

Уральское отделение РАН  
Институт физики металлов УрО РАН  
Институт теплофизики УрО РАН  
Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина



# Тезисы докладов

XII Всероссийская молодёжная школа-семинар  
по проблемам физики конденсированного состояния вещества  
(С.П.Л.К.С.-12)

14-20 ноября 2011 года

Екатеринбург  
2011



## Финансовая поддержка

Российский Фонд Фундаментальных Исследований  
Фонд некоммерческих программ «Династия»  
Уральское отделение Российской Академии Наук  
Институт физики металлов УрО РАН  
Институт теплофизики УрО РАН

## Оргкомитет

- \* Телегин Андрей Владимирович — к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН (председатель оргкомитета)
- \* Горбачев Игорь Игоревич — к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН (зам. председателя оргкомитета)
- \* Гудин Сергей Анатольевич — к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН (зам. председателя оргкомитета)
- \* Сташкова Людмила Алексеевна — ИФМ УрО РАН (учёный секретарь)

## Технический комитет

- \* Каменский Иван Юрьевич. — к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН (председатель)
- \* Ефремов А.В. — ИФМ УрО РАН
- \* Шкварин А.С. — ИФМ УрО РАН
- \* Саламатов Ю.А. — ИФМ УрО РАН
- \* Гапонцева Н.Н. — ИФМ УрО РАН

## Локальный комитет

- \* Ширинкина Ирина Геннадьевна — к.т.н., ИФМ УрО РАН (председатель)
- \* Агзамова П.А. — ИФМ УрО РАН
- \* Горбачев И.И. — к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН
- \* Андбаева В.Н. — ИТФ УрО РАН
- \* Меренцов А.И. — УрФУ
- \* Саламатов Ю.А. — ИФМ УрО РАН
- \* Шкварина Е.Г. — ИФМ УрО РАН
- \* Мостовщикова Е.В. — к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН
- \* Гапонцев В.В. — ООО СмартФорм
- \* Блинова Ю.В. — к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН
- \* Смольников А.Г. — ИФМ УрО РАН
- \* Сташкова Л.А. — ИФМ УрО РАН
- \* Садыков А.Ф. — ИФМ УрО РАН
- \* Арапова И.Ю. — к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН
- \* Волкова З.Н. — ИФМ УрО РАН
- \* Шарапова В.А. — к.т.н., УрФУ
- \* Гохфельд Н.В. — ИФМ УрО РАН
- \* Столбовский А.В. — ИФМ УрО РАН
- \* Хотиенкова М.Н. — ИТФ УрО РАН
- \* Гурашкин А.Л. — ИТФ УрО РАН
- \* Вершинин А.В. — ИФМ УрО РАН

## Программный комитет

- \* Сташков Алексей Николаевич — к.т.н., ИФМ УрО РАН (председатель)
- \* Мостовщикова Е.В. — к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН
- \* Журавлев А.К. — к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН (зам. председателя)
- \* Блинова Ю.В. — к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН
- \* Сташкова Л.А. — ИФМ УрО РАН
- \* Ширинкина И.Г. — к.т.н., ИФМ УрО РАН
- \* Волосников Д.В. — к.ф.-м.н., ИТФ УрО РАН
- \* Гудина С.В. — к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН
- \* Кругликов Н.А. — к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН
- \* Гудин С.А. — к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН
- \* Пронин А.А. — к.ф.-м.н., ИОФ им. Прохорова
- \* Телегин А.В. — к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН
- \* Неверов В.Н. — к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН
- \* Каменский И.Ю. — к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН
- \* Шарапова В.А. — к.т.н., УрФУ
- \* Горбачев И.И. — к.ф.-м.н., ИФМ УрО РАН



# Содержание

<b>Вступительная статья</b>	<b>1</b>
<b>Научный отчёт об XI Всероссийской молодёжной школе-семинаре по физике конденсированного состояния вещества</b>	<b>5</b>
<b>Лекции</b>	<b>9</b>
Магнитное упорядочение и физические свойства твёрдых тел, <i>Баранов Н.В.</i> . . . . .	11
Квантовая теория полей движения, <i>Гламазда Д.В.</i> . . . . .	12
Сдвиг под давлением: мифы и реальность, или научно-методические аспекты изучения материалов, деформированных методом сдвига под давлением, <i>Дегтярев М.В.</i> . . . . .	13
Исследование межслойного взаимодействия в слоистых магнитных структурах методом ферромагнитного резонанса, <i>Дровосеков А.Б., Крейнес Н.М., Холин Д.И.</i> . .	14
Интеллектуальная собственность. Методы защиты ИС, <i>Кузнецова У.О.</i> . . . . .	15
Обработка зашумленных экспериментальных данных с помощью методов интервального анализа, <i>Кумков С.И.</i> . . . . .	16
Спиновые клапаны с эффектом гигантского магнитосопротивления, <i>Миляев М.А., Устинов В.В.</i> . . . . .	17
ЯМР в магнитных оксидах, <i>Михалев К.Н.</i> . . . . .	18
Тепловая проводимость наножидкостей в опытах с мощным тепловыделением, <i>Скрипов П.В., Рютин С.Б.</i> . . . . .	19
Дихалькогениды титана как нанореакторы, <i>Титов А.Н.</i> . . . . .	20
Неразрушающий контроль. Магнитные методы., <i>Щербинин В.Е.</i> . . . . .	21
<b>Магнитные явления</b>	<b>23</b>
Количественные параметры доменных и микромагнитных структур в кристалле-пластине-(001) феррита-граната, <i>Агафонов Л.Ю., Бельский И.Е., Памятных Л.А., Шматов Г.А.</i> . . . . .	25
Магнитный момент атомов хрома, интеркалированных в дихалькогениды переходных металлов, <i>Шерокалова Е.М., Бараковская Е.П., Селезнева Н.В., Волегов А.С., Баранов Н.В.</i> . . . . .	26
Теплоёмкость квазиодномерного антиферромагнетика $\beta$ – $\text{TeVO}_4$ , <i>Блудов А.Н., Савина Ю.А., Пащенко В.А., Гнатченко С.Л., Szewczyk A.</i> . . . . .	27
Компьютерное моделирование магнитных свойств изотропного ансамбля абсолютно однодоменных взаимодействующих кристаллитов интерметаллида $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$ , <i>Болячкин А.С., Волегов А.С.</i> . . . . .	28
Влияние магнитоэлектрического взаимодействия на структуру доменных границ, <i>Борич М.А.</i> . . . . .	29
Магнитный импеданс аморфных упругодеформированных микропроводов, <i>Васюхно Н.В., Кудрявцев В.О., Моисеев А.А., Букреев Д.А.</i> . . . . .	30

Межзёренное обменное взаимодействие и магнитная восприимчивость наноструктурированных сплавов системы Nd – Fe – В в различных магнитных состояниях, <i>Волегов А.С., Болячкин А.В.</i> . . . . .	31
Магниторезистивные свойства плёночных композитов Co – SiO <sub>2</sub> , Co – Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> и прототипов магнитных сенсоров на их основе, <i>Горьковенко А.Н., Лепаловский Н.В., Ювченко А.А., Васьковский В.О.</i> . . . . .	32
Исследование магнитных свойств синтезированных ферритов, <i>Боева М.К., Аминева Н.А., Ильтуганов А.А., Губайдуллин Р.Р., Гареева М.Я.</i> . . . . .	33
Особенности магнитных свойств Nd <sub>0.9</sub> Dy <sub>0.1</sub> Fe <sub>3</sub> (VO <sub>3</sub> ) <sub>4</sub> , <i>Демидов А.А., Филимонова Т.В.</i> . . . . .	34
Парамагнитная восприимчивость $\gamma$ -фазы железа, <i>Ефремов А.В., Катанин А.А., Потеряев А.И., Шорилов А.О., Скорняков С.Л., Коротин М.А., Анисимов В.И.</i> . . . . .	35
Теоретический анализ процесса намагничивания орторомбических магнетиков, <i>Жданова О.В., Воронин Н.А.</i> . . . . .	36
Применение элементов Пельтье для исследования температурной трансформации магнитной доменной структуры, <i>Иванов Р.П.</i> . . . . .	37
Исследование наноструктуры гетерогенных высококоэрцитивных сплавов Sm – Gd – Zr – Co – Cu – Fe, <i>Куртанов Н.И., Величко Е.С.</i> . . . . .	38
Изучение трансформации магнитной доменной структуры на поверхности кристаллов DyFe <sub>11</sub> Ti под влиянием механических напряжений, <i>Кучер Д.С., Мурзанов М.С.</i> . . . . .	39
Спектры ЭПР тонких плёнок GdMnO <sub>3</sub> на подложках LaAlO <sub>3</sub> и SrTiO <sub>3</sub> , <i>Мамедов Д.В., Гаврилова Т.П., Фазлижанов И.И., Еремина Р.М., Муковский Я.М., Чичков В.И.</i> . . . . .	40
Возможность спиновой поляризации в системе Cr <sub>y</sub> Ti <sub>1-y</sub> X <sub>2</sub> (X = Se, Te), <i>Меренцов А.И., Шкварин А.С., Волегов А.С.</i> . . . . .	41
Магнитные свойства квазиодномерного антиферромагнетика $\beta$ – TeVO <sub>4</sub> , <i>Савина Ю.А., Блудов А.Н., Пашенко В.А., Гнатченко С.Л., Lemmens P, Berger H.</i> . . . . .	42
Исследование влияния намагниченности $\delta$ – < Mn > слоя на поляризацию фотолюминесценции квантовой ямы в гетероструктурах InGaAs/GaAs/ $\delta$ – < Mn > на сингулярных и вичинальных гранях GaAs, <i>Таланцев А.Д., Дмитриев А.И., Зайцев С.В., Данилов Ю.А., Дорохин М.В., Кудрин А.В., Звонков Б.Н., Моргунов Р.Б.</i> . . . . .	43
Экспериментальные исследования магнитокалорического эффекта в мультифункциональных сплавах Гейслера Ni – Fe – Mn – Ga и Ni – Co – Mn – Ga, <i>Файзуллин Р.Р., Бучельников В.Д., Дробосюк М.О.</i> . . . . .	44
Изменение энтропии при метамагнитном переходе в сплавах Fe <sub>0.49</sub> (Rh <sub>0.94-x</sub> Pd <sub>0.06</sub> Ir <sub>x</sub> ) <sub>0.51</sub> , <i>Чиркова А.М., Волегов А.С., Казанцев В.А., Баранов Н.В.</i> . . . . .	45
Исследование свойств керамики La <sub>1-x</sub> Sr <sub>x</sub> Mn <sub>0.925</sub> Zn <sub>0.075</sub> O <sub>3</sub> (x = 0.075; 0.095; 0.115), <i>Шарипов К.Р., Еремина Р.М., Мингалиева Л.В., Баделин А.Г., Евсеева А.В.</i> . . . . .	46
<b>Фазовые переходы и критические явления</b>	<b>47</b>
Конкуренция процессов кристаллизации и кавитации при низких температурах, <i>Бобров К.С.</i> . . . . .	49

Зависимость порога перколяции от уровня допирования в манганитах $\text{La}_{1-x}(\text{Ag}, \text{K})_x\text{MnO}_3$ , <i>Гамзатов А.Г.</i> . . . . .	50
Численное моделирование коалесценции с учётом объёмной доли частиц второй фазы, <i>Гаузин И.С.</i> . . . . .	51
Моделирование эволюции полидисперсного ансамбля выделений нескольких составов в сталях, легированных V, Nb и Ti, <i>Горбачев И.И., Попов В.В., Пасынков А.Ю.</i> . . . . .	52
Диссоциация вихревых пар в двумерном гейзенберговском неколлинеарном антиферромагнетике, <i>Игнатенко А.Н.</i> . . . . .	53
Зонный ферромагнетизм и магнитные флуктуации в двумерных системах, <i>Игошев П.А., Катанин А.А., Ирхин В.Ю.</i> . . . . .	54
Резистометрическое исследование сплавов на медно-никелевой основе, <i>Клюкина М.Ф., Бараз В.Р., Новикова О.С.</i> . . . . .	55
Фазовые диаграммы в модели малого изинговского наномангнетика с учётом взаимодействия ближайших соседей, <i>Лаюров Е.П., Санников Е.В., Удодов В.Н.</i> . . . . .	56
K-структуры в расслаивающихся твёрдых растворах, <i>Васильев Л.С., Ломаев С.Л.</i> . . . . .	57
Эволюция K-структур при спинодальном распаде, <i>Васильев Л.С., Ломаев С.Л.</i> . . . . .	58
Структура и свойства сплавов системы Cu – Pd, упорядочивающихся по типу B2, <i>Новикова О.С., Волков А.Ю.</i> . . . . .	59
Время ожидания вскипания перегретых растворов ксенон–гелий, <i>Панков А.С.</i> . . . . .	60
Влияние состава на электрические свойства $\text{Cu}_{1-x}\text{Ag}_x\text{GeAsSe}_3$ ( $x = 0.7 - 0.95$ ), <i>Мельникова Н.В., Хейфец О.Л., Пинигина К.С., Бабушкина Г.В.</i> . . . . .	61
Исследование скорости роста параметров зародышей, растущих в сильно перегретой жидкости, по данным скоростной видеосъёмки, <i>Свитова К.В., Липнягов Е.В., Ермаков Г.В.</i> . . . . .	62
Моделирование процесса упорядочения бинарного сплава по диффузионному механизму в модели твёрдых сфер, <i>Халиков А.Р., Дмитриев С.В.</i> . . . . .	63
Электрические и магнитные свойства $\text{AgFeAsSe}_3$ при низких температурах, высоких давлениях и в магнитных полях, <i>Хейфец О.Л., Тебеньков А.В., Волегов А.С., Шакиров Э.Ф., Мельникова Н.В., Нугаева Л.Л., Бабушкина Г.В.</i> . . . . .	64
Влияние высоких давлений и магнитных полей на электрические свойства $(\text{PbSe})_{0.7}(\text{AgAsSe}_2)_{0.3}$ , <i>Шакиров Э.Ф., Хейфец О.Л.</i> . . . . .	65
<b>Проводимость и транспортные явления</b> . . . . .	<b>67</b>
Кинетика электронов в композитной наноструктуре InAs/AlSb с двумерным вырожденным электронным газом, <i>Афанасова М.М., Горбунова Ю.Н.</i> . . . . .	69
Особенности проводимости в наноструктурах n – InGaAs/GaAs с двумя сильносвязанными квантовыми ямами, освещённых ИК-излучением, <i>Арапов Ю.Г., Гудина С.В., Неверов В.Н., Якунин М.В., Подгорных С.М., Звонков Б.Н.</i> . . . . .	70
Особенности высокотемпературных электрических свойств полупроводниковых керамик на основе диоксида олова, <i>Добросмыслов С.С., Кирко В.И., Степанов Е.И., Нагибин Г.Е.</i> . . . . .	71

Зависимость динамики ионов от состава и структуры стеклообразных ионных проводников, <i>Задворных И.В., Мельникова Н.В.</i> . . . . .	72
Зависимость ширины полосы делокализованных состояний от температуры в гетероструктурах $n$ – InGaAs/GaAs, <i>Клепикова А.С., Неверов В.Н., Гудина С.В., Якунин М.В.</i> . . . . .	73
Электросопротивление фуллерена $C_{60}$ и графита под высокими давлениями при комнатной температуре, <i>Волкова Я.Ю., Петросян Т.К., Тихомирова Г.В.</i> . . . . .	74
Аномальное поведение эффекта Холла в электронном сверхпроводнике $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с разным уровнем легирования, <i>Петухов Д.С., Чарикова Т.Б., Шелушнина Н.Г., Харус Г.И., Неверов В.В., Королев А.В., Петухова О.Е., Иванов А.А.</i> . . . . .	75
Температурная зависимость верхнего критического поля в электронном сверхпроводнике $Nd_{2-x}Ce_xCuO_{4+\delta}$ с разным уровнем легирования, <i>Петухова О.Е., Чарикова Т.Б., Петухов Д.С., Иванов А.А.</i> . . . . .	76
Электропроводность и диффузионные свойства двухслойных графеновых нанолент во внешнем электрическом поле, <i>Судоргин С.А., Лебедев Н.Г., Белоненко М.Б.</i> . . . . .	77
Проводимость по заряженным доменным стенкам в монокристаллах ниобата лития при повышенных температурах, <i>Чезганов Д.С., Батулин И.С., Есин А.А., Ахматханов А.Р., Шур В.Я.</i> . . . . .	78
<b>Оптика и спектроскопия</b> . . . . .	<b>79</b>
Программно-аппаратный модуль для исследования дозиметрических материалов методами ОСЛ-спектроскопии, <i>Белоусова Е.Ю., Ильин Д.О., Вохминцев А.С., Вайнштейн И.А.</i> . . . . .	81
Анализ эффективности возбуждения произвольно ориентированных излучающих диполей методом конфокальной сканирующей люминесцентной микроскопии, <i>Бойченко С.В.</i> . . . . .	82
Ионная ассоциация солей лития $Li^+[AsF_6]^-$ , <i>Галкин В.А., Эркабаев А.М., Бушкова О.В., Попов С.Э.</i> . . . . .	83
Кинетика туннельного переноса электрона в кристаллах боратов лития $Li_2V_4O_7$ и $Li_2V_3O_5$ , <i>Огородников И.Н., Киселева М.С.</i> . . . . .	84
Распространение структурных искажений в твистовой ячейке нематика во вращающемся электрическом поле, <i>Кондратьев Д.В., Мигранов Н.Г.</i> . . . . .	85
Фотолюминесценция GaN/AlGaN гетероструктур с двумерным электронным газом при наличии акцепторного центра неизвестной природы . . . . .	86
Изучение локальной атомной структуры твёрдых растворов NiZnO, <i>Пономарев Д.А., Бабанов Ю.А., Саламатов Ю.А.</i> . . . . .	87
Ростовые эффекты в катодолюминесценции объёмных монокристаллов AlN, <i>Спиридонов Д.М., Вохминцев А.С., Вайнштейн И.А.</i> . . . . .	88
Проявление сильной d-p гибридизации в спектрах фотолюминесценции $Zn_{1-x}M_xO$ ( $M$ – Mn, Co, Ni), <i>Чурманов В.Н., Соколов В.И., Груздев Н.Б., Пустоваров В.А.</i> . . . . .	89
Резонансная фотоэмиссия дихалькогенидов титана $TiX_2$ ( $X = S, Se, Te$ ), <i>Шкварин А.С., Ярмошенко Ю.М., Скориков Н.А., Яблонских М.В., Меренцов А.И., Шкварина Е.Г., Титов А.Н.</i> . . . . .	90

<b>Резонансные явления</b>	<b>91</b>
Парамагнетизм и электронные свойства кортексного альфа-кератина, <i>Купченко Д.Ю., Байтимиров Д.Р., Швачко Ю.Н.</i> . . . . .	93
Магнитная структура кубического перовскита $\text{SrMnO}_3$ по данным ядерного магнитного резонанса $^{55}\text{Mn}$ в локальном поле, <i>Волкова З.Н., Михалев К.Н., Верховский С.В., Геращенко А.П.</i> . . . . .	94
Поиск слабого ферромагнетизма в соединении $\text{LiCu}_2\text{O}_2$ методами ядерного магнитного резонанса, <i>Садыков А.Ф., Пискунов Ю.В., Геращенко А.П., Оглобличев В.В., Бузлуков А.Л., Михалев К.Н., Верховский С.В.</i> . . . . .	95
Устройство и эксплуатация сверхпроводящего магнита в экспериментах по ЯМР, <i>Смольников А.Г., Оглобличев В.В., Верховский С.В., Михалев К.Н., Пискунов Ю.В., Геращенко А.П., Бузлуков А.Л., Садыков А.Ф.</i> . . . . .	96
ЭПР- диагностика патогенности биоорганических материалов, <i>Хайдаршина Л.В., Пудов В.И.</i> . . . . .	97
<b>Физика низких температур</b>	<b>99</b>
Исследование эффекта Холла в $\text{GdV}_6$ , <i>Анисимов М.А., Глушков В.В., Богач А.В., Демишев С.В., Самарин Н.А., Филипов В.Б., Шицевалова Н.Ю., Левченко А.В., Случанко Н.Е.</i> . . . . .	101
Фермион-фермионное взаимодействие в разбавленной бозе-конденсированной газовой смеси, <i>Могилюк Т.И.</i> . . . . .	102
<b>Структурные и механические свойства твёрдых тел</b>	<b>103</b>
Автоблокировка ( <i>c+a</i> ) дислокаций в магнии, <i>Власова А.М., Антонова О.В., Плотников А.В.</i> . . . . .	105
О совершенстве кварцевого стекла, <i>Волков П.В., Брызгалов А.Н.</i> . . . . .	106
Особенности структуры переходной зоны соединения металлов с ограниченной взаимной растворимостью (сварка взрывом), <i>Волкова А.Ю., Гринберг Б.А., Иноземцев А.В., Антонова О.В., Елкина О.А.</i> . . . . .	107
Формирование структуры нанокристаллических упорядоченных медно-золотых сплавов и их свойства, <i>Буйнова Л.Н., Гохфельд Н.В., Коуров Н.И., Пилюгин В.П., Пушин В.Г.</i> . . . . .	108
Упругие свойства сплава с валентным переходом $\text{Sm}_{1-x}\text{Y}_x\text{S}$ , <i>Емельянов М.А.</i> . . . . .	109
Влияние величины аустенитного зерна и деформации на формирование структуры стали класса прочности К60, <i>Счастливец В.М., Табатчикова Т.И., Яковлева И.Л., Егорова Л.Ю., Ключева С.Ю.</i> . . . . .	110
Комплексный подход к микроскопическим исследованиям наночастиц, <i>Корнеев Д.В., Шикина Н.В., Исмагилов З.Р.</i> . . . . .	111
Использование интенсивной пластической деформации в условиях всестороннего сжатия для создания новых структурных состояний в магнии, <i>Кругликов Н.А., Каменецкий Б.И., Клюкин И.А.</i> . . . . .	112
Мессбауэровский анализ механоактивируемого синтеза дисперсно-упрочненных нитридами ОЦК сплавов Fe – Cr, <i>Козлов К.А., Ляшков К.А., Литвинов А.В.</i> . . . . .	113

Исследование катионного упорядочения в оливинах с использованием полнопрофильного анализа Ритвельда в экспериментах по рентгеновской дифракции, <i>Мақанов С.В., Чукин А.В., Петрова Е.В.</i> . . . . .	114
Получение нанокристаллического состояния в структуре безуглеродистой коррозионностойкой стали, <i>Озерец Н.Н., Мальцева Л.А., Шарапова В.А.</i> . . . . .	115
Особенности ультрамелкокристаллической структуры алюминиевых сплавов В95 и АМц, полученных с помощью динамического канальноуголового прессования, <i>Петрова А.Н., Ширинкина И.Г., Астафьев В.В.</i> . . . . .	116
Влияние динамической рекристаллизации при деформации в наковальнях Бриджмена на статическую рекристаллизацию меди при последующем нагреве, <i>Покрышкина Д.К., Дегтярев М.В., Чашухина Т.И., Воронова Л.М.</i> . . . . .	117
Влияние атомов примеси на скорость диффузии лития в кристаллическом кремнии, <i>Попов З.И., Федоров А.С., Федоров Д.А.</i> . . . . .	118
Начальные стадии механического сплавления в системе $Fe_{32}Al_{68}$ , <i>Елсуков Е.П., Протасов А.В., Ульянов А.Л., Колодкин Д.А.</i> . . . . .	119
Фазовый состав молибден-углерод-медных покрытий электротехнического назначения, сформированных методом электровзрывного напыления, <i>Романов Д.А., Будовских Е.А., Ионина А.В., Громов В.Е.</i> . . . . .	120
Компьютерное моделирование структуры сетеобразующих жидкостей в рамках ионной модели, <i>Рыльцев Р.Е.</i> . . . . .	121
Формирование метастабильной объёмно-центрированной тетрагональной фазы в неупорядоченном эквИАтомном сплаве FePd, <i>Сташкова Л.А., Гавико В.С., Власова Н.И., Попов А.Г., Щеголева Н.Н.</i> . . . . .	122
Термическая стабильность чистого никеля, полученного динамическим канально-угловым прессованием, <i>Столбовский А.В., Попов В.В., Попова Е.Н., Кузнецов Д.Д., Шорохов Е.В.</i> . . . . .	123
Структурные превращения медноникелевых сплавов после интенсивной пластической деформации, <i>Толмачев Т.П., Пилюгин В.П., Брытков Д.А., Антонова О.В.</i> . . . . .	124
Исследование кумуляции при взрывном нагружении стали 12Х18Н10Т, <i>Зельдович В.И., Фролова Н.Ю., Хейфец А.Э.</i> . . . . .	125
Ионная ассоциация перхлората лития в модели взаимодействия сложных молекул, <i>Эркабаев А.М., Попов С.Э., Бушкова О.В.</i> . . . . .	126
Микроструктура и механические свойства ванадия и ниобия, деформированных под давлением, <i>Ярославцев А.А., Пилюгин В.П., Толмачев Т.П., Гапонцева Т.М.</i> . . . . .	127
<b>Неразрушающий контроль</b>	<b>129</b>
Разработка месдозы для прессового оборудования высокого давления, <i>Барашов Д.В., Кругликов Н.А., Соколов А.Л.</i> . . . . .	131
Способы концентрации магнитного потока в зоне контроля при намагничивании объектов двухполюсными П-образными и цилиндрическими электромагнитами, <i>Василенко О.Н., Костин В.Н., Бида Г.В.</i> . . . . .	132

Применение рентгенофлуоресцентного спектрометра на полном отражении Nanohunter для исследования тонких магнитных плёнок, <i>Кулеш Н.А., Васьковский В.О., Аниховская С.С.</i> . . . . .	133
Метод неразрушающего контроля температуры активной области твердотельных полупроводниковых излучателей, <i>Менькович Е.А., Тарасов С.А.</i> . . . . .	134
Алгоритм отстройки от зазора между приставным электромагнитом и контролируемым изделием в задачах коэрцитиметрии, <i>Сташков А.Н., Ногин В.С.</i> . . .	135
<b>Теплофизические свойства веществ</b>	<b>137</b>
Капиллярная постоянная растворов гелия в ксеноне, <i>Андбаева В.Н., Хотиенкова М.Н.</i> .	139
Влияние дисперсии и анизотропии спектра тепловых фононов на поглощение продольного ультразвука в кристаллах Ge, <i>Кулеев И.Г., Кулеев И.И., Бахарев С.М.</i> . . .	140
Изучение формы струи перегретых жидкостей при истечении через короткий щелевой канал, <i>Бусов К.А., Решетников А.В., Мажейко Н.А.</i> . . . . .	141
Влияние микроколичеств влаги на перенос тепла в высокомолекулярных системах, <i>Волосников Д.В., Смотрицкий А.А., Старостин А.А., Скрипов П.В.</i> . . . . .	142
Оптоволоконный денсиметр для исследования свойств перегретых жидкостей, <i>Гурашкин А.Л., Ямпольский А.Д.</i> . . . . .	143
Магнитокалорический эффект в сплавах $Mn_{1,9-x}Co_xGe$ , <i>Осадченко В.Х., Тарасов Е.Н., Добрынин Н.В., Матвеева И.Н.</i> . . . . .	144
Расчет изотерм поверхностного натяжения в модели регулярных растворов, <i>Ицкович А.А., Бокштейн Б.С.</i> . . . . .	145
Тепловые свойства пероксида лития, <i>Корабельников Д.В., Алейникова М.В.</i> . . . . .	146
Метод бесконтактного мониторинга химических реакций в промышленном синтезе, <i>Смотрицкий А.А., Артемьев Г.А., Волосников Д.В., Ямпольский А.Д.</i> . . . . .	147
Применение методов симуляции редких событий для изучения кристаллизации и кавитации переохлаждённой жидкости, <i>Тетерин А.С.</i> . . . . .	148
Определение параметров кристаллизации жидкости методом молекулярной динамики, <i>Типеев А.О.</i> . . . . .	149
Описание поверхностного натяжения раствора метан-азот в рамках термодинамических моделей, <i>Хотиенкова М.Н., Андбаева В.Н.</i> . . . . .	150
Математическое моделирование самосогласованной задачи нагрева оксида цинка (ZnO) в СВЧ электромагнитном поле, <i>Чернецов В.В., Огурцов К.Н., Синицина Ж.С.</i> . .	151
Идентификация теплофизических свойств в широком диапазоне температур с использованием метода генетических алгоритмов, <i>Смотрицкий А.А., Ямпольский А.Д.</i> . . . . .	152
<b>Электрофизика</b>	<b>153</b>
Магнитно-импульсное прессование от лаборатории прикладной электродинамики, <i>Заяц С.В.</i> . . . . .	155

Хаотическая динамика локализованных возмущений на границе раздела диэлектрических жидкостей в горизонтальном электрическом поле, <i>Зубарев Н.М., Кочурин Е.А.</i> . . . . .	156
Стабилизация неустойчивости Кельвина-Гельмгольца внешним тангенциальным электрическим полем, <i>Зубарев Н.М., Кочурин Е.А.</i> . . . . .	157
Влияние толщины оксидного слоя на диэлектрические свойства МДП – структур на основе оксида алюминия, <i>Леонова Т.М., Кастро Р.А.</i> . . . . .	158
Оценка перспектив использования магнитопроводов из аморфного сплава для силовых трансформаторов, <i>Михалицына Е.А., Катаев В.А.</i> . . . . .	159

## **Наноматериалы** **161**

Наночастицы Со в металл-углеродных композитах, <i>Багдасарова К.А., Пузик И.И., Дзидзигури Э.Л., Карпачева Г.П.</i> . . . . .	163
Сверхрешётки CoFe/Cu и Co/Cu с эффектом гигантского магнитосопротивления, <i>Банникова Н.С., Миляев М.А., Наумова Л.И., Проглядо В.В., Каменский И.Ю.</i> . . . . .	164
Лазерная обработка металлов для создания гидрофобных поверхностей, <i>Васильев С.Г., Шур В.Я., Шишкина Е.В., Петухова Д.С., Тюрнина А.Е.</i> . . . . .	165
Математическое моделирование термодинамических свойств концентрированных магнитных жидкостей, <i>Епифанов Ю.А., Елфимова Е.А.</i> . . . . .	166
Моделирование процессов плавления и кристаллизации нанокластеров платины, <i>Замулин И.С., Гафнер С.Л.</i> . . . . .	167
Влияние легирования на структуру нанокристаллических слоёв Nb <sub>3</sub> Sn в многоволоконных сверхпроводниках, <i>Захаревская Е.Г., Попова Е.Н., Дерягина И.Л.</i> . . . . .	168
Синтез коллоидных растворов наночастиц серебра с помощью лазерной абляции в жидкости, <i>Козин Р.В., Шур В.Я., Тюрнина А.Е., Кузнецов Д.К.</i> . . . . .	169
Фотоэмиссионные спектры и электронная структура наноструктурированных и крупнозернистых титановых имплантов, <i>Коротин Д.М., Бартковски С., Курмаев Э.З., Нойманн М., Якушина Е.Б., Валиев Р.З., Чолах С.О.</i> . . . . .	170
Исследование поливинилиденфторида и его карбонизованных производных методом рентгеновской абсорбционной спектроскопии, <i>Морилова В.М., Песин Л.А., Бржезинская М.М., Байтингер Е.М., Евсюков С.Е., Вилков О.Ю., Нелюбов А.В.</i> . . . . .	171
Исследование термодинамической стабильности малых кластеров золота и меди в рамках потенциала сильной связи, <i>Мясниченко В.С.</i> . . . . .	172
Исследование магниторезистивных свойств и температурной стабильности сверхрешеток CoFe/Cu, <i>Рябова Т.А., Миляев М.А., Наумова Л.И., Проглядо В.В., Банникова Н.С.</i> . . . . .	173
Четырёхъядерный кластер Mn <sub>4</sub> (hmp) <sub>6</sub> – мономолекулярный магнит, <i>Семеняк Д.Н., Стариченко Д.В., Швачко Ю.Н.</i> . . . . .	174
Вычисление начальной магнитной восприимчивости высококонцентрированной магнитной жидкости, <i>Елфимова Е.А., Турьшева Е.В.</i> . . . . .	175

---

Применение наномеханического испытательного комплекса для маркировки оптических носителей информации, <i>Харитонов Д.В., Вохминцев А.С., Вайнштейн И.А.</i> .....	176
Влияние скорости охлаждения и конечной температуры на физические параметры нанокластеров меди, сконденсированных из газовой фазы, <i>Чепкасов И.В., Гафнер Ю.Я., Гафнер С.Л.</i> .....	177
<b>Биофизика</b> .....	<b>179</b>
Изучение биологической активности клеток спекл-интерферометрическим методом, <i>Бибенина Н.В., Малыгин А.С., Владимиров А.П.</i> .....	181
Моделирование кинетики туннельного переноса электрона для биологически значимых органических и неорганических соединений, <i>Киселева М.С., Огородников И.Н.</i> .....	182
Исследование деструкции шламов под действием бактерий <i>E. Shaposhnikovii</i> методами высокого разрешения, <i>Петухова Д.С., Шур В.Я., Шишкина Е.В., Фирсов Н.Н.</i> .....	183
<b>Авторский указатель</b> .....	<b>185</b>



# ВСТУПИТЕЛЬНАЯ СТАТЬЯ

## ЧАСТЬ I

*«Времена меняются, и мы меняемся вместе с ними»*

*Гораций*

Дорогие коллеги, уважаемые участники школы-семинара, от лица председателя конференции я решил кратко рассказать вам о подготовке к проведению молодёжной школы-семинара СПФКС-12 в этом году, об изменениях в составе оргкомитета, сообщить несколько слов о себе и изложить свои мысли о будущем СПФКС и сегодняшней ситуации.

Итак, само «существование» – это уже цепь перемен! В этом году существенно обновился коллектив оргкомитета – появилось много новых молодых учёных из Института физики металлов и Института теплофизики, знакомых вам по предыдущим семинарам СПФКС и нам по активному участию в общественной жизни институтов УрО РАН. И это правильно! Оргкомитет молодёжной конференции должен быть молодёжным. С возрастом меняются взгляды, цели, стремления. А школа должна проводиться молодыми учёными (студентами, аспирантами и сотрудниками) при содействии старших опытных товарищей при необходимости. И здесь наша школа несёт двойную нагрузку: учит вчерашних и сегодняшних студентов выступать, показывать и отстаивать свою точку зрения, свою научную работу, общаться в научной среде, в конце концов, элементарно учит различным бытовым «премудростям» участия в научных конференциях. Думаю, тут каждый, кто уже не раз участвовал в конференциях, прекрасно меня понимает и может сам рассказать пару-тройку историй и дать ценные советы. Так что я не буду подробно на этом останавливаться. Для оргкомитета СПФКС школа – это «школа жизни», когда нужно учиться самостоятельно находить деньги, тратить их и предоставлять отчёты, тесно общаться с ведущими российскими учёными и администрацией институтов УрО РАН, опыт лекционных выступлений, внутренних дискуссий и многое, многое другое. И, по моему мнению, наша основная задача сегодня состоит в активном вовлечении новых людей в научно-общественную деятельность с целью передачи опыта и сопровождения на пути плавного перехода от участника к организатору научного мероприятия. Насколько это у нас успешно получается, судить вам, участникам школы. Кстати, изнутри все эти перемены менее заметны. Наверное, бывших «СПФКСоцев» не бывает. Наши коллеги по оргкомитету никуда не уехали, мы с ними часто пересекаемся в институте, и они всегда готовы прийти на помощь. Ну, что ж, времена меняются, перемены есть и они положительные!

В этом году кроме нового состава оргкомитета СПФКС у нас ещё и новое место проведения семинара – базу отдыха «Солнечный камень» в бажовской Сысерти мы поменяли на опекаемый уральскими металлургами пансионат «Селен». Пробный осмотр показал, что у данного пансионата есть все шансы стать новой ежегодной площадкой для СПФКС. Отмечу, что финансовый фактор играл ключевую роль при выборе места проведения школы, хотя мы старались учесть и такие моменты как благоустройство номеров, наличие залов, удалённость от города и т.д. О том, насколько выигрышным это решение оказалось, мы сможем судить вместе с вами уже только после закрытия школы. Не поленитесь отписать нам несколько строк!

Кроме нового состава оргкомитета и места проведения школа-семинар СПФКС-12 получила и нового председателя оргкомитета. Если бы вы попросили кратко рассказать о себе, то мне 31 год, я работаю старшим научным сотрудником в лаборатории магнитных полупроводников ИФМа, куда попал ещё, будучи студентом 3 курса, для выполнения курсовой работы. Моя научная тема связана с экспериментальным изучением магнетизма и магнитооптических и электрических свойств легированных магнитных полупроводников. Если о моих научных планах, то в общих чертах они требуют вдумчивой кропотливой работы (в том числе

экспериментальной) над будущей докторской диссертацией. Со школой-семинаром СПФКС я впервые познакомился 7 лет назад, став, как и вы, участником этого мероприятия. Никто меня тогда не агитировал и не рекрутировал, но, видимо, настолько зацепил меня энтузиазм и энергия этого молодого коллектива организаторов, настолько все это показалось интересным, что было воспринято близко к сердцу и постепенно стало и моим делом тоже. Работу председателем оргкомитета СПФКС я воспринимаю как суровую школу жизни. Необходимый этап для карьеры современного учёного-руководителя. К сожалению, сегодняшние условия не позволяют физикам заниматься исключительно лишь научной деятельностью, не вдаваясь в экономические, бухгалтерские или правовые и юридические тонкости, как бы нам с вами того ни хотелось! Но этап – это всегда определённый узкий отрезок времени, ступенька, которую преодолевают, успешно выполняя поставленную задачу. Тем более нет, наверное, ничего экстраординарного в частой смене председателей оргкомитета СПФКС. Это закономерный процесс, так как каждый со временем встаёт перед выбором: развиваться как успешный организатор и администратор или учёный. Но так как нельзя стать одним, не зная работы другого, это мой вариант ответа на вопрос, почему вы стали председателем оргкомитета.

