, 20 МПа — 19,40%, 10 МПа\* — 18,68%, 25 МПа\* — 17,46%, 50 МПа\* — 21,06%, контроль — 20,91%.

Таким образом, максимальное количество жирного масла было выявлено в плодах контрольной группы и в плодах полученных от растений с предварительной барообработкой 50 МПа. Следует отметить, что в плодах с барообработкой 10 МПа в обоих вариантах опыта количество жирного масла не изменялось. По литературным источникам известно, что содержание жирного масла в плодах расторопши варьирует от 15,49% до 30%. В нашем исследовании содержание варьирует от 12,72% до 21,06% в зависимости от уровня давления барообработки. Полученные данные могут быть полезны для получения сырья с целью сельскохозяйственной и медицинской значимости.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-26-00346, <https://rscf.ru/project/22-26-00346>.

1. Н.А. Кругликов, А.Ю. Беляев, М.Г. Минин, Г.А. Яковлев. Известия Российской академии наук. Серия физическая. **11**, 1593 (2023).
2. А.Ш. Рамазанов, Ш.А. Балалаева, О.Б. Рудаков, И.А. Саранов. Химия растительного сырья. **4**, 207 (2021).



# ОБЩИЕ ВОПРОСЫ



## РОССИЙСКАЯ НАУЧНАЯ ПЕРИОДИКА: ВЧЕРА, СЕГОДНЯ, ЗАВТРА

Е.В. Захарова

Редакция журнала «Успехи физических наук», Москва, Россия  
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия  
e-mail: [elena.zakharova.office@gmail.com](mailto:elena.zakharova.office@gmail.com)

В докладе представлена краткая история российских естественно-научных периодических изданий, в том числе их место в рейтингах международных наукометрических баз данных в разные периоды. Дается обзор различных проблем производства и продвижения российских научных периодических изданий. Указываются некоторые особенности представления метаданных и учета наукометрических показателей российских периодических изданий в наукометрических базах данных и библиографических указателях, а также наукометрические показатели авторов периодических изданий. Показаны разные варианты наукометрических рейтингов [1].

Часть доклада посвящена актуальным вопросам продвижения рукописи в редакции. Проводится анализ ошибок авторов при представлении рукописи в редакцию [2-4].

Заключительная часть доклада посвящена современному состоянию дел в российских научных периодических изданиях, их представлении в международных и отечественных базах данных; возможностях авторов продвигать свои научные публикации, в том числе и в базах данных, к которым в настоящий момент нет полноценного доступа, а также краткий обзор ресурсов научных учреждений по анализу публикационной активности своих сотрудников в отсутствие полноценного доступа к крупнейшим международным наукометрическим ресурсам [5].

1. Е.В. Захарова, «Особенности представления данных по цитированию статей, опубликованных в российских научных журналах, в Web of Science», в сб. XIII Конференция молодых ученых "Проблемы физики твердого тела и высоких давлений" г. Сочи, 12-21 сентября 2014 г.
2. Е.В. Захарова, «Как написать высокорейтинговую статью и остаться в живых», в сб. III Школа ПИЯФ и Молодежная конференция по физике конденсированного состояния, ФКС-2018, 12 – 17 марта 2018, Санкт-Петербург — Гатчина: НИЦ «Курчатовский институт» ПИЯФ (2018).
3. Е. В. Захарова, С. В. Демишев, «Принципиальные вопросы оценки качества рукописи. Рецензент и автор: содружество или конфронтация», в сб. Научное издание международного уровня — 2018: редакционная политика, открытый доступ, научные коммуникации. Материалы 7-й международной научно-практической конференции, Отв. ред. О. В. Кириллова (2018).
4. Е.В. Захарова «Три источника и три составных части успешной научной публикации», в сб. XXII Всероссийская конференция «Проблемы физики твердого тела и высоких давлений», г. Сочи, 2023 г. — М.: ФИАН (2023).
5. Е.В. Захарова, Е.И. Борзенкова «Особенности расчёта основных показателей результативности научной деятельности в современной действительности», в сб. XXI Всероссийская конференция "Проблемы физики твердого тела и высоких давлений" Сочи, 2022 г. — М.: ФИАН (2022).