Вообще, организация подобного рода научных мероприятий всегда тяжкий труд и, на мой взгляд, здесь есть полная аналогия с ситуацией, когда лучше самим ходить в гости, чем принимать гостей. Финансовая и организационная работа по подготовке школы продолжается в течение года, отнимая кучу времени у ответственных за это людей! Пользуясь случаем, хочу выразить благодарность всем членам оргкомитета СПФКС-12, нашим коллегам и администрации Института за работу и помощь в подготовке школы-семинара 2011 года! Я же со своей стороны буду стараться, чтобы, во-первых, эта и последующие школы состоялись, во-вторых, они были такими же успешными, как и предыдущие, традиции развивались, а коллектив единомышленников всегда оставался сплочённым! А, если, в общем, то будущее будет зависеть от результатов семинара СПФКС-12, моих собственных планов и обратной связи с участниками школы.

Из «мыслей о будущем СПФКС» я как новый председатель оргкомитета хотел бы в первую очередь решить следующую задачу: определить более чётко курс СПФКС.

Возвращаясь к эпиграфу этой статьи, хочу отметить, что жизнь как река постоянно течёт в новом русле. Но не надо хвататься за берега, нужно держаться за капитана! Во «времена перемен» не оценимо, когда тебе есть на что опереться, есть настоящие друзья, люди, которые имеют твёрдую жизненную позицию и которым чужд всякий волюнтаризм. Например, я очень рад, что я знаком с идейным организатором, вдохновителем и самым опытным экс-председателем оргкомитета, руководителем школы-семинара СПФКС – Сергеем Гудиным. Это человек, на которого я всегда могу рассчитывать и как на друга, и как на коллегу по работе независимо от того, сходятся или нет наши мнения. Я искренне уважаю этого человека, чья рука и мысли красной нитью проходят через все школы-семинары, не исключая и СПФКС-2011.

*Сергей Анатольевич, вам слово!*

*Председатель оргкомитета СПФКС-12,  
к.ф.-м.н. А.В. Телегин*

## ЧАСТЬ 2

*«Своё дело я сделал. Русской чести не посрамил.  
Французы меня долго помнят будут»*

*Иван Поддубный*

Часть 2 я начал словами знаменитейшего борца, сказанные им в 1905 году в Санкт-Петербурге после победы на чемпионате мира по французской борьбе. Это не значит, что я умываю руки. «Дело» продолжается. А так как наша школа за прошедшее десятилетие выросла, превратившись в огромное, сложное и неподъёмное для неподготовленного человека «Дело» (каким бы энтузиастом и подвижником он не был), то, отойти от него, просто переложив груз ответственности на других, не так-то и просто. Хорошо, что в этом году к работе по организации школы активно подключилось новое поколение молодых учёных. Надеюсь, что кто-нибудь из них через несколько лет напишет очередную вступительную статью, предоставляя уже Андрею Телегину право ее продолжить. Андрей пишет про то, что у него наболело, про то, на что он затрачивает наибольшее количество сил и времени. На нового председателя оргкомитета обрушился в этом году груз ответственности, связанный с организацией всего процесса подготовки, это хорошо ощущается при прочтении его вступительной статьи. На мой взгляд, не отразилось в ней ещё две важные части: 1) создание коллектива и микроклимата в нем, 2) научный аспект, из-за которого, в общем-то, и организуется СПФКС.

Школа-семинар за прошедшие годы обросла традициями, одна из которых, – публикация в сборнике тезисов основных целей школы-семинара СПФКС.

### ***Цели, поставленные перед молодёжной школой-семинаром:***

- 1) *обучение участников, повышение их профессионального уровня, расширение научного кругозора;*
- 2) *объединение молодёжи, создание нового круга общения, установление научных связей;*
- 3) *приобретение опыта, как научного общения, так и организации и проведения конференций;*
- 4) *создание определённого психологического климата, помогающего молодым участникам лучше раскрыть свою личность и талант, почувствовать свою научную значимость.*

В целях говорится о школе и ее участниках в общем, но есть ещё и сам оргкомитет (в этом году это 35 человек). Его состав постепенно меняется, но основной костяк пока остаётся неизменным. Оргкомитет своим энтузиазмом и своей открытой дружелюбной атмосферой заряжает участников школы, создавая тот самый «определённый психологический климат». Формирование коллектива единомышленников, разрешение споров, сопровождение и оказание помощи в выполнении поставленных задач является непростой задачей. Во время совместной работы раскрываются сильные и слабые стороны людей, позволяя им лучше узнать друг друга. При этом, как правильно заметил Андрей, они часто становятся друзьями и даже порой образуются новые семьи (прочитав список членов оргкомитета, можно заметить много повторяющихся фамилий). Члены оргкомитета – это люди с активной жизненной позицией, умеющие ставить перед собой колоссальные задачи и решать их. Но кроме, упомянутых в части 1 знаний и умений, связанных с организацией школы, они должны знать и понимать как «свой» кусочек физики, так и «другие» проблемы физики конденсированного состояния. Поэтому для любого желающего на СПФКС всегда найдётся то, к чему надо стремиться и к чему надо расти. Уже через 10-15 лет многие из нас станут докторами наук, будут заведовать лабораториями. Но и тогда у них сохранится возможность ездить на СПФКС в качестве приглашённых лекторов. И очень радуется, когда наши «старшие товарищи», которые перешагнули рубеж в 35 лет уже 10-15 лет назад, сами вызываются приехать на школу. Значит, и им она интересна и полезна. Мою мысль продолжает председатель программного комитета Сташков Алексей: «Перемены не должны происходить без

преемственности поколений, мы не должны забывать свои корни. Вот и на школу-семинар оргкомитет всякий раз старается приглашать людей, к которым хочется прислушиваться и перенимать научный опыт. Таких людей, к сожалению, с каждым годом становится все меньше, так как жизнь берет своё. И одна из задач молодых – успеть пообщаться с такими людьми, узнать, как проходила их жизнь и жизнь предыдущих поколений. Например, узнать, как зарождались на Урале научные школы металлургов и «магнитчиков». С этой целью на молодёжной школе-семинаре СПФКС-12 прочитают лекции академики РАН Вадим Михайлович Счастливцев и Арлен Михайлович Ильин, член-корреспондент РАН Виталий Евгеньевич Щербинин, доктора наук Михаил Иванович Куркин, Анатолий Петрович Танкеев и Геннадий Семенович Корзунин. Пожелаем им крепкого здоровья! Не забыта и тема 50-летия со дня первого полёта человека в космос. Чувство патриотизма до сих пор не остыло в наших сердцах – надпись на крыше одного из домов центральной улицы Екатеринбурга гласит: «Спасибо, Юра! Космос наш!». На школе-семинаре мы также постараемся затронуть тему космоса. Всех планов и сюрпризов раскрывать пока не будем, все узнаете...».

В заключение я бы хотел поблагодарить всех, кто приложил руку к организации этого «Дела» – школы-семинара СПФКС-12. СПАСИБО ВАМ!

*Председатель оргкомитета школы-семинара  
СПФКС-2–СПФКС-10, к.ф.-м.н. С.А. Гудин*

# АНАЛИТИЧЕСКИЙ ОТЧЁТ ОБ XI ВСЕРОССИЙСКОЙ МОЛОДЁЖНОЙ ШКОЛЕ-СЕМИНАРЕ ПО ФИЗИКЕ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА

## 1. Общая статистическая информация

XI Всероссийская молодёжная школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-11) памяти академика Б.В. Литвинова проводилась с 15 по 21 ноября 2010 г. в п. Верхняя Сысерть Свердловской области. Основными организаторами СПФКС-11 являлись Уральское отделение РАН, Институт физики металлов УрО РАН (большинство членов оргкомитета – молодые сотрудники ИФМ УрО РАН) и Институт теплофизики УрО РАН при финансовой поддержке Уральского отделения РАН, РФФИ и Фонда некоммерческих программ «Династия».

СПФКС проводится в формате научной конференции с элементами образовательной направленности. Подавляющее большинство участников СПФКС-11 составляли молодые сотрудники институтов РАН, студенты и аспиранты. С целью повышения квалификации и расширения кругозора молодых специалистов были организованы лекции, посвящённые как различным фундаментальным аспектам современной физики твёрдого тела, так и актуальным проблемам технологического и прикладного характера. В качестве лекторов (приглашённых докладчиков) выступили ведущие учёные УрО РАН, а также профессора Уральского государственного университета. Для участия в работе школы-семинара в оргкомитет поступило 311 заявок. Общее количество участников школы-семинара составило 228 человек из 37 городов РФ, представляющих 48 научных и образовательных учреждений, а также 7 человек из стран СНГ (Украина, Казахстан) и 1 сотрудник NIST (США). Среди участников в работе школы приняло участие и выступило с докладами и лекциями: академиков и членов-корреспондентов РАН – 3 человека, докторов наук – 12 человек, кандидатов наук – 34 человек, аспирантов – 42 человека, молодых учёных без степени – 97 человек, студентов – 40 человека. Всего в ходе проведения школы-семинара было представлено 206 докладов (согласно сборнику тезисов и вся дальнейшая статистика идёт из этой цифры) по фактической программе школы 174 доклада, из них лекций – 25, устных докладов молодых учёных – 60, стендовых докладов – 121.

В ходе подготовки СПФКС-11 оргкомитетом была создана электронная система онлайн-регистрации заявок на участие в конференции, что позволило существенно улучшить процессы учёта и обработки статистических данных, включающих информацию о количестве и тематике докладов различных категорий, персональном составе докладчиков, географии организаций и т.д. Результаты обработки этой информации можно сопоставлять с данными за предыдущие годы, прослеживая временную динамику различных показателей (см. таблицы 1-3).

Анализируя приведённые выше статистические данные, легко обратить внимание на следующие основные тенденции. Во-первых, общее количество докладов за рассматриваемый период постепенно стабилизировалось на уровне 200-210, что близко к предельно возможному с учётом ограничений по времени (суммарное время сессий за неделю работы конференции – не более 48 часов). Вторая важная тенденция касается географического распределения докладчиков: за последние два года только 60% докладов сделаны жителями Екатеринбурга (в это число входят иногородние студенты и аспиранты, учащиеся в г. Екатерин-

Год	2007	2008	2009	2010
Общее количество	77	176	244	206
В том числе лекций	19 (25%)	19 (10.8%)	27 (11.1%)	25 (12.1%)
Устных докладов	39 (51%)	73 (41.5%)	83 (34.0%)	55 (26.7%)
Стендовых докладов	19 (25%)	49 (27.8%)	119 (48.8%)	69 (33.5%)
Заочных участников	н/д	35 (19.9%)	15 (6.1%)	57 (27.7%)

Таблица 1. Категории докладов (согласно сборнику тезисов)

Год	2007	2008	2009	2010
Членов РАН	3 (4%)	3 (1.7%)	3 (1.2%)	3 (1.5%)
Докторов наук	5 (6%)	5 (2.8%)	8 (3.3%)	12 (5.8%)
Кандидатов наук	22 (29%)	35 (19.9%)	41 (16.8%)	34 (16,5%)
Аспирантов + б/с	34 (44%)	85 (48.3%)	88 (36.1%)	117 (56,8%)
Студентов	13 (17%)	48 (27.3%)	82 (33.6%)	40 (19.4%)

Таблица 2. Персональный состав докладчиков (согласно сборнику тезисов)

бурге), в то время как 40% составляют иногородние участники. Таким образом, СПФКС фактически является всероссийским научным мероприятием.

Распределение докладов по категориям также вышло на некие оптимальные значения: 20-25 лекций (приглашённых докладов), примерно половина которых делается учёными старшего поколения (доктора наук, члены-корреспонденты и академики РАН), и ещё примерно столько же – молодыми кандидатами наук. Кроме того, в программе конференции предусматривается 60-80 кратких сообщений по 15-20 минут каждое, и около 100 стендовых докладов, которые представляются преимущественно студентами и аспирантами первого года обучения. В соответствии с принятым в прошлом году решением конференции, в 2010 г. оргкомитет уделил гораздо больше внимания отбору заявок, отдавая приоритет при формировании научной программы ее научному содержанию, а не общему количеству докладов.

Отметим также, что большая часть участников из Екатеринбурга представляют ИФМ УрО РАН (около 25%), УрГУ (около 20%) и ИТФ УрО РАН (около 6-7%), что составило в сумме около половины от общего количества докладчиков. Интересно, что в 2010 г. по сравнению с 2009 г. несколько снизилось количество студентов, и в то же время значительно увеличилось количество аспирантов (от 36% до 57% от общего числа докладов); возможно это связано с тем, что некоторое количество студентов старших курсов - постоянных участников СПФКС продолжило обучение в аспирантуре.

## 2. Анализ тематики научной программы

Участие значительного количества докладчиков из большого количества различных организаций позволило осветить 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.

Год	2007	2008	2009	2010
Членов РАН	3 (4%)	3 (1.7%)	3 (1.2%)	3 (1.5%)
ИФМ УрО РАН	33 (43%)	41 (23.3%)	59 (24.2%)	52 (25.2%)
ИТФ УрО РАН	6 (8%)	12 (6.8%)	15 (6.1%)	14 (6.8%)
ИЭФ УрО РАН	н/д	н/д	12 (4.9%)	8 (4%)
УрГУ	21 (27%)	23 (13.1%)	47 (19.3%)	45 (21.8%)
УПИ	4 (5%)	8 (4.5%)	6 (2.5%)	6 (3%)
ЧГУ	н/д	8 (4.5%)	13 (5.3%)	5 (2.4%)
Россия	8 (10%)	70 (39.8%)	78 (32%)	73 (35,4%)
СНГ	н/д	4 (2.3%)	3 (1.2%)	7 (3,4%)
Екатеринбург (всего)	69 (90%)	94 (53.4%)	150 (61%)	126 (61,2%)

Таблица 3. География организаций (согласно сборнику тезисов)

Год	2009	2010
Магнитные явления	36 (15.7%)	34 (16.4%)
Фазовые переходы и критические явления	39 (17%)	29 (14.1%)
Проводимость и транспортные явления	19 (8.3%)	12 (5,8%)
Оптика и спектроскопия	17 (7.4%)	15 (7,3%)
Резонансные явления	6 (2.6%)	9 (4,4%)
Физика низких температур	7 (3.1%)	6 (2.9%)
Структурные и механические свойства твёрдых тел	25 (11%)	37 (18.0%)
Неразрушающий контроль	11 (4.8%)	6 (2,9%)
Теплофизические свойства веществ	18 (7.9%)	18 (8.7%)
Электрофизика	7 (3.1%)	8 (3.9%)
Наноматериалы	37 (16.2%)	29 (14.1%)
Биофизика	7 (3.1%)	3 (1.5%)

Таблица 4. Тематика докладов

Большая часть докладов в процентном отношении посвящена структурным и механическим свойствам твёрдых тел (18%), магнитным явлениям (16.4%), и наноматериалам (14,1%). Также было представлено значительное количество докладов по фазовым переходам и критическим явлениям (14,1%), и в секции теплофизики (8.7%). Несмотря на более-менее равномерное распределение докладов по различным научным направлениям, данная тематика традиционно преобладает на СПФКС, поскольку значительное (в процентном соотношении) количество докладчиков работают в ИФМ и ИТФ УрО РАН, что несомненно отражается на приоритетах в их научной активности.

Согласно результатам анкетирования участников СПФКС-11 после окончания научной программы, наибольший интерес вызвали лекции академика М.В. Садовского («Электронная структура, сверхпроводимость и возможное псевдощелевое поведение в пниктидах железа», «ЭПР-75»), Н.В. Мушникова («Постоянные магниты: физика, технологии, применение»), Ю.Ф. Майданика («Контурные тепловые трубы – высокоэффективные теплопередающие устройства для систем терморегулирования»), академика Е.Н. Аврорина («Академик Б.В. Литвинов – учёный, конструктор. Научные исследования с помощью ядерных взрывов»), В.О. Васьковского («Магнетизм и функциональные свойства плёночных структур с аморфными ферромагнитными элементами»), а также приглашённые доклады молодых ученых –

С.В. Комогорцева («Особенности магнитной микроструктуры аморфных и нанокристаллических ферромагнетиков») и Ю.В. Пискунова («Ядерный магнитный резонанс как метод исследования вещества»).

Большинство представленных на конференции докладов направлены на решение наиболее актуальных, с точки зрения мировой науки, проблем физики конденсированных сред и вполне соответствуют мировому уровню исследований по указанным выше тематикам, некоторые из них ведутся по проектам с участием как отечественных, так и зарубежных специалистов.

*Председатель программного комитета  
СПФКС-11, к.ф.-м.н. А.А. Пронин*

*Секции  
Учебников*

~ o ~



## МАГНИТНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ И ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТВЁРДЫХ ТЕЛ

Баранов Н.В.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

E-mail: [baranov@imp.uran.ru](mailto:baranov@imp.uran.ru)

План лекции:

1. Введение.
2. Тепловое расширение магнитоупорядоченных кристаллов.
3. Объёмная и анизотропная магнитострикция.
4. Теплоёмкость и магнитокалорический эффект.
5. Влияние магнитного упорядочения на электросопротивление металлических магнетиков.
6. Магнитосопротивление.
7. Мультиферроики, как пример взаимодействия различных подсистем твёрдого тела.
8. Заключение.

## КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЕЙ ДВИЖЕНИЯ

Гламазда Д.В.

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

E-mail: [antimuon@mail.ru](mailto:antimuon@mail.ru)

Краткое содержание лекции:

Новая релятивистская теория построена на представлении на объектах микромира как о *непрерывно распределённых в пространстве и времени* динамических переменных – энергии, импульсе, угловом моменте и т.п., – в целом формирующих *поля движения*. Такой подход позволяет не постулировать «внешний вид», размеры и др. свойства частиц, а получить их в результате решения уравнения. Особенностью теории является объяснение происхождения инертной массы, отличное от механизма Хиггса.

План лекции

1. Для чего ищут бозон Хиггса. Что такое Стандартная модель.
2. Объединение моделей в Стандартной модели.
3. Квантовая теория полей (КТП) – «идеологическая» основа современных теорий в физике элементарных частиц.
4. Есть ли что-нибудь вне рамок КТП? Квантовая теория полей движения (КТПД).
5. Два основных отличия в фундаменте КТП и КТПД:
  - а) Как использование принципа относительности приводит к отказу от корпускулярно-волнового дуализма;
  - б) Как из уравнений на собственные значения следует нелокальность наблюдаемых.
6. Основные черты математического аппарата КТПД:
  - а) Скалярная комплексная волновая функция;
  - б) Определение волновой функции через плотности полей движения;
  - в) Парциальные поля движения; суперпозиция парциальных полей;
  - г) Универсальное уравнение динамики полей движения;
  - д) Взаимодействие. Поле реакции на воздействие;
  - е) Особенности поля реакции. Поле реакции как фазовое преобразование;
  - ж) Угловой момент в КТПД. Спин.
7. Проверка работоспособности формализма КТПД на задачах атомной физики:
  - а) Энергетические термы водородоподобных атомов;
  - б) Эффекты Штарка и Зеемана;
  - в) Учёт спина ядра.
8. Что может дать КТПД физике элементарных частиц сегодня:
  - а) Объяснение происхождения инертной массы;
  - б) Радиальное поле движения. Квантование действия;
  - в) Как выглядит несоставная фундаментальная частица (например, электрон) в собственной системе отсчёта;
  - г) Великое Объединение не нужно!

СДВИГ ПОД ДАВЛЕНИЕМ: МИФЫ И РЕАЛЬНОСТЬ, ИЛИ НАУЧНО-МЕТОДИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ИЗУЧЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ, ДЕФОРМИРОВАННЫХ МЕТОДОМ СДВИГА ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Дегтярев М.В.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

E-mail: [degtyarev@imp.uran.ru](mailto:degtyarev@imp.uran.ru)

План лекции:

1. История метода.
2. Схемы деформации и способы ее оценки.
3. Распределение деформации по образцу.
4. Релаксационные процессы, сопровождающие большую деформацию.
5. Стадийность большой деформации.
6. Сравнительная термическая стабильность структуры различных типов.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕЖСЛОЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СЛОИСТЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ МЕТОДОМ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Дровосеков А.Б.\*, Крейнес Н.М., Холин Д.И.

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, г. Москва, Россия

\*E-mail: [drovosekov@kapitza.ras.ru](mailto:drovosekov@kapitza.ras.ru)

После открытия в 1986 г. гигантского магнитосопротивления (ГМС) и антиферромагнитного упорядочения слоистых структур Fe/Cr стремительно возрос интерес к искусственным магнетикам подобного рода, формируемым из чередующихся слоев ферромагнитного (ФМ) и немагнитного материалов. Этот интерес прежде всего был вызван широким спектром возможных технических приложений ГМС и других явлений, связанных со спиновым транспортом, и в настоящее время оформился в целую область исследований, обобщенно именуемую спинтроникой.

Другой важной проблемой, связанной со слоистыми магнитными структурами, является вопрос происхождения межслойного магнитного взаимодействия между ФМ слоями, разделёнными немагнитной прослойкой. Для каждого конкретного типа структур величина и знак этого взаимодействия определяется рядом факторов, таких как материал и толщина прослойки, структура границ раздела слоев, наличие примесей и т.п. В частности, одним из нетривиальных эффектов оказывается возможность неколлинеарного упорядочения магнитных моментов соседних ФМ слоев. Выяснение механизмов подобного рода явлений представляет фундаментальный интерес.

Ферромагнитный резонанс (ФМР) является достаточно простым и эффективным методом исследования межслойного взаимодействия в рассматриваемых структурах. Суть явления ФМР заключается в резонансном поглощении электромагнитной волны в ФМ материале при совпадении ее частоты с одной из собственных частот колебаний намагниченности. В простейшем случае двух взаимодействующих ФМ слоев имеются две собственные частоты, соответствующие двум типам колебаний – прецессии магнитных моментов слоев в фазе и в противофазе. По аналогии с фононами в твёрдом теле первый тип колебаний называется акустической, а второй – оптической модами. Частоты акустической и оптической мод ( $f_{ac}$  и  $f_{opt}$ ) зависят от величины приложенного внешнего магнитного поля  $H$ . Вид кривых  $f_{ac}(H)$  и  $f_{opt}(H)$  определяется параметрами анизотропии и межслойного взаимодействия в системе.

Настоящий доклад посвящён применению метода ФМР для определения параметров межслойного взаимодействия на примере многослойных магнитных структур  $[Fe/Cr]_n$  и трёхслойных структур Fe/Si/Fe. Полевые зависимости частот резонанса  $f(H)$ , измеренные в диапазоне  $7 \div 37$  ГГц в полях до 10 кЭ, обрабатываются в модели биквадратичного обмена, когда энергия взаимодействия слоев описывается функцией

$$E = J_1(\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2) + J_2(\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2)^2, \quad (1)$$

где  $\mathbf{m}_1$  и  $\mathbf{m}_2$  – единичные векторы в направлении намагниченностей слоев. Получены температурные зависимости констант  $J_1$  и  $J_2$  в диапазоне  $4 \div 400$  К.

## ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНАЯ СОБСТВЕННОСТЬ. МЕТОДЫ ЗАЩИТЫ ИС

Кузнецова У.О.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

E-mail: [kuznecova-ulyana@mail.ru](mailto:kuznecova-ulyana@mail.ru)

1. Интеллектуальная собственность в законодательстве РФ.
2. Срок действия исключительных прав.
3. Автор изобретения, полезной модели, промышленного образца.
4. Объекты патентных прав.
5. Служебная или коммерческая тайна.
6. Ноу-хау, договор о передаче ноу-хау, ст. 1465 Секрет производства.
7. Патент.
8. Процедура получения патента.
9. Заявки на выдачу патента.
10. Документы, необходимые для регистрации в Роспатенте.
11. Риски, возникающие при получении патента.
12. Различия в методах защиты: патенты и коммерческая тайна.

## ОБРАБОТКА ЗАШУМЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДОВ ИНТЕРВАЛЬНОГО АНАЛИЗА

Кумков С.И.

Институт математики и механики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

E-mail: [kumkov@imm.uran.ru](mailto:kumkov@imm.uran.ru)

На практике экспериментальные данные зашумлены и содержат как обычные погрешности измерений, так и разного рода неконтролируемые возмущения. Тем не менее, исследователи формально применяют стандартные статистические подходы (например, метод наименьших квадратов [1]) для оценки параметров исследуемых зависимостей. Стандартные подходы опираются на методы математической статистики и на следующие принципиальные допущения о характеристиках погрешностей измерений: все замеры в обрабатываемой выборке полагаются несмещенными – не содержат хаотических искажений; закон распределения погрешности измерений является нормальным (гауссовским); исследуемая выборка замеров полагается однородной, т.е. законы распределения погрешности замеров как в каждом сечении выборки (для каждого значения основного независимого аргумента), так и во всех остальных её сечениях полагаются одинаковыми; выборка замеров должна быть представительной – содержать большое число замеров.

Однако, на практике доминирует ситуация, когда вероятностные характеристики погрешностей измерений неизвестны, а проверка гистограмм их распределения показывает, что они не являются нормальными. Далее, длина выборки может быть очень малой, например, в силу ограниченных возможностей проведения эксперимента. Всегда присутствуют неконтролируемые хаотические возмущения и выбросы замеров.

Кроме того, стандартные подходы имеют следующие недостатки. Принципиально не учитывается очень важная информация об ограничении на максимальное (по модулю) значение погрешности измерений. При малой длине выборки проблематичным является применение метода наименьших квадратов для оценки параметров исследуемых зависимостей. Не позволяют строго оценивать фактический уровень суммарных погрешностей в замерах выборки. Не позволяют точно оценивать области допустимых значений параметров; не позволяют учитывать возможные априорно известные области значений оцениваемых параметров. Не позволяют точно оценивать трубку (пучок) допустимых зависимостей исследуемого вида.

Как следствие, *невозможно обосновать* использование стандартных подходов и получить *гарантированные* представительные результаты. В таких условиях работоспособными оказываются *методы интервального анализа* [2,3]. Цель настоящей лекции – проиллюстрировать применение методов интервального анализа к обработке зашумленных экспериментальных данных и нахождению области допустимых значений параметров исследуемой зависимости в указанных условиях неопределённости.

Работа выполнена при поддержке Программы П(29)6-2 Президиума РАН и гранта РФФИ 09-01-00436.

1. Государственная система обеспечения единства измерений. Рекомендации по построению градуировочных характеристик. Оценивание погрешностей (неопределённости) линейных градуировочных характеристик при использовании метода наименьших квадратов, Р 40.2.028 (2003)
2. Жолен Л., Кифер М., Дидри О., Вальтер Э., Прикладной интервальный анализ, Москва-Ижевск, Регулярная и хаотическая динамика, (2007)
3. Кумков С.И., Обработка экспериментальных данных ионной проводимости расплавленного электролита методами интервального анализа // Расплавы, **3**, 86-96 (2010)

## СПИНОВЫЕ КЛАПАНЫ С ЭФФЕКТОМ ГИГАНТСКОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ

Миляев М.А.\*, Устинов В.В.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [milyaev@imp.uran.ru](mailto:milyaev@imp.uran.ru)

Многослойные наноматериалы типа «спиновый клапан» являются одним из основных элементов такой активно развивающейся области исследований, имеющей множество важных технических приложений, как спинтроника. Первые спиновые клапаны с эффектом гигантского магнитосопротивления, изготовленные на основе пермаллоя, меди и антиферромагнитного металла  $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ , были изготовлены в 1991 году. К настоящему времени исследованы десятки типов спиновых клапанов, отличающихся как типом магнитных и немагнитных материалов, так и порядком расположения слоев в многослойной наноструктуре. Главной особенностью спиновых клапанов является возможность значительного изменения их электросопротивления малым, в единицы и десятки эрстед, магнитным полем, что находит широкое применение в различных магниторезистивных сенсорах, датчиках углового положения, считывающих головках жестких дисков, элементах памяти и в других технических приложениях. Оптимизация характеристик спиновых клапанов, в основном, нацелена на повышение их магнитосопротивления и магниторезистивной чувствительности, а также на улучшение температурной стабильности. Величина магнитосопротивления для оптимизированных спиновых клапанов с металлическими слоями может достигать 30% при комнатной температуре. При использовании в спиновых клапанах вместо слоя меди диэлектрического слоя и при протекании тока поперек слоев реализуется спин-зависимое туннелирование электронов, при котором величина магнитосопротивления может достигать 70% в случае использования в качестве диэлектрика слоя из  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , и сотен процентов при использовании слоя из  $\text{MgO}$ .

В докладе будет рассмотрена история вопроса, проведено сравнение магниторезистивных свойств спиновых клапанов и магнитных металлических сверхрешеток с гигантским магниторезистивным эффектом, рассмотрены различные типы спиновых клапанов, приведены примеры наноструктур с рекордными характеристиками. Также будут продемонстрированы результаты текущих исследований, нацеленных на уменьшение гистерезиса полевых зависимостей магнитосопротивления металлических спиновых клапанов, и обсуждены возможные варианты их практического использования.

Работа выполнена в рамках темы «Спин», при частичной поддержке Программы Президиума УрО РАН (проект № 09-П-2-1037), РФФИ (проект № 10-02-00590) и проекта ОФИ УрО РАН № 11-2-23-НПО.

## ЯМР В МАГНИТНЫХ ОКСИДАХ

Михалев К.Н.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

E-mail: [mikhalev@imp.uran.ru](mailto:mikhalev@imp.uran.ru)

Накопленный за последние годы огромный экспериментальный и теоретический материал в области применения ядерного магнитного резонанса (ЯМР) как метода исследования соединений и гетероструктур на основе переходных металлов свидетельствует о чрезвычайной эффективности высокочастотной спектроскопии как локального метода, позволяющего анализировать на наноскопическом уровне, с одной стороны - спиновое и зарядовое распределение в ближайшем окружении различных ионов, формирующих кристаллическую решётку этих соединений, с другой – низкочастотную спиновую динамику, анализируемую избирательно на каждом атоме, входящем в состав соединения.

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

- особенности метода ЯМР при изучении соединений с дальним магнитным порядком и сильными электронными корреляциями;
- микроскопическое фазовое расслоение в манганитах по данным ЯМР  $^{55}\text{Mn}$  в локальном поле;
- магнитные поляроны в манганитах по данным ЯМР  $^{17}\text{O}$  [1,2];
- огромный динамический изотоп-эффект в системе  $(\text{La}_{0.25}\text{Pr}_{0.75})_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  при изотопном замещении  $^{18}\text{O} \rightarrow ^{16}\text{O}$  по данным ЯМР  $^{139}\text{La}$  [3];
- мультиферроики и несоизоморфные магнитные структуры: манганиты, ферриты и Кагоме-фазы по данным ЯМР  $^{55}\text{Mn}$ ,  $^{57}\text{Fe}$ ,  $^{51}\text{V}$ .

Некоторые экспериментальные результаты, упомянутые в докладе, получены при финансовой поддержке РФФИ, проект № 09-02-00310.

1. Trokiner A., Verkhovskii S., Yakubovskii A., Gerashenko A., Monod P., Kumagai K., Mikhalev K., Buzlukov A., Litvinova Z., Gorbenko O., Kaul A., Kartavtzeva M., Phys.Rev.B, **79**, 214414 (2009)
2. Verkhovskii S., Trokiner A., Gerashenko A., Yakubovskii A., Medvedeva N., Litvinova Z., Mikhalev K., Buzlukov A., Phys.Rev.B, **81**, 144415 (2010)
3. Михалев К. Н., Литвинов И. Е., Нигаматьянова З.Н., Якубовский А.Ю., Кауль А.Р., Горбенко О.Ю., Кумагаи К., Фурукава Ю., Известия РАН, серия физическая **71**, 626 (2007)

## ТЕПЛОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ НАНОЖИДКОСТЕЙ В ОПЫТАХ С МОЩНЫМ ТЕПЛО ВЫДЕЛЕНИЕМ

Скрипов П.В.\* , Рютин С.Б.

Институт теплофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [pavel-skripov@bk.ru](mailto:pavel-skripov@bk.ru)

В связи со стремлением добиться повышения эффективности теплообменных устройств поиск средств интенсификации теплообмена имеет давнюю историю. В качестве перспективного теплоносителя в последнее время рассматриваются наножидкости – суспензии наноразмерных частиц металлов и оксидов в базовой жидкости. Термин «наножидкость» был предложен в 1995 году профессором Чоу [1]. С его лёгкой руки наножидкостям была отведена роль «движущей силы» технологического прорыва в связи со значительным улучшением их тепловой проводимости («dramatic improvements») по отношению к базовой среде [1]. Соразмерно масштабу проблемы научно-техническое общество откликнулось устойчивым ростом числа публикаций на эту тему. Как и во время любого бума, массив данных по тепловой проводимости наножидкостей представляет собой довольно пёструю картину. Приводятся данные как об аномальном повышении эффективной теплопроводности суспензии («anomalous enhancement»), обусловленном введением малых добавок наночастиц, так и об отсутствии эффекта, отличного от аддитивных схем.

Анализируя данные опытов с наножидкостями, уместно сделать два замечания. Во-первых, практика показала, что результаты опытов чувствительны к возмущающему действию различных факторов и, в частности, могут нести отпечаток неустойчивости системы и склонности наночастиц к взаимодействию с поверхностью датчиков. По-видимому, к наножидкостям не вполне применимы методики опытов, разработанные для простых жидкостей и реализованные в коммерческих установках. Во-вторых, малая ширина температурного интервала, в котором поставлены опыты, не даёт оснований ни для объяснения имеющихся результатов, ни для их экстраполяции в область повышенных температур, свойственных для работы реальных устройств.

В докладе будет изложен разработанный авторами подход к изучению теплообмена в наножидкостях в широкой области изменения температуры (порядка сотен градусов) и мощности тепловыделения. Подход основан на методе управления мощностью импульсного теплового зонда и методике измерений, учитывающей специфику объекта изучения. Обнаружено, что в общем случае концентрационная зависимость тепловой проводимости наножидкостей на основе изопропанола имеет немонотонный характер. В области малого содержания наночастиц ( $10^{-2} - 10^{-1}$  г/л) проводимость снижается; при повышении содержания наночастиц ( $10^0 - 10^1$  г/л) проводимость возрастает, превышая соответствующее значение для базовой жидкости. Техника получения устойчивых наножидкостей освоена в ИЭФ УрО РАН [2].

Во введении будет уделено внимание истории развития науки о явлении перегрева. Речь пойдёт, в частности, о 50-летию выхода первой статьи Уральской теплофизической школы по этой теме [3] и о 140-летию публикации доклада Джеймса Томсона (1822 – 1892) на заседании британского общества за прогресс науки [4].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 10-08-00538.

1. Das S.K., Choi S.U.S., Yu W., Pradeep T., Nanofluids: Science and Technology, Wiley (2008)
2. Калинина Е.Г., Автореф. дисс. к.х.н., ГОУ ВПО УрГУ им. А.М. Горького (2010)
3. Скрипов В.П., Кукушкин В.И., ЖФХ, **35**, 2811 (1961)
4. Thomson J., Reports of the Meeting of the British Association for the Advancement of Sciences, **41**, 80 (1871)

## ДИХАЛЬКОГЕНИДЫ ТИТАНА КАК НАНОРЕАКТОРЫ

Титов А.Н.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия  
Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия  
E-mail: [alexander.titov@usu.ru](mailto:alexander.titov@usu.ru)

Дихалькогениды титана представляют собой слоистые соединения, кристаллическая структура которых сформирована композитными трёхслойными пакетами  $X-Ti-X$ ,  $X=S, Se, Te$ , разделёнными пустотами, известными как Ван-дер-Ваальсовы щели. Эти пустоты доступны для обратимой реакции внедрения многих посторонних объектов, объединённых в три основные группы. Во-первых, это атомы различных по своей природе металлов – щелочных, щелочноземельных, благородных, переходных, редкоземельных и постпереходных. Во-вторых, это органические молекулы и металлоорганические комплексы, способные быть донорами. В третьих, это так называемые «мисфитные» соединения, образованные внедрением монослоёв монохалькогенидов постпереходных или редкоземельных металлов  $MX$  со структурой  $NaCl$ . В последнем случае структура слоя  $MX$  практически не изменяется по сравнению с объёмным материалом, и подрешётки  $TiX_2$  и  $MX$  оказываются несоразмерны.

Тщательный анализ анизотропии коэффициента диффузии показывает, что базисные слои  $TiX_2$  практически непроницаемы для всех видов интеркаланта. Это означает, что Ван-дер-Ваальсовы щели можно рассматривать как контейнер для осуществления химических реакций между внедрёнными объектами. Однако оказывается, что контейнер не всегда совершенно инертен и может иногда принимать участие в протекании химических реакций.

Рассмотрены реакции термического разложения интеркалированных органических и металлоорганических молекул, реакции между со-интеркалированными металлами, занимающими разное положение в ряду электроотрицательности, реакции между металлом и структурным фрагментом  $MX$ . Отдельно подробно рассматривается случай участия в химических реакциях «контейнера» и последствия, к которым это приводит. Особый интерес вызывает природа дефектности решётки-матрицы и её взаимосвязь со степенью инертности.

В отличие от химических реакций между объёмными веществами, реакции в столь малом пространстве – шириною не более 0,35 нм, продукты реакции оказываются сильно дисперсны, что оказывает специфическое влияние на условия стабильности и дефектную структуру фаз. Обсуждаются методы наблюдения морфологии продуктов реакции и изучения их химического состава и структуры.

Обсуждаются возможности практического применения таких реакций для создания наноструктурированных композитов, содержащих магнитные и сверхпроводящие включения, свойства композитов в зависимости от их архитектуры и способы управления оной.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 09-03-00053-а, и Программы Президиума РАН, проект «Физические основы нанотехнологий магнитных, металлических, полупроводниковых и гибридных наноструктур, гетерофазных и низкоразмерных систем для спинтроники».