## Авторский указатель

- Gebara P., 63  
Абдулкадирова Н.З., 63, 64  
Акимов К.О., 181  
Акрамов Д.Ф., 71, 80, 101, 102, 138  
Алиев А.М., 63, 64, 108  
Алиева М.Д., 65  
Андбаева В.Н., 168, 177  
Андреев С.В., 69, 70, 85, 97  
Аникеев С.Г., 41, 141  
Аникин М.С., 91  
Антонова О.В., 142  
Аргунов Е.В., 199  
Аржников А.К., 49  
Арсланов Т.Р., 103  
Артемьев М.А., 190  
Артюхова Н.В., 41, 141  
Афкаликова В.Ю., 167  
Ашуров Г.Г., 103  
Байдак С.Т., 226  
Бакиева О.Р., 187  
Балякин И.А., 219  
Баных П.А., 104  
Баранов Н.В., 75, 76, 78, 80, 101, 102, 138  
Барташевич А.М., 210  
Бибенин Н.Г., 73  
Беккер Т.Б., 207  
Бельтюков А.Л., 167  
Беляев А.Ю., 237, 238  
Билюкова М.Р., 168  
Блинов И.В., 146, 152  
Богач А.В., 175  
Богданова Е.А., 186  
Боголюбский А.С., 129, 130  
Бойко А.Н., 208, 210  
Большевич Е.А., 41  
Бострем И.Г., 225  
Боярских К.А., 169  
Бражкин В.В., 49  
Бронникова Ю.И., 105  
Букреева Ю.К., 170  
Бурков И.Д., 220  
Бучельников В.Д., 221  
Бычков И.В., 114, 137  
Валеева А.А., 198  
Валова М.С., 186  
Василевский Ф.А., 66  
Васильев А.Л., 195  
Васильев Р.Б., 57  
Васильевский И.С., 129, 130  
Васьковский В.О., 79, 83, 87, 89, 94  
Вдовин В.И., 153  
Виниченко А.Н., 129, 130  
Винник Д.А., 98  
Волегов А.С., 70, 77, 78, 85, 96, 97, 126, 128  
Волков А.Ю., 142, 145, 213  
Волкова Е.Г., 213  
Волосников Д.В., 171–173  
Воронин А.И., 132  
Воронова Л.М., 147  
Вшивцев М.А., 185, 194  
Гаврилова А.А., 142, 213  
Гаджиев А.В., 121  
Галимзянов Б.Н., 231  
Гамзатов А.Г., 63–65, 67, 108  
Гафуров М.Р., 86  
Герасимов Е.Г., 90, 210  
Герасимов М.Ф., 209  
Геращенко А.П., 138  
Гермизина А.А., 68  
Гермов А.Ю., 186  
Глухов К.И., 232  
Говорина В.В., 69, 208  
Голикова М.А., 123  
Голов А.В., 197  
Голубятникова А.А., 70, 97  
Гольдберг М.А., 86  
Горбачёв И.И., 106, 109  
Горбов Л.Е., 71  
Гордеев Г.А., 229  
Гордеев Н.В., 159  
Горьковенко А.Н., 87, 94  
Гостищев П.А., 123  
Гребенников В.И., 214  
Григорьев П.Д., 127  
Громов А.А., 151  
Губин А.А., 172  
Гудим И.А., 88  
Гудин С.А., 42