## НЕРАЗРУШАЮЩИЙ КОНТРОЛЬ. МАГНИТНЫЕ МЕТОДЫ.

Щербинин В.Е.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

E-mail: [scherbin@imp.uran.ru](mailto:scherbin@imp.uran.ru)

План лекции:

1. Глобализация НК.
2. Основные виды НК.
3. Магнитный метод НК.
4. Прямые и обратные задачи магнитостатики.
5. Поле дефекта.
6. Магнитопорошковый метод.
7. Индукционный метод.
8. Феррозондовый метод.
9. Метод эффекта Холла.
10. Перспективы дальнейшего развития.



*Мамини явлени*  
*Мамини явлени*

~ o ~



## КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ДОМЕННЫХ И МИКРОМАГНИТНЫХ СТРУКТУР В КРИСТАЛЛЕ-ПЛАСТИНЕ-(001) ФЕРРИТА-ГРАНАТА

Агафонов Л.Ю.\*, Бельский И.Е., Памятных Л.А., Шматов Г.А.

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [7Cookie@gmail.com](mailto:7Cookie@gmail.com)

В процессе намагничивания и перемагничивания пластины-(001) феррита-граната в планарном магнитном поле, направленном вдоль оси [010], наблюдаются следующие магнитные структуры: лабиринтная доменная структура (ДС), микромагнитная структура (ММС) в виде чередующихся светлых и тёмных полос, гексагональная решётка несквозных цилиндрических магнитных доменов (ЦМД), решётка сквозных ЦМД, близкая к гексагональной [1].

Экспериментальные исследования проводились на пластине-(001) феррита-граната  $(\text{EuEr})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  со сложным характером магнитной анизотропии, характеризуемой кубической, одноосной и ромбической компонентами (намагниченность насыщения  $M_S=19$  Гс, толщина 50 мкм).

Период доменной ( $D$ ) и микромагнитной ( $\delta$ ) структур определялись путём программной обработки магнитооптических изображений, полученных на эксперименте. Для описания взаимного перехода от ММС к ДС были дополнительно введены следующие количественные характеристики: величина  $\rho$ , характеризующая объём магнитных фаз в данном поле (в относительных единицах) и равная  $\rho = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{\Phi_1 + \Phi_2}$ . Здесь  $\Phi_1$  – объём фазы, в которой вектор намагниченности ориентирован вдоль оси [111],  $\Phi_2$  – объём фазы с намагниченностью, ориентированной вдоль  $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ . Кроме того, измерено число ЦМД на единицу площади образца ( $N$ ) и его изменение ( $\Delta N$ ) при изменении поля на 1 Э, которое было определено как  $\frac{\Delta N}{\Delta H}$ . В работе приводятся зависимости величин  $D$ ,  $\delta$ ,  $\rho$ ,  $N$ ,  $q$  от напряжённости магнитного поля  $H$ .

Из анализа полученных зависимостей было определено поле, при котором происходит переход от ДС к ММС (поле перехода 360 Э). Показано что переход от несквозных ЦМД к сквозным ЦМД при перемагничивании осуществляется путём «проколов» в широком диапазоне полей  $\Delta H \sim 100$  Э и характеризуется линейной зависимостью  $N(H)$ .

В рамках микромагнитного подхода был проведён теоретический расчёт параметров ММС, таких как поле возникновения ( $h_C$ ) и характерный размер ММС ( $L_C$ ) в момент ее формирования. Показано, что величина  $L_C$  сопоставима с определённым на эксперименте периодом ММС  $\delta$ . Для пластины со сложным характером магнитной анизотропии, характеризующимся константами одноосной  $K_U$  и кубической  $K_1$  компонент анизотропии, были получены формулы, связывающие величины  $L_C$  и  $h_C$  с толщиной пластины  $d$ , константами материала ( $K_U$ ,  $K_1$ ,  $M_S$ ), а также с направлением поля, заданным углом  $\xi$  между кристаллографической осью [010] и вектором напряжённости внешнего магнитного поля. Численно получены зависимости  $L_C(\xi)$  и  $h_C(\xi)$ , а также произведены численные оценки границ области существования ММС по магнитному полю.

1. Памятных Л.А., Пролубщиков О.В., Шматов Г.А., Кандаурова Г.С. Сборник трудов XX международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники», М., 439 (2006)

МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ АТОМОВ ХРОМА, ИНТЕРКАЛИРОВАННЫХ В  
ДИХАЛЬКОГЕНИДЫ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВШерокалова Е.М.<sup>1</sup>, Бараковская Е.П.<sup>1</sup>, Селезнева Н.В.<sup>1</sup>, Волегов А.С.<sup>1</sup>, Баранов Н.В.<sup>1,2</sup><sup>1</sup>Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Интеркаляция атомов  $3d$  металлов между трёхслойными блоками X-T-X в структуре слоистых дихалькогенидов переходных металлов  $\text{TX}_2$ , приводит к тому, что в во многих случаях величина среднего магнитного момента в расчёте на атом в упорядоченном состоянии, а также величина эффективного момента в парамагнитной области оказываются заметно ниже теоретических значений [1]. Примером могут служить соединения  $\text{Cr}_x\text{TX}_2$ , в которых атомы хрома интеркалированы в структуру соединений-матриц  $\text{TX}_2$  различного типа.

В настоящей работе представлены результаты исследований кристаллической структуры и магнитных свойств соединений  $\text{Cr}_x\text{TiSe}_2$ ,  $\text{Cr}_x\text{TiTe}_2$  и  $\text{Cr}_x\text{VSe}_2$  в интервале концентраций  $0 \leq x \leq 0.5$ . Установлено, что увеличение концентрации Cr в соединениях  $\text{Cr}_x\text{TiSe}_2$ ,  $\text{Cr}_x\text{TiTe}_2$  и  $\text{Cr}_x\text{VSe}_2$  вызывает деформации кристаллической решётки: до  $x=0.25$  происходит уменьшение параметра  $c$ , характеризующего среднее межслоевое расстояние. Максимальное сжатие наблюдается в системе  $\text{Cr}_x\text{VSe}_2$ , которое при  $x = 0.25$  достигает 3.6 %. При увеличении концентрации интеркаланта выше  $x = 0.25$  в  $\text{Cr}_x\text{VSe}_2$  и  $\text{Cr}_x\text{TiSe}_2$  наблюдается небольшой рост параметра  $c$ , среднее межатомное расстояние в направлении параллельном слою монотонно возрастает во всех соединениях  $\text{Cr}_x\text{TX}_2$  при увеличении  $x$  до  $x = 0.5$ , а объём изменяется немонотонно. В  $\text{Cr}_x\text{VSe}_2$  и  $\text{Cr}_x\text{TiSe}_2$  наблюдаются меньшие значения эффективных магнитных моментов в расчёте на ион хрома по сравнению с расчётным значением  $\mu_{\text{эфф}} = 3,87 \mu_B$  для иона  $\text{Cr}^{3+}$ , однако в  $\text{Cr}_x\text{TiTe}_2$  эффективный момент остаётся близким к теоретическому значению и практически не изменяется при изменении концентрации. Наибольшее отличие  $\mu_{\text{эфф}}$  Cr от теоретического наблюдается для  $\text{Cr}_{0.33}\text{VSe}_2$  ( $\mu_{\text{эфф}} \sim 2.5\mu_B$ ). На величину магнитного момента могут оказывать влияние несколько факторов, в частности, частичная делокализация  $3d$  состояний хрома при интеркаляции, образование дополнительной зоны при больших концентрациях хрома, гибридизация  $3d$  состояний атомов Cr с  $3d$  состояниями T металла. Полученные данные свидетельствуют о значительной локализации  $3d$  электронов ионов хрома, интеркалированных в структуру  $\text{TiTe}_2$ , в то время как поведение магнитных моментов Cr в соединениях  $\text{Cr}_x\text{VSe}_2$  и  $\text{Cr}_x\text{TiSe}_2$  трудно объяснить в модели локализованных моментов. Последнее подтверждается измерениями магнитной восприимчивости соединения  $\text{Cr}_{0.5}\text{VSe}_2$  с использованием ячейки гидростатического давления. Приложение давления 5 кбар привело к увеличению восприимчивости, которое соответствует росту эффективного магнитного момента на 3.5 %. Наблюдаемые изменения выходят за рамки погрешности СКВИД магнитометра ( $\sim 1\%$ ) и указывают на наличие зависимости эффективного момента интеркалированного иона  $\text{Cr}^{3+}$  от межатомных расстояний, что является указанием на зонную природу магнитного момента в этих соединениях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 09-02-00441-а).

1. Баранов Н.В., Плещев В.Г., Титов А.Н., Максимов В.И., Селезнева Н.В., Шерокалова Е.М., Нанотехника, **15**, 15 (2008)

ТЕПЛОЁМКОСТЬ КВАЗИОДНОМЕРНОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА  $\beta - \text{TeVO}_4$ Блудов А.Н.<sup>1,\*</sup>, Савина Ю.А.<sup>1</sup>, Пащенко В.А.<sup>1</sup>, Гнатченко С.Л.<sup>1</sup>, Szewczyk А.<sup>2</sup><sup>1</sup>Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины,  
г. Харьков, Украина<sup>2</sup>Institute of Physics of PAS, Warsaw, Poland\*E-mail: [bludov@ilt.kharkov.ua](mailto:bludov@ilt.kharkov.ua)

В работе представлены результаты исследования удельной теплоёмкости  $C_p(T)$  монокристалла  $\beta - \text{TeVO}_4$  в температурном диапазоне 2.5-300 К. Анализ магнитных свойств в работе [1] показал, что магнитную восприимчивость  $\beta - \text{TeVO}_4$  можно описать в рамках модели для однородной цепочки  $S = 1/2$  с антиферромагнитным (АФМ) обменным взаимодействием внутри цепочки равным  $J/k_B = 21.4$  К. Также были выявлены три особенности на кривой  $\chi(T)$  при температурах 2.26, 3.28 и 4.65 К.

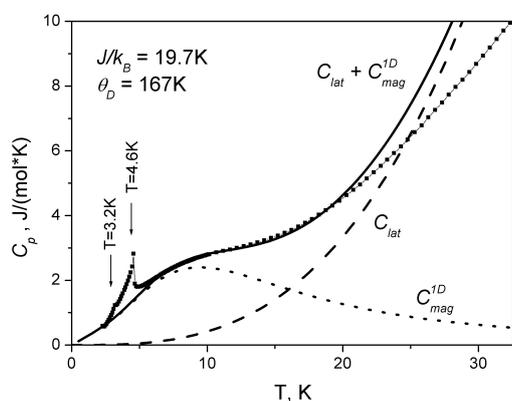


Рис. 1. Температурная зависимость удельной теплоёмкости  $C_p(T)$  монокристалла  $\beta - \text{TeVO}_4$ .

На рисунке 1 показана температурная зависимость удельной теплоёмкости исследуемого монокристалла в диапазоне температур 2.5-30 К. На зависимости  $C_p(T)$  видны две  $\lambda$ -аномалии при температурах 3.2 и 4.6 К, что подтверждает результаты работы [1]. Также на кривой  $C_p(T)$  видна особенность в виде широкого максимума в окрестности 10 К, что характерно для одномерных АФМ спиновых систем. Теплоёмкость может быть представлена в виде суммы решёточного вклада  $C_{lat}(T)$  и магнитного вклада  $C_{mag}^{1D}(T)$  от бесконечной АФМ цепочки спинов  $1/2$  [2]. В низкотемпературном пределе решёточный вклад можно записать в виде  $C_{lat}(T) = 264 \cdot R \cdot (T/\theta_D)^3$ . Наилучшим образом удалось описать экспериментальные данные в температурном интервале 5-20 К, используя следующие параметры:  $J/k_B = 19.7$  К и  $\theta_D = 167$  К.

1. Yu.O. Savina, O.M. Bludov, V.A. Pashchenko, S.L. Gnatchenko, P. Lemmens, and H. Berger, Physical Review B **84**, 104447 (2011)
2. D.C. Johnston, R.K. Kremer, M. Troyer, X. Wang, A. Klumper, S.L. Bud'ko, A.F. Panchula, P.C. Canfield, Physical Review B **61**, 9558 (2000)

## КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ИЗОТРОПНОГО АНСАМБЛЯ АБСОЛЮТНО ОДНОДОМЕННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ КРИСТАЛЛИТОВ ИНТЕРМЕТАЛЛИДА $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$

Болячкин А.С.\*, Волегов А.С.

Институт естественных наук, УрФУ им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [anton.bolyachkin@mail.ru](mailto:anton.bolyachkin@mail.ru)

Наноструктурированный магнитотвёрдый порошок, синтезируемый из сплавов системы Nd-Fe-B, является в настоящее время основой создания наиболее энергоёмких магнитопластов и магнитоэластов, широко используемых в магнитных системах, требующих сложного распределения магнитного поля (электрические двигатели, генераторы, и др.).

Помимо исключительно прикладной задачи, исследование магнитных свойств таких порошков интересно также с точки зрения задачи фундаментальной, поскольку указанные материалы существенно отличаются от микрокристаллических как по механизмам перемагничивания, так и по энергиям, определяющим эти процессы: в ансамбле наноразмерных зёрен с хаотической ориентацией лёгких осей значительное влияние на процессы перемагничивания оказывает межзёренное обменное взаимодействие. Наиболее мощным и информативным методом решения этих задач является метод компьютерного эксперимента.

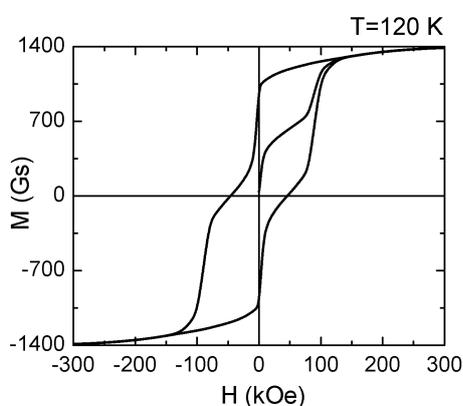


Рис. 1. Расчётная петля гистерезиса изотропного ансамбля; межзёренное обменное взаимодействие отсутствует

В настоящей работе разработана методика моделирования процессов намагничивания и перемагничивания кластера однодоменных частиц  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  кубической формы. Его равновесная магнитная структура определялась путём минимизации свободной энергии.

В первом приближении учитывались три вклада: энергия магнитокристаллической (естественной) анизотропии, энергия Зеемана и энергия межзёренного обменного взаимодействия. В связи с практическим применением быстрозакалённых изотропных сплавов системы Nd-Fe-B в изготовлении магнитопластов и магнитоэластов, в основу кластера закладывалась разупорядоченная структура осей лёгкого намагничивания (ОЛН). Корректное вычисление магнитокристаллической анизотропии требовало учёта как минимум пяти констант анизотропии [1], удовлетворяющих соотношению:

$$E_A = K_1 \sin^2 \theta + (K_2 + K'_2 \cos 4\varphi) \sin^4 \theta + (K_3 + K'_3 \cos 4\varphi) \sin^6 \theta, \quad (1)$$

где  $\theta$  – угол между  $M_s$  и ОЛН кристаллита,  $\varphi$  – угол между проекцией  $M_s$  на базисную плоскость от направления [100]. Температурные зависимости констант анизотропии были взяты из работы [1].

На данном этапе компьютерная модель позволяет проводить расчёты петель гистерезиса (Рис. 1) в интервале температур 5-240 К, с возможностью варьирования параметра обменного взаимодействия и текстуры кластера.

1. Мушников Н.В., Терентьев П.Б., Розенфельд Е.В., Магнитная анизотропия соединения  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  и его гидрида  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{BH}_4$ , ФММ, **103**, 1 (2007)

## ВЛИЯНИЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА СТРУКТУРУ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В МАГНЕТИКАХ

Борич М.А., Танкеев А.П.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

E-mail: [borich@imp.uran.ru](mailto:borich@imp.uran.ru)

Структура доменных стенок в ферромагнетиках и антиферромагнетиках активно исследовалась в 70-е годы прошлого века в связи с интересом к так называемым цилиндрическим магнитным доменам. Основные взаимодействия, определяющие структуру доменных стенок внутри ферромагнетика, это обменное взаимодействие, ответственное за формирование дальнего магнитного порядка, энергия магнитной кристаллической анизотропии, определяющая направление равновесной ориентации спонтанной намагниченности и магнитостатическая энергия, влияющая на тонкую структуру доменных стенок:

$$F = \frac{A}{M_0^2} (\nabla \mathbf{M})^2 + K M_z^2 + F_{ms}.$$

В массивных ферромагнитных образцах, как правило, магнитостатическая энергия  $F_{ms}$  проявляется относительно слабо, однако она в значительной степени определяет структуру доменных стенок в тонких магнитных плёнках (см., например, [1,2]). Одним из наиболее важных магнитостатических эффектов является искривление доменных стенок: доменные стенки в плёнках оказываются «заряженными», т.е. в них  $\operatorname{div} \mathbf{M} \neq 0$ . При этом стенки не являются ни блоховскими, ни неелевскими, а обладают так называемой «скрученной структурой». Доменные границы со скрученной структурой, в свою очередь являются привлекательными объектами с точки зрения исследования мультиферроиков – материалов, в которых одновременно существуют дальний магнитный и дальний электрический порядки. В энергии мультиферроиков во внешних магнитных  $\mathbf{H}$  и электрических  $\mathbf{E}$  полях кроме перечисленных выше имеется вклад зеemanовского

$$F_z = -\mathbf{M}\mathbf{H}$$

и флексоэлектрического

$$F_{flex} = -b_1(\mathbf{E} \cdot \mathbf{M})(\nabla \cdot \mathbf{M}) + b_2(\mathbf{E}, [\mathbf{M}, [\nabla, \mathbf{M}]])$$

взаимодействий. Очевидно, что флексоэлектрическое взаимодействие играет роль только для стенок с неоднородной структурой (когда  $(\nabla \cdot \mathbf{M}) \neq 0$ ). В тонких магнитных плёнках доменные границы оказываются скрученными, и следовательно, на них должно оказывать влияние внешнее электрическое поле. Настоящая работа посвящена исследованию влияния внешнего электрического поля на структуру доменных границ в тонких ферромагнитных плёнках в материалах, допускающих флексоэлектрическое взаимодействие.

1. Филиппов Б.Н., Танкеев А.П., Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой, М.: Наука (1987)
2. Schlömann E., J. Appl. Phys., **44**, 1837 (1973)

## МАГНИТНЫЙ ИМПЕДАНС АМОРФНЫХ УПРУГОДЕФОРМИРОВАННЫХ МИКРОПРОВОДОВ

Васюхно Н.В., Кудрявцев В.О., Моисеев А.А., Букреев Д.А.

Восточно-Сибирская государственная академия образования, г. Иркутск, Россия

E-mail: [kochetova\\_nadya@mail.ru](mailto:kochetova_nadya@mail.ru)

Исследовано влияние стеклянной оболочки на магнитный импеданс аморфных упругодеформированных микропроводов состава  $\text{Fe}_{5.2}\text{Co}_{69.1}\text{Ni}_1\text{B}_{14.8}\text{Si}_{9.9}$  в температурном диапазоне  $(25 \div 100)^\circ\text{C}$ . Константа магнитострикции насыщения образцов –  $\lambda_s \sim 10^{-7}$ . Исследовались микропровода в стеклянной оболочке, а также провода, у которых оболочка была полностью удалена методом химического травления. Диаметр металлической жилы микропроводов составлял 17 мкм. Толщина стеклянной оболочки образцов – 3,5 мкм. Микропровода прошли термообработку при температуре  $130^\circ\text{C}$  в течение 8 часов. Импеданс измерялся с помощью анализатора импеданса Agilent 4294A в интервале частот переменного тока от 0,1 МГц до 80 МГц при действующем значении силы тока 1 мА. Максимальная напряжённость магнитного поля, воздействующего на образец, составила 150 Э. Упругие растягивающие напряжения варьировались в диапазоне  $(43 \div 650)$  МПа. Механические напряжения и внешнее магнитное поле прикладывались вдоль длины образца. Все изменения магнитного импеданса носили обратимый характер.

В микропроводе со стеклянной оболочкой обнаружено, что в диапазоне частот от 0,1 МГц до 20 МГц с ростом прикладываемых растягивающих напряжений растёт и величина начального импеданса  $Z_0$ . На частотах свыше 20 МГц при увеличении растягивающих напряжений наблюдается падение  $Z_0$  (рис. 1а), что характерно для всего диапазона исследованных температур. В микропроводе со стравленной оболочкой во всем диапазоне частот происходит падение величины начального импеданса с ростом растягивающих напряжений (рис. 1б). При нагрузке до 325 МПа величина начального импеданса  $Z_0$  меняется значительно, при дальнейшем росте упругих напряжений изменения  $Z_0$  малы.

Также установлено, что удаление стеклянной оболочки приводит к существенным изменениям полевых зависимостей импеданса микропроводов.

Таким образом, в ходе проведённых исследований обнаружено, что стеклянная оболочка значительно влияет на магнитный импеданс аморфных упругодеформированных микропроводов на основе кобальта, что может быть связано с влиянием анизотропии, наведённой упругими напряжениями оболочки.

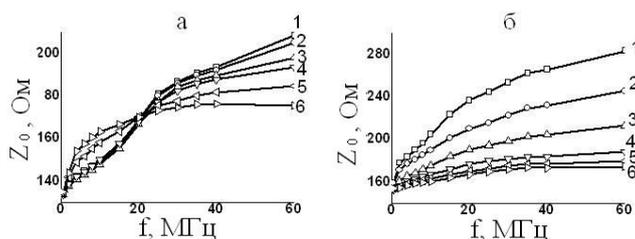


Рис. 1. Зависимости начального импеданса  $Z_0$  от частоты  $f$  переменного тока: а – микропровода со стеклянной оболочкой, б – микропровода со стравленной стеклянной оболочкой: 1 – 43 МПа, 2 – 108 МПа, 3 – 217 МПа, 4 – 325 МПа, 5 – 541 МПа, 6 – 650 МПа.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 09-08-00406-а.

## МЕЖЗЁРЕННОЕ ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Nd – Fe – В В РАЗЛИЧНЫХ МАГНИТНЫХ СОСТОЯНИЯХ

Волегов А.С.\* , Болячкин А.В.

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [Aleksey.Volegov@gmail.com](mailto:Aleksey.Volegov@gmail.com)

Значительный интерес магнитологов последние 20 лет посвящён исследованию магнитных свойств наноструктурированных сплавов (а также тонких магнитных плёнок) системы Nd-Fe-B вблизи состава фазы Nd<sub>2</sub>Fe<sub>14</sub>B, поскольку последние обладают специфическими магнитными свойствами, обусловленными наличием обменного взаимодействия между отдельными зёрнами сплава. Большая часть работ исследователей посвящена изучению влияния межзёрненного обменного взаимодействия наноструктурированного сплава на его гистерезисные магнитные свойства. Однако, незначительная доля исследований направлена на разработку методов оценки энергии межзёрненного взаимодействия [1, 2]. В настоящей работе рассматривается возможность применения нового метода для оценки энергии межзёрненного взаимодействия.

Для определения превалирующей энергии межзёрненного взаимодействия предлагается использовать зависимость величины магнитной восприимчивости от магнитного состояния образца. Суть метода заключается в измерении магнитной восприимчивости вдоль направления первоначального намагничивания и в поперечном направлении в нулевом внешнем магнитном поле после размагничивания магнитным полем -  $H$ , приложенным вдоль направления первоначального намагничивания.

Величина магнитной восприимчивости, в частности, зависит от угла между направлением магнитного момента и направлением магнитного поля:  $\chi \approx -m \sin \theta$ . Магнитная восприимчивость изотропного ансамбля одноосных однодоменных невзаимодействующих частиц не зависит от его магнитного состояния. Это связано с тем, что при любом макроскопическом магнитном состоянии ансамбля, магнитный момент каждого отдельного зерна совпадает с осью лёгкого намагничивания (ОЛН). По этой причине величина суммы модулей проекций магнитного момента зерна на ось, вдоль которой производится измерение магнитной восприимчивости, не зависит от величины проекции магнитного момента ансамбля на эту ось.

Наличие межзёрненного обменного взаимодействия, с одной стороны, изменяет картину распределения магнитных моментов отдельных зёрен относительно их ОЛН. Другими словами, наличие обменного взаимодействия между соседними зёрнами приводит к тому, что пространственное положение локального минимума свободной энергии в каждом зерне в отсутствие внешнего магнитного поля сдвигается относительно пространственного положения локального минимума энергии анизотропии. Это приводит к зависимости суммы модулей проекций магнитных моментов зёрен на ось, вдоль которой производится измерение магнитной восприимчивости, от магнитной предыстории образца.

В докладе будут представлены экспериментальные зависимости и зависимости, полученные путём компьютерного эксперимента.

Работа выполнена при поддержке конкурса на проведение научных исследований аспирантами, молодыми учёными и кандидатами наук УрФУ.

1. Ogawa D., Koike K., Miyazaki T., Mizukami S., Akiya T., Oogane M., Ando Y., Kato H., Proceedings of 21th Workshop on Rare-Earth Permanent Magnets and their Applications, 40, (2010)
2. Кудреватых Н.В., Волегов А.С., Незнахин Д.С., Сабирьянова Э.А., Перспект. мат. Спец. вып. **11**, 185, (2011)

## МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА ПЛЁНОЧНЫХ КОМПОЗИТОВ $\text{Co} - \text{SiO}_2$ , $\text{Co} - \text{Al}_2\text{O}_3$ И ПРОТОТИПОВ МАГНИТНЫХ СЕНСОРОВ НА ИХ ОСНОВЕ

Горьковенко А.Н.\* , Лепаловский Н.В., Ювченко А.А., Васьяковский В.О.

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [angorkovenko@gmail.com](mailto:angorkovenko@gmail.com)

Композиционные магнитные среды типа 3d-металл – диэлектрик рассматриваются как перспективные функциональные материалы, в том числе как среды для устройств магнитной сенсорики [1, 2]. В данной работе выполнена оптимизация магниторезистивных свойств плёночных композитов  $\text{Co} - \text{SiO}_2$ ,  $\text{Co} - \text{Al}_2\text{O}_3$  и оценены характеристики чувствительных элементов определённой топологии, изготовленных из таких плёнок.

Установлено, что в области исследованных концентраций плёнки обоих типов обладают значительным магнитосопротивлением. Максимальная величина эффекта наблюдалась при 50 % содержании  $\text{Co}$ . В магнитном поле 15 кЭ она составляла около 6 % и 8 %, для плёнок  $\text{Co} - \text{SiO}_2$  и  $\text{Co} - \text{Al}_2\text{O}_3$  соответственно. Для образцов с максимальной величиной магнитосопротивления были проведены температурные измерения магниторезистивного эффекта. Найдено, что в значительном интервале температур (от 100 до 300 К) величина эффекта практически не изменяется, что является важным достоинством такого рода материалов.

Плёнки  $\text{Co} - \text{Al}_2\text{O}_3$  были использованы для изготовления магниточувствительных элементов, которые представляли собой кремниевые пластины с магниторезистивным покрытием и специальной системой медных контактов (рис. 1а). Такая конфигурация контактов, в форме двух гребёнок, вставленных друг в друга, выбрана с целью уменьшения базового сопротивления магниторезистивных элементов. Магниторезистивная петля, измеренная на плёночном элементе, представлена на рис. 1б. Её анализ показал, что в полях напряжённостью до 2000 Э, характер

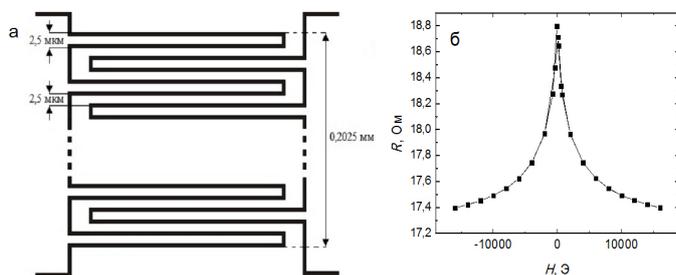


Рис. 1. Схематическое изображение конфигурации контактов магниточувствительных элементов (а). Магниторезистивная петля магниточувствительного элемента (б).

изменения электросопротивления близок к линейному. Это, в совокупности с высокой термостабильностью магнитосопротивления материала позволяет сделать вывод о целесообразности использования композиционных плёнок  $\text{Co} - \text{Al}_2\text{O}_3$  для создания сенсоров магнитного поля.

1. Angelakeris M., Pouloupoulos P., Valassiades O., Stoemenos J., Kalogirou O., Niarchos D., Flevaris N.K., JMMM, **165**, 334, (1997)
2. Tsann Lin, Daniele Mauri, Philip M. Rice, JMMM, **262**, 346 (2003)

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ СИНТЕЗИРОВАННЫХ ФЕРРИТОВ

Боева М.К.<sup>1</sup>, Аминева Н.А.<sup>1</sup>, Ильтуганов А.А.<sup>1</sup>, Губайдуллин Р.Р.<sup>2,\*</sup>, Гареева М.Я.<sup>2</sup><sup>1</sup>Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия<sup>2</sup>Стерлитамакская государственная педагогическая академия им. Зайнаб Бишевой,

г. Стерлитамак, Россия

\*E-mail: [web.renald@gmail.com](mailto:web.renald@gmail.com)

Были синтезированы и исследованы свойства ферритов, как твёрдых растворов оксида железа  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , оксида магния  $\text{MgO}$  и диоксида титана  $\text{TiO}_2$ . Соединения разных составов были получены по разработанной методике синтеза из водных нитратных растворов, используя явление комплексообразования нитратов металлов с нитратами аминов в водных растворах. Для выявления характера взаимодействия нитратов железа с нитратами аминов гетероциклического ряда исследованы фазовые равновесия в трёхкомпонентных системах методом сечений нитраты железа - нитраты пиридина - вода. На основе полученных данных построены фазовые диаграммы состояния и определены области гомогенных растворов и полей кристаллизации исходных солевых компонентов и продуктов взаимодействия. Способность к комплексообразованию в нитратных водных растворах большинства d- и p-элементов нам позволили попытаться синтезировать гетерополиядерные комплексы, содержащие катионы железа, магния и титана. Режим термообработки – обжиг осадка при  $1000^\circ\text{C}$  в течение 3 часов, повышение температуры до  $1100^\circ\text{C}$  и выдержка в течение 3 часов.

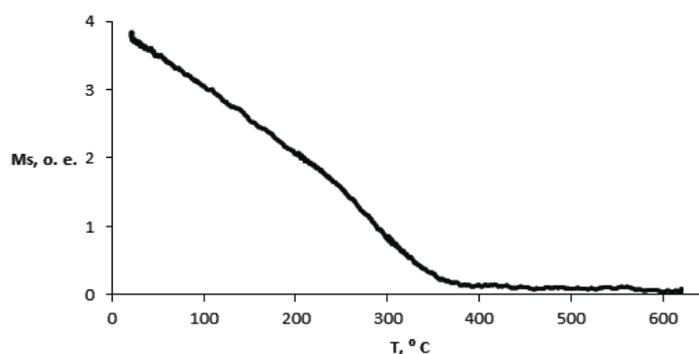


Рис. 1. Зависимость намагниченности насыщения от температуры при нагревании образца.

В результате рентгеноструктурного анализа во всех составах выделялись несколько фаз различной структуры – шпинели и корунда.

Магнитные исследования ферритов, проведённые на вибрационном магнитометре, показали наличие ферромагнитной фазы в виде магнезоферрита (температура Кюри  $-390^\circ\text{C}$ ) и антиферромагнитной фазы в виде гематита (температура Кюри  $675^\circ\text{C}$ ), что подтверждается на кривой зависимости намагниченности насыщения от температуры при нагревании образца (рис. 1). На графике видно полное исчезновение шпинельной магнитной фазы при  $400^\circ\text{C}$ , и оставшаяся корундовая слабомагнитная фаза - гематит. Ни для каких составов не было выявлено титаносодержащих фаз титаномагнетита или ильменита.

Так как обжиг выполнялся не в инертной среде, то и, возможно, не было получено в соединениях двухвалентного железа, необходимого для образования сильномагнитной фазы с включением четырёхвалентного титана. Диоксид титана в соединении с оксидом железа образовал парамагнитную фазу псевдобрукит  $\text{Fe}_2\text{TiO}_5$ , что подтверждается рентгеноструктурным анализом. Исследования в данном направлении будут продолжены.

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ  $\text{Nd}_{0.9}\text{Dy}_{0.1}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ Демидов А.А.<sup>1,\*</sup>, Филимонова Т.В.<sup>2</sup><sup>1</sup>Брянский государственный технический университет, г. Брянск, Россия<sup>2</sup>Брянский государственный университет им. акад. И.Г. Петровского, г. Брянск, Россия\*E-mail: [demandr@yandex.ru](mailto:demandr@yandex.ru)

Редкоземельные ферробораты  $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$  принадлежат к классу мультиферроиков, в которых сосуществуют магнитные, электрические и упругие параметры порядка [1]. В плоскоплоскостном  $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  магнитные моменты Nd и Fe лежат в базисной плоскости *ab*. Легкоосный  $\text{DyFe}_3(\text{BO}_3)_4$  имеет ориентацию магнитных моментов Dy и Fe вдоль тригональной оси *c*. В результате конкуренции разных вкладов от подсистем  $\text{Nd}_{1-x}$  и  $\text{Dy}_x$  в магнитную анизотропию  $\text{Nd}_{1-x}\text{Dy}_x\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$  возможно возникновение спин-переориентационных переходов [2, 3]. Данная работа посвящена расчёту магнитных характеристик  $\text{Nd}_{0.9}\text{Dy}_{0.1}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ , сравнению экспериментальных данных [3] с результатами расчётов и определению параметров соединения.

Магнитные моменты Fe в  $\text{Nd}_{0.9}\text{Dy}_{0.1}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$  антиферромагнитно упорядочиваются при  $T_N \approx 31$  К и при понижении температуры до  $T_{SR} \approx 8$  К лежат в базисной плоскости также как и магнитные моменты ионов  $\text{Nd}^{3+}$  и  $\text{Dy}^{3+}$ . При  $T_{SR} \approx 8$  К происходит спонтанный спин-переориентационный переход, в результате которого магнитные моменты  $\text{Nd}_{0.9}$ ,  $\text{Dy}_{0.1}$  и Fe подсистем становятся ориентированными вдоль оси *c* [3]. При расчётах использовался теоретический подход, успешно применённый к  $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$  с  $\text{R} = \text{Pr}, \text{Nd}, \text{Tb}, \text{Dy}, \text{Ho}, \text{Er}$  (см., например, [4]). Экспериментальные данные для магнитной восприимчивости  $\chi_{c,\perp c}(T)$ , кривые намагничивания  $M_c(B)$  и данные о  $T_{SR} \approx 8$  К [3] позволили определить параметры кристаллического поля тригональной симметрии для редкоземельной подсистемы в  $\text{Nd}_{0.9}\text{Dy}_{0.1}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$ . Последующий расчёт, анализ и сравнение с экспериментом показали, что при низких  $T$  внутрицепочечное Fe-Fe обменное поле  $B_{dd1} \approx 58$  Тл, поле f-d взаимодействия  $B_{fd}$  (Nd-Fe)  $\approx 12$  Тл,  $B_{fd}$  (Dy-Fe)  $\approx 1$  Тл. Fe-Fe обменное поле, которое включает межцепочечное взаимодействие и ответственно за значение магнитного момента Fe при данных  $T$  и  $B$ ,  $B_{dd2} \approx 30$  Тл. Кроме этих параметров в расчётах учтена температурная зависимость одноосной константы анизотропии и константа анизотропии в базисной плоскости для Fe подсистемы.

Найденные параметры  $\text{Nd}_{0.9}\text{Dy}_{0.1}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$  позволили описать экспериментальные кривые намагничивания  $M_c(B)$  для  $T = 2 \div 40$  К. Описан индуцированный внешним магнитным полем  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{c}$  при  $T < T_{SR}$  спин-флоп-переход в Fe подсистеме, сопровождающийся переориентацией магнитных моментов ионов  $\text{Nd}^{3+}$  и  $\text{Dy}^{3+}$  вдоль направления поля  $\mathbf{B}$ . Описана экспериментальная зависимость поля спин-флоп-перехода  $B_{SF}$  от температуры: критическое поле  $B_{SF}$  уменьшается с возрастанием  $T$  вследствие уменьшения суммарной эффективной константы анизотропии соединения ( $B_{SF} \approx 0.85$  Тл при  $T = 2$  К,  $B_{SF} \approx 0.34$  Тл при  $T = 7$  К). Проведённые расчёты подтвердили существование в  $\text{Nd}_{0.9}\text{Dy}_{0.1}\text{Fe}_3(\text{BO}_3)_4$  при  $T_{SR} \approx 8$  К спонтанного спин-переориентационного перехода. Получено хорошее согласие рассчитанных и экспериментальных температурных зависимостей  $\chi_{c,\perp c}(T)$  в парамагнитной области температур при  $\Theta = -131$  К. Показано, что возрастание кривых  $\chi_{c,\perp c}(T)$  ниже температуры Нееля связано с вкладом редкоземельной подсистемы.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ МК-497.2010.2.

1. Кадомцева А.М., Попов Ю.Ф., Воробьёв Г.П. и др., ФНТ, **36**, 640 (2010)
2. Попов Ю.Ф., Кадомцева А.М., Воробьёв Г.П. и др., Письма в ЖЭТФ, **89**, 405 (2009)
3. Gudim I.A., Eremin E.V., Temerov V.L., J. of Cryst. Growth, **312**, 2427 (2010)
4. Popova E.A., Volkov D.V., Vasiliev A.N. et al., Phys. Rev. B, **75**, 224413 (2007)

ПАРАМАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ  $\gamma$ -ФАЗЫ ЖЕЛЕЗА

Ефремов А.В\*, Катанин А.А., Потеряев А.И., Шорилов А.О., Скорняков С.Л., Коротин М.А.,  
Анисимов В.И.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [efremov@imp.uran.ru](mailto:efremov@imp.uran.ru)

Чистое  $\alpha$ -железо ниже температуры Кюри 1043 К представляет собой объемо-центрированный ферромагнетик [1]. Выше температуры магнитного перехода 1043 К и ниже 1183 К  $\alpha$ -железо - парамагнетик. Структурный фазовый переход в  $\gamma$ -фазу происходит при температуре выше 1183 К [2].  $\gamma$ -фаза железа представляет собой грани-центрированный антиферромагнетик с температурой Нееля 46-67 К [3,4]. Температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости имеет очень слабый наклон и большой разброс экспериментальных данных [1]. Закон Кюри-Вейса для температурной зависимости парамагнитной восприимчивости можно записать следующим образом:

$$\chi(T) = \frac{\mu_{eff}^2}{3(T - \theta_{CW})}, \quad (1)$$

где  $\chi(T)$  - парамагнитная восприимчивость,  $\mu_{eff}$  - эффективный магнитный момент,  $\theta_{CW}$  - температура Кюри-Вейса.

Извлечённая из экспериментальных данных  $\theta_{CW} = -3451$  К отрицательна и эффективный магнитный момент  $\mu_{eff} = 7.47 \mu_B$  [5].

Для расчёта электронных свойств из первых принципов  $\gamma$ -фазы железа был применён метод LDA+DMFT [6], учитывающий корреляционные эффекты  $3d$  орбиталей железа. В работе получена зонная структура и плотности состояний для  $t_{2g}$  и  $e_g$  состояний железа. Проведена оценка степени локальности и величины перенормировки эффективной массы  $t_{2g}$  и  $e_g$  электронов. В работе получена температурная зависимость парамагнитной восприимчивости  $\gamma$ -железа. Полученные температура Кюри-Вейса  $\theta_{CW} = -4762$  К и эффективный магнитный момент  $\mu_{eff} = 5.75 \mu_B$  находятся в качественном согласии с экспериментальными данными.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ-10-02-00046-а.

1. S. Arajs, D. S. Miller, J. Appl. Phys. **31**, 986 (1960)
2. R. Kohlhaas, P. Dunner, N. Schmitz-Pranghle, Z. Angew. Phys. **23**, 245 (1967)
3. Constitution of Binary Alloys, edited by M. Hansen (McGraw-Hill, New York 1958)
4. J. Donohue, The Structure of the Elements, New York: J. Wiley & Sons Ltd. (1974)
5. M. C. Gao, T. A. Bennett, A. D. Rollett and D. E. Laughlin, J. Phys. D: Appl. Phys. **39**, 2890 (2006)
6. V. I. Anisimov, D. E. Kondakov, A. V. Kozhevnikov, I. A. Nekrasov, Z. V. Pchelkina, J. W. Allen, S.-K. Mo, H.-D. Kim, P. Metcalf, S. Suga, A. Sekiyama, G. Keller, I. Leonov, X. Ren, and D. Vollhardt, Phys. Rev. B **71**, 125119 (2005)

## ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССА НАМАГНИЧИВАНИЯ ОРТОРОМБИЧЕСКИХ МАГНЕТИКОВ

Жданова О.В.\* , Воронин Н.А.

Тверской Государственный Университет, г. Тверь, Россия

\*E-mail: [zhdanovaov2009@rambler.ru](mailto:zhdanovaov2009@rambler.ru)

Проведено теоретическое рассмотрение процесса намагничивания орторомбических кристаллов в рамках модели фаз Нееля. В ходе анализа было установлено, что для орторомбических магнетиков характерны линейные кривые намагничивания.

Рассмотрены частные случаи кривых намагничивания орторомбических кристаллов. В первом случае, когда внешнее магнитное поле направлено вдоль оси лёгкого намагничивания (ОЛН), насыщение достигается за счёт только процессов смещения доменных границ во внешнем поле, равном собственному размагничивающему полю кристалла. Кривая намагничивания орторомбического кристалла вдоль ОЛН является линейной. Когда внешнее магнитное поле направлено вдоль оси трудного намагничивания (ОТН), насыщение достигается за счёт только процессов вращения вектора намагниченности  $\mathbf{I}_s$  в обеих магнитных фазах во внешнем поле. Кривая намагничивания орторомбического кристалла в этом случае также является линейной. В третьем случае, когда внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$  направлено под произвольным углом к ОЛН кривая намагничивания в полях  $0 \leq H \leq H_{см}$  ( $H_{см}$  – поле смещения) является линейной, одновременно происходят процессы смещения доменных границ и вращения вектора  $\mathbf{I}_s$ . Во внешнем поле  $H=H_{см}$  процессы смещения заканчиваются, и при дальнейшем увеличении поля происходят только процессы вращения вектора  $\mathbf{I}_s$ . Намагниченность асимптотически приближается к  $\mathbf{I}_s$ , то есть полное насыщение наступает только в бесконечных полях.

Также было проведено сравнение теоретических и экспериментальных кривых намагничивания монокристаллов орторомбического соединения FeV (рис. 1). Хорошее совпадение теоретических и экспериментальных кривых, позволяет точно определить поля насыщения монокристалла FeV в различных направлениях.

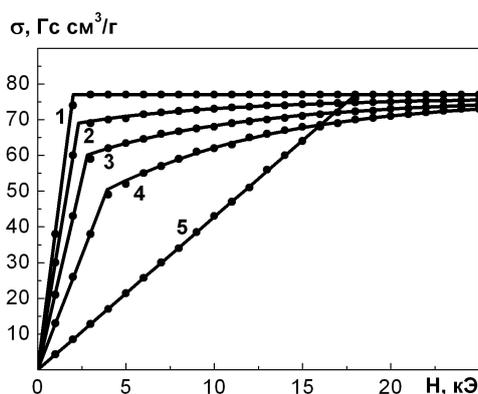


Рис. 1. Экспериментальные (точки) и теоретические (линии) кривые намагничивания монокристалла FeV вдоль ОЛН (1), под углом 30°(2), 45°(3), 60°(4) к ОЛН и вдоль ОТН (5).

## ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ ПЕЛЬТЬЕ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ТРАНСФОРМАЦИИ МАГНИТНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ

Иванов Р.П.

Тверской государственный университет, г. Тверь, Россия

E-mail: RIV69@bk.ru

Исследование температурной трансформации доменной структуры магнетиков является одной из актуальных задач физики магнитных явлений. Например, по характеру перестройки доменов при изменении температуры можно определить тип спин-ориентационных переходов в магнетике и определить точку или температурный интервал этих переходов.

Первоочередной задачей работы было создание и апробирование устройства, принцип действия которого основан на эффекте Пельтье. Конструкция устройства представляет собой пакет элементов Пельтье марки FROST-72, закреплённых между основанием устройства и термостабилизирующим радиатором. Регистрация температуры производится с помощью витой термопары типа Т (медь-константан) с «холодным» концом, помещённым в смесь талой воды и льда. Температура определяется на рабочей стороне пакета элементов Пельтье с помощью вольтметра В7/78. Исследование доменной структуры проводилось на оптическом микроскопе НЕОРНОТ-30. В ходе тестирования данного устройства были получены следующие результаты: непрерывный температурный диапазон, доступный для исследования плоскопараллельных образцов, составляет от  $-20^{\circ}\text{C}$  до  $+130^{\circ}\text{C}$ ; разница между температурой поверхности исследуемого образца и регистрируемой температурой не превышает  $1^{\circ}\text{C}$ .

Рабочий температурный интервал у данного устройства весьма ограничен, тем не менее существует ряд магнетиков, у которых наиболее интересная перестройка доменной структуры происходит при температурах вблизи комнатной. При помощи созданного устройства проведены исследования температурной трансформации доменной структуры интерметаллических соединений  $\text{NdCo}_5$ ,  $\text{DyCo}_5$  и  $(\text{Tb}, \text{Dy})\text{Fe}_{11}\text{Ti}$ .

Соединение  $\text{NdCo}_5$  оказалось наиболее интересным объектом исследования. Как показано в работах [1] и [2], в этом соединении при охлаждении ниже  $8^{\circ}\text{C}$  происходит спин-ориентационный переход типа «лёгкая ось»–«лёгкий конус». С помощью созданного устройства обнаружено, что в исследованном монокристалле  $\text{NdCo}_5$  присутствуют зоны двух типов. В одной зоне первые домены в виде «звёздочек», характерные для МКА типа «лёгкая ось», появляются при  $\sim 8^{\circ}\text{C}$ , а полная перестройка структуры заканчивается при  $30\text{--}35^{\circ}\text{C}$ . В другой зоне этот процесс начинает при  $\sim 15^{\circ}\text{C}$  и продолжается вплоть до  $75^{\circ}\text{C}$ . Полученные результаты могут быть объяснимы следующими причинами: на процессы спиновой переориентации влияют дефекты реального кристалла, а также наличие внутренних механических напряжений; кроме того, структуры доменов на поверхности и в основном объёме образца могут существенным образом различаться.

Вторым интересным объектом исследований был монокристалл соединения  $\text{DyCo}_{5,3}$ . В работе [2] показано, что при низких температурах гексагональное соединение  $\text{DyCo}_5$  характеризуется МКА типа «лёгкая плоскость», а при  $88^{\circ}\text{C}$  наблюдается спин-ориентационный переход типа «лёгкий конус»–«лёгкая ось». Однако в исследованном образце  $\text{DyCo}_{5,3}$  с повышением температуры от комнатной до  $\sim 100^{\circ}\text{C}$  доменная структура измельчалась, но доменов в виде «звёздочек» не наблюдалось.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 гг.»

1. Klein H.P., Mentsh A., Perkins R.S. Magnetocrystalline anisotropy of light rare-earth cobalt compounds // Physica, V.80B., 153–163 (1975)
2. Magnetic properties of R ions in  $\text{RCo}_5$  compounds (R =Pr, Nd, Sm, Gd, Tb, Dy, Ho, and Er) / T. Zhao, H. Jin, G. Guo, X. Han, H. Chen // Phys. Rev. B. V.43, N.10, 8593–8598 (1991)

## ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОСТРУКТУРЫ ГЕТЕРОГЕННЫХ ВЫСОКОКОЭРЦИТИВНЫХ СПЛАВОВ Sm – Gd – Zr – Co – Cu – Fe

Куртанов Н.И.\* , Величко Е.С.

Тверской государственный университет, г. Тверь, Россия

\*E-mail: [n.kurtanov@mail.ru](mailto:n.kurtanov@mail.ru)

Высокие значения намагниченности насыщения, констант магнитокристаллической анизотропии и температуры Кюри обеспечивают высокие магнитные характеристики постоянных магнитов на основе R-Co (R – редкоземельный металл). Наилучшие свойства были достигнуты на многокомпонентных сплавах  $(R, Co)(Co, Cu, Fe)_z$ , в которых в результате термических обработок формируется наноразмерная гетерогенная структура «ячеек». Известно, что границы «ячеек» имеют состав близкий к  $R(Co, Cu)_5$ , а центральные области – к  $R_2(Co, Fe)_{17}$ . В результате формирования такой наноструктуры эти сплавы даже в литом состоянии характеризуются высокими значениями коэрцитивного поля (более 30 кЭ).

В данной работе проведены исследования наноструктуры гетерогенных сплавов  $(Sm_{1-x}Gd_x)_{0,85}Zr_{0,15}(Co_{0,69}, Cu_{0,088}, Fe_{0,222})_{6,0}$ ,  $x = 0 \dots 1,0$  методами сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ). Исследования выполнены на СЗМ Solver P47 (NT-MDT) с применением методов контактной и полуконтактной атомно-силовой микроскопии (АСМ).

Исходные сплавы получали методом высокочастотной индукционной плавки. Низкотемпературная обработка включала в себя изотермический отжиг при температуре 800°C в течение 8, 16 и 24 часов, с последующим медленным охлаждением до 400°C со средней скоростью 2°C·мин<sup>-1</sup>.

На следующем этапе работы производилась ориентировка образцов и приготовление металлографических шлифов на базисной и призматической плоскостях с применением алмазных паст. Для выявления микро- и наноструктуры исследуемых гетерогенных сплавов применялось электрохимическое травление в насыщенном растворе хромового ангидрида в ортофосфорной кислоте.

Анализ полученных АСМ-изображений позволил определить размер «ячеек». Установлено, что в зависимости от состава и режимов термических обработок размер «ячеек» варьируется от 50 до 150 нм.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009-2013 гг.»

## ИЗУЧЕНИЕ ТРАНСФОРМАЦИИ МАГНИТНОЙ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ КРИСТАЛЛОВ $DyFe_{11}Ti$ ПОД ВЛИЯНИЕМ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ

Кучер Д.С.\* , Мурзанов М.С.

Тверской государственный университет, г. Тверь, Россия

\*E-mail: [kuchm4n@mail.ru](mailto:kuchm4n@mail.ru)

Методами оптической и магнитно-силовой микроскопии проведены исследования магнитной доменной структуры (ДС) моно- и поликристаллов тетрагонального соединения  $Dy(Fe, Ti)_{12}$ . При комнатной температуре это соединение характеризуется магнитокристаллической анизотропией (МКА) типа «ось лёгкого намагничивания» (ОЛН) [1,2]. Обнаружено, что вследствие механической полировки образцов  $DyFe_{11}Ti$  на поверхности формируется неравновесная ДС.

В равновесном состоянии на призматической плоскости (100) монокристалла  $DyFe_{11}Ti$  с помощью индикаторной плёнки феррита-граната выявляется полосовая ДС. Границы полосовых доменов ориентированы вдоль кристаллографической оси  $c$  [001]. Методом полярного эффекта Керра ДС на призматической плоскости (100) не выявляется. Однако, после механической полировки полярный эффект Керра выявляет полосовую ДС на поверхности кристалла, но ориентация доменных границ в этом случае перпендикулярна направлению [001]. Однако, полосовые домены в объёме монокристалла по-прежнему ориентированы вдоль кристаллографической оси  $c$ . После механического воздействия на поверхность шлифа индикаторная плёнка феррита-граната выявляет одновременное присутствие в образце полосовых доменов ориентированных в двух взаимно перпендикулярных направлениях: на поверхности полосовая ДС перпендикулярна направлению [001], в объёме – сонаправлена с этим направлением. При комнатной температуре поверхностная ДС стабильна в течение нескольких часов, после чего исчезает и не выявляется ни одним методом. Таким образом, поверхностная ДС, возникшая вследствие механического воздействия на поверхность монокристалла, является неравновесной. Нагревание образца значительно ускоряет процесс релаксации. Причиной наблюдаемого явления служит напряжённый слой, возникающий на поверхности кристалла вследствие механической полировки. Особенностью этого слоя является наведённая анизотропия, ось которой перпендикулярна направлению [001]. Подтверждением этого предположения служит поведение ДС на базисной плоскости в аналогичных условиях.

В данной работе изучены причины появления и закономерности поведения неравновесной ДС на поверхности моно- и поликристаллических образцов  $DyFe_{11}Ti$ . Предложена физическая модель, описывающая наблюдаемое явление.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-02-01274.

1. L.M. Garcia, J. Bartolome, P.A. Algarabel, M.R. Ibarra and M.D. Kuz'min, J. Appl. Phys., **73**, 5908 (1993)
2. X.C. Kou, T.S. Zhao, R. Grössinger, H.R. Kirchmayr, X.Li and E.R. de Boer, Phys. Rev. B, **47**, 3231 (1993)

СПЕКТРЫ ЭПР ТОНКИХ ПЛЁНОК  $GdMnO_3$  НА ПОДЛОЖКАХ  $LaAlO_3$  И  $SrTiO_3$ 

Мамедов Д.В.<sup>2</sup>, Гаврилова Т.П.<sup>1</sup>, Фазлижанов И.И.<sup>1</sup>, Еремина Р.М.<sup>1</sup>,  
Муковский Я.М.<sup>3</sup>, Чичков В.И.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН, г. Казань, Россия

<sup>2</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань, Россия

<sup>3</sup>Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», г. Москва, Россия

E-mail: [javi-m@yandex.ru](mailto:javi-m@yandex.ru)

Мультиферроики – материалы, которые объединяют в себе два вида упорядочений: магнитное и сегнетоэлектрическое. Этим материалам присущи свойства, характерные для каждого из классов в отдельности (спонтанная намагниченность, магнитострикция, спонтанная поляризация и пьезоэлектрический эффект), а также новые свойства, связанные с взаимодействием магнитной и электрической подсистем.

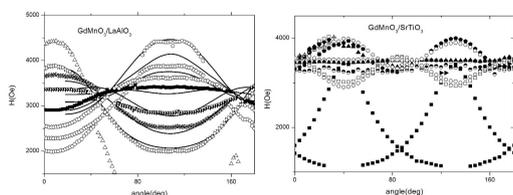


Рис. 1

В основе моделей формирования мультиферроиков лежат представления о конфигурациях спинов, относительная ориентация которых определяется анизотропными спин-спиновыми взаимодействиями [1]. Метод электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) позволяет определить параметры анизотропного обменного взаимодействия из анализа угловых зависимостей положения и ширины линии спектра [2]. Целью данной работы было исследование

мультиферроика  $GdMnO_3$ : монокристаллов и тонких плёнок на подложках  $LaAlO_3$  и  $SrTiO_3$  методом ЭПР на частотах 9.4 ГГц при комнатной температуре. В спектре ЭПР монокристалла  $GdMnO_3$  наблюдается одна линия с сильной угловой анизотропией, имеющая ширину порядка нескольких тысяч эрстед. В спектрах ЭПР тонкой плёнки  $GdMnO_3$ , нанесённой на подложку  $LaAlO_3$ , широкая линия, наблюдаемая в монокристалле  $GdMnO_3$ , не регистрируется, однако наблюдается хорошо разрешённая тонкая структура со значительной магнитной анизотропией. Данная группа связана с парамагнитными ионами гадолиния  $Gd^{3+}$   $S=7/2$ . Подложка  $LaAlO_3$  вклад в спектр ЭПР плёнки не даёт. В этом случае спиновый гамильтониан имеет вид:

$$H = g\beta HS_z + B_2^0 O_2^0 + B_2^2 O_2^2 + B_4^0 O_4^0 + B_4^2 O_4^2 + B_4^4 O_4^4 + B_6^0 O_6^0 + B_6^2 O_6^2 + B_6^4 O_6^4 + B_6^6 O_6^6,$$

где  $H$  – внешнее магнитное поле,  $\beta$  – магнетон Бора,  $B_i^j$  – параметры кристаллического поля,  $O_i^j$  – спиновые операторы. Из анализа угловой зависимости положений линий ЭПР оценены параметры кристаллического поля (в Кельвинах):  $B_2^0 = 0.0038 K$ ,  $B_2^2 = 0.016 K$ ,  $B_4^0 = 0.2 \cdot 10^{-5} K$ ,  $B_4^2 = 0.67 \cdot 10^{-4} K$ ,  $B_6^0 = 0.87 \cdot 10^{-7} K$ ,  $B_6^2 = 0.29 \cdot 10^{-5} K$ ,  $B_6^4 = 0.28 \cdot 10^{-5} K$ ,  $B_6^6 = 0.28 \cdot 10^{-5} K$ .

В спектрах ЭПР плёнки  $GdMnO_3$  на подложке  $SrTiO_3$  наблюдается широкая линия, как и в монокристалле, а также группа линий тонкой структуры. Интерпретация данной группы линий является более сложной, т.к., вероятно, плёнка имеет несколько доменов, развёрнутых друг относительно друга. Для определения влияния толщины плёнки на спектр ЭПР тонких плёнок  $GdMnO_3$  необходимо провести дальнейшие исследования.

1. A.S. Moskvin, A.A. Makhnev, L.V. Nomerovannaya, N.N. Loshkareva, and A.M. Balbashov, arXiv:1008.2141v1
2. M.V. Eremin, D.V. Zakharov, R.M. Eremina et.al., v.101p. 147601 (2008)

ВОЗМОЖНОСТЬ СПИНОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В СИСТЕМЕ  
 $\text{Cr}_y\text{Ti}_{1-y}\text{X}_2$  ( $\text{X} = \text{Se}, \text{Te}$ )Меренцов А.И.<sup>1,2,\*</sup>, Шкварин А.С.<sup>2</sup>, Волегов А.С.<sup>1</sup><sup>1</sup>Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия\*E-mail: [Alexander.Merentsov@usu.ru](mailto:Alexander.Merentsov@usu.ru)

Твёрдые растворы замещения с общей формулой  $\text{Cr}_y\text{Ti}_{1-y}\text{X}_2$  ( $\text{X} = \text{Se}, \text{Te}$ ) представляют интерес в связи с возможной спиновой поляризацией носителей заряда [1]. Измерения кинетических свойств на моно- и поликристаллах  $\text{Cr}_y\text{Ti}_{1-y}\text{Se}_2$  показали, что материалы являются полупроводниками или металлами в зависимости от концентрации хрома [2]. Теоретические расчёты показали наличие энергетической щели в spin-up и её отсутствие в spin-down плотности состояний, что говорит о полуметаллическом характере материала [3]. Магнитные свойства селенидов зависят от концентрации хрома: в низких концентрациях (до  $x < 0.5$ ) материалы являются парамагнетиками, увеличение концентрации хрома приводит к формированию магнитного порядка при низких температурах. В литературе показано, что в халькогенидах хрома среди халькогенов теллур способствует ферромагнитному упорядочению в материалах [4].

Для определения того, какие электронные состояния формируют область вблизи уровня Ферми, проведены эксперименты по резонансной рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. Измерения выполнены на линии  $\text{Cr}2p$  (Circular Polarization) синхротрона ELETTRA (Триест, Италия). Измерение магнитных свойств выполнены на SQUID-магнитометре MPMS XL-7 EC фирмы Quantum Design в интервале температур 2 – 300 К и интервале магнитных полей 0 – 70 кЭ. Для усиления ферромагнитного взаимодействия в исследуемых материалах методом высокотемпературного ампульного синтеза получены материалы  $\text{Cr}_y\text{Ti}_{1-y}\text{Te}_2$  в области концентраций  $0 < y < 1$ .

Рентгеноспектральные данные позволяют заключить, что при высокой концентрации хрома состояния непосредственно под уровнем Ферми сформированный исключительно 3d состояниями хрома. Данные эксперимента подтверждаются полученными ранее результатами для кристаллов из той же системы [5]. Магнитные измерения показывают, что материал с высокой концентрацией хрома ( $\text{Cr}_{0.83}\text{Ti}_{0.17}\text{Se}_2$ ) представляет собой мягкий ферромагнетик с коэрцитивной силой порядка 0.2 Э. Проведена расшифровка кристаллической структуры, определены параметры элементарной ячейки.

Работа выполнена при финансовой поддержке: РФФИ Грант № 09-03-0053-а, программа Минобрнауки РНП.2.1.1.1682, проект 2.1.1/19 конкурса на проведение научно-исследовательских работ молодыми учёными УрФУ.

1. Dijkstra J., van Bruggen C.F., Haas C. and de Groot R.A., Phys. Rev. B, **40**, 7973 (1989)
2. Титов А.Н., Меренцов А.И., Неверов В.Н., ФТТ, **48**, 1390 (2006)
3. Merentsov A.I., Yarmoshenko Yu M., Skorikov A.N. et. al., J.Electr.Spec.Rel.Phen., **182**, 70 (2010)
4. Dijkstra J., Weitering H.H., van Bruggen C.F., Haas C., de Groot R.A., J. Phys.: Condensed Matter, **1** 9141 (1989)
5. Шкварин А.С., Ярмошенко Ю.М., Скориков Н.А., Меренцов А.И., Титов А.Н., Слепухин П.А., Марченко Д.Е., Сперлинг М., ЖЭТФ, **139**, 101 (2011)

## МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КВАЗИОДНОМЕРНОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА $\beta - \text{TeVO}_4$

Савина Ю.А.<sup>1,\*</sup>, Блудов А.Н.<sup>1</sup>, Пащенко В.А.<sup>1</sup>, Гнатченко С.Л.<sup>1</sup>, Lemmens P.<sup>2</sup>, Berger H.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины,  
г. Харьков, Украина

<sup>2</sup>Institute for Condensed Matter Physics, TU Braunschweig, D-38106 Braunschweig, German

<sup>3</sup>Inst. Phys. Mat. Complexe, EPFL, CH-1015 Lausanne, Switzerland

\*E-mail: [savina@ilt.kharkov.ua](mailto:savina@ilt.kharkov.ua)

В данной работе исследовались магнитные свойства нового квазиодномерного антиферромагнетика  $\beta - \text{TeVO}_4$  в температурном диапазоне 1.9-400 К и в магнитных полях 0.001-5 Т вдоль трёх кристаллографических направлений. Измерения были выполнены на SQUID магнитометре MPMS-XL5 Quantum Design.

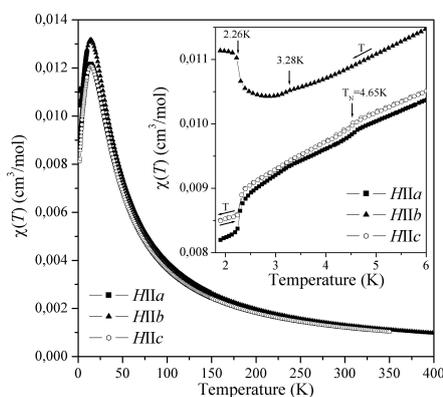


Рис. 1. Температурная зависимость молярной магнитной восприимчивости монокристалла  $\beta - \text{TeVO}_4$  в  $H=0.02$  Т вдоль трёх кристаллографических направлений. На вставке показана низкотемпературная часть магнитной восприимчивости  $\beta - \text{TeVO}_4$ .

Кристаллическая структура  $\beta - \text{TeVO}_4$  представляет собой зигзагообразные цепочки  $V^{4+}$  ( $S=1/2$ ) параллельные оси  $c$ , образованные из слегка искажённых квадратных пирамид  $\text{VO}_5$ , соединённые через вершины базисной плоскости.

На рисунке 1 представлена температурная зависимость магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  в магнитном поле  $H = 0.02$  Т вдоль трёх кристаллографических направлений. Магнитные данные демонстрируют наличие анизотропии магнитных свойств относительно оси  $b$ , что может быть связано с небольшой аксиальной анизотропией  $g$ -тензора для ионов  $V^{4+}$ . В низкотемпературном диапазоне ( $T < 5$  К) на зависимости  $\chi(T)$  обнаружены три особенности при  $T = 2.28, 3.28, 4.65$  К, которые можно интерпретировать как фазовые переходы. Температуру 4.65 К мы связываем с трёхмерной точкой АФМ упорядочения  $T_N$ , а  $T = 2.28, 3.28$  К – с модификациями АФМ состояния. Наилучшее описание экспериментальных данных в широком температурном диапазоне  $5 < T < 400$  К было получено в рамках модели для однородной АФМ цепочки спинов  $1/2$  с  $J/k_B = 21.4 \pm 0.2$  К.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ  $\delta$ - < Mn > СЛОЯ НА ПОЛЯРИЗАЦИЮ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ КВАНТОВОЙ ЯМЫ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ InGaAs/GaAs/ $\delta$ - < Mn > НА СИНГУЛЯРНЫХ И ВИЦИНАЛЬНЫХ ГРАНЯХ GaAs

Таланцев А.Д.<sup>1</sup>, Дмитриев А.И.<sup>1</sup>, Зайцев С.В.<sup>2</sup>, Данилов Ю.А.<sup>3</sup>, Дорохин М.В.<sup>3</sup>, Кудрин А.В.<sup>3</sup>, Звонков Б.Н.<sup>3</sup>, Моргунов Р.Б.<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем химической физики РАН, г. Черноголовка, Россия

<sup>2</sup>Институт физики твёрдого тела РАН, г. Черноголовка, Россия

<sup>3</sup>Научно-исследовательский физико-технический институт, г. Нижний Новгород, Россия

\*E-mail: [artgtx32@mail.ru](mailto:artgtx32@mail.ru)

Одним из ключевых направлений современной спинтроники является создание светодиодов, в которых возможно управление поляризацией излучаемого света. Один из способов создания такого светодиода – изготовление гетероструктуры, содержащей квантовую яму и магнитный слой. В данной работе исследовано влияние намагниченности дельта-легированного слоя марганца ( $\delta$ - < Mn > слоя) на поляризацию фотолюминесценции квантовой ямы GaAs/In<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As/GaAs в полупроводниковых гетероструктурах InGaAs/GaAs/ $\delta$ - Mn, выращенных на сингулярных и вицинальных подложках GaAs. Использование подложек GaAs (001): точно ориентированных и с отклонением 3° нормали к  $\delta$ - < Mn > слою от направления [001], позволяло выращивать, соответственно, однородные и неупорядоченные ферромагнитные  $\delta$ - < Mn > слои. Установлено, что в гетероструктурах, выращенных на точно ориентированных подложках, температурная зависимость намагниченности описывается законом  $T^{3/2}$  (блоховский тип магнитного упорядочения) [1]. В гетероструктурах, выращенных на подложках с отклонением 3° нормали от направления [001] (vicinal), температурная зависимость намагниченности имеет ход, характерный для неупорядоченных ферромагнетиков (перколяционный тип магнитного упорядочения) [1,2].

Зависимости степени поляризации фотолюминесценции от магнитного поля и спектры электронного спинового резонанса также чувствительны к типу ферромагнитного упорядочения в  $\delta$ - < Mn > слое: в случае неупорядоченных  $\delta$ - < Mn > слоёв линия ФМР, соответствующая резонансу в  $\delta$ - < Mn > слое, существенно шире, чем таковая для упорядоченных слоёв [3]. Несмотря на то, что в исследуемых гетероструктурах магнитный слой и квантовая яма отделены друг от друга, температурная зависимость поляризации фотолюминесценции квантовой ямы качественно повторяет температурную зависимость намагниченности  $\delta$ - < Mn > слоя. Это даёт возможность, с одной стороны, управлять величиной поляризации излучения квантовой ямы, посредством приложения внешнего магнитного поля, и, с другой стороны, получать гетероструктуры с заданным характером температурной зависимости поляризации излучения квантовой ямы, посредством выбора угла разориентации подложки.

Работа поддержана грантом Президента РФ (МК-1764.2011.03).

1. Дмитриев А.И., Таланцев А.Д., Зайцев С.В., Данилов Ю.А., Дорохин М.В., Звонков Б.Н., Копплак О.В., Моргунов Р.Б. ЖЭТФ, **140**, 158 (2011)
2. Моргунов Р.Б., Дмитриев А.И., Казакова О.Л., Phys. Rev. B **80**, 085205 (2009)
3. Дмитриев А.И., Моргунов Р.Б., Зайцев С.В. ЖЭТФ, **139**, 367 (2011)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В  
МУЛЬТИФУНКЦИОНАЛЬНЫХ СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА Ni – Fe – Mn – Ga и  
Ni – Co – Mn – Ga

Файзуллин Р.Р.\*, Бучельников В.Д., Дробосюк М.О.

Челябинский государственный университет, г. Челябинск, Россия

\*E-mail: [fayzullinrr@gmail.com](mailto:fayzullinrr@gmail.com)

Магнитокалорическим эффектом (МКЭ) принято называть адиабатическое изменение температуры магнетика, индуцированное изменением магнитного поля в котором он находится. Материалы с МКЭ могут быть использованы в технологии магнитного охлаждения [1]. Недавние экспериментальные исследования показали, что сплавы Гейслера Ni-Mn-Ga также являются привлекательными для применения в магнитных холодильных установках [2].

В данной работе мы экспериментально изучали МКЭ в сплавах Гейслера  $Ni_{2,19-x}Fe_xMn_{0,81}Ga$  ( $x = 0,01; 0,02; 0,03; 0,04$ ) и  $Ni_{2,16-x}Co_xMn_{0,84}Ga$  ( $x = 0,03; 0,06; 0,09$ ).

Поликристаллические слитки, с номиналами  $Ni_{2,19-x}Fe_xMn_{0,81}Ga$  ( $x = 0,01; 0,02; 0,03; 0,04$ ) и  $Ni_{2,16-x}Co_xMn_{0,84}Ga$  ( $x = 0,03; 0,06; 0,09$ ) изготовлены методом дуговой плавки. Слитки были отожжены в течение 9 дней и закалены в ледяной воде, затем из средней части слитков были вырезаны образцы размерами:  $8 \times 4 \times 2$  мм. В процессе плавки усадка составила менее 0,2%, поэтому предполагается, что реальные композиции соответствуют своим номиналам.

Измерения МКЭ проводились с помощью установки производства АМТ&С [3]. В данной установке адиабатическое изменение температуры образца  $\Delta T_{ad}$  регистрировалось прямым методом с помощью термопары. Магнитное поле до 2 Тл создавалось постоянным магнитом и измерялось датчиком Холла. Сигналы с термопары и датчика Холла регистрировались одновременно, что позволяло измерять  $\Delta T_{ad}$  в зависимости от магнитного поля  $H$ . Температуры фазовых переходов были определены из низкополевых температурных зависимостей намагниченности, измеренных с помощью оригинальной установки на основе эффекта Холла.

Из температурных зависимостей  $\Delta T_{ad}$  для сплавов  $Ni_{2,19-x}Fe_xMn_{0,81}Ga$  ( $x = 0,01; 0,02; 0,03; 0,04$ ) и  $Ni_{2,16-x}Co_xMn_{0,84}Ga$  ( $x = 0,03; 0,06; 0,09$ ) при изменении магнитного поля  $\Delta H = 2$  Тл следует, что максимальный МКЭ происходит вблизи магнитоструктурных фазовых переходов и его значение изменяется от 1 до 1,7 К. Таким образом, можно заключить, что исследованные сплавы являются перспективными для магнитного охлаждения.

1. K. Gschneidner, Jr. and V.K. Pecharsky, Int. J. Refrig., **31**, 945 (2008)
2. A. Planes, L. Manosa, and M. Acet, J. Phys.: Condens. Matter., **21**, 233201 (2009)
3. Y.I. Spichkin, et al, Proc. 3rd IIF-IIR Intern. Conf. Magnetic Refrigeration at Room Temperature, IIF/IIR, 173 (2009)

## ИЗМЕНЕНИЕ ЭНТРОПИИ ПРИ МЕТАМАГНИТНОМ ПЕРЕХОДЕ В СПЛАВАХ $\text{Fe}_{0.49}(\text{Rh}_{0.94-x}\text{Pd}_{0.06}\text{Ir}_x)_{0.51}$

Чиркова А.М.<sup>1,\*</sup>, Волегов А.С.<sup>1</sup>, Казанцев В.А.<sup>2</sup>, Баранов Н.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт естественных наук, УрФУ, г. Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [alisa.chirkova@gmail.com](mailto:alisa.chirkova@gmail.com)

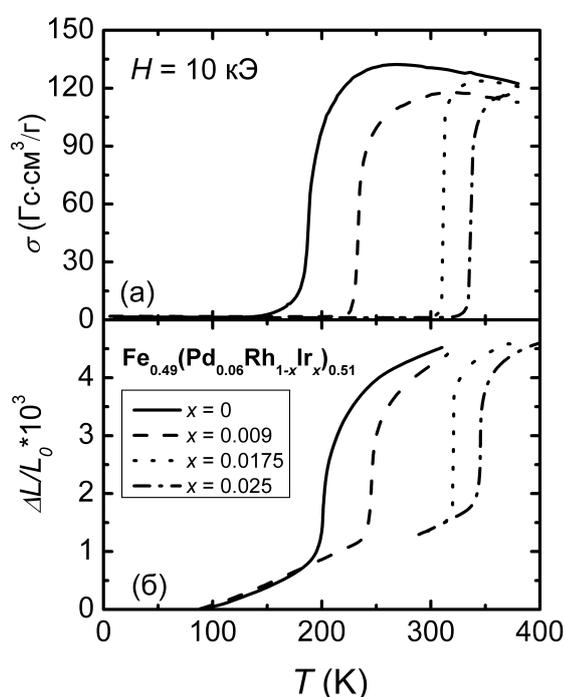
В сплавах FeRh наблюдается метамгнитный фазовый переход первого рода из антиферромагнитного (АФ) в ферромагнитное (Ф) состояние, который происходит при увеличении температуры выше критической  $T_{\text{crit}} \sim 350$  К.

Значение  $T_{\text{crit}}$  существенно зависит от различных факторов, например таких, как изменение состава (замещение Fe и/или Rh другими d-элементами), воздействие давлением или магнитным полем. В области перехода наблюдаются гигантский магнитокалорический эффект, а также большие изменения электросопротивления, объёма элементарной ячейки и других характеристик.

В настоящей работе проведены измерения намагниченности и теплового расширения образцов сплавов  $\text{Fe}_{0.49}(\text{Rh}_{0.94-x}\text{Pd}_{0.06}\text{Ir}_x)_{0.51}$ , в котором родий частично замещён палладием и иридием. Как ранее было установлено [1], введение небольшого количества Ir (до 3.5 ат.%) вместо родия позволяет варьировать температуру перехода в пределах 200-400 К.

Так как фазовый переход 1 рода сопровождается значительным изменением энтропии, представляет интерес оценить величину различных вкладов в изменение энтропии. Из полученных температурных зависимостей намагниченности и теплового расширения (рис.1), а также с использованием литературных данных по теплоёмкости в работе проведена оценка величины различных вкладов (решётчного, электронного и магнитного) в полное изменение энтропии при переходе.

Рис. 1. Температурные зависимости а) удельной намагниченности в магнитном поле  $H = 10$  кЭ; б) теплового расширения.