- Гудина С.В., 65, 129, 130, 133  
Гусейнов М.М., 72  
Гусейнов Т.З., 187  
Гюнтер В.Э., 41  
Давыдов Д.И., 143  
Данилова А.С., 49  
Дегтярев М.В., 147  
Демин А.М., 186  
Демишев С.В., 43  
Джалолиддинзода М., 103  
Днепровский В.С., 57  
Донских К.Г., 207  
Дорофеев С.Г., 57  
Дружинин А.В., 208  
Дубинин С.С., 190  
Дьячков Е.Г., 107, 188  
Дьячкова Т.В., 125  
Дёмин А.М., 44  
Ежов И.В., 143  
Енькова Е.О., 233  
Ерагер К.Р., 221  
Еремин Е.В., 88  
Ермекова Ж.С., 199  
Жуманазаров А.П., 189  
Заворницын Р.С., 73  
Загребина М.А., 137  
Залибеков У.З., 103  
Захарова Е.В., 245  
Захвалинский В.С., 121  
Заякин О.В., 144  
Заяц П.А., 80, 232  
Заяц С.В., 181  
Згибнев Д.А., 145, 213  
Зинин А.В., 91  
Зотов Б.О., 151  
Иванов В.Ю., 212  
Иванов К.В., 181  
Иванов М.С., 124  
Иванова А.С., 122, 123  
Игошев П.А., 66  
Изюров В.В., 190  
Ирхин В.Ю., 125  
Истомина А.Ю., 146, 152  
Кадырбардеев А.Т., 64, 65, 108  
Кадырина К.Д., 208, 210  
Казак А.И., 211  
Казанцев В.А., 101, 102  
Казанцева Н.В., 143  
Камаева Л.В., 105  
Каманцев И.С., 143  
Камилов И.К., 45  
Камилов К.И., 67  
Карабаналов М.С., 186  
Карамышев К.Ю., 147  
Карпенков Д.Ю., 122  
Кафтаранова М.И., 41, 141  
Кашникова М.Е., 80  
Кель И.Н., 144  
Киселев В.В., 81, 82  
Клековкина В.В., 222  
Ключарев М.Д., 71  
Князев А.В., 194  
Князев М.И., 91  
Коган Л.Х., 163  
Козвонин И.С., 74  
Кокурин М.Ю., 193  
Комарова В.А., 75, 76  
Комарский А.А., 161  
Комлев В.С., 86  
Конев В.В., 203  
Коренистов П.С., 125, 223  
Корженевский С.Р., 161  
Корзунова Е.И., 109  
Коробейников И.В., 131  
Корх М.К., 160  
Корх Ю.В., 192, 208, 210, 212  
Корчигин К.А., 77  
Котов Л.Н., 197  
Кочев И.В., 238  
Кочнев А.В., 160  
Кочурин Е.А., 46  
Красный О.Д., 161  
Криницина Т.П., 68  
Кругликов Н.А., 237–241  
Крылова Д.А., 239  
Кудряшов М.А., 185, 194  
Кудюков Е.В., 79  
Кузнецов Д.К., 101, 102  
Кузнецов Е.А., 196  
Кузнецов И.А., 114  
Кузнецова Т.В., 214  
Кузнецова А.Ю., 110, 111, 116  
Кузнецова Т.В., 192, 208, 210, 212  
Кузьмин Д.А., 137