1. Baranov N.V., Varabanova E.A., Journal of Alloys and Compounds, **219**, 139 (1995)

## ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ КЕРАМИКИ $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{Mn}_{0.925}\text{Zn}_{0.075}\text{O}_3$ ( $x = 0.075; 0.095; 0.115$ )

Шарипов К.Р.<sup>1,\*</sup>, Еремина Р.М.<sup>1</sup>, Мингалиева Л.В.<sup>1</sup>, Баделин А.Г.<sup>2</sup>, Евсева А.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>)Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского, г. Казань, Россия

<sup>2</sup>)Астраханский государственный университет, г. Астрахань, Россия

\*E-mail: [shakamr@yandex.ru](mailto:shakamr@yandex.ru)

Материалы с колоссальным магнитосопротивлением (КМС) привлекают особый научный интерес из-за большого набора фундаментальных физических и химических свойств [1]. Нами проведены исследования керамики  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{Mn}_{0.925}\text{Zn}_{0.075}\text{O}_3$  ( $x = 0.075; 0.095; 0.115$ ). Выбор цинка в качестве легирующего элемента для этих материалов был обусловлен тем, что в цинкдопированных манганитах были найдены интересные вольтамперные

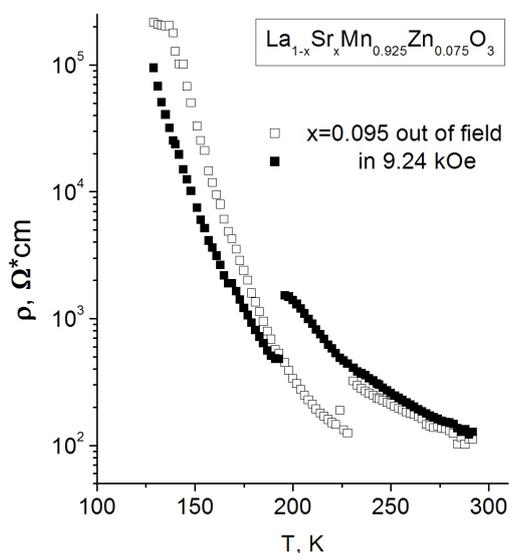


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{Mn}_{0.925}\text{Zn}_{0.075}\text{O}_3$ .

характеристики, которые содержат регионы с отрицательным дифференциальным сопротивлением N-типа [2]. Содержание допирующих элементов было выбрано таким образом, чтобы значение суммарной концентрации ионов двухвалентного стронция и цинка ( $x + 0,075$ ) с находится вблизи границы перехода из «орторомбической» в «ромбоэдрическую» структуру, по обе стороны от неё, на фазовой диаграмме чистого лантан-стронциевого манганита  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  [3].

В температурной зависимости удельного сопротивления для  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{Mn}_{0.925}\text{Zn}_{0.075}\text{O}_3$  ( $x = 0.095$ ) наблюдается скачок (в нулевом магнитном поле, и в поле 9.24 кЭ) в диапазоне температур от 190 К до 228 К (рис. 1). Мы связываем такое поведение с эффектом Максвелла-Вагнера [4]. Подобное поведение не наблюдалось для образцов с  $x = 0,075; 0,115$ .

Спектр ЭПР керамики  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{Mn}_{0.925}\text{Zn}_{0.075}\text{O}_3$  ( $x = 0.075; 0.095; 0.115$ ) содержит одну линию с  $g \approx 1,978 \pm 0,005$ , обусловленную системой обменно связанных ионов марганца. Ширина линии ЭПР линейно увеличивается с увеличением температуры, в диапазоне от 180 К до 380 К для всех образцов, а наклон уменьшается с ростом концентрации стронция.

1. Dagotto E., Hotta T., Moreo F.: Physics Reports **344**, pp. 1-153 (2001)
2. Karpasyuk V.K., Badelin A.G., Smirnov A.M., et al.: J.of Phys:Conf.Ser. **200**, 052026 (2010)
3. Urushibara A., Moritomo Y., Arima T., et.al.: Phys.Rev. B **51**, 14103 (1995)
4. Senis R., Balcells Ll., Laukhin V., et.al.: J. Appl. Phys. **87**, 5609 (2000)

Фазовые переходы и  
критические явления

Фазовые переходы и  
критические явления



КОНКУРЕНЦИЯ ПРОЦЕССОВ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ И КАВИТАЦИИ  
ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХБобров К.С.

Институт теплофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

E-mail: [konst216@gmail.com](mailto:konst216@gmail.com)

Благодаря развитию вычислительной техники, стало возможно проводить исследование процессов происходящих при фазовых переходах на микроскопическом уровне.

С помощью метода молекулярной динамики исследовались кристаллизация и кавитация метастабильной леннард-джонсовской жидкости, при низких температурах. Компьютерные эксперименты проводились для систем содержащих 2048 - 108000 частиц, помещённых в кубическую ячейку с периодическими граничными условиями. Расчёты проводились в *NVE*-ансамбле. В качестве параметров обезразмеривания термодинамических величин использовались параметры потенциала Леннарда-Джонса  $\sigma = 0.3405\text{нм}$ ,  $\epsilon = 1.654019 \cdot 10^{-21}\text{Дж}$ , а также, постоянная Больцмана  $k_B = 1.3806504 \cdot 10^{-23}\text{Дж/К}$ , масса атома аргона  $m = 6.6336 \cdot 10^{-26}\text{кг}$ . Шаг интегрирования классических уравнений движения по времени варьировался в пределах  $\tau = (1 \div 5) \cdot 10^{-15}\text{с}$ . Радиус обрезания потенциала варьировался от  $r_c = 6.425\sigma$  до  $r_c = 6.576\sigma$ . В ходе компьютерного эксперимента рассчитывались давление, температура и внутренняя энергия. Расчёты проведены при температурах  $T^* = 0.4$  и  $T^* = 0.35$ . При таких низких температурах возможно наблюдать эффект конкуренции процессов кристаллизации и кавитации, т.е. найти такие значения  $\rho^*$  и  $p^*$ , при которых в системе может с одинаковой вероятностью образоваться как кристаллик критического размера, так и пузырьрёк.

Все расчёты начинались в стабильной области. В ходе процесса сжатия систем, они переводились в метастабильное состояние. Фазовый переход фиксировался по резкому изменению давления и температуры.

Появление жизнеспособного зародыша новой фазы в метастабильной жидкости является случайным статистическим событием. Основной характеристикой такого процесса является частота нуклеации  $J$ . При фиксированных термодинамических условиях ( $p, T$ ) частота нуклеации может быть рассчитана через среднее время жизни метастабильной системы  $\bar{\tau}$  по формуле  $J = (\bar{\tau} V)^{-1}$ , где  $V$ - объём моделируемой системы.

Получено более 100 начальных конфигураций жидкости в слабо-метастабильном состоянии (время ожидания критического зародыша гораздо больше масштаба времени эксперимента). После этого все конфигурации переводились в область глубокой метастабильности путём плавного изменения размеров моделируемой ячейки. В эксперименте фиксировалось время ожидания появления в системе критического зародыша. На основе полученных данных рассчитывались величины  $J$ , и строились барические зависимости частоты нуклеации. Для одной изотермы удалось определить точку, в которой вероятности спонтанной кристаллизации и кавитации равны ( $T^* = 0.35$ ,  $p^* = -2.32$ ,  $\rho^* = 0.864$ ). На основе параметров полученных для данной точки, стало возможно численно оценить, как относятся по величине свободные поверхностные энергии (в рамках классической теории нуклеации) на границах жидкость-кристалл и жидкость-газ ( $\gamma_{LV} \approx 5.4\gamma_{LS}$ ).

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума Российской академии наук (Проект № 09-П-2-1014), Российского фонда фундаментальных исследований (Проект № 09-08-00176), гранта научного проекта молодых учёных и аспирантов УрО РАН 2011г.

## ЗАВИСИМОСТЬ ПОРОГА ПЕРКОЛЯЦИИ ОТ УРОВНЯ ДОПИРОВАНИЯ В МАНГАНИТАХ $\text{La}_{1-x}(\text{Ag}, \text{K})_x\text{MnO}_3$

Гамзатов А.Г.

Институт физики им. Х.И. Амирханова ДагНЦ РАН, г. Махачкала, Россия

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

Манганиты допированные одновалентными ионами (Na, K, Ag) обладают рядом существенных отличий по сравнению с хорошо изученными манганитами  $\text{Ln}_{1-x}\text{A}_x\text{MnO}_3$ , где А – двухвалентный металл (Ca, Sr, ...). При допировании материнского состава  $\text{LaMnO}_3$  одновалентными ионами  $\text{Ag}^+$ ,  $\text{K}^+$  для сохранения зарядового баланса требуется, чтобы на каждый введённый одновалентный ион  $\text{Ag}^+$ ,  $\text{K}^+$  два иона  $\text{Mn}^{3+}$  перешли в состояние  $\text{Mn}^{4+}$ , что означает сужение фазовой диаграммы  $T - x$  вдоль оси  $x$  и высокие значения  $T_C$  при малом уровне допирования ( $x < 0.2$ ). К положительным прикладным особенностям данного типа манганитов можно отнести и высокую чувствительность их физических свойств к магнитному полю, большие значения эффекта колоссального магнитосопротивления (КМС) [1,2] и магнитокалорического эффекта (МКЭ), наблюдаемые вблизи комнатных температур [3,4]. Более того, манганиты относятся к ярким представителям систем с сильнокоррелированными электронными свойствами, в которых проявляется сильная взаимосвязь электронной, магнитной и решёточной подсистем твёрдого тела. Это означает, что существует прямая функциональная связь между параметрами, характеризующими эти подсистемы [5].

Несмотря на это, одновалентно допированные манганиты все ещё остаются менее изученными объектами, чем манганиты, где допирующим элементом является двухвалентный металл. Причины, прежде всего технологические: из-за термической нестабильности трудно получить керамические образцы высокого качества, а получить образцы в виде монокристаллов – вообще не представляется возможным.

Имеющиеся в литературе сведения о результатах исследования электрических свойств манганитов  $\text{La}_{1-x}\text{Ag}_x\text{MnO}_3$  и  $\text{La}_{1-x}\text{K}_x\text{MnO}_3$  довольно противоречивы. И остаётся много невыясненных вопросов в поведении свойств этих объектов.

В данном сообщении приводятся результаты исследования и анализа электросопротивления манганитов  $\text{La}_{1-x}\text{K}_x\text{MnO}_3$  ( $x = 0.05; 0.1; 0.11; 0.13; 0.15; 0.175$ ) и  $\text{La}_{1-x}\text{Ag}_x\text{MnO}_3$  ( $x = 0.10; 0.15; 0.20$ ) в рамках теории перколяции. Описано поведение электросопротивления  $\rho(T)$  в широком температурном интервале, включая и область фазового перехода. Для описания  $\rho(T)$  вблизи температуры фазового перехода привлекаются представления теории перколяции. Изучена зависимость порога перколяции от уровня допирования в манганитах  $\text{La}_{1-x}(\text{K}, \text{Ag})_x\text{MnO}_3$ . В системе  $\text{La}_{1-x}\text{K}_x\text{MnO}_3$  для образцов с  $x \leq 0.12$  бесконечный канал проводимости образуется при температурах ниже температуры Кюри, а при концентрациях калия  $x > 0.12$  – при  $T > T_C$ . На зависимости  $\rho(T)$  в системе  $\text{La}_{1-x}\text{K}_x\text{MnO}_3$  выше температуры перехода металл-изолятор обнаружены аномалии, связанные с переходом парамагнетик-ферромагнетик, причём для всех образцов  $T_{\text{max}} < T_C$ . Установлены механизмы рассеяния носителей тока в ферро- и парамагнитных фазах и характер изменения объёма ферромагнитной фазы с температурой.

Автор выражает благодарность Е. Розенбергу и А. Батдалову за внимание к работе и ценные замечания, а также А.С. Манкевичу за любезно предоставленные образцы. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ (09-08-96533, 11-02-01124) и программы ОФН РАН «Сильнокоррелированные электроны в твёрдых телах и структурах».

1. Ye S.L., Song W.H., Dai J.M., et.al, JMMM, **248**, 26 (2002)
2. Камиллов И.К., Гамзатов А.Г., Алиев А.М. и др., ЖЭТФ, **132**, 885 (2007)
3. Kamilov I.K., Gamzatov A.G., Aliev A.M. et.al, J. Phys. D: Appl. Phys., **40**, 4413 (2007)
4. Aliev A.M., Gamzatov A.G., Batdalov A.B. et.al, Physica B, **406**, 885 (2011)
5. Гамзатов А.Г., Батдалов А.Б., Кауль А.Р., Мельников О.В., ФТТ, **53**, 170 (2011)

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОАЛЕСЦЕНЦИИ С УЧЁТОМ ОБЪЁМНОЙ ДОЛИ ЧАСТИЦ ВТОРОЙ ФАЗЫ

Гаузин И.С.

Челябинский Государственный Университет, г. Челябинск, Россия

E-mail: [gauzinis@mail.ru](mailto:gauzinis@mail.ru)

В 1958 году Лифшиц и Слезов построили теорию, описывающую позднюю стадию диффузионного распада метастабильных систем, коалесценцию, с малыми объёмными долями частиц второй фазы. Однако теория Лифшица-Слезова для систем с ненулевой объёмной долей не применима. За последние десятилетия был предложен ряд модельных работ, описывающих коалесценцию при конечной объёмной доле частиц выпавшей фазы, однако общепринятой теории на сегодняшний день нет.

В работе была смоделирована стадия коалесценции с учётом конечного значения объёмной доли частиц второй фазы. Частицы были размещены в объёме системы, кубической коробке, состоящей из 8000 ячеек, в центре каждой ячейки. Объёмная доля  $Q$  вводится как отношение объёма, который занимают частицы сферической формы,  $V_{SPHERE}$ , к объёму матрицы  $V_{CUBE}$ , в которой они расположены:  $Q = \frac{V_{SPHERE}}{V_{CUBE}}$ . Таким образом, расстояние между поверхностями частиц:  $d = \bar{R} \cdot \left( \left( \frac{4\pi}{3Q} \right)^{\frac{1}{3}} - 2 \right)$ , где  $\bar{R}$  – средний размер частиц.

Мы принимаем, что массоперенос в системе лимитируется объёмной диффузией. При малых значениях объёмной доли частицы находятся на больших расстояниях друг от друга, и массоперенос описывается в приближении самосогласованного среднего поля. Разность концентраций растворённого вещества у поверхности малых и больших выделений приводит к тому, что частицы размером меньше среднего отдают атомы в матрицу, а частицы размером больше среднего – забирают атомы из матрицы. При увеличении объёмной доли расстояние между частицами уменьшается, что приводит к перекрыванию их локальных диффузионных полей. В этом случае частицы будут взаимодействовать друг с другом непосредственно. При этом мы принимаем, что направленность массопереноса для выбранной частицы сохраняется (частицы размером меньше среднего должны растворяться, отдавая атомы частицам из окружения, а частицы размером больше среднего – должны расти, забирая атомы у частиц из окружения).

В результате моделирования при малых объёмных долях  $Q < 0,01$  распределение частиц по размерам качественно соответствует универсальному распределению Лифшица-Слезова. Кинетика увеличения среднего размера имеет вид кубической зависимости  $\bar{R}^3 - \bar{R}_0^3 = k \cdot (t - t_0)$ , где  $\bar{R}$  и  $\bar{R}_0$  – средний размер частиц в момент времени  $t$  и  $t_0$ , соответственно,  $k$  – константа скорости увеличения среднего размера частиц. При увеличении объёмной доли распределения частиц по размерам становятся более уширенными, более симметричными, с меньшей высотой пика. Кубическая зависимость увеличения среднего размера со временем сохраняется, однако константа скорости  $k$  увеличивается при  $Q = 0,01$  в 1, 12 раз, при  $Q \geq 0,1$  в 4, 5 раза относительно значения при  $Q < 0,01$ .

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ПОЛИДИСПЕРСНОГО АНСАМБЛЯ ВЫДЕЛЕНИЙ НЕСКОЛЬКИХ СОСТАВОВ В СТАЛЯХ, ЛЕГИРОВАННЫХ V, Nb и Ti

Горбачев И.И.\* , Попов В.В., Пасынков А.Ю.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [golova@imp.uran.ru](mailto:golova@imp.uran.ru)

На основе метода, предложенного в [1], разработан новый метод моделирования эволюции ансамбля частиц других фаз в основной фазе (матрице) при термической обработке. Так же, как и метод, описанный в работе [1], данный метод учитывает многокомпонентность системы, диффузионное взаимодействие элементов в твёрдом растворе, конечную объёмную долю выделений и описывает эволюцию выделений на всех стадиях: роста, растворения и коагуляции. Отличительная особенность нового метода состоит в том, что он позволяет моделировать эволюцию нескольких ансамблей частиц различного состава.

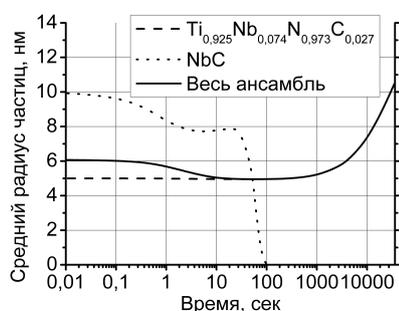


Рис. 1. Изменение среднего радиуса выделений двух составов и всего ансамбля частиц в стали с 0.11 мас. % С, 0.008 мас. % N, 0.09 мас. % Nb и 0.02 мас. % Ti во время отжига при  $t = 1200^{\circ}\text{C}$ .

При построении модели было сделано несколько допущений: все выделения имеют сферическую форму и постоянный состав, на межфазных границах устанавливается локальное термодинамическое равновесие, массоперенос осуществляется только объёмной диффузией в матрице. Для расчёта распределения концентраций диффундирующих компонентов в матрице используется квазистационарное приближение (в уравнениях диффузии пренебрегается производной по времени), а также приближение среднего поля (принимается, что концентрации всех элементов на некотором расстоянии от частиц одинаковы). Исходными данными для моделирования служат объёмная доля выделений, составы частиц и распределение частиц по размерам для частиц каждого состава. Распределение частиц по размерам задаётся несколькими гистограммами, соответствующими выделениям различного состава.

В предложенной модели поведение системы описывается с помощью системы диффузионных уравнений, термодинамических уравнений (равенство хим. потенциалов на межфазной границе), балансовых уравнений (описывающих поток элементов через межфазную границу) и уравнений сохранения массы (количество каждого компонента, рассчитанное по распределению концентраций в матрице и по объёмной доле выделений каждого состава, должно быть одинаковым). Уравнения решаются численно методом Ньютона для системы уравнений с использованием метода конечных разностей для расчёта распределений концентраций компонентов в ячейках.

На основе предложенной модели создана программа для моделирования эволюции выделений в сталях, легированных V, Nb и Ti. С помощью данной программы были проведены расчёты для низколегированных сталей с карбонитридным упрочнением, в которых исследовалось поведение карбонитридных выделений в процессе отжига. Пример результатов расчётов для стали с 0.11 мас. % С, 0.008 мас. % N, 0.09 мас. % Nb и 0.02 мас. % Ti приведён на рисунке, где показано изменение среднего радиуса частиц  $Ti_{0.925}Nb_{0.074}N_{0.973}C_{0.027}$  и NbC, а также всего ансамбля (первых и вторых вместе) во время отжига при температуре  $1200^{\circ}\text{C}$ .

1. Попов В.В., Горбачев И.И., Физика металлов и металловедение, **95**, 5, 16 (2003)

ДИССОЦИАЦИЯ ВИХРЕВЫХ ПАР В ДВУМЕРНОМ НЕКОЛЛИНЕАРНОМ  
ГЕЙЗЕНБЕРГОВСКОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ

Игнатенко А.Н.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

E-mail: [ignatenko@imp.uran.ru](mailto:ignatenko@imp.uran.ru)

Известно, что в двух измерениях в изотропных магнетиках, а также при наличии анизотропии типа лёгкая плоскость, теорема Мермина-Вагнера запрещает существование дальнего магнитного порядка при любых конечных температурах. Однако это не означает что в таких системах невозможен фазовый переход, примером чему служит фазовый переход Березинского-Костерлица-Таулесса (БКТ) в случае анизотропии типа лёгкая плоскость. Переход БКТ связан с существованием топологически устойчивых конфигураций — вихрей. Энергия изолированного вихря логарифмически расходится с ростом размера системы. Поэтому, при низких температурах вихри могут существовать только парами. При повышении температуры вихревые пары начинают плавиться, и при  $T = T_{\text{БКТ}}$  первая пара диссоциирует, а система испытывает фазовый переход бесконечного рода.

Kawamura и Miyashita [1] обнаружили, что похожий переход возможен и в *изотропном* неколлинеарном антиферромагнетике с треугольной решёткой, где тоже возможны вихри. Однако, в отличие от перехода БКТ, этот переход изучался только в рамках компьютерного моделирования методом Монте-Карло для систем малого, по сравнению с корреляционной длиной, размера, когда невозможно определить является ли переход настоящим фазовым переходом или нет.

В настоящей работе, в рамках континуального приближения, изучались двумерные изотропные неколлинеарные антиферромагнетики. Показано, что спин-волновые флуктуации приводят к конечной энергии изолированного вихря для бесконечной системы,  $E_{1v} \propto 1/T$ ,  $T \rightarrow 0$ . Соответственно, при сколь угодно низких температурах в системе имеется конечная плотность свободных вихрей, которая имеет невольцмановский вид,  $n \propto e^{-c/T^2}$ . Отсюда следует, что в рассматриваемой системе невозможен сценарий фазового перехода БКТ, так как теперь теряется принципиальное различие между низко- и высокотемпературными фазами, имеющееся в случае перехода БКТ. Этот вывод подтверждается тем, что межвихревое притягивательное взаимодействие  $V(r)$  экранируется спин-волновыми флуктуациями,  $V(r \gg \xi_{\text{sw}}) \propto \exp(-r/\xi_{\text{sw}})$ , где  $\xi_{\text{sw}}$ -корреляционная длина, так как короткодействующее взаимодействие не в состоянии удерживать вихревые пары от распада даже при сколь угодно низких температурах.

Работа поддержана фондом «Династия» и проектом Президиума УрО РАН № М8.

1. Kawamura H. and Miyashita S., J. Phys. Soc. Japan, **53**, 4138 (1984)

## ЗОННЫЙ ФЕРРОМАГНЕТИЗМ И МАГНИТНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ В ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

Игошев П.А.<sup>\*</sup>, Катанин А.А., Ирхин В.Ю.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

<sup>\*</sup>E-mail: [igoshev\\_pa@imp.uran.ru](mailto:igoshev_pa@imp.uran.ru)

Реалистичное внутриузельное кулоновское взаимодействие (меньше или порядка ширины электронной зоны), являющееся причиной магнитного упорядочения, совершенно недостаточно для формирования ферромагнетизма в том случае, когда учитывается перенос только между ближайшими соседями (интеграл  $t$ ). Положение существенно меняется в том случае, когда учитывается электронный перенос между вторыми соседями (интеграл  $t'$ ).

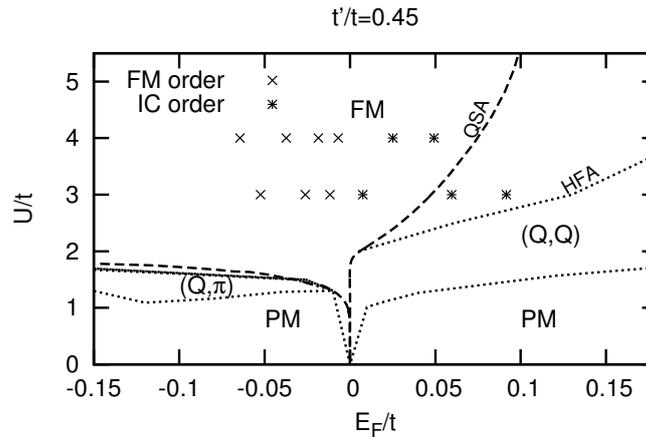


Рис. 1. Фазовая диаграмма модели Хаббарда ( $t' = 0.45t$ ) в переменных  $E_F—U$ ,  $E_F$  отсчитывается от особенности ван Хова,  $U$  — параметр Хаббарда. Символами отмечены результаты функциональной ренормгруппы по температуре (крест — ферромагнетизм, звезда — несоизмеримый магнитный порядок). QSA — граница ферромагнитной фазы (FM), полученная в квазистатическом приближении. HFA — границы областей спиральных магнитных фаз, отмеченных видом своего волнового вектора, полученные в рамках приближения Хартри–Фока.

В работе различными методами (приближение Хартри–Фока для спиральных магнитных структуры, квазистатическое приближение, метод функциональной ренормгруппы) исследована магнитная фазовая диаграмма  $t-t'$  модели Хаббарда для квадратной решётки в случае, когда уровень Ферми лежит вблизи особенности ван Хова электронной зоны, а  $t'$  достаточно велико ( $t'/t \lesssim 1/2$ )[1]. Основное внимание уделяется определению критического значения параметра Хаббарда, необходимого для устойчивости ферромагнитного состояния,  $U_c$ . Показано, что в неустойчивости ферромагнитного состояния доминирующую роль играют несоизмеримые магнитные флуктуации, что приводит к неприменимости критерия Стонера даже на качественном уровне. Учёт корреляционных эффектов в рамках квазистатического приближения и метода функциональной ренормгруппы демонстрирует важность эффектов магнитных флуктуаций в том случае, когда уровень Ферми  $E_F$  лежит выше особенности ван Хова, — при их учёте  $U_c$  существенно увеличивается по сравнению с результатом теории среднего поля (см. рис. 1). В случае положения уровня Ферми ниже особенности ван Хова учёт флуктуаций не приводит к заметному увеличению  $U_c$  по сравнению с критерием Стонера.

Работа частично поддержана проектом Президиума УрО РАН № М8, проектами РФФИ 11-02-00931-а, 11-02-00937-а, фондом «Династия».

1. Igoshev P.A., Irkhin V.Yu., Katanin A.A., Phys. Rev. B, **83**, 245118 (2011)

## РЕЗИСТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЛАВОВ НА МЕДНО-НИКЕЛЕВОЙ ОСНОВЕ

Клюкина М.Ф.\*, Бараз В.Р., Новикова О.С.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [nizamutka@yandex.ru](mailto:nizamutka@yandex.ru)

Целью данной работы является изучение тонкой структуры промышленного сплава нейзильбер марки МНЦ 15-20 с помощью резистометрических измерений.

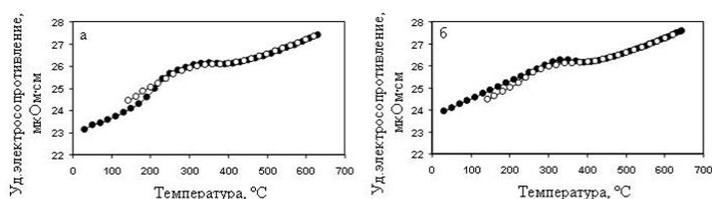


Рис. 1. Изменение электросопротивления при нагреве (○) и охлаждении (●) закалённого (а) и отожжённого (б) сплава МНЦ15-20.

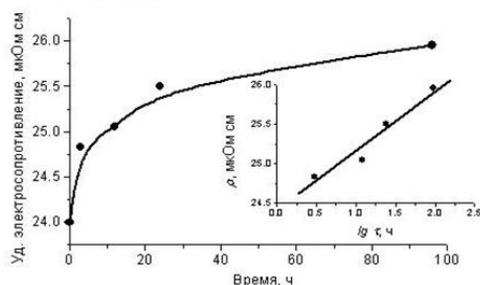


Рис. 2. Зависимость электросопротивления сплава МНЦ15-20 от длительности отжига при 300°C (на врезке – тот же график, построенный в полулогарифмических координатах)

Температурные зависимости электросопротивления  $\rho=f(T)$  были получены путём нагрева (до 650°C) и последующего охлаждения со скоростями соответственно 120 и 240 град/час. Особенности температурной зависимости электросопротивления  $\rho=f(T)$  сплава МНЦ15-20 иллюстрируют данные, приведённые на рисунке 1.

Был проведён длительный отжиг при температуре 300°C предварительно закалённых проволочных образцов нейзильбера. На рисунке 2 представлена временная зависимость изменения электросопротивления  $\rho=f(\tau)$ .

Представление указанной зависимости в координатах " $\rho-\ln\tau$ " (см. вставку на рисунке 2) хорошо описывается линейной функцией. В соответствии с теорией Авраами, это даёт основание полагать, что в рассматриваемых температурно-временных условиях отжига происходит структурный процесс диффузионного типа (предположительно формирование кластеров ближнего упорядочения). Причём, постоянство угла наклона прямой указывает на то, что механизм превращения при указанной температуре не изменяется даже после 96-часовой выдержки.

## ФАЗОВЫЕ ДИАГРАММЫ В МОДЕЛИ МАЛОГО ИЗИНГОВСКОГО НАНОМАГНЕТИКА С УЧЁТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕБЛИЖАЙШИХ СОСЕДЕЙ

Лауров Е.П.\*, Санников Е.В., Удодов В.Н.

Хакасский государственный университет им. Н.Ф. Катанова, г. Абакан, Россия

\*E-mail: [layurov@yandex.ru](mailto:layurov@yandex.ru)

В данной работе был разработан модифицированный алгоритм расчёта фазовых диаграмм с использованием распределения Гиббса, которое описывает всю равновесно-статистическую картину системы [1]. Целью работы является построение фазовых диаграмм модели одномерного наномангнетика с оборванными концами с учётом взаимодействия ближайших соседей.

Гамильтониан системы имеет вид:

$$e = \frac{E_0}{\omega_1} = -h \sum_{i=1}^N S_i - \sum_{i=1}^{N-1} S_i S_{i+1} - J_2 \sum_{i=1}^{N-2} S_i S_{i+2} - J_3 \sum_{i=1}^{N-3} S_i S_{i+3} - J_4 \sum_{i=1}^{N-4} S_i S_{i+4} \quad (1)$$

где безразмерная проекция вектора спина на некую ось равна  $S_i = 1$  (если спин направлен вверх  $\uparrow$ ),  $S_i = -1$  (если спин направлен вниз  $\downarrow$ ).  $h$  – безразмерная напряжённость магнитного поля (проекция на ту же ось),  $E_0$  – энергия кристалла,  $\omega_1$  – энергия взаимодействия ближайших соседей,  $J_2 = \omega_2/\omega_1$ ,  $J_3 = \omega_3/\omega_1$  и  $J_4 = \omega_4/\omega_1$  – относительные энергетические параметры взаимодействия вторых, третьих и четвёртых соседей [1].

Формула вероятности реализации конкретной конфигурации Гиббса [2]:

$$P(r) = \frac{e^{-\frac{E_r}{\theta}}}{\sum_{i=1}^{2^n} e^{-\frac{E_i}{\theta}}} \quad (2)$$

где  $r$  – номер конфигурации,  $P(r)$  – вероятность  $r$ -ой конфигурации,  $E_r$  – энергия  $r$ -ой конфигурации, суммирование проводится по всем возможным конфигурациям.

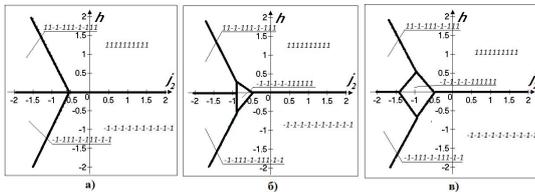


Рис. 1. Фазовые диаграммы при  $N = 10$ ,  
а)  $\theta = 0.1$ , б)  $\theta = 0.5$ , в)  $\theta = 0.9$

Построены фазовые диаграммы одномерного изинговского наномангнетика, при различной температуре и размерах системы. При увеличении температуры появляются различные новые фазы (в некоторых случаях реализуются двухфазные состояния, например:  $-1-1-1-1-1+1+1+1+1$  (см. рис. 1)). При дальнейшем возрастании температуры новые фазы становятся все более устойчивыми, это следует из увеличения площади их областей на фазовой диаграмме. Отметим, что

полученные результаты относятся к полностью равновесным состояниям, однако в рамках данного подхода возможно исследование метастабильных состояний.

1. Удодов В.Н., Потекаев А.И., Попов А.А. и др. Моделирование фазовых превращений в низкоразмерных дефектных наноструктурах / под общей редакцией В.Н. Удодова. – Абакан: Издательство ХГУ им. Н.Ф. Катанова (2008)
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. – М.: ФИЗМАТЛИТ (2005)

*K*-СТРУКТУРЫ В РАССЛАИВАЮЩИХСЯ ТВЁРДЫХ РАСТВОРАХ

Васильев Л.С., Ломаев С.Л.\*

Физико-Технический Институт УрО РАН, г. Ижевск, Россия

\*E-mail: [LomayevSt@bk.ru](mailto:LomayevSt@bk.ru)

Спинодальный распад является эффективным методом получения упорядоченных наноструктур с уникальными механическими и физико-химическими свойствами.

Особый интерес представляют собой возникающие в процессе спинодального распада фазы с периодическим распределением легирующих элементов, называемые модулированными *K*-структурами. В отечественной литературе термин *K*-состояние вводится в 50-х годах для обозначения устойчивых сегрегаций в однофазном твёрдом растворе [1]. Механизм эволюции *K*-структур определяющим образом влияет на морфологию гетерофазного твёрдого раствора. В ряде случаев модулированные *K*-структуры могут быть стабильны во времени и оказывать существенное влияние на физические свойства материала. Примеры получения особых физических свойств наблюдалось в алюминиевых, титановых сплавах, а также в сталях.

Однако существует ряд недостатков в методиках эксперимента и в теории спинодального распада, которые ограничивают практическое использование явления модулированных *K*-структур. Мы выделяем следующие причины ошибок теории:

1. Изучение эволюции неоднородной системы твёрдого раствора на основе рассмотрения свободной энергии однородной системы. Следствием этого является предположение об абсолютной неустойчивости системы к расслоению на смесь однородных фаз переменного состава, что входит в противоречие с общими концепциями и направлениями развития кинетической теории. Выводятся из рассмотрения промежуточные состояния первичной высокотемпературной фазы, наблюдаемые экспериментально.
2. Не решена проблема взаимосвязи механизмов спинодального распада с механизмами фазовых переходов I-ого и II-ого рода, что приводит к трудностям при интерпретации экспериментальных данных, связанных с регистрацией времени запаздывания фазового превращения (инкубационный период распада), фиксацией неупорядоченного характера выделений на начальных стадиях превращения и т.п.
3. Игнорируется вопрос устойчивости состояний твёрдого раствора в закритической области состояний (например, при быстрой закалке, когда процессы диффузии в значительной степени «блокируются»). Таким образом, возникают проблемы при интерпретации экспериментальных данных, полученных в процессах с сильным переохлаждением (проблема «восходящей диффузии» и т.п.)

В данной работе мы предлагаем модель спинодального распада, в рамках которой нам удалось объяснить ряд наблюдаемых в эксперименте явлений, получить принципиально новые результаты.

Методами термодинамической теории устойчивости в работе показано, что закритические состояния высокотемпературной фазы представляют собой модулированные *K*-структуры. В условиях «блокировки» процессов диффузии *K*-структуры являются особыми неоднородными метастабильными фазами твёрдого раствора. Получено выражение, описывающее зависимость периода модуляции *K*-структуры от температуры охлаждения.

Основные выводы по результатам работы:

1. При закалке неупорядоченного твёрдого раствора в области достаточно низких температур, в решётке высокотемпературной фазы возникают неоднородные периодические распределения химического состава.
2. При небольших переохлаждениях относительно спинодали *K*-структуры представляют собой наноструктурированную метастабильную фазу.
3. При высоких степенях переохлаждения *K*-структуры превращаются в упорядоченные твёрдые растворы с решёткой высокотемпературной фазы.

1. Хачатурян А.Г., Теория фазовых превращений и структура твёрдых растворов, Наука (1974)

ЭВОЛЮЦИЯ  $K$ -СТРУКТУР ПРИ СПИНОДАЛЬНОМ РАСПАДЕ

Васильев Л.С., Ломаев С.Л.\*

Физико-Технический Институт УрО РАН, г. Ижевск, Россия

\*E-mail: [LomayevSt@bk.ru](mailto:LomayevSt@bk.ru)

Спинодальный распад является эффективным методом получения упорядоченных наноструктур со сложной морфологией в практически неограниченном объёме твёрдого раствора.

Особый интерес представляют собой возникающие в процессе спинодального распада фазы с периодическим распределением легирующих элементов (модулированные  $K$ -структуры). Однако при сопоставлении современных теоретических моделей спинодального распада с результатами экспериментов возникает ряд проблем:

1. Трудности в определении совокупности промежуточных метастабильных состояний твёрдого раствора, предваряющих процессы выделения фаз.
2. Проблема взаимосвязи механизмов спинодального распада с механизмами фазовых переходов I-ого и II-ого.
3. Существуют трудности при описании процессов диффузионного перераспределения химического состава раствора при больших степенях отклонения от однородного распределения.
4. Существуют трудности в физической интерпретации явления «восходящей диффузии».

В предыдущей работе [1] методами термодинамической теории устойчивости мы показали, что модулированные  $K$ -структуры, представляющие собой периодическое распределение легирующих элементов в высокотемпературной фазе, могут быть метастабильны. Мы также дали оценку периода синусоидных концентрационных волн.

В данной работе мы описываем модель кинетики спинодального распада, в рамках которой нами были получены принципиально новые результаты, а также дано объяснение ряду наблюдаемых в эксперименте явлений.

Показано, что распад идёт в 2 этапа. Первый этап связан с образованием периодического распределения легирующих элементов внутри первичной решётки материала. В области состояний, расположенной под равновесной спинодалью расслоения, однородная высокотемпературная фаза абсолютно неустойчива только к процессам образования  $K$ -структур. Устойчивость к образованию новых фаз определяющим образом влияет на протекание второго этапа спинодального распада. Второй этап может проходить с выделением второй фазы по механизму как I-го так II-го рода, в зависимости от условий. При этом выделения заимствуют морфологию концентрационных волн.

В ряде случаев устойчивость к образованию новых фаз может сохраняться, тогда распад заканчивается на первом этапе. Возможно и обратное, когда высокотемпературная фаза одновременно теряет устойчивость как относительно образования  $K$ -структур, так и выделения новой фазы. В этом случае время протекания первого этапа распада может оказаться столь незначительным, что он не сможет быть обнаружен экспериментально.

Используемое в ряде теоретических исследований, явление «восходящей диффузии» в нашей модели объясняется не «аномальностью» процессов массопереноса, а неоднородностью ближайшего метастабильного  $K$ -состояния, к которому стремится неравновесная система в процессе релаксации

Нами получены выражения, полностью описывающие первый этап спинодального распада, то есть эволюцию волн во времени и в пространстве.