- Кулеев И.Г., 224  
 Кулеев И.И., 224  
 Курбаков А.И., 92  
 Курбанова Д.Р., 112  
 Курляндская Г.В., 84  
 Курьшев А.О., 148  
 Ладынов В.И., 167  
 Ларионов И.А., 47  
 Ласёк М.П., 197  
 Лепаловский В.Н., 79, 83, 84, 87, 94  
 Липнягов Е.В., 174  
 Лихачёв И.А., 195  
 Лобанов А.Д., 212  
 Ломаев С.Л., 229  
 Лукоянов А.В., 95, 226  
 Лукшина В.А., 93  
 Лучников Л.О., 123  
 Ляхов А.Д., 225  
 Магомедов М.А., 112, 113  
 Мазагаева М.К., 113  
 Макеев М.Ю., 191  
 Максимова И.К., 73  
 Мальцев И.В., 114  
 Мальцева В.Е., 85, 96  
 Малютин М.С., 214  
 Малютина Ю.Н., 149  
 Мамин Г.В., 86  
 Мамонова М.В., 191  
 Манцевич В.Н., 48, 57  
 Марченков В.В., 125  
 Марченкова Е.Б., 125  
 Марчукова А.А., 171–173  
 Матосян А.М., 162  
 Мельников Г.Ю., 84  
 Меньшикова С.Г., 49, 167  
 Меренцов А.И., 118, 126, 128, 188, 216  
 Меренцова К.А., 190, 192  
 Миляев М.А., 68, 73  
 Михалёв К.Н., 50  
 Могилюк Т.И., 127  
 Мозговых С.Н., 78  
 Мокшин А.В., 231  
 Морозова Н.В., 131  
 Москалев М.Е., 87, 89, 94  
 Москвин А.С., 51  
 Московских Д.О., 199  
 Мочалов Л.А., 185, 194  
 Музюкин И.Л., 52  
 Мурзаханов Ф.Ф., 86  
 Мурзашев А.И., 189, 193  
 Муртазаев А.К., 112, 113, 115  
 Муртазаев К.Ш., 112  
 Мутайламов В.А., 115  
 Мухачев Р.Д., 226  
 Мухин С.И., 215  
 Мушников Н.В., 90, 210  
 Наймарк О.Б., 53  
 Наумов С.В., 125, 223  
 Наумова Л.И., 68, 73  
 Неверов В.Н., 65, 129, 130, 133  
 Незнахин Д.С., 69, 208  
 Некрасов И.А., 54, 227  
 Низаев А.Н., 79  
 Никифоров С.В., 209  
 Никулин К.Г., 232  
 Новикова О.С., 213  
 Носов А.П., 190, 192  
 Овсянников С.В., 131  
 Овчинников А.С., 74, 225  
 Овчинников С.В., 181  
 Оглобличев В.В., 80, 138  
 Онищенко А.О., 107  
 Осипова Е.А., 55  
 Павлов Н.С., 54, 227  
 Паймеров С.К., 193  
 Панов Ю.Д., 104  
 Паршакова М.А., 174  
 Пасынкова А.А., 93  
 Патраков Е.И., 212  
 Пахолкина С., 41  
 Пелевин И.А., 151  
 Перваков К.С., 227  
 Первиков А.В., 181  
 Перевышин В.А., 170  
 Перов Д.В., 196  
 Перов Н.С., 98  
 Петракова Н.В., 86  
 Петрова А.Н., 148  
 Пещерова С.М., 55, 153  
 Пирмагомедов З.Ш., 121  
 Пискунов Ю.В., 80, 138  
 Поволоцкий И.И., 171–173  
 Подгорбунская П.О., 145, 213  
 Попов В.В., 146, 228

- Постников М.С., 107, 110, 116–118, 126, 128, 150, 188, 216
- Похмелкин Н.С., 207
- Прекул А.Ф., 223
- Пресняков Р.В., 153
- Проглядо В.В., 68, 73
- Прохоров И.О., 185, 194
- Процев С.Д., 239, 240
- Пудалов В.М., 227
- Радзивончик Д.И., 214
- Рамазанов М.К., 112, 113
- Расковалов А.А., 81, 82
- Распосиенко Д.Ю., 148
- Ремпель А.А., 198, 219
- Ренев Д.С., 144
- Ригмант М.Б., 160
- Риль А.И., 103
- Ринкевич А.Б., 196
- Росляков С.И., 199
- Русалина А.С., 83, 84
- Русанов Б.А., 170
- Русанова А.И., 170
- Русинова Т.Д., 85
- Русских П.А., 182
- Рыжова А.А., 195
- Рыльцев Р.Е., 56, 230
- Рябухин М.О., 196
- Сабирзянов А.А., 170
- Сагатов Н., 207
- Садовникова М.А., 86
- Садыхов А.Ф., 80, 138
- Саиджонов Б.М., 57
- Сайпулаева Л.А., 121
- Саламатов Ю.А., 195
- Самарин А.Н., 175
- Самарин Н.А., 175
- Сандаков Н.С., 129
- Сарычев М.Н., 212
- Свалов А.В., 79, 83, 84
- Северова С.В., 87, 94
- Сеидов С.С., 211, 215, 220
- Селезнева Н.В., 71, 75, 76, 78, 80, 97, 101, 102, 138
- Селезнёва Н.В., 69
- Семянникова А.А., 125
- Середкин Н.Н., 176
- Сидоров В.Е., 170
- Ситников К.А., 88
- Скрипов П.В., 171, 173
- Слаповская Е.А., 185, 194
- Словеснова Н.В., 241
- Смирнов А.М., 57
- Смирнов Д.С., 48
- Смольников А.Г., 80, 138
- Соколов А.Л., 238
- Соколовский В.В., 221
- Солнцев С.Д., 89
- Сташков А.Н., 159, 162–164
- Сташкова Л.А., 90, 159
- Степанов А.Е., 125
- Степанов Н.П., 124
- Степанова Е.А., 83–85, 96
- Степучев Е.А., 197
- Столбовский А.В., 152
- Ступак М.Е., 228
- Суворова В.С., 151
- Судакова С.А., 152
- Сулиз К.В., 181
- Сулимов М.А., 212
- Султанов А.С., 91
- Сумников С.В., 117
- Суслов Е.А., 110, 111, 116, 117
- Суслопарова А.Е., 92
- Сушникова А.А., 198
- Тарасов Е.Н., 91
- Таскаев С.В., 72
- Тимофеева А.В., 93
- Титов А.А., 118, 126, 150, 216
- Титов А.Н., 107, 110, 111, 117, 118, 126, 128, 131, 188, 216
- Тишин Д.С., 186
- Толмачев М., 144
- Туруткин К.В., 129, 130
- Тютюнник А.П., 125
- Улитко В.А., 203
- Уразалиев М.Г., 228
- Усик А.Ю., 131
- Устинов В.В., 73
- Уткин Н.А., 80
- Фалахутдинов Р.М., 146, 152
- Фатталова Д.Р., 229
- Федина Л.И., 55, 153
- Федоренко Л.В., 151
- Фещенко А.А., 87, 94