1. Васильев Л.С., Ломаев С.Л., Материаловедение, **8**, 11 (2011)

## СТРУКТУРА И СВОЙСТВА СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Cu – Pd, УПОРЯДОЧИВАЮЩИХСЯ ПО ТИПУ В2

Новикова О.С.\*, Волков А.Ю.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: oksananov@e1.ru

Целью данной работы является изучение кинетики превращения порядок-беспорядок и расчёт энергии активации процесса упорядочения.

Кинетические кривые были построены для сплава Cu-47 ат.% Pd, находящегося в разупорядоченном состоянии. Исследование проводилось путём резистометрических измерений при изотермических отжигах в расплаве солей. Графики в координатах  $T - \ln t$  (где  $T$  – температура,  $t$  – время эксперимента) были построены при степенях превращения 20, 40, 60, 80 и 100%. На рисунке 1 представлены диаграммы кинетики изотермического упорядочения сплава Cu-47Pd. Поскольку данный процесс является диффузионным, полученные диаграммы имеют С-образный характер.

Кривые изотермической реакции обычно трактуют на основе уравнения Джонсона – Мехла – Авраами:

$$y = 1 - \exp [-(k \cdot t)^n] \quad (1)$$

где  $n$  – степень, связанная с механизмом превращения,  $k$  – константа скорости превращения при данной температуре,  $t$  – время превращения. В процессе структурно-фазовых превращений значения параметров  $n$  и  $k$  сильно изменяются с повышением температуры. В нашем случае коэффициент  $n$  зависит от температуры следующим образом: с повышением температуры значение  $n$  изменяется от  $\approx 1,5$  до  $\approx 1,1$ .

Энергия активации  $E$  определяется из уравнения Аррениуса:

$$k = A \cdot \exp \left( -\frac{E}{R \cdot T} \right), \quad (2)$$

где  $A$  – константа,  $R$  – газовая постоянная,  $T$  – абсолютная температура. Величина энергии активации, вычисленная по тангенсу угла наклона прямолинейного участка кривой зависимости  $\ln k$  от  $1/T$ , оказалась равной 95 кДж/моль. Величина энергии активации при  $n \approx 1,1$  составила 315 кДж/моль.

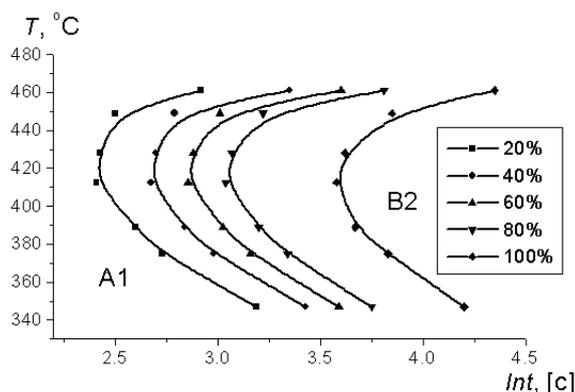


Рис. 1. Диаграммы кинетики изотермического упорядочения сплава Cu-47Pd.

На основании этих данных можно сделать вывод о том, что в данной системе сплавов существует два механизма формирования структуры в процессе фазовых превращений.

Проделанная работа выявила необходимость продолжения исследований сплавов Cu – Pd с целью изучения их структуры и свойств в различных структурных состояниях.

## ВРЕМЯ ОЖИДАНИЯ ВСКИПАНИЯ ПЕРЕГРЕТЫХ РАСТВОРОВ КСЕНОН–ГЕЛИЙ

Панков А.С.

Институт теплофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

E-mail: [artem\\_pankov1987@mail.ru](mailto:artem_pankov1987@mail.ru)

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию кинетики спонтанного вскипания растворов ксенон–гелий.

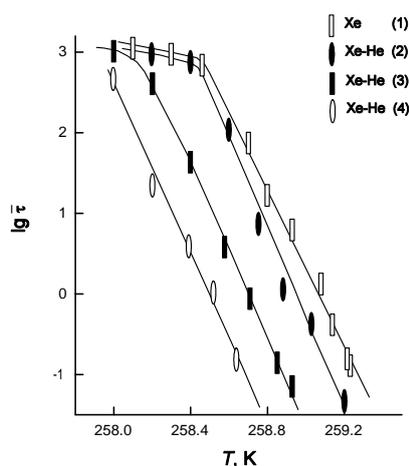


Рис. 1. Температурная зависимость логарифма среднего времени жизни чистого Хе (1) и растворов – при концентрациях гелия 0.03 моль % (2), 0.05 моль % (3), 0.07 моль % (4) и  $p = 1.48$  МПа.

Исследования проводились методом измерения времени ожидания вскипания (времени жизни  $\tau$ ) перегретого раствора. Экспериментальная установка и методика проведения опытов подробно описаны в [1].

Измерения времени жизни проводилось по изобаре 1.48 МПа при концентрации гелия в ксеноне  $x = 0.05$  моль % и  $x = 0.07$  моль %. На рисунке 1 полученная температурная зависимость логарифма среднего времени жизни растворов сопоставлена с аналогичными зависимостями для раствора с  $x = 0.03$  моль % [2] и чистого ксенона [1], полученными ранее. Видно, что растворение гелия в ксеноне приводит к уменьшению времени жизни раствора в метастабильном состоянии и снижению его температуры достижимого перегрева  $T_n$ . В таблице представлены значения  $T_n$ , соответствующие частоте зародышеобразования  $J = 10^7 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$  ( $\bar{\tau} = 2.22 \text{ с}$ ).

$x, \%$	0	0.03	0.05	0.07
$T_n, \text{ К}$	259.03	258.88	258.65	258.44

При  $\bar{\tau} < \bar{\tau}^* = 800 \text{ с}$  с зависимость  $\lg \bar{\tau}$  от температуры линейна ( $\bar{\tau}^*$  – максимальное время, соответствующее гомогенному зародышеобразованию). При больших временах ожидания вскипания ( $\bar{\tau} > \bar{\tau}^*$ ) значения  $\lg \bar{\tau}$  как раствора ксенон–гелий, так и чистого ксенона слабо зависят от температуры. Причиной такого поведения может быть действие радиационного фона, космического излучения и наличие центров зародышеобразования на границе жидкость–стекло. Значения  $\bar{\tau}^*$  для раствора ксенон–гелий и чистого ксенона близки.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 09-08-00176).

1. Байдаков В.Г., Перегрев криогенных жидкостей, Екатеринбург: УрО РАН (1995)
2. Панков А.С., Тезисы докладов XVII Всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых учёных. – Екатеринбург: Изд-во АСФ России, С. 236 (2011)

## ВЛИЯНИЕ СОСТАВА НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА $\text{Cu}_{1-x}\text{Ag}_x\text{GeAsSe}_3$ ( $x = 0.7 - 0.95$ )

Мельникова Н.В., Хейфец О.Л., Пинигина К.С., Бабушкина Г.В.

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г.Екатеринбург, Россия

E-mail: [ksenechka66@gmail.com](mailto:ksenechka66@gmail.com)

Халькогениды меди и серебра имеют широкие области взаимной твёрдой растворимости, что позволяет производить замещение, как по катионной, так и по анионной подрешётке, исследуя влияние размеров, массы, электронной структуры ионов и их концентрации на параметры суперионного перехода и явления ионного переноса.

Работа посвящена изучению влияния нестехиометрии и легирования на электрические свойства многокомпонентных халькогенидов в системе  $\text{Cu} - \text{Ag} - \text{Ge} - \text{As} - \text{Se}$ . Синтезированы и аттестованы многокомпонентные халькогениды  $\text{Cu}_{1-x}\text{Ag}_x\text{GeAsSe}_3$  ( $x = 0.7 - 0.95$ ).

Исследованы электрические свойства (логограф импеданса, температурные зависимости электропроводности и диэлектрической проницаемости, временная зависимость удельного сопротивления) синтезированных соединений при температурах 90 – 300 К. Проведён анализ влияния состава соединений на их электрические свойства.

Электрические свойства соединений исследовали методом импедансной спектроскопии в интервале температур 78-400 К в области частот 0.2-200 кГц. Для материалов характерно наличие двух хорошо разделяющихся областей на частотной зависимости импеданса и адмиттанса: высокочастотной, характеризующей свойства образца, и низкочастотной, характеризующей влияние электродного импеданса.

Материалы являются ионными проводниками с долей ионной проводимости, зависящей от состава. Данные по областям начала ионного переноса и долям ионной проводимости приведены в таблице 1.

Соединение	Область температур начала ионного переноса	Доля ионной проводимости, %
$\text{Cu}_{0.3}\text{Ag}_{0.7}\text{GeAsSe}_3$	210-280 К	97
$\text{Cu}_{0.25}\text{Ag}_{0.75}\text{GeAsSe}_3$	210-260 К	92
$\text{Cu}_{0.2}\text{Ag}_{0.8}\text{GeAsSe}_3$	160-230 К	50
$\text{Cu}_{0.15}\text{Ag}_{0.85}\text{GeAsSe}_3$	210-270 К	98
$\text{Cu}_{0.1}\text{Ag}_{0.9}\text{GeAsSe}_3$	190-240 К	90
$\text{Cu}_{0.05}\text{Ag}_{0.95}\text{GeAsSe}_3$	230-260 К	87

Таблица 1. Области температур начала ионного переноса и доли ионной проводимости

В результате проведённой работы были сделаны следующие выводы:

Увеличение доли серебра от 0.7 до 0.95 приводит к небольшому повышению области температур начала ионного переноса и уменьшению доли ионной проводимости.

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы и гранта РФФИ 10-02-96036.

## ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТИ РОСТА ПАРАМЕТРОВ ЗАРОДЫШЕЙ, РАСТУЩИХ В СИЛЬНО ПЕРЕГРЕТОЙ ЖИДКОСТИ, ПО ДАННЫМ СКОРОСТНОЙ ВИДЕОСЪЁМКИ

Свитова К.В.<sup>1</sup>, Липнягов Е.В.<sup>2</sup>, Ермаков Г.В.<sup>2</sup>

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

E-mail: [ksevitova@yandex.ru](mailto:ksevitova@yandex.ru)

<sup>2</sup>Институт теплофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

E-mail: [e1\\_ru@e1.ru](mailto:e1_ru@e1.ru), [ermakov-german@mail.ru](mailto:ermakov-german@mail.ru)

Видеонаблюдения вскипания перегретой жидкости [1,2] дают большое количество информации о характере вскипания перегретой жидкости и тех флуктуационных центров, на которых она вскипает.

В предлагаемом докладе представлены результаты обработки экспериментальных данных видеонаблюдений вскипания перегретого *n*-пентана при температурах  $T = 125^{\circ}\text{C}$ ,  $T = 128^{\circ}\text{C}$ ,  $T = 131^{\circ}\text{C}$ ,  $T = 132^{\circ}\text{C}$ . При обработке предполагалось, что пузырёк имеет форму сферического сегмента. Измеряли диаметр основания пузырька и его высоту, из которых определялся радиус пузырька и неравновесный угол смачивания. Обрабатывались следующие друг за другом кадры, с промежутком между ними 200 мкс. По результатам такой обработки строились зависимости перечисленных выше величин от времени. В большинстве случаев наблюдались линейные зависимости, в частности для радиуса пузырька, что соответствует теоретическим представлениям. Определены скорости роста и других измеренных величин. Значения скорости роста радиуса и других характеристик получены для более, чем 50 флуктуационных центров. Скорость роста радиуса пузырька лежит в пределах от 1 до 2,3 м/с, скорость роста неравновесного угла смачивания – от 13,8 до 30,8 град/с, скорость роста диаметра пузырька- от 1,2 до 2,5 м/с.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 10-08-00540а.

1. Ермаков Г.В., Липнягов Е.В., Гурашкин А.Л., Перминов С.А., Видеосъёмка вскипания перегретой жидкости на границе достижимого перегрева. Письма в журнал технической физики, **35**, 23, 70-76 (2009)
2. Ermakov G.V., Lipnyagov E.V., Perminov S.A., Gurashkin A.L., Heterogeneous boiling-up of superheated liquid at achievable superheat threshold. J.Chem.Phys.**131**, 031102 (2009)

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА УПОРЯДОЧЕНИЯ БИНАРНОГО СПЛАВА ПО ДИФФУЗИОННОМУ МЕХАНИЗМУ В МОДЕЛИ ТВЁРДЫХ СФЕР

Халиков А.Р.<sup>1,\*</sup>, Дмитриев С.В.<sup>2</sup><sup>1</sup>)Уфимский государственный авиационный технический университет, г. Уфа, Россия<sup>2</sup>)Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, г. Уфа, Россия\*E-mail: [khalikov.albert.r@gmail.com](mailto:khalikov.albert.r@gmail.com)

Вопросам упорядочения сплавов, создания структур с заранее заданными физическими и механическими свойствами, прогнозу диаграмм состояния уделяется большое внимание, поскольку они представляют как чисто научный, так и прикладной интерес. Если бы можно было достаточно точно описать аналитическими функциями силы межатомных связей и их перераспределение при взаимодействии компонентов, то вопрос расчёта диаграмм состояния металлических систем был бы в общих чертах решён. Однако данная проблема остаётся нерешённой и необходимо искать пути решения частных проблем, опираясь на некоторые модельные представления. Целью данной работы является моделирование процесса упорядочения бинарного сплава по диффузионному механизму в модели твёрдых сфер с определением энергии сплава в полностью разупорядоченном состоянии и в состоянии после отжига при достаточно низкой температуре, как функции состава сплава для различных значений энергий парных связей [1].

Рассмотрим модель процесса упорядочения бинарного сплава по диффузионному механизму. Атомы сплава располагаются в узлах решётки у которой на  $i$ -й координационной сфере имеется  $N_i$  атомов. Числа  $N_i$  также называют координационными числами. Принимается, что диффузия в сплаве осуществляется по вакансионному механизму. Элементарным актом диффузии считается переход одного из атомов, окружающих вакансию, на её место. Предполагается, что любой атом из первых  $K$  координационных сфер имеет возможность занять место вакансии, и число таких атомов равно  $M = \sum_{k=1}^K N_k$ , где  $N_k$  - координационные числа. Каждому из  $M$  атомов приписывается вероятность  $p_m$  занять место вакансии в элементарном акте диффузии так, что  $\sum_{m=1}^M p_m = 1$ . Далее вычисляется изменение энергии сплава  $\Delta U_m$ , связанное с переходом  $m$ -го атома на вакантное место, и для заданной температуры сплава  $T$  вероятности определяются следующим образом:  $p_m = P_m / \sum_{m=1}^M P_m$ , где  $P_m = \exp(-\Delta U_m/kT)$  и  $k$  - постоянная Больцмана.

В работе представлены иллюстрации применения предложенного алгоритма, решена задача описания энергетических состояний, реализуемых в структурах составов  $A_n B_m$  на ГЦК решётке при учёте первых двух координационных сфер в межатомных взаимодействиях. Установлено, что при изменении стехиометрического состава  $A_n B_m$ , меняется конфигурация структуры и энергии сплава в полностью разупорядоченном состоянии и в состоянии после отжига при достаточно низкой температуре.

1. Халиков А.Р., Искандаров А.М., Дмитриев С.В., Фундаментальные проблемы современного материаловедения, **8**, №2, 44 (2011)

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА  $\text{AgFeAsSe}_3$  ПРИ НИЗКИХ  
ТЕМПЕРАТУРАХ,  
ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ И В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Хейфец О.Л., Тебеньков А.В., Волегов А.С., Шакиров Э.Ф., Мельникова Н.В., Нугаева Л.Л.,  
Бабушкина Г.В.

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия  
E-mail: [olga.kobeleva@usu.ru](mailto:olga.kobeleva@usu.ru)

Работа посвящена синтезу и исследованию электрических и магнитных свойств  $\text{AgFeAsSe}_3$  в широком диапазоне температур, давлений и магнитных полей.

Синтез образца проводился с использованием ампульной технологии.

Исследования температурных зависимостей импеданса проводились с использованием метода импедансной спектроскопии на измерителе-анализаторе импеданса RLC-2010 в области частот 1 кГц-1 МГц и температур 78-400 К. Для генерации давлений до 48 ГПа использовали камеру высокого давления с наковальнями типа «закруглённый конус - плоскость» из искусственных поликристаллических алмазов «карбонадо» [1]. Измерение намагниченности  $\text{AgFeAsSe}_3$  проводилось на SQUID-магнитометре MPMS XL7 в области температур 100-400 К и магнитных полей до 7 Тл.

Температурная зависимость электропроводности активационного типа, смена энергии активации происходит в области температур 240К-280 К. В области температур 220-250 К на зависимости  $R(T)$  наблюдается аномалия сопротивления, такая же, какая была обнаружена при измерениях на постоянном токе в области температур 260-270 К [2], т.е. увеличение частоты приводит к смещению области аномалии в сторону более низких температур. Диэлектрическая проницаемость с ростом температуры растёт, причём при нагреве на частоте 200 кГц наблюдается небольшой максимум в области температур  $\sim 240$  К, однако при измерениях на частоте 93 кГц этот максимум практически незаметен.

Намагниченность падает в области температур от 78 К до  $\sim 310$  К и остаётся практически постоянной при дальнейшем увеличении температуры. Возможно, это связано с переходом образца из парамагнитного состояния в состояние с магнитным упорядочением при температурах ниже 310 К. Эти результаты согласуются с полученными ранее исследованиями при меньших полях и температурах [2]. С ростом поля намагниченность возрастает, однако не достигает насыщения при полях до 7 Тл. Кривая увеличения поля и уменьшения поля при полях выше 0,5 Тл совпадают.

С ростом давления сопротивление падает вплоть до 25 ГПа, после чего практически не меняется. Возможно, в этой области давлений существует фазовый переход.

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы и гранта РФФИ 10-02-96036.

1. L.F. Vereshchagin, E.N. Yakovlev, B.V. Vinogradov, G.N. Stepanov, K.Kh. Bibaev, T.I. Alaeva., V.P. Sakun. High Temperatures - High Pressures, **6**, 499 (1974)
2. Нугаева Л.Л. Электропроводность, акустические и магнитные свойства сложных халькогенидов и оксидов. Дисс.канд. физ.-мат.наук. Свердловск, 174 с. (1987)

## Влияние высоких давлений и магнитных полей на электрические свойства $(\text{PbSe})_{0.7}(\text{AgAsSe}_2)_{0.3}$

Шакиров Э.Ф.\*, Хейфец О.Л.

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

\*E-mail: [shakirov.eldar@gmail.com](mailto:shakirov.eldar@gmail.com)

В рамках поиска материалов, сочетающих ионную проводимость с сегнетоэлектрическими свойствами были синтезированы халькогениды  $(\text{PbSe})_x(\text{AgAsSe}_2)_{1-x}$  ( $x = 0.7 - 0.9$ ). Данная работа посвящена исследованию электрических свойств образца с  $x = 0.7$  методом импедансной спектроскопии в области давлений 15 – 48 ГПа и при магнитных полях до 1 Тл. Исследования проведены при температуре 300 К. Определены области существенных изменений электрических свойств.

По данным рентгеноструктурного анализа, синтезированный материал представляет собой смесь двух фаз: PbSe и AgAsSe<sub>2</sub>. При нормальном давлении образец проявляет сегнетоэлектрические свойства.

Для генерации давлений до 48 ГПа использовали камеру высокого давления с наковальнями типа закруглённый конус - плоскость из искусственных поликристаллических алмазов «карбонадо» [1]. Электрические свойства образцов исследовались с помощью измерителя-анализатора импеданса RLC-2010 в диапазоне частот 1 Гц – 1 МГц. При измерениях на постоянном токе сопротивление определялось по падению напряжения на образце.

По результатам исследований были сделаны следующие выводы:

1. В образце  $(\text{PbSe})_{0.7}(\text{AgAsSe}_2)_{0.3}$  имеется частично обратимый фазовый переход в области давлений 22-26 ГПа.
2. По сравнению с составом  $(\text{PbSe})_{0.8}(\text{AgAsSe}_2)_{0.2}$  [2] область вероятного фазового перехода смещается в сторону более высоких давлений, а по сравнению с  $(\text{PbSe})_{0.5}(\text{AgAsSe}_2)_{0.5}$  [3] в сторону более низких давлений.

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы и гранта РФФИ 10-02-96036.

1. Верещагин Л.Ф., Яковлев Е.Н., ЖЭТФ, **16**, 4, 240 (1972)
2. Хейфец О.Л., Тебеньков А.В., Мельникова Н.В., Бабушкин А.Н., Сборник трудов 13-го Международного симпозиума «Упорядочение в минералах и сплавах», **2**, 221 (2010)
3. Kheifets O.L., Melnikova N.V., Saipulaeva L.A., Alibekov A.G., Mollaev A. Yu., Babushkin A.N., Tikhomirova G.V., High Pressure Research, **29**, No.2, 261 (2009)



Проводимость и транспортные  
явления  
в кристаллах

Упорядоченность и неупорядоченность

~ 0 ~



## КИНЕТИКА ЭЛЕКТРОНОВ В КОМПОЗИТНОЙ НАНОСТРУКТУРЕ InAs/AlSb С ДВУМЕРНЫМ ВЫРОЖДЕННЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ

Афанасова М.М., Горбунова Ю.Н.\*

Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина, г. Рязань, Россия

\*E-mail: [yu.gorbunova@rsu.edu.ru](mailto:yu.gorbunova@rsu.edu.ru)

Исследована серия образцов наноструктур, выращенных методом молекулярно - лучевой эпитаксии. Активный канал структуры InAs/AlSb с двумерным электронным газом образован слоем InAs, толщиной 15 нм, заключённым между слоями AlSb, толщиной 40 нм каждый. Концентрация двумерного электронного газа достигала значений  $(0.6 \div 4.2) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  в зависимости от уровня легирования ( $N_{Te}$ ) атомами примеси. Для изучения характера поведения электронного газа и его параметров использованы измерения поперечного магнитосопротивления в квантующих магнитных полях. При исследовании магнитополевых зависимостей амплитуды и спектров Фурье осцилляций поперечного магнитосопротивления выявлена динамика формирования разрушения квантования Ландау в сильнолегированных гетероструктурах. Применение методов Фурье к анализу осцилляций Шубникова-де Гааза в сложной системе формирования интегрального процесса затухания квантования Ландау позволило выделить компоненту, соответствующую межподзонному рассеянию электронов. Использован метод измерения времени релаксации межподзонного взаимодействия  $\tau_q^{mp}$  из отношения амплитуды комбинационной  $A_{F_{m+p}}$  и амплитуды основной гармоники  $A_{F_m}$ .

№ обр.	$n_m / n_p, 10^{12} \text{ см}^{-2}$	$T_D^m / T_D^p, \text{ К}$	$\tau_q^m / \tau_q^p, 10^{-14} \text{ с}$	$\tau_q^{mp}, 10^{-14} \text{ с}$
1	$0.61 \pm 0.05 / -$	$14.6 \pm 1.2 / -$	$8.3 \pm 0.5 / -$	-
2	$1.8 \pm 0.1 / 0.61 \pm 0.05$	$19.4 \pm 1 / 24 \pm 1.3$	$6.2 \pm 0.4 / 5.0 \pm 0.5$	$3.8 \pm 0.2$
3	$2.7 \pm 0.15 / 1.1 \pm 0.1$	$17.0 \pm 0.5 / 21 \pm 1$	$7.1 \pm 0.3 / 5.8 \pm 0.4$	$5.2 \pm 0.3$
4	$3.6 \pm 0.15 / 0.62 \pm 0.05$	$9.7 \pm 0.3 / 22 \pm 1.5$	$12.0 \pm 0.2 / 5.5 \pm 0.7$	$5.5 \pm 0.3$

Оценки времени межподзонной релаксации электрона для структуры InAs/AlSb приведены в таблице. Проанализировав результаты, можно сделать вывод, что в полупроводниковой наноструктуре InAs/AlSb в режиме малоуглового рассеяния соблюдается иерархия времён релаксации:  $\tau_q^m > \tau_q^p > \tau_q^{mp}$ .

Соотношение компонентов времени релаксации в данной структуре обусловлено:

- Наличием  $\delta$  - слоя атомов Te, который находится в пределах длины экранирования, что создаёт одинаковые условия для рассеяния электронов первой и второй подзоны размерного квантования на кулоновском потенциале. Неравенство  $\tau_q^m > \tau_q^p$  обусловлено воздействием короткодействующего потенциала шероховатостей гетерограниц. Это возмущение «воспринимают» электроны второй подзоны, которые локализованы пространственно ближе к гетерограницам AlSb/InAs/AlSb.
- Созданием физических условий для резонансного межподзонного  $e$ - $e$  взаимодействия  $\tau_q^{mp} < \tau_q^{m,p}$ .

ОСОБЕННОСТИ ПРОВОДИМОСТИ В НАНОСТРУКТУРАХ  $n - \text{InGaAs}/\text{GaAs}$  С ДВУМЯ СИЛЬНОСВЯЗАННЫМИ КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ, ОСВЕЩЁННЫХ ИК-ИЗЛУЧЕНИЕМАрапов Ю.Г.<sup>1</sup>, Гудина С.В.<sup>1</sup>, Неверов В.Н.<sup>1</sup>, Якунин М.В.<sup>1</sup>, Подгорных С.М.<sup>1</sup>, Звонков Б.Н.<sup>2</sup><sup>1</sup>)Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>)НИФТИ НГУ, г. Нижний Новгород, Россия\*E-mail: [svpopova@imp.uran.ru](mailto:svpopova@imp.uran.ru)

В 2D структурах с двумя сильносвязанными квантовыми ямами (ДКЯ), находящимися в балансе, возникают симметричные и антисимметричные состояния в соответствующих подзонах с энергиями Ферми  $E_{F1}$  и  $E_{F2}$ , разделённых туннельной щелью  $\Delta_{SAS} = E_{F1} - E_{F2}$  (концентрации носителей заряда  $n_1$  и  $n_2$ ). При освещении таких образцов ИК-излучением баланс нарушается, и полная волновая функция электронов в ДКЯ представляется уже в виде суммы волновых функций электронов из разных квантовых ям. Участие в проводимости двух типов носителей в двух подзонах (ДКЯ в балансе) или в двух ямах (ДКЯ вдали от баланса), существенность вкладов квантовых поправок к проводимости от эффектов слабой локализации и электрон-электронного взаимодействия в слабых магнитных полях  $B \mu B \leq 1$  ( $\mu$ - подвижность носителей заряда) приводят к сильному усложнению явлений переноса в нулевом магнитном поле, а также к появлению целого ряда новых квантовых эффектов в низкотемпературном магнитотранспорте [1-3].

Были исследованы образцы  $n - \text{InGaAs}/\text{GaAs}$  с ДКЯ при температурах  $0.05 < T < 77$  К, в магнитных полях до 16 Т. Ширина квантовой ямы – 5 нм, барьера – 10 нм. Полная концентрация электронов  $n_t = n_1 + n_2 = 2.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и эффективная подвижность  $\mu = 1.1 \times 10^4 \text{ см}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$ ,  $\Delta_{SAS} \geq 3 \text{ meV}$ . С помощью освещения ИК-излучением  $n_t$  изменялась в интервале  $(2.3 - 6.0) \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . В слабых магнитных полях и при низких температурах  $T > 8$  К, как в неосвещённом, так и в освещённом образцах наблюдалось отрицательное магнитосопротивление, а при  $T > 8$  К – положительное. В отличие от неосвещённого образца, где во всем интервале температур наблюдался диэлектрический ход проводимости, в освещённом образце при  $T > 8$  К диэлектрический ход сменялся на металлический. При  $T < 8$  К параметры 2D электронов в подзонах определялись методом Фурье-анализа [4] осцилляций Шубникова-де Гааза магнитосопротивления, а при  $T > 10$  К – по эффекту Холла и квазиклассическому положительному магнитосопротивлению по формулам для двух типов носителей [1].

Работа поддержана РФФИ (гранты № 09-02-96518, № 11-02-00427).

1. R. Fletcher et al., Phys.Rev.**B71**, 155310 (2005)
2. S.V. Kravchenko et al., Phys.Rev. **B50**,8039(1994); Rep.Prog.Phys.**67**, 1 (2004)
3. Yu.G. Arapov et al., Low Temp. Phys. **35**, 32 (2009); Тезисы докладов 35 Совещания по физике низких температур, Черноголовка, с.226-227 (2009)
4. S. Yamada et al., J.Appl. Phys.**72**, 569 (1992)

## ОСОБЕННОСТИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КЕРАМИК НА ОСНОВЕ ДИОКСИДА ОЛОВА

Добросмыслов С.С.<sup>2,\*</sup>, Кирко В.И.<sup>1</sup>, Степанов Е.И.<sup>1</sup>, Нагибин Г.Е.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Сибирский Федеральный Университет, г. Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Сибирский государственный аэрокосмический университет им. академика М.Ф. Решетнева, г. Красноярск, Россия

\*E-mail: [Dobrosmislov.s.s@gmail.com](mailto:Dobrosmislov.s.s@gmail.com)

Особенностью материалов на основе диоксида олова являются их уникальные свойства при высоких температурах (900-1300 °С), а именно высокая электропроводность и коррозионная стойкость в агрессивных средах и прочность. Данные свойства позволяют использовать их в качестве перспективных электродных и контактных материалов, в частности для создания нерасходуемых (несгораемых) анодов для алюминиевого электролизера.

Для исследования в качестве базового состава использовалась керамика  $\text{SnO}_2 + 1.0-1.5\text{вес.}\% \text{Sb}_2\text{O}_3 + 0.1-0.5\text{вес.}\% \text{CuO}$  плотность которой достигает  $6600 \text{ кг/м}^3$ , а удельное электрическое сопротивление при  $T = 970^\circ\text{C} - 0.25 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}\times\text{м}^{-1}$ . В работе показано, что введение в исходную шихту до 5% ультрадисперсного порошка (УДП) оксида металла ( $\text{MnO}_2$ ,  $\text{CuO}$  и  $\text{CoO}$ ) позволяет увеличить прочность, плотность керамики, а также уменьшить ее пористость и температуру спекания. Для электропроводящих керамик введение УДП должно отразиться и на электропроводящих свойствах.

Методика экспериментов. Образцы керамик изготавливались по технологии: измельчение и смешивание исходных порошков  $\text{SnO}_2 + 2\text{вес.}\% \text{Sb}_2\text{O}_3 + 2\text{вес.}\% \text{CuO}$  в водном растворе солей металлов (сульфиды  $\text{Co}$ ,  $\text{Zn}$ ,  $\text{Mn}$  и т.д.) → предварительный обжиг при  $T = 1100^\circ\text{C}$  → измельчение и приготовление пресс-порошка с 5-процентным содержанием поливинилового спирта → прессование → сушка → спекание при  $T = 1300^\circ\text{C}$  в течении 2х часов.

Исследование электропроводности осуществлялось четырёхконтактным методом. Механические свойства (предел прочности на сжатие) измерялись с помощью прибора Instron 3369. Кристаллическая структура синтезированных керамик контролировалась рентгеноструктурным анализом (РФА) на приборе XRD 6000.

Из результатов РФА можно сделать вывод, что все керамики имеют структуру кристаллической решётки касситерита ( $\text{SnO}_2$ ). Последнее свидетельствует о практически полном растворении оксидов металлов, получившихся в результате термического разложения в кристаллической решётке  $\text{SnO}_2$ .

Удельное электрическое сопротивление зависит от температуры практически экспоненциально. В низкотемпературной области ( $T \leq 900^\circ\text{C}$ ) имеет место сильное различие температурных зависимостей от состава разлагающихся водорастворимых добавок. В высокотемпературной области удельное электросопротивление практически не зависит от состава.

УДП добавки оксидов металлов позволяют существенно увеличить прочность и уменьшить пористость керамик при сохранении высокотемпературных электропроводящих свойств.

Работа выполнена в рамках реализации федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009 - 2013 годы».

Работа выполнена в рамках реализации индивидуального проекта аспиранта выполненного при поддержке КГАУ «Красноярский краевой фонд поддержки научной и научно-технической деятельности».

## ЗАВИСИМОСТЬ ДИНАМИКИ ИОНОВ ОТ СОСТАВА И СТРУКТУРЫ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ИОННЫХ ПРОВОДНИКОВ

Задворных И.В.\* , Мельникова Н.В.

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [warnamenst@gmail.com](mailto:warnamenst@gmail.com)

Исследование стеклообразных ионных проводников актуально в связи с применением их электрических свойств для создания новых элементов памяти с изменением фазового состояния (PCRAM - Phase-change Random Access Memory). Цель настоящей работы – изучение влияния состава и структуры стеклообразных материалов  $\text{Cu}_{1-x}\text{Ag}_x\text{GeAsSe}_3$ ,  $0.7 \leq x \leq 1.0$ , на динамику ионов  $\text{Ag}^+$ .

В аморфном теле существует только ближний порядок, при котором расположение атомов вокруг любого из атомов системы можно охарактеризовать функцией радиального распределения атомов ФРПА. Эта функция  $F(r)$ , имеющая статистический характер, обозначает вероятность встречи с атомом того или иного сорта, находящимся на расстоянии  $r$  от отсчётного. Для построения ФРПА исследуемых стеклообразных материалов и выявления ближнего порядка использовали информацию о рентгеновском рассеянии в большом диапазоне углов (5 – 140 по  $2\theta$ , Shimadzu XRD 7000) и опирались на основные положения фрагментарной модели [1,2].

Из экспериментально полученных спектров комплексной проводимости проведена оценка значений среднего квадрата отклонений ионов  $\langle r^2(t) \rangle$ . Значения среднего квадрата отклонения оценены с помощью теории линейного отклика и формул Кубо [3-5], связывающих макроскопические параметры (коэффициенты переноса) и микроскопические параметры статистической системы:

$$\langle r^2(t) \rangle = \frac{12k_B TH}{N_V q^2 \pi} \int_0^t dt' \int_0^\infty \frac{\text{Re} \sigma(\nu)}{\nu} \sin(2\pi \nu t') d\nu \quad (1)$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $H$  – коэффициент Хавена,  $N_V$  – постоянная Авогадро,  $q$  – заряд иона,  $\sigma$  – комплексная проводимость,  $\nu$  – частота электрического поля.

Установленное уменьшение ионного переноса при замене серебра на медь в материалах  $\text{Cu}_{1-x}\text{Ag}_x\text{GeAsSe}_3$  связывается с появлением жёстких консервативных тетраэдрических фрагментов и уплотнением сетки стекла.

Исследования выполнены при частичной финансовой поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы и гранта РФФИ 10-02-96036.

1. Алейникова К.Б., Зинченко Е.Н., Лихач Н.И. Дифракционные методы анализа нанодисперсных материалов. Заводская лаборатория. Диагностика материалов. **71**, № 4, 27 (2005)
2. Алейникова К.Б., Зинченко Е.Н., Лессовой М.В. Идентификация фаз в тонких аморфных плёнках фосфидов цинка. Кристаллография. **52**, № 2, 354 (2007)
3. Kubo R., Statistical-Mechanical Theory of Irreversible Processes, General Theory and Simple Applications to Magnetic and Conduction Problems, J. Physical Society Japan, **12**, 570 (1957)
4. Sidebottom D.L., Colloquium. Understanding ion motion in disordered solids from impedance spectroscopy scaling, Reviews of modern physics, **81**, 999 (2009)
5. Roling B, Martiny C., Bruckner S., Ion transport in glass: Influence of glassy structure on spatial extent of nonrandom ion hopping, Physical Review B, **63**, (2001)

## ЗАВИСИМОСТЬ ШИРИНЫ ПОЛОСЫ ДЕЛОКАЛИЗОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ $n - \text{InGaAs}/\text{GaAs}$

Клепикова А.С.\*, Неверов В.Н., Гудина С.В., Якунин М.В.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

E-mail: [as\\_klepikova@mail.ru](mailto:as_klepikova@mail.ru)

Квантовый эффект Холла (КЭХ) можно рассматривать как последовательность квантовых фазовых переходов плато-плато (прохождение уровнем Ферми области локализованных - делокализованных - локализованных состояний). Цель работы – исследовать делокализованные состояния в режиме КЭХ.

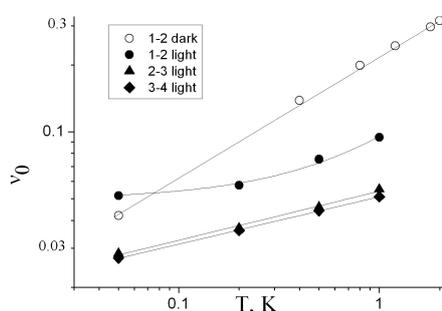


Рис. 1. Зависимости величины ширины полосы делокализованных состояний от температуры для образца с двойной квантовой ямой  $n - \text{InGaAs}/\text{GaAs}$  при засветке для переходов  $1 \rightarrow 2$ ;  $2 \rightarrow 3$ ;  $3 \rightarrow 4$  и  $1 \rightarrow 2$  для неосвещённого образца в log-log масштабе.

Была проведена серия экспериментов на образце с двойной квантовой ямой  $n - \text{InGaAs}/\text{GaAs}$  в магнитных полях до 16 Тл и температурах (0.05-4.2) К. Концентрация носителей заряда в образце изменялась путём засвечивания образца, за счёт эффекта замороженной фотопроводимости.

В рамках теории скейлинга, используя параметр экранирования [1], из зависимости холловской проводимости от фактора заполнения, можно определить величину ширины полосы делокализованных состояний при данной температуре ( $\nu_0(T)$ ).

В неосвещённом образце для перехода с первого на второе плато КЭХ ( $1 \rightarrow 2$ ) температурная зависимость величины ширины полосы делокализованных состояний хорошо описывается с помощью степенной зависимости  $\nu_0 \sim T^k$  (рис. 1). В случае освещённого образца, для перехода  $1 \rightarrow 2$  наблюдается линейная зависимость  $\nu_0(T)$ , а для переходов  $2 \rightarrow 3$ ,  $3 \rightarrow 4$  - степенная.

Линейная по температуре зависимость  $\nu_0(T)$  является квазиклассической по природе и связана с крупно-

масштабным характером примесного потенциала [2]. Степенная зависимость соответствует предсказаниям теории скейлинга, которая развита для  $\delta$ -образного рассеивающего потенциала [3].

Таким образом, мы наблюдаем смену зависимостей величины ширины полосы делокализованных состояний от температуры от степенной к линейной для перехода  $1 \rightarrow 2$  в зависимости от концентрации носителей заряда и для различных переходов при максимальной концентрации. Такое изменение поведения происходит в одном образце с одним и тем же распределением рассеивающих примесей, а значит и параметрами рассеивающего потенциала. Мы связываем этот переход с изменением соотношения масштаба рассеивающего потенциала к магнитной длине в области перехода. Это позволило оценить масштаб рассеивающего потенциала в данной структуре, величина которого порядка  $100\text{\AA}$ .

1. D. Shahar, M. Hilke, C. C. Li et al. Solid State Communications, **107**, p. 19 (1998)
2. Yu.G. Arapov, G.I. Harus, et all, Physica B **404**, 5192 (2009)
3. S. Das Sarma, D. Liu. Phys. Rev. B, **48**, 9166 (1993-II)

## ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ ФУЛЛЕРЕНА $C_{60}$ И ГРАФИТА ПОД ВЫСОКИМИ ДАВЛЕНИЯМИ ПРИ КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

Волкова Я.Ю., Петросян Т.К.\*, Тихомирова Г.В.

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г.Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [alximik-ptk@rambler.ru](mailto:alximik-ptk@rambler.ru)

Проведены сравнительные исследования сопротивления фуллерита  $C_{60}$  и графита марки ГМЗ ОСЧ в интервале давлений от атмосферного до 29 ГПа при комнатной температуре.

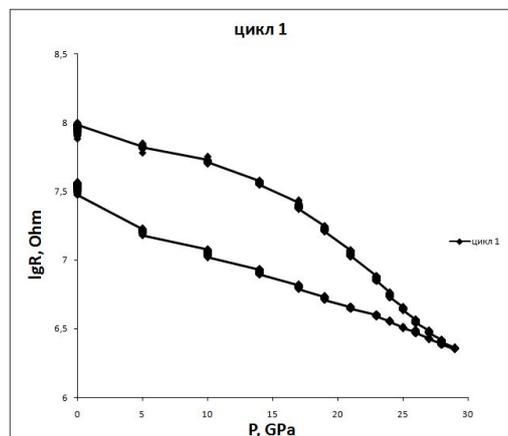


Рис. 1. Барическая зависимость  $C_{60}$  для одного цикла увеличения и уменьшения давления в логарифмических координатах при комнатной температуре, образец 1, выдержка 10 минут в каждой точке.

Сопротивление образцов  $C_{60}$  не выходит на насыщение в изученных временных интервалах (до 10 минут включительно), что указывает на существование больших времён релаксаций для данного материала.

Из полученных данных было определено, что фуллерит не разрушается до графита при данной температуре и давлениях.

Для исследования электрических характеристик исследуемых материалов при высоких давлениях использовалась камера высокого давления (КВД) типа «закруглённый конус-плоскость» с наковальнями, изготовленными из синтетических поликристаллических алмазов «карбонадо». Были проведены измерения для нескольких образцов по одному или нескольким циклам с пошаговым увеличением и уменьшением давления от атмосферного до 29 ГПа. Измерения зависимости  $R(P)$  проводились с различным временем выдержки в каждой точке. Выдержка была необходима для стабилизации сопротивления.

На барических зависимостях сопротивления  $C_{60}$  и графита наблюдается гистерезис, что указывает на возникновение метастабильных состояний. Сопротивление фуллерена под действием давления уменьшается более чем на порядок.

Изучена релаксация сопротивления фуллерена и графита после смены давления. Времена релаксации для графита составляют меньше минуты. Сопротив-

# АНОМАЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ЭФФЕКТА ХОЛЛА В ЭЛЕКТРОННОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ С РАЗНЫМ УРОВНЕМ ЛЕГИРОВАНИЯ

Петухов Д.С.<sup>1</sup>, Чарикова Т.Б.<sup>1</sup>, Шелушинина Н.Г.<sup>1</sup>, Харус Г.И.<sup>1</sup>, Неверов В.В.<sup>1</sup>,  
Королев А.В.<sup>1</sup>, Петухова О.Е.<sup>1</sup>, Иванов А.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Московский государственный инженерно-физический институт, г. Москва, Россия

E-mail: [den1221@yandex.ru](mailto:den1221@yandex.ru), [charikova@imp.uran.ru](mailto:charikova@imp.uran.ru)

В смешанном состоянии высокотемпературных сверхпроводников наблюдается смена знака коэффициента Холла при изменении магнитного поля [1]. Несмотря на многочисленные исследования в данной области, природа такого поведения эффекта Холла до сих пор до конца не ясна. Целью работы было исследовать зависимости коэффициента Холла от магнитного поля  $R_H(H)$  в электронном сверхпроводнике  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с разным уровнем легирования церием.

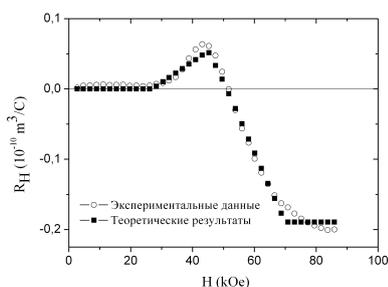


Рис. 1. Зависимость  $R_H(H)$  для сверхпроводника  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с  $x = 0.15$  при температуре 4.2 К.

В экспериментах были исследованы монокристаллические плёнки  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с содержанием церия  $x = 0.14, 0.15, 0.17, 0.18$  и оптимальным отжигом. Образцы имели ориентацию (001) – с-ось перпендикулярна подложке  $\text{SrTiO}_3$ . Измерения эффекта Холла были проведены на двух установках: соленоиде «Oxford Instruments» (ИФМ УрО РАН) и установке Quantum Design PPMS-9 (ИФМ УрО РАН) в магнитных полях до 90 кЭ и интервале температур = (0.4 – 4.2) К.

Были измерены зависимости  $R_H(H)$  при нескольких температурах. В магнитном поле до 30 кЭ, в сверхпроводящей области, коэффициент Холла равен нулю. В более сильных магнитных полях  $R_H$  становится положительным. С дальнейшим ростом магнитного поля, при переходе в нормальное состояние, коэффициент Холла меняет знак на отрицательный. Зависимость  $R_H(H)$  для образца с  $x = 0.15$  приведена на рисунке 1.

Для описания аномалии коэффициента Холла при изменении магнитного поля была использована модель Бардина-Стефена [2], которая была нами модифицирована с учётом двух типов носителей (электронов и дырок). Каждый из носителей даёт свой вклад в проводимость и коэффициент Холла:  $\sigma = \sigma_e + \sigma_h$ ,  $R_H \cdot \sigma^2 = R_e \sigma_e^2 + R_h \sigma_h^2$ , где  $R_e, \sigma_e$  – это вклад электронов, а  $R_h, \sigma_h$  – вклад дырок.

Используя в качестве параметров модели концентрации и подвижности электронов и дырок, была проведена подгонка экспериментальных данных. На рисунке 1 видно, что результаты расчётов согласуются с экспериментальными данными  $R_H(H)$ . В рамках предложенной модели удаётся описать смену знака коэффициента Холла с изменением магнитного поля, а также величину и положение аномального пика в смешанной области для разумных значений параметров электронов и дырок.

Работа выполнена по плану РАН (тема № 01.2.006 13394, шифр «Импульс»).

1. Hagen S.J., Smith A.W. et al, Phys. Rev. B, **47**, 1064 (1993)
2. Bardeen J., Stephen M.J., Phys. Rev., **140**, 1197 (1965)

**ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВЕРХНЕГО КРИТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В  
ЭЛЕКТРОННОМ СВЕРХПРОВОДНИКЕ  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  С РАЗНЫМ УРОВНЕМ  
ЛЕГИРОВАНИЯ**

Петухова О.Е.<sup>1,\*</sup>, Чарикова Т.Б.<sup>1</sup>, Петухов Д.С.<sup>1</sup>, Иванов А.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Московский государственный инженерно-физический институт, г. Москва, Россия

\*E-mail: [olka-1987@yandex.ru](mailto:olka-1987@yandex.ru)

Данная работа посвящена изучению температурных зависимостей верхнего критического поля в электронных сверхпроводниках.

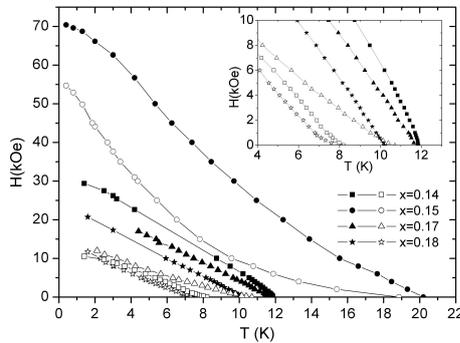


Рис. 1. Температурные зависимости  $H_{onset}$  и  $H_{c2}^p$  для сверхпроводника  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с разным уровнем легирования церием (заполненные символы-  $H_{c2}^p$ , открытые символы-  $H_{onset}$ ).

Из рисунка 1 видно, что вблизи  $T_{c0}$  кривые  $H_{onset}(T)$  для всех уровней легирования обладают положительной кривизной. В недолегированной и перелегированной областях зависимости  $H_{c2}^p(T)$  имеют отрицательную кривизну и стремятся к насыщению при низких температурах, что хорошо согласуется с теорией Вертхамера – Гельфанда – Хоэнберга для сверхпроводников со слабым электрон-фононным взаимодействием [1]. Однако в области оптимального легирования кривая  $H_{c2}^p(T)$  имеет положительную кривизну. Наблюдается взаимосвязь поведения  $H_{c2}^p(T)$  и анизотропии сопротивления в нормальном состоянии  $\rho_c/\rho_{ab}$  (температурные зависимости  $\rho_c/\rho_{ab}$  для  $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$  с различными  $x = 0.14, 0.15, 0.17, 0.18$  и с разным содержанием нестехиометрического кислорода  $\delta$  были исследованы в работе [2]). При малой величине коэффициента анизотропии кривизна  $H_{c2}^p(T)$  отрицательна. С ростом коэффициента анизотропии кривизна  $H_{c2}^p(T)$  становится положительной и увеличивается при дальнейшем изменении  $\rho_c/\rho_{ab}$ . Аналогичные результаты были получены в работе [3] для дырочных сверхпроводников  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ .

Работа выполнена в рамках проекта РАН № 09-Р-2-1005.

1. Werthamer N.R., Helfand E., Hohenberg P.C., Phys.Rev., **147**, 295 (1966)
2. Чарикова Т.Б. и др., ЖЭТФ, **132**, 712 (2007)
3. Yoichi Ando et al., Phys.Rev.B, **60**, 12475 (1999)

## ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ И ДИФФУЗИОННЫЕ СВОЙСТВА ДВУХСЛОЙНЫХ ГРАФЕНОВЫХ НАНОЛЕНТ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Судоргин С.А.<sup>1,\*</sup>, Лебедев Н.Г.<sup>1</sup>, Белоненко М.Б.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Волгоградский государственный университет, г. Волгоград, Россия

<sup>2</sup>Волгоградский институт бизнеса, г. Волгоград, Россия

\*E-mail: [sergsud@mail.ru](mailto:sergsud@mail.ru)

В работе в рамках квазиклассического приближения времени релаксации получены выражения для электропроводности и коэффициента диффузии электронов в двухслойных графеновых нанолентах. Двухслойные графеновые ленты состоят из двух слоев с гексагональной структурой. Система рассматривается в модели сильной связи для  $\pi$ -электронов в приближении ближайших соседей, между слоями графена приложен электростатический потенциал  $U$ . Зонная структура двухслойных графеновых лент полученная в приближении сильной связи, позволяет записать закон дисперсии для бислоя графена [1]

$$E_p^{\pm\pm}(U) = \pm \sqrt{\epsilon_p^2 + \gamma^2/2 + U^4/4 \pm \sqrt{\gamma^4/4 + (\gamma^2 + U^2)\epsilon_p^2}} \quad (1)$$

где  $t_0 \approx 2,7$  эВ – интеграл перескока электронов между соседними узлами кристаллической решётки, а  $\gamma \approx 0,4$  эВ – интеграл перескока между слоями, где дисперсионное соотношение однослойного графена  $\epsilon_p$  определяется формулой [2]

$$\epsilon_p = \pm t_0 \sqrt{1 + 4 \cos(ap_x) \cos(\pi s/n) + 4 \cos^2(\pi s/n)}, \quad (2)$$

где,  $a = 3b/2\hbar$ ,  $b = 0.142$  нм – расстояние между соседними атомами углерода,  $p = (p_x, s)$  – квазиимпульс электронов в графене,  $p_x$  – параллельная листу графена компонента квазиимпульса,  $s = 1, 2, \dots, n$  – нумерует квантование компоненты импульса по ширине графеновой ленты. Разные знаки в законе дисперсии относятся к зоне проводимости и валентной зоне соответственно. Из периодичности закона дисперсии следует, что его можно представить в виде ряда Фурье [1]. Функция распределения электронов  $f_s(\mathbf{p}, \mathbf{r})$  находится из кинетического уравнения Больцмана с интегралом столкновений в  $\tau$ -приближении [3]:

$$\widehat{L}_p f_s + \text{div}(f_s v_s) = \frac{f_{0s}(\mathbf{p}, \mathbf{r})}{\tau}, \quad \widehat{L}_p = \frac{dp}{dt} \frac{\partial}{\partial p} + \frac{1}{\tau}, \quad (3)$$

$f_{0s}(\mathbf{p}, \mathbf{r})$  – функция распределения Ферми,  $\mathbf{v}(\mathbf{p}) = \partial \epsilon(\mathbf{p}) / \partial \mathbf{p}$  – скорость электрона в зоне Бриллюэна.

В результате выполнения работы получены аналитические соотношения для электропроводности и коэффициента диффузии электронов в двухслойных графеновых нанолентах в присутствии внешнего электрического поля. Обнаружен нелинейный характер зависимости этих величин от напряжённости поля. Показано, что для сильных полей и электропроводность и коэффициент диффузии стремятся к насыщению.

Работа проведена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (Государственный контракт № П892), поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 08-02-00663).

1. Yanyushkina N.N., Belonenko M.B., Lebedev N.G., Phys. Scr., V. **83**, 015603 (2011)
2. Харрис П. Углеродные нанотрубы и родственные структуры, Техносфера, (2003)
3. Булыгин А.С., Шмелев Г.М., Маглеванный И.И., ФТТ, **41**, 1314 (1999)

## ПРОВОДИМОСТЬ ПО ЗАРЯЖЕННЫМ ДОМЕННЫМ СТЕНКАМ В МОНОКРИСТАЛЛАХ НИОБАТА ЛИТИЯ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Чезганов Д.С.<sup>1,\*</sup>, Батурин И.С.<sup>1,2</sup>, Есин А.А.<sup>1</sup>, Ахматханов А.Р.<sup>1,2</sup>, Шур В.Я.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>)Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>)ООО «Лабфер», г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [dmit.chezganov@gmail.com](mailto:dmit.chezganov@gmail.com)

Появление аномально высокой объёмной проводимости вдоль заряженных доменных стенок (ЗДС) во время переключения поляризации и ее релаксация были изучены в легированных MgO монокристаллах конгруэнтного ниобата лития (MgO:CLN).

Возрастание проводимости при формировании заряженных доменных стенок хорошо известно. В семидесятые годы было показано, что при создании встречных доменов с ЗДС в сегнетоэлектрике-полупроводнике SbSI объёмная проводимость кристалла увеличивается на 1-3 порядка [1]. Гигантское увеличение объёмной проводимости и ее последующая релаксация были обнаружены при переключении поляризации в MgO:LN [3], который широко используется в нелинейно-оптических устройствах. Всплеск интереса к этой проблеме в настоящее время стимулирован обнаружением электронной проводимости вдоль доменных стенок в тонких плёнках мультиферроика  $\text{BiFeO}_3$ , измеренной с помощью сканирующего зондового микроскопа [2]. Ожидается, что эффект может быть использован в устройствах памяти [2,3].

В настоящей работе представлены результаты исследования проводимости вдоль ЗДС в монокристаллах семейства LN в широком температурном диапазоне. ЗДС формировались переключением поляризации с использованием металлических электродов [4] или с искусственным диэлектрическим слоем.

Объёмная проводимость в полярном направлении измерялась в диапазоне от комнатной температуры до 350°C. Показано, что в CLN легирование 5 mol% MgO увеличивает проводимость в 20-50 раз без изменения энергии активации (1.1 эВ).

Измерения проводимости при переключении производились пикоамперметром Keithley 6487 через 100 мс после частичного переключения поляризации приложением напряжения много меньше порогового (10 В). Значительное увеличение проводимости в полярном направлении во время переключения поляризации при повышенных температурах наблюдалось во всех исследованных монокристаллах семейства LN.

В MgO:LN после частичного переключения было обнаружено увеличение проводимости на 4-5 порядков, релаксирующее с постоянной времени несколько секунд. Изучена температурная зависимость проводимости и постоянной времени релаксации. Проанализирована асимметрия вольт-амперной характеристики. Показано, что величина максимальной проводимости зависит от плотности заряженных доменных стенок.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (10-02-96042-р-урал-а, 10-02-00627-а, 11-02-91066-НЦНИ-а, 11-02-91174-ГФЕН-а); Министерства образования и науки (П870, П1262, 14.740.11.0478, 02.74011.0171) и гранта Carl Zeiss (дог. № УрГУ 1/11 КЦ).

1. А.А. Адонин, А.А. Греков, ФТТ, **16**, 568 (1974)

2. J. Seidel, L.W. Martin, Q. He et al., Nature Materials, **8**, 229 (2009)

3. K. Mizuuchi, A. Morikawa, T. Sugita, K. Yamamoto, J. Appl. Phys., **96**, 6585 (2004)

4. V.Ya. Shur, E.L. Rumyantsev, E.V. Nikolaeva et al., Appl. Phys. Lett., **77**, 3636 (2000)

*Оптика и спектроскопия*  
*Дисциплина и связь с другими*

~ o ~



## ПРОГРАММНО-АППАРАТНЫЙ МОДУЛЬ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДАМИ ОСЛ-СПЕКТРОСКОПИИ

Белоусова Е.Ю., Ильин Д.О., Вохминцев А.С., Вайнштейн И.А.

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

НОЦ «Наноматериалы и нанотехнологии»

E-mail: jane\_belousova@mail.ru, vas@dpt.ustu.ru

Оптически стимулированная люминесценция (ОСЛ) является высокочувствительным методом твердотельной дозиметрии ионизирующих излучений. Ее физические и аппаратурные аспекты активно исследуются в настоящее время отечественными и зарубежными научными группами. В зависимости от вида стимулирующего воздействия традиционно выделяются следующие типы ОСЛ: непрерывной волны (НВ-ОСЛ), импульсная (И-ОСЛ) и линейно-модулированная (ЛМ-ОСЛ). Данные методики позволяют решать фундаментальные и прикладные задачи: исследовать кинетику рекомбинационных процессов, получать информацию об энергетических параметрах люминесцирующих центров, а также определять поглощенную дозу ионизирующего излучения. В этой связи цель настоящей работы – разработать виртуальные приборы в среде LabVIEW для автоматизации измерительного канала по исследованию ОСЛ процессов и провести тестовые измерения на примере  $\beta$ -облучённых монокристаллов оксида и нитрида алюминия при различных режимах стимуляции.

Были созданы виртуальные приборы (ВП), которые обеспечивают согласованную работу стимулирующего и регистрирующего трактов установки. Работа ВП начинается с инициализации и задания начальных настроек устройств. Далее идёт синхронное выполнение подприборов, отвечающих за управление работой лазера и сбор данных. После проведения эксперимента ВП закрывает соединение и завершает работу.

Через цифровой выход PXI-6551 реализовано управление лазером в НВ-, И- и ЛМ-режимах с использованием TTL модуляции. Свечение образца регистрируется блоком детектирования на базе фотоэлектронного умножителя ФЭУ-39А с набором светофильтров. Далее электронный сигнал принимается счётчиком многофункциональной платы сбора данных PXI-6259.

Тестовые измерения проводились на оригинальной экспериментальной установке под управлением контроллера PXI-8108 с набором разработанных модульных приборов на базе платформы PXI NI. Исследовались монокристаллические образцы  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и AlN, представляющие собой диски размерами 5 × 1 мм и 15 × 0.5 мм, соответственно. Облучённые  $\beta$ -излучением образцы при стимуляции лазерным излучением проявляют характеристическую люминесценцию в УФ и синей областях спектра. Выполнен анализ измеренных в указанном спектральном диапазоне НВ-ОСЛ зависимостей в рамках формальной кинетики общего порядка.

Таким образом, в ходе проведения работы спроектированы и отлажены программно-аппаратные модули для исследования ОСЛ-свойств широкозонных кристаллов. Проведены тестовые измерения  $\beta$ -облучённых образцов  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и AlN при различных режимах стимуляции. Получено удовлетворительное согласование экспериментальных кривых с известными литературными данными. Автоматизированный измерительный канал с оригинальным программным обеспечением готов к использованию в научно-исследовательских целях для изучения особенностей оптически стимулированной люминесценции детекторных материалов и при решении прикладных задач твердотельной дозиметрии.

Работа выполнена в рамках госконтракта по Федеральной целевой программе «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

## АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПРОИЗВОЛЬНО ОРИЕНТИРОВАННЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ ДИПОЛЕЙ МЕТОДОМ КОНФОКАЛЬНОЙ СКАНИРУЮЩЕЙ ЛЮМИНЕСЦЕНТНОЙ МИКРОСКОПИИ

Бойченко С.В.

Иркутский филиал Учреждения Российской академии наук Института лазерной физики СО РАН,  
г. Иркутск, Россия  
E-mail: [ste89@yandex.ru](mailto:ste89@yandex.ru)

При изучении изолированных квантовых систем, излучающих и поглощающих свет как дипольные осцилляторы, методом сканирующей конфокальной люминесцентной микроскопии в некоторых приложениях возникает необходимость возбуждать центры с произвольной ориентацией дипольного момента перехода [1]. В работе анализируются различные распределения светового поля в лазерном луче перед входом в объектив конфокального микроскопа, пригодные для решения этой задачи, и предлагается оригинальное устройство для преобразования светового поля.

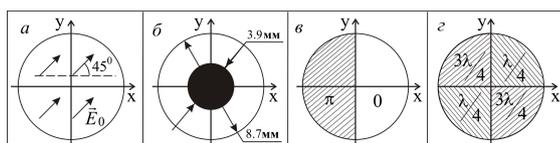


Рис. 1. Устройство для преобразования лазерного луча.

Предлагаемое устройство (рис. 1), состоит из светонепроницаемого круга (рис. 1б), оптически однородной фазовой пластинки (рис. 1в), пластинки из положительного двулучепреломляющего кристалла с главной плоскостью ортогональной рисунку и направленной по оси  $x$  (рис. 1г). Поле лазерного луча до преобразования линейно-поляризовано (рис. 1а) и равно  $\vec{E}_0 e^{i\omega t}$ ,  $\omega$  – частота лазерного излучения. После

преобразования:  $E_x = A \operatorname{sgn}(\cos(\phi)) e^{i\omega t}$ ,  $E_y = A \operatorname{sgn}(\sin(\phi)) e^{i\omega t}$ , где  $A = E_0 / \sqrt{2}$ . Распределение светового поля в фокальном объёме рассчитано по принципу Гюйгенса-Френеля [2] для объектива 60x, NA = 1.2 (UPlanSApo, водоиммерсионный), возбуждение – 530 нм,  $f = \infty$ . Расчёт показал: при сканировании изображения отношение максимальной интенсивности наименее и наиболее удачно ориентированных излучателей ( $\epsilon$ ) составляет 50%. Для других распределений светового поля аналогичный расчёт дал результаты, приведённые в таблице ниже. Если не оговорено особо, диаметр лазерного луча равен 8.7 мм.

Поляризация	Линейная	Циркулярная	Радиальная	Радиальная, диаметр луча 7.6 мм
$\epsilon$ , %	$\leq 0,5$	9	45	60

Таким образом, наше устройство даёт распределение светового поля, сравнимое по эффективности с радиальной поляризацией, но оно проще в технической реализации.

Работа выполнена по программам ОФН РАН (проект ОФН III.9.7.1) и СО РАН - НАН Беларуси (проект № 16). Автор выражает благодарность профессору Е.Ф. Мартыновичу за научное руководство и обсуждение результатов работы.

1. Бойченко С.В., Войтович А.П., Мартынович Е.Ф., Ракевич А.Л., Изв. вузов. Физика, **54**, 86 (2011)
2. Huse N., Schonle A., Hell S.V., J. Biomed. Opt., **6**, 480 (2001)

ИОННАЯ АССОЦИАЦИЯ СОЛЕЙ ЛИТИЯ  $\text{Li}^+[\text{AsF}_6]^-$ Галкин В.А.<sup>1,\*</sup>, Эркабаев А.М.<sup>2</sup>, Бушкова О.В.<sup>2</sup>, Попов С.Э.<sup>1</sup><sup>1</sup>)Институт естественных наук ЦКО УрФУ, г. Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>)Институт высокотемпературной электрохимии УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия\*E-mail: [galkinva@gmail.com](mailto:galkinva@gmail.com)

Раствор гексафторарсената лития в диполярных апротонных макромолекулярных растворителях характеризуется высокими транспортными характеристиками и находит широкое применение в качестве электролита в литиевых батареях и литий-ионных аккумуляторах. Информация об ионной структуре растворов электролитов в широкой области концентраций соли необходима как для корректного теоретического описания их свойств и дальнейшего развития теории растворов электролитов, так и для повышения транспортных характеристик электролитных систем, используемых в источниках тока. Для получения сведений о составе и пространственной конфигурации ионных частиц, образующихся в низко- и высокомолекулярных электролитных системах, обычно используют метод колебательной спектроскопии. Это делает необходимым проведение квантовохимических исследований структуры и устойчивости ионных частиц различного сорта, образованных катионом  $\text{Li}^+$  и комплексным анионом  $[\text{AsF}_6]^-$ , и расчёт их колебательных спектров.

Возможные конфигурации комплекса задавались из соображений симметрии. Возможность образования комплекса проверялась по следующим критериям:

- устойчивость электронной структуры сольвата при фиксированном положении ядер фиксированной группы симметрии;
- устойчивость относительно смещений ядер в рамках фиксированной группы симметрии;
- устойчивость относительно малых смещений ядер, не ограниченных группой симметрии.

Расчёт энергии комплекса проводился методом Рутана-Хартри-Фока с учётом корреляционных поправок Меллера-Плессе второго рода. Расчёт проводился с использованием базисного набора 6-311G\*\* для всей системы.

Рассматривались следующие конфигурации:

- 1) свободный анион  $[\text{AsF}_6]^-$ ;
- 2) ионные пары  $\text{Li}^+[\text{AsF}_6]^-$  с тремя различными способами координации иона  $\text{Li}^+$  к аниону: монодентатная, бидентатная, тридентатная;
- 3) ионные тройники  $\text{Li}^+[\text{AsF}_6]^- \text{Li}^+$ ,  $[\text{AsF}_6]^- \text{Li}^+[\text{AsF}_6]^-$  в различных конфигурациях.

Среди рассмотренных комплексов выделены устойчивые.

Для всех устойчивых комплексов рассчитаны полные ИК-спектры. Все комплексы спектроскопически различимы. Выделены спектральные характеристики, позволяющие идентифицировать комплекс в экспериментальном спектре. Установлено, что при координации  $\text{Li}^+$  к аниону  $[\text{AsF}_6]^-$  происходит расщепление трижды вырожденных полос поглощения свободного аниона  $[\text{AsF}_6]^-$ .

Также, вследствие понижения симметрии, появляются новые полосы поглощения, ранее не активные в ИК-спектре. В длинноволновой области ИК-спектра появляются полосы поглощения, связанные с колебаниями  $\text{Li}$  относительно аниона.

На основании расчётных данных проведён анализ имеющихся экспериментальных спектров раствора  $\text{Li}^+[\text{AsF}_6]^-$  в ацетонитриле, в широком диапазоне концентраций. Установлено, что при концентрациях меньше 0.1 моль/кг соль в растворе полностью диссоциирована на катион и анион, т.е. в спектре есть полосы, характерные только для свободного аниона. При больших концентрациях появляются полосы, характерные для ионных пар.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований ОХНМ РАН «Создание новых металлических, керамических, стекло-, полимерных и композиционных материалов», Целевой программы поддержки междисциплинарных проектов, выполняемых УрО РАН в содружестве с учёными СО РАН и ДВО РАН, а также Президента Российской Федерации (грант № МК-4799.2010.3).

КИНЕТИКА ТУННЕЛЬНОГО ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОНА В КРИСТАЛЛАХ БОРАТОВ ЛИТИЯ  
 $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$  и  $\text{Li}_2\text{B}_3\text{O}_5$ 

Огородников И.Н., Киселева М.С.\*

Уральский Федеральный Университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [kisemka@el.ru](mailto:kisemka@el.ru)

Широкозонные кристаллы тетраборатов лития  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$  (LTB) и  $\text{Li}_2\text{B}_3\text{O}_5$  (LBO) представляют огромный интерес как с фундаментальной точки зрения, так и в плане их практического применения в качестве детекторных, преобразующих и волноводных оптических сред, работающих в широкой области спектра от видимого диапазона до области вакуумного ультрафиолета. Короткоживущее оптическое поглощение (КОП) радиационных дефектов существенно ограничивает область применения оптических элементов на основе данных кристаллов.

Экспериментальные результаты по импульсной абсорбционной спектроскопии кристаллов LTB и LBO показали, что КОП в широкой временной области контролируется процессом туннельного переноса электрона между электронными и дырочными центрами [1]. Данные по ионной электропроводности для этих кристаллов свидетельствуют, что при комнатной температуре ионы лития являются подвижными и совершают термостимулированную миграцию [2]. В этой связи, целью настоящей работы явилось моделирование кинетики туннельного переноса электрона в условиях диффузионно-контролируемой подвижности реагентов в кристаллах LTB и LBO и сопоставление результатов расчёта с экспериментальными данными.

Используемая модель была описана в [3, 4]. В основе модели лежит численное решение уравнения Смолуховского для парной корреляционной функции  $Y(r,t)$  разнотипных дефектов. Используя полученные решения для  $Y(r,t)$ , в работе определены временные зависимости функции скорости реакции  $K(t)$  и концентрации дефектов  $n(t)$ .

Параметризация модели выполнена путём сопоставления с экспериментальными данными по кинетике затухания КОП кристаллов LTB и LBO при комнатной температуре. Согласно эмпирической формуле Смакулы, величина регистрируемой оптической плотности соответствует концентрации реальных дефектов в кристалле. Моделирование проводилось для кристаллов LBO и LTB в интервале температур 200-500 К. Согласно полученным данным, кинетика затухания КОП адекватно описывается с помощью предложенной модели.

При импульсном радиационном воздействии в кристаллах LTB и LBO образуются дырочные центры поляронного типа с общим названием  $\text{O}^-$  (дырка, локализованная на  $2p$ -орбитали кислорода в окрестности вакансии лития) и электронные  $\text{Li}^0$ -центры в виде междоузельных атомов водорода. Короткоживущее оптическое поглощение при этом обусловлено оптическими переходами между состояниями валентной зоны и локальным уровнем дырочного центра.

График кинетики затухания КОП условно делится на два участка: начальный участок контролируется процессом туннельного переноса электрона, конечный участок, главным образом – диффузией. При увеличении температуры диффузионно-контролируемый участок сдвигается в область меньших времён затухания.

1. И.Н. Огородников, В.Ю. Яковлев, А.В. Кружалов, Л.И. Исаенко. ФТТ **44**, 1039 (2002)
2. М. Maeda, Н. Tachi, К. Honda, I. Suzuki, Jpn. J. Appl. Phys. **33**, 1965 (1994)
3. И.Н. Огородников, М.С. Киселева, И.Н. Седунова, Проблемы спектроскопии и спектрометрии, **28**, 51 (2011)
4. М.С. Киселева, И.Н. Огородников, И.Н. Седунова, Физика, **1**, (2011)

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ ИСКАЖЕНИЙ В ТВИСТОВОЙ ЯЧЕЙКЕ НЕМАТИКА ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Кондратьев Д.В.\* , Мигранов Н.Г.\*\*

Башкирский государственный педагогический университет, г. Уфа, Россия

\*E-mail: [denisxxx@mail.ru](mailto:denisxxx@mail.ru)

\*\*E-mail: [ufangm@yahoo.co.uk](mailto:ufangm@yahoo.co.uk)

В последние годы инженеры и физики большое внимание уделяют улучшению качества жидкокристаллических дисплеев. Фундаментальные законы, лежащие в основе поведения анизотропных жидкостей ещё требуют своего дальнейшего развития. Эффекты запаздывания в таких средах, распространение возмущений в них, перестройка молекул под действием внешних сил [1] – все эти явления, безусловно, нуждаются в тщательном исследовании. В предлагаемой работе предпринята попытка описать поведение нематических жидких кристаллов (НЖК) под воздействием внешнего электрического поля [2], вращающегося вдоль оси, направленного перпендикулярно к ограничивающим нематик пластинам. Рассматривается достаточно тонкая твистовая ячейка с НЖК, закрученная на девяносто градусов с осью в центре пластины. Благодаря дипольным моментам молекул мезофазы происходит взаимодействие с наложенным внешним электрическим полем и появляется искажение в распределении длинных осей молекул. В работе используется континуальное приближение и рассматриваются распределения возмущений директора  $\mathbf{n}$ , распространяющихся в перпендикулярном направлении к ограничивающим НЖК подложкам под действием вращающегося электрического поля.

В данной работе рассмотрено внешнее электрическое поле с переменным направлением, а именно, когда вектор  $\mathbf{E}$  описывает окружность радиуса  $E$  параллельно плоскостям подложек, с компонентами  $(E \sin(\omega\tau); E \cos(\omega\tau); 0)$ . При этом динамическое уравнение, определяемое балансом электрических, вязких и упругих моментов, примет вид

$$\partial_{\tau}\phi(\tau, z) = \partial_{zz}\phi(\tau, z) + \delta \sin 2(\phi(\tau, z) + \omega\tau). \quad (1)$$

Данное уравнение сводится при статичном электрическом поле к уравнению полученному в работе [1].

Получено решение нелинейного дифференциального уравнения (1) для случая жёсткого сцепления с подложками с следующими граничными и начальными условиями:  $\phi(z)_{z=0} = 0$ ,  $\phi(z)_{z=1} = \frac{\pi}{2}$ ,  $\phi(\tau = 0, z) = \frac{\pi}{2} \sin\left(\frac{\pi}{2}z\right)$ .

Анализ получающихся решений позволяет заключить, что при сильных электрических полях происходит резкая перестройка поля директора вслед за направлением поля  $\mathbf{E}$ . При повороте поля с постоянной угловой скоростью наблюдаются колебания поля директора. Прекращение изменения направления электрического поля влечёт за собой релаксацию директора к равновесному состоянию. Процесс релаксации на коротком промежутке времени сопровождается малыми флуктуациями директора около равновесного положения.

1. Захаров А.В., Вакуленко А.А., Физика твердого тела, **50**, 552 (2008)
2. Кондратьев Д.В., Мигранов Н.Г., Фундаментальная математика и ее приложения в естествознании, РИЦ БашГУ, 117 (2010)

**Фотолюминесценция GaN/AlGaN гетероструктур с двумерным  
электронным газом  
при наличии акцепторного центра неизвестной природы**

Осинных И.В.\*, Журавлев К.С., Александров И.А., Малин Т.В.

Институт физики полупроводников им А.В. Ржанова, г. Новосибирск, Россия

\*E-mail: [osinus-sb@ya.ru](mailto:osinus-sb@ya.ru)

Гетероструктуры AlGaN/GaN представляют большой интерес благодаря своим электрическим свойствам. Как известно, различие постоянных решёток GaN и AlGaN приводят к появлению встроенного электрического поля из-за спонтанной поляризации и поляризации, обусловленной механическими деформациями на гетерогранице. Это приводит к возникновению потенциальной ямы для электронов на границе GaN/AlGaN, в которой образуется двумерный электронный газ (2ДЭГ). Одним из способов характеристики таких структур является фотолюминесцентная спектроскопия.

Целью данной работы было изучение рекомбинации 2ДЭГ электронов и дырок, локализованных вблизи электронного газа в объёме GaN. В работе исследованы GaN/AlGaN гетероструктуры с 2ДЭГ с поверхностной концентрацией электронов  $n=1 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  и подвижностью  $\mu=1100$  и  $1700 \text{ см}^2/\text{В сек}$  при комнатной температуре. Первый образец был выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) из аммиака, второй – методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОСГФЭ). Фотолюминесценция (ФЛ) возбуждалась непрерывным He-Cd лазером (длина волны излучения,  $\lambda=325 \text{ нм}$ , средняя мощность,  $P=18 \text{ мВт}$ ) и импульсным  $\text{N}_2$  лазером ( $\lambda=337 \text{ нм}$ ,  $P=15-25 \text{ мВт}$ ). Последний позволяет достигать высокого уровня возбуждения. Спектры ФЛ измерялись при комнатной и гелиевой температурах.