Хазиева Е.О., 230  
Ханина А.С., 132  
Хищенко К.В., 58, 169, 176  
Ховайло В.В., 122, 123, 132, 199  
Ходоренко В.Н., 41, 141  
Хонина Т.Г., 186  
Хорошева М.А., 55, 153  
Хотиенкова М.Н., 168, 177  
Храпай В.С., 59  
Цыганков А.А., 231  
Чащухина Т.И., 147  
Чепусов А.А., 161  
Чернов Е.Д., 95  
Чернышев В.А., 232  
Чернышихин С.В., 151  
Чернышова Е.В., 132, 199  
Чернышова Т.А., 68  
Чикунова Н.С., 152  
Чуешова А.Г., 55, 153  
Чуракова А.А., 154  
Шаймарданова Л.Г., 96  
Шалагинов А.Н., 70, 97  
Шарова Е.А., 241  
Шевцова Л.И., 155  
Шеин И.Р., 227  
Шерокалова Е.М., 78  
Шерстюк Д.П., 98  
Шипкова Е.Д., 98  
Шишкин Д.А., 69, 102  
Шишкин М.А., 133  
Шкварин А.С., 107, 116, 118, 188, 216  
Шкварина Е.Г., 107, 118, 216  
Шустин М.С., 233  
Щапова Е.А., 159, 162, 164  
Щелкачев Н.М., 49, 230  
Юшков А.А., 94  
Якунин М.В., 129

Тезисы докладов  
XXIII Всероссийской школы-семинара  
по проблемам физики конденсированного состояния вещества  
г. Екатеринбург, 23 ноября — 30 ноября 2023 г.

ISBN 978-5-6045774-8-6



9 785604 577486

УДК 538.9  
ББК 22.37я431

Материалы школы-семинара  
публикуются в авторской редакции  
Технический редактор — П.А. Игошев  
Верстка — П.А. Игошев, Д.И. Радзивончик,  
Н.С. Павлов, Д.В. Беяев, Е.И. Корзунова, А.Д. Лобанов, С.А. Маслова, А.С. Панасенко  
Дизайн обложки — Н.С. Чикунова  
Ответственные за выпуск — С.А. Гудин, А.Н. Спашков  
Отпечатано на ризографе ИФМ УрО РАН  
Печать обложки — участок оперативной полиграфии УрО РАН  
Заказ № 68. Тираж версии 60 экз. Усл. печ. л. 29,3

---

ИФМ УрО РАН  
620108, г. Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18  
тел. (343) 378-38-65  
e-mail: [spfks@imp.uran.ru](mailto:spfks@imp.uran.ru)