В спектрах ФЛ обоих образцов присутствовали известные полосы, соответствующие рекомбинации свободных экситонов (положение максимума полосы  $\hbar\omega_{max}=3,485 \text{ эВ}$ ) и экситонов, связанных на донорах ( $\hbar\omega_{max}=3,479 \text{ эВ}$ ). Помимо этого наблюдались полосы, связанные с рекомбинацией донорно-акцепторных пар (ДАП), которые отличались по интенсивности и положению максимумов для разных образцов. В ФЛ образца, выращенного методом МЛЭ, присутствовала известная полоса ДАП с  $\hbar\omega_{max}=3,275 \text{ эВ}$  и её фононные повторения (3,186 и 3,095 эВ). Интенсивность этой полосы была на два порядка меньше, чем интенсивность полосы, соответствующей рекомбинации экситонов, связанных на донорах. В спектре МОСГФЭ образца наблюдалась серия широких полос, пики двух наиболее разрешимых из них находились на 3,16 и 3,08 эВ при непрерывном и на 3,1 и 3,03 эВ при импульсном возбуждении. Их интенсивность была сравнима с интенсивностью полосы, соответствующей рекомбинации экситонов, связанных на донорах. Поскольку при уменьшении интенсивности возбуждения эти полосы сдвигаются в сторону низких энергий и уширяются, они связаны с донорно-акцепторной рекомбинацией на другом акцепторе. Предположительно, в качестве такого акцептора выступают дефекты в объёме GaN.

Также при импульсном и непрерывном возбуждении наблюдались одна (для МЛЭ образца) либо две полосы ФЛ (для МОСГФЭ образца), сдвинутые в низкоэнергетическую область спектра относительно полосы экситонов, связанных на донорах. Эти полосы ( $\hbar\omega_{max}=3,446$  и  $\hbar\omega_{max}=3,423 \text{ эВ}$ ) наблюдались ранее [1-2] и они связаны с рекомбинацией 2ДЭГ электронов, которые, вероятно, находятся на первом и втором энергетических уровнях в квантовой яме, сформированной вблизи гетерограницы. При возбуждении импульсным лазером в спектре МОСГФЭ образца наблюдалось появление трёх дополнительных полос в более низкоэнергетической части спектра ( $\hbar\omega_{max}=3,391$ ,  $\hbar\omega_{max}=3,352$ ,  $\hbar\omega_{max}=3,301 \text{ эВ}$ ), ширина которых и расстояние между ними увеличивались по мере движения в сторону меньших энергий. Эти полосы, скорее всего, связаны с рекомбинацией 2ДЭГ электронов с дырками на возбуждённых состояниях акцепторов.

1. J.P. Bergman, T. Lundström and B. Monemar, Appl. Phys. Lett, **69**, 3456 (1996)
2. T. Wang, J. Bay and S. Sakai, Phys. Rev. B, **63**, 205320

## ИЗУЧЕНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ ТВЁРДЫХ РАСТВОРОВ NiZnO

Пономарев Д.А.\*, Бабанов Ю.А, Саламатов Ю.А.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [ponomaryov@imp.uran.ru](mailto:ponomaryov@imp.uran.ru)

Твёрдые растворы на основе оксида цинка (ZnO) являются перспективными материалами, обладающими технологически востребованными свойствами. Допируя ZnO катионами других металлов, можно управлять шириной запрещённой зоны, типом и концентрацией носителей заряда, а также люминесцентными, магнитными и транспортными свойствами. При нормальных условиях ZnO имеет структуру вюрцита, которая накладывает довольно жёсткие ограничения на количество вводимой примеси. Таких ограничений не возникает в случае, если ZnO имеет структуру каменной соли. Данную модификацию возможно получить при высоких давлениях (7.7 ГПа) и температуре 800 К, что используется для синтеза твёрдых растворов NiZnO [1].

При введении допирующего элемента в структуру оксида неизбежно возникают локальные искажения кристаллической решётки, которые оказывают влияние на электрические свойства твёрдых растворов. Степень искажения можно оценить, зная межатомные расстояния. Поэтому их определение представляет собой актуальную задачу в рамках диагностики получаемых образцов.

Целью данной работы являлось получение информации о первых межатомных расстояниях в твёрдых растворах типа NiZnO из данных EXAFS-спектроскопии. Обратная задача для уравнения EXAFS решалась методом регуляризации по Тихонову, при этом был применён алгоритм решения, предложенный в работе [2]. В таблице приведены данные, полученные для образца Ni<sub>0.3</sub>Zn<sub>0.7</sub>O, для K-краёв поглощения Ni и Zn.

Ni <sub>0.3</sub> Zn <sub>0.7</sub> O			
Функция(край Ni)	Межатомные расстояния, Å	Функция (край Zn)	Межатомные расстояния, Å
Ni-Ni	2.942	Zn-Zn	2.975
Ni-Zn	2.963	Zn-Ni	2.953
Ni-O	2.158	Zn-O	2.163

Работа выполнена при частичной поддержке Президиума УрО РАН, грант № 09-П-2-1032.

1. Соколов П.С. Синтез кубической модификации оксида цинка и твёрдых растворов на её основе при высоких давлениях и температурах. Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата химических наук. Москва, (2010)
2. Каменский И.Ю., Кунике М., Райх Т., Функе Х., Бабанов Ю.А., Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, **11**, 95 (2003)

РОСТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ В КАТОДОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ОБЪЁМНЫХ  
МОНОКРИСТАЛЛОВ AlN

Спиридонов Д.М.\*, Вохминцев А.С., Вайнштейн И.А.

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

НОЦ «Наноматериалы и нанотехнологии»

\*E-mail: [dms@dpt.ustu.ru](mailto:dms@dpt.ustu.ru)

Объёмные монокристаллы AlN, синтезировать которые начали сравнительно недавно, имеют уникальное сочетание радиационно-оптических свойств и являются перспективными средами для создания высокочувствительных детекторов ионизирующего излучения. Благодаря высокой люминесцентной эффективности всех структурных модификаций нитрида алюминия, в настоящее время активно исследуются параметры их основных оптически-активных центров и проводится изучение механизмов свечения при различных видах возбуждения и стимуляции. Основной технологической примесью в специально нелегированных кристаллах AlN являются атомы кислорода, которые участвуют в формировании изолированных и комплексных люминесцирующих дефектов. Ранее нами были изучены спектрально-кинетические закономерности термо- и оптически стимулированной люминесценции кислород-связанных центров в монокристаллах и порошках нитрида алюминия. Цель настоящей работы заключалась в исследовании особенностей катодолюминесценции (КЛ) монокристаллов AlN в зависимости от условий выращивания.

Образцы в работе получены из мелкодисперсного промышленного порошка AlN методом сублимации-реконденсации с различной скоростью роста  $20 \div 100$  мкм/час. В окончательном виде диаметр всех образцов – 15 мм, толщина – 0.25-0.50 мм, качество обработки поверхности – ері-ready. Регистрация КЛ осуществлялась на катодолюминесцентном спектрометре (КЛАВИ). Импульсное облучение электронами проводилось при комнатной температуре: длительность пучка 2 нс, средняя энергия  $130 \pm 10$  кэВ, плотность тока  $60 \text{ A/cm}^2$ , время экспозиции 50 мс. Свечение регистрировалось в диапазоне 360–750 нм, исходные спектры нормировались на массу образцов.

Показано, что полученные кривые КЛ в исследуемом диапазоне фотонных энергий представляют собой широкую однородную или структурированную полосу с несколькими ярко выраженными пиками в зависимости от параметров выращивания монокристалла. Установлено, что все наблюдаемые спектры могут быть представлены в виде суперпозиции трёх основных компонент гауссовой формы с незначительным разбросом энергий максимума 2.12–2.17, 2.70–2.74 и 3.15–3.21 эВ. При этом соотношение между интенсивностями полос меняется от образца к образцу и величина  $I_{2.7}/I_{3.2} = 0.6 \div 22$  для доминирующих пиков заметно зависит от особенностей синтеза.

Проведено сравнение полученных результатов с исследованиями термо-, фото- и оптически стимулированной люминесценции. На основе литературного анализа сделано предположение, что полоса свечения в области 2.7 эВ обусловлена электронными переходами с вакансией алюминия  $V_{Al}$  на атомы кислорода  $O_N$ , входящие в азотную подсистему AlN. В то же время, свечение в спектральной области 3.2 эВ сформировано за счёт релаксации возбуждений на изолированных  $V_{Al}$ -центрах в катионной подрешётке. Менее интенсивная люминесценция в области  $< 2.2$  эВ может быть связана с неконтролируемыми технологическими примесями (хром, марганец), присутствующими в исходном материале при синтезе изучаемых образцов.

Таким образом, в результате проведённых исследований КЛ в объёмных монокристаллах AlN получены количественные данные о спектральных параметрах наблюдаемого свечения. На основе сравнения с данными других люминесцентных методик сделаны заключения о природе активных дефектов. С учётом характеристик элементарных КЛ компонент выполнен анализ влияния условий выращивания кристаллов на их оптические свойства.

ПРОЯВЛЕНИЕ СИЛЬНОЙ d – p ГИБРИДИЗАЦИИ В СПЕКТРАХ  
ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ  $Zn_{1-x}M_xO$  (M – Mn, Co, Ni)Чурманов В.Н.<sup>1</sup>, Соколов В.И.<sup>2</sup>, Груздев Н.Б.<sup>2</sup>, Пустоваров В.А.<sup>1</sup><sup>1</sup>Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

В последние годы активно изучается предсказанное теоретически ферромагнитное упорядочение полупроводниковых соединений  $Zn_{1-x}M_xO$  (M – Mn, Co, Ni). В ходе исследований выяснилось значительное различие оптических свойств  $Zn_{1-x}M_xO$  по сравнению с другими соединениями II-VI:Mn. Предварительные результаты для  $Zn_{1-x}M_xO$  показывают, что причиной значительного различия является сильная гибридизация между d-состояниями иона  $Mn^{2+}$  и p-состояниями иона кислорода  $O^{2-}$ . Она приводит к выталкиванию далеко в запрещённую щель антисвязывающего состояния, переходы из которого в зону проводимости дают очень интенсивную широкую полосу поглощения в области энергий 2-3 eV. Сильная d-p гибридизация приводит также к образованию связывающих состояний в валентной зоне, которые проявляются в спектре возбуждения фотолюминесценции нанокристаллов  $Zn_{1-x}M_xO$  в виде широких пиков при энергиях возбуждения в диапазоне 3.5-5.5 eV [1,2].

В данной работе приводятся спектры фотолюминесценции  $Zn_{1-x}Co_xO$ ,  $Zn_{1-x}Ni_xO$  при межзонном возбуждении, обусловленные излучательными переходами с переносом заряда. В спектрах фотолюминесценции наблюдалась широкая полоса с максимумом при энергии 2.85 eV для монокристалла  $Zn_{1-x}Co_xO$  ( $x = 0.007$ ) и две полосы для  $Zn_{1-x}Ni_xO$  ( $x = 0.002$ ) при энергиях 1.80 eV и 2.35 eV. Они соответствуют полосам переноса заряда, хорошо наблюдаемым в спектрах поглощения этих соединений. Высокоэнергетические края широких полос в спектре фотолюминесценции определяются положением донорных (0/+) и акцепторных (0/-) уровней 3d примесей. Фактически это положения антисвязывающих состояний в запрещённой щели, возникающих за счёт гибридизации 3d состояний примесей Ni, Co и 2p состояний ионов кислорода. Связывающие d-p состояния проявляются при  $\omega > E_G$  в спектрах возбуждения излучений в области переноса заряда. Ранее не сообщалось о наблюдении при  $\omega > E_G$  спектров возбуждения излучений, происходящих через (0/+) и (0/-) уровни в запрещённой щели, в соединениях  $Zn_{1-x}M_xO$  (M-Mn,Co,Ni). В данной работе особенности в спектре возбуждения в интервале (3-5.5 eV) обсуждаются с учётом сильной гибридизации между d-состояниями иона  $M^{2+}$  (M-Mn,Co,Ni) и p-состояниями иона кислорода  $O^{2-}$ .

1. Н.Б. Груздев, В.И. Соколов, А.Е. Ермаков, М.А. Уймин, А.А. Мысик, В.А. Пустоваров, ЖЭТФ, **138**, 2, 261 (2010)
2. V.I. Sokolov, A.Ye. Yermakov, M.A. Uimin, A.A. Mysik, V.A. Pustovarov, M.V. Chukichev, N. Gruzdev, J. of Luminescence, **129**, 1771 (2009)

РЕЗОНАНСНАЯ ФОТОЭМИССИЯ ДИХАЛЬКОГЕНИДОВ ТИТАНА  $TiX_2$  ( $X = S, Se, Te$ )

Шкварин А.С.<sup>1,\*</sup>, Ярмошенко Ю.М.<sup>1</sup>, Скориков Н.А.<sup>1</sup>, Яблонских М.В.<sup>2</sup>, Меренцов А.И.<sup>1</sup>,  
Шкварина Е.Г.<sup>1</sup>, Титов А.Н.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Sincrotrone Trieste SCpA, Basovizza I-34012, Italy

\*E-mail: [shkvarin@ifmlrs.uran.ru](mailto:shkvarin@ifmlrs.uran.ru)

Дихалькогениды титана представляют собой широкий класс материалов, пристальный интерес к которым обусловлен большим разнообразием физических свойств (сверхпроводимость [1], состояние с волной зарядовой плотности [2], свойства полуметаллического ферромагнетика [3]), возникающих в этих материалах при интеркалировании атомов и молекул. Одной из особенностей дихалькогенидов титана, является самоинтеркалирование титаном при синтезе образцов. Однако точность определения концентрации элементов в этих материалах не позволяет уверенно установить вероятность замещения титаном кристаллографических узлов в межслоевом пространстве. Для определения влияния самоинтеркалированного титана на электронную структуру дихалькогенидов титана было проведено экспериментальное исследование трёх «чистых» дихалькогенидов титана -  $TiS_2$ ,  $TiSe_2$  и  $TiT_2$  с использованием методики резонансной фотоэмиссии. Как ранее установлено, в дисульфиде вероятность самоинтеркаляции наиболее высока, по сравнению с остальными халькогенами, а дителлурида наименьшая.

Модельные расчёты плотности состояний для исходных матриц  $TiX_2$  ( $X=S, Se, Te$ ) и для состава с самоинтеркаляцией  $Ti_{1/9}TiX_2$  показали, что самоинтеркаляция приводит к возникновению дополнительных особенностей валентного спектра, что приводит к его размытию. Кроме того, возникновение ковалентной связи между атомом титана в регулярной решётке и самоинтеркалированным атомом титана должно приводить к возникновению дополнительной полосы непосредственно под уровнем Ферми. Совместный анализ экспериментальных данных и результатов модельного расчёта подтвердил правильность выбранной модели описывающей самоинтеркаляцию. Именно для дисульфида наблюдается заметное размытие полос в валентном спектре и обнаружена  $Ti$  2p-3d резонансная полоса непосредственно под уровнем Ферми, наличие которой можно объяснить только наличием самоинтеркалированного титана. Для диселенида титана валентный спектр не содержит дополнительной полосы. В дителлуриде наличие такой полосы объясняется наличием  $Ti$  3d электронов на уровне Ферми, интенсивность этой полосы возрастает и убывает синхронно с основным максимумом на одинаковую интенсивность.

Обнаружено влияние самоинтеркалированного в межслоевое пространство титана на форму валентного спектра при резонансном  $Ti$  2p-3d возбуждении. Спектры резонансной фотоэмиссии могут быть использованы как экспериментальный критерий самоинтеркалированного титана.

1. E. Morosan, H.W. Zandbergen, B.S. Dennis, J.W.G. Bos, Y. Onose, T. Klimczuk, A.P. Ramirez, N.P. Ong, R.J. Cava, *Nature Physics* **2**, 544 (2006)
2. Н.В. Баранов, В.Г. Плещеев, А.Н. Титов, В.И. Максимов, Н.В. Селезнева, Е.М. Шерокалова, *Нанотехника* **3**, 15 (2008)
3. А.С. Шкварин, Ю.М. Ярмошенко, Н.А. Скориков, А.И. Меренцов, А.Н. Титов, П.А. Слепухин, Д.Е. Марченко, М. Sperling, *ЖЭТФ* **139**, №1 101 (2011)

Резонансные явления

Резонансные явления

~ o ~



## ПАРАМАГНЕТИЗМ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА КОРТЕКСНОГО АЛЬФА-КЕРАТИНА

Купченко Д.Ю.<sup>1,2</sup>, Байtimiров Д.Р.<sup>1,2,\*</sup>, Швачко Ю.Н.<sup>1</sup><sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия\*E-mail: [dbaytimirov@dpt.ustu.ru](mailto:dbaytimirov@dpt.ustu.ru)

В последние десятилетия значительно возрос интерес к исследованиям природных биополимеров, в частности белковых наноструктур. Одним из таких объектов является человеческий волос. Представляя собой высокоупорядоченное биоволокно с постоянной скоростью роста, волос является ретроспективным датчиком биохимических процессов в организме. Известно, что в рентгеновских дифрактограммах волос пациентов с онкопатологией молочной железы наблюдаются диффузные кольца, свидетельствующие о структурных изменениях в белках [1]. Характерный размер локализованной области, порождающей экваториальные дуги (arcs) в дифрактограммах составляет 4-5 нм [1].

Особый интерес к волосу обусловлен еще и тем, что молекулы кератина образуют естественные протеиновые нанотрубки с внешним диаметром 10 нм и внутренним – 7 нм. Трубки образуются из элементарных димерных фрагментов твердого альфа-кератина длиной 48 нм и диаметром 2 нм. Таким образом, уникальная белковая наноструктура кортексных биоволокон волоса может быть использована для создания новых молекулярных магнитоактивных материалов.

В данной работе проведены исследования 20 образцов волос человека методами электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и XANES-спектроскопии (X-ray Absorption Near Edge Structure). Анализ данных ЭПР исследования показал, что ЭПР-спектр волоса содержит сигналы меланина ( $\Delta B \approx 4 - 6$  Гс,  $g = 2,004$ ), гемопротеиновых остатков ( $\Delta B \approx 70 - 500$  Гс,  $g = 4,3$ ) и цистеиновых радикалов ( $\Delta B \approx 15 - 70$  Гс,  $g = 2,00 : 2,03 : 2,06$ ). Кроме того, наблюдается широкий ЭПР сигнал, включающий несколько компонент: узкую симметричную компоненту ( $\Delta B = 200 - 500$  Гс,  $g = 2,38$ ) и более широкую компоненту ( $\Delta B = 400 - 1000$  Гс,  $g \approx 2,2$ ). Природа последнего сигнала остается не известной. Ранее мы показали, что соответствующие ему ЭПР-центры локализованы в кератиновых ассоциатах и не связаны с парамагнитными примесями [4]. Возможно, эти центры возникают в процессе ассоциации димеров в нанотрубки с образованием наноразмерной области, содержащей магнитоактивные комплексы с переносом заряда. Исследование методом XANES-спектроскопии показало, что на спектрах K-edge C 1S исследованных волос присутствуют пять основных пиков: два острых резонанса при 285,3 эВ и 288,8 эВ, широкий пик при 292,6 эВ, небольшой пик при 289,8 эВ и резкий перегиб при 287,8 эВ, соответствующие пептидной последовательности аминокислот, входящих в молекулу альфа-кератина и совпадающих по энергии и форме со спектрами других пептидов [5]. Вместе с тем, на XANES спектрах волос наблюдается особенность при 283,3 эВ, которая ранее в литературных источниках не упоминалась. В спектрах C 1S белка  $g \approx 2,2$ -кератина, экстрагированного из волоса, данный пик отсутствует. Положение этой спектральной компоненты и её малая интенсивность может указывать на то, что природа такого резонанса связана с взаимодействием димерных фрагментов при формировании filamentарной структуры кератинового биоволокна.

В результате проведенного исследования выдвинуто предположение о связи наблюдаемых характеристик спектров ЭПР и XANES K-edge C 1s волоса с изменениями в структуре ассоциатов кортексного альфа-кератина.

1. V. James et al., Nature, March 4, 33 (1999); J. Natl Cancer Inst, 969-972, 114 (2005)
2. K.E. Wilk, V.J. James, Y. Amemiya, Biochimica et Biophysica Acta, 1245, 392-396 (1995)
3. D.R. Baitimirov, D.V. Starichenko, Yu.N. Shvachko, Book of Abstracts Modern Development of Magnetic Resonance. Kazan, 24-29 September, 251 (2007)
4. J. Boese et al., Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena, 85, 9-15 (1997)

## МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА КУБИЧЕСКОГО ПЕРОВСКИТА $\text{SrMnO}_3$ ПО ДАННЫМ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА $^{55}\text{Mn}$ В ЛОКАЛЬНОМ ПОЛЕ

Волкова З.Н.\*, Михалев К.Н., Верховский С.В., Геращенко А.П.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [volkovazn@mail.ru](mailto:volkovazn@mail.ru)

Манганиты являются сильно-коррелированными системами, в которых наблюдается большое многообразие фаз с различным типом упорядочения в зависимости от концентрации электронов в данных системах. Для исходного манганита  $\text{SrMnO}_3$  интересно получить данные о его магнитной структуре и о том, насколько применима идея суперобменного взаимодействия для данного оксида. Важно отметить, что приготовление стехиометрического образца  $\text{SrMnO}_3$  с кубической симметрией – очень трудоемкая процедура, вследствие чего существует очень мало подтвержденных данных о магнитной структуре данного перовскита. Так, например, в работе [1] методом рассеяния нейтронов был измерен магнитный момент  $^{55}\text{Mn}$  (рис. 1), и установлено, что манганит  $\text{SrMnO}_3$  является антиферромагнетиком G-типа с  $T_N \approx 240$  К. Однако измерение температурной зависимости макроскопической магнитной восприимчивости не показало чёткой аномалии вблизи этой температуры [2]. Метод ядерного магнитного резонанса (ЯМР), как один из локальных методов, позволяет измерить подрешёточную намагниченность и тем самым прояснить вопрос о магнитном упорядочении в  $\text{SrMnO}_3$ .

В данной работе ядром-зондом для ЯМР-исследований является  $^{55}\text{Mn}$ , т. к. именно магнитный ион «чувствует» собственную электронную оболочку, т. е. 3  $t_{2g}$  неспаренных электрона. Частота обнаружения ЯМР-сигнала в локальном поле ( $H_0 = 0$ ) определяется величиной сверхтонкого взаимодействия ядерного спина марганца с собственным электронным спином, т. е. пропорциональна намагниченности подрешётки марганца. На рис. 1 представлена температурная зависимость частоты ЯМР  $^{55}\text{Mn}$  в локальном поле в сравнении с данными из [1]. Из рисунка видно, что во всем температурном диапазоне, где наблюдается сигнал, данные по ЯМР полностью соответствуют нейтронным данным, а это означает, что манганит  $\text{SrMnO}_3$  действительно переходит в антиферромагнитно упорядоченное состояние при  $T \approx 240$  К. С другой стороны, известно, что температурная зависимость подрешёточной намагниченности в упорядоченном состоянии определяется спектром магнонов, и совпадение данных на рис. 1 свидетельствует о чрезвычайно слабой частотной зависимости спектра спиновых волн в данном манганите.

Работа поддержана РФФИ, проект № 09-02-00310.

1. O. Chmaissem et al., Phys. Rev. B, **67**, 094431 (2003)
2. O. Chmaissem et al., Phys. Rev. B, **64**, 134412 (2001)

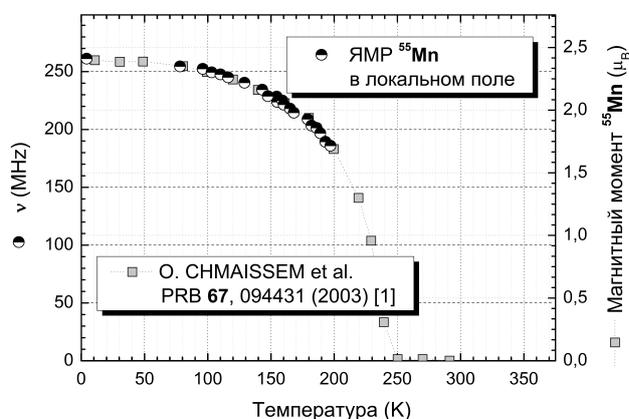


Рис. 1. Температурная зависимость частоты ЯМР  $^{55}\text{Mn}$  в локальном поле и магнитного момента  $^{55}\text{Mn}$ .

ПОИСК СЛАБОГО ФЕРРОМАГНЕТИЗМА В СОЕДИНЕНИИ  $\text{LiCu}_2\text{O}_2$  МЕТОДАМИ  
ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

Садыков А.Ф.\* , Пискунов Ю.В., Геращенко А.П., Оглобличев В.В., Бузлуков А.Л.,  
Михалев К.Н., Верховский С.В.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [Sadykov@imp.uran.ru](mailto:Sadykov@imp.uran.ru)

Недавние исследования соединения  $\text{LiCu}_2\text{O}_2$  [1] показали наличие спонтанной намагниченности при температурах  $T < 150\text{K}$  и возможности существования состояния со слабым ферромагнетизмом. Здесь представлены результаты экспериментальной работы по поиску ферромагнитного отклика квазиодномерного мультиферроика  $\text{LiCu}_2\text{O}_2$  методами ядерного магнитного резонанса (ЯМР) и ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР). В ходе исследований были измерены температурные зависимости локального магнитного поля  $h_{loc}$  на ядрах  $^{63}\text{Cu}$  немагнитных ионов  $\text{Cu}^+$  при ориентациях монокристалла  $\text{LiCu}_2\text{O}_2$  во внешнем магнитном поле  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$  и  $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ . Эксперименты были выполнены в полях  $H_0 = 60\text{ Oe}$ ,  $3\text{ kOe}$ ,  $4\text{ kOe}$  в температурном диапазоне от 300 К до 80 К. В случае чистого ЯКР ( $H_0 = 0$ ) спектр  $^{63}\text{Cu}$  представляет собой одиночную узкую линию. Поскольку образец находится в парамагнитном состоянии, и при  $H_0 = 0$  все направления магнитных моментов равновероятны, то локальное поле  $h_{loc} = 0$ . Включение внешнего магнитного поля  $H_0$  приводит к расщеплению одиночной линии на две симметричные линии. Расстояние между пиками в расщеплённом спектре определяется следующим выражением:  $\Delta\nu = 2\gamma_n (H_0 + h_{loc})$ , где  $\gamma_n$  - гиромагнитное отношение. Из этого выражения, зная  $H_0$ , мы получили температурную зависимость  $h_{loc}$ . Также были получены температурные зависимости скоростей спин-решёточной ( $T_1$ ) и спин-спиновой релаксации ( $T_2$ ). Из анализа полученных данных можно предположить, что ферромагнитные моменты в  $\text{LiCu}_2\text{O}_2$  не образуют регулярной решётки в слое  $\text{Cu}^{2+} - \text{O}$ , а представляют собой ферромагнитные примеси в слое  $\text{Cu}^+ - \text{O}$ .

Работа поддержана грантом Президента РФ (№ МК 1232.2011.2).

1. Tishchenko E.A., Omelyanovskii O.E., Sadakov A.V., Eshchenko D.G., Bush A.A., Kamenzev K.E., Solid State Phenomena, **Vols.**, 168-169, p.p. 497-500 (2011)

## УСТРОЙСТВО И ЭКСПЛУАТАЦИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО МАГНИТА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ЯМР

Смольников А.Г.\*, Оглобличев В.В., Верховский С.В., Михалев К.Н., Пискунов Ю.В.,  
Герашенко А.П., Бузлуков А.Л., Садыков А.Ф.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [Smolnikov@imp.uran.ru](mailto:Smolnikov@imp.uran.ru)

Метод ядерного магнитного резонанса применяется для решения многих задач физики конденсированного состояния. Зачастую для наблюдения ЯМР необходимы высокие магнитные поля. На сегодняшний день наиболее выгодным устройством для получения стационарных магнитных полей от 2-20 Тл являются сверхпроводящие магниты. Поле в них определяется электрическим током в сверхпроводящем соленоиде, находящемся в жидком гелии при температуре 4.2 К. На рис. 1 приведена принципиальная схема устройства сверхпроводящего магнита.

В этом году перед научной группой лаборатории кинетических явлений Института физики металлов УрО РАН была поставлена задача перевозки оборудования в новые помещения. Наиболее сложными пунктами стали консервация, перевозка, последующий пуск и наладка сверхпроводящего магнита фирмы Oxford Instruments с максимальным полем 9.4 Тл, находившегося в эксплуатации больше 20 лет. По заявлению фирмы-производителя, подобные операции со сверхпроводящими магнитами в мире проводили крайне редко, а заново запустить их в работу получалось не более чем в 20% случаев. Несмотря на это, было принято решение о выполнении столь сложной задачи. Спустя нескольких месяцев работы нам удалось произвести успешный пуск с выводом соленоида на максимальное значение поля.

В ходе доклада будет разобран принцип работы сверхпроводящего магнита, и рассказано, как выполнялась поставленная задача.

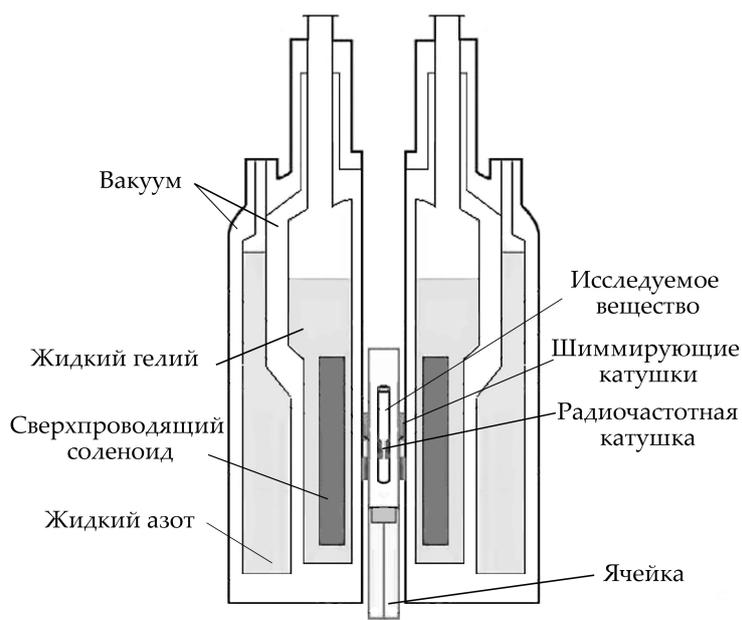


Рис. 1. Схема устройства сверхпроводящего магнита.

## ЭПР- ДИАГНОСТИКА ПАТОГЕННОСТИ БИООРГАНИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Хайдаршина Л.В.\*, Пудов В.И.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [haidarshina@imp.uran.ru](mailto:haidarshina@imp.uran.ru)

Данная работа посвящена разработке метода диагностики патогенности костных тканей с помощью электронного парамагнитного резонанса (ЭПР), в частности, в условиях комбинированного воздействия: термообработки и ионизирующего облучения. Спектры ЭПР были получены на радиоспектрометре РЭ 1308 Q-диапазона.

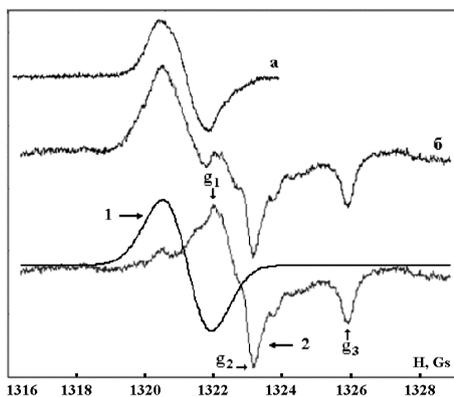


Рис. 1. ЭПР-спектры Q-диапазона образца костной ткани после обработки.

В работах [1,2,3] показаны возможности получения наиболее достоверной информации о параметрах структуры ЭПР-спектров переходной области (до 300 °С) радиационного сигнала при разных методиках обработки костных тканей.

В представленных в настоящей работе исследованиях рабочий материал взят из костной ткани человека, подверженной заболеванию (коккартроз), из которого был изготовлен цилиндрический образец размером 2х3 мм. Образец подвергли комбинированной обработке. Полученные результаты представлены на рис. 1: спектр а – отжиг при 420 °С, спектр б – облучение и повторный отжиг при 220°С. Поскольку температура обработки (220°С) находится в переходной области перед вырождением ЭПР-спектра в более простую форму, то для его анализа использовали подход, применяемый в ЭПР-

дозиметрии [4]. В этом случае сигнал ЭПР разделяется вычислительно на радиационную и фоновую компоненты, после чего последняя вычитается. В качестве фоновой компоненты может быть использована одиночная линия ЭПР от термохимического ион-радикала (то есть, спектр а). Тогда разложив сложный спектр б, получаем две линии (1, 2). При этом линия 1 может быть отнесена к термохимической компоненте, а линия 2 к радиационной. Для радиационной компоненты также были вычислены согласующиеся с литературными данными эффективные g-факторы:  $g_1=2,0043$ ,  $g_2=2,0026$ ,  $g_3=1,9984$  [5].

Таким образом, проведённые ЭПР-исследования позволяют однозначно подобрать область температур, в которой сигнал от парамагнитных центров в основном обусловлен радиационными ион-радикалам. Это даёт возможность по значениям g-факторов вырожденного спектра диагностировать методом ЭПР Q-диапазона патогенность образцов малого объёма, взятых из приповерхностного слоя исследуемой ткани. Применение данной методики исключает операцию термической обработки, сопровождающейся значительными необратимыми потерями массы образца.

Данные исследования помогают понять механизмы формирования коккартрозной патологии костных тканей и в дальнейшем разработать методику её диагностики.

1. Khaidarshina L.V., Abstracts of XIII International Youth Scientific School, 85 (2010)
2. Khaidarshina L.V, Pudov V. I., Abstracts of XIV International Youth Scientific School, 83 (2011)
3. Лемешева С.А., Автореферат, 177 (2009)
4. ГОСТ Р 22.3.04-96, 30 (1997)
5. Вотяков С.Л., и др. Физико-химические характеристики ископаемых костных остатков млекопитающих и проблема оценки их относительного возраста. Часть 2. Екатеринбург (2009)



Лузика низких температур  
Лузика низких температур



ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА ХОЛЛА В  $GdV_6$

Анисимов М.А.<sup>1</sup>, Глушков В.В.<sup>1</sup>, Богач А.В.<sup>1</sup>, Демишев С.В.<sup>1</sup>, Самарин Н.А.<sup>1</sup>, Филипов В.Б.<sup>2</sup>,  
 Шицевалова Н.Ю.<sup>2</sup>, Левченко А.В.<sup>2</sup>, Случанко Н.Е.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт проблем материаловедения НАНУ, г. Киев, Украина

E-mail: [anisimov.m.a@gmail.com](mailto:anisimov.m.a@gmail.com)

Гексаборид гадолиния ( $GdV_6$ ) является модельным объектом для изучения особенностей формирования основного магнитного состояния в редкоземельных гексаборидах, поскольку  $Gd^{3+}$  ион не содержит орбитальной степени свободы (состояние  $^8S_{7/2}$ ). Однако, магнитная структура  $GdV_6$ , характеризуемая двумя последовательными антиферромагнитными (АФМ) переходами в АФМ(I) ( $T < T_N \approx 15.5$  К) и АФМ(II) ( $T < T^* \sim 4.7$  К) фазы до сих пор является объектом дискуссий [1-2]. Результаты экспериментов по изучению дифракции нейтронов и рентгеновского рассеяния позволили установить соразмерный неколлинеарный тип магнитной структуры с волновым вектором  $\mathbf{k}_m = [1/4, 1/4, 1/2]$  ниже  $T_N$  [1-2]. При этом данные работы [2] указывают на наличие значительной анизотропии в АФМ(II) фазе, для которой зарегистрирован тот же тип магнитной структуры.

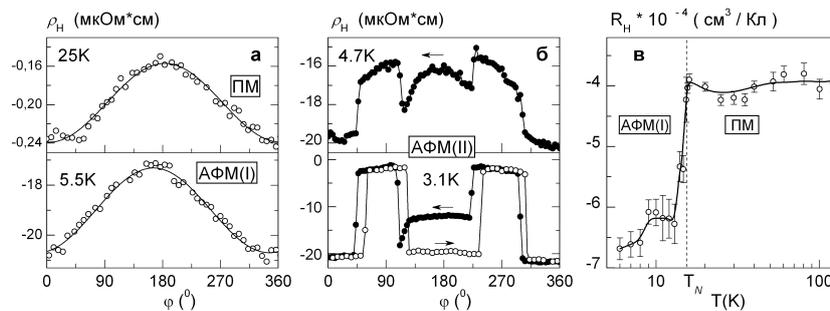


Рис. 1

С целью получения дополнительной информации в работе выполнено исследование эффекта Холла на монокристаллах  $GdV_6$  высокого качества в широкой области температур 2-130 К, в магнитном поле 10 кЭ. На Рис. 1а-б представлены примеры угловых зависимостей холловского сопротивления  $\rho_H(\varphi)$ , полученные при измерениях в парамагнитной (25К), АФМ(I)- (5.5 К) и АФМ(II)- (3.1 К, 4.7 К) фазах  $GdV_6$ . Обнаружено, что в интервале  $T > T^*$  регистрируются синусоидальные зависимости вида  $\rho_H(\varphi) = \rho_{H0} + \rho_{H1} \cos \varphi$ , отвечающие изменению нормальной компоненты вектора  $\mathbf{H}$  по гармоническому закону при вращении образца в магнитном поле. В АФМ(II) фазе  $GdV_6$  ( $T < T^*$ ) наблюдается изменение формы кривой  $\rho(\varphi)$  с формированием особенности в виде меандра. Указанное поведение холловского сопротивления, по-видимому, связано с эффектами перемагничивания, более типичными для ферромагнитных металлов.

Анализ экспериментальных данных Рис. 1а в интервале  $T > T^*$  позволяет оценить амплитуду холловского сопротивления  $\rho_{H1}(T)$  и, тем самым, найти значение коэффициента Холла  $R_H(T)$ , Рис. 1в. Обнаружено, что в парамагнитной фазе  $GdV_6$   $R_H(T)$  практически не зависит от температуры и принимает значение  $R_H \approx -(4.0 \pm 0.1) \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/\text{Кл}$ . Сравнение полученных данных с результатами исследования легких гексаборидов  $PrV_6$ ,  $NdV_6$  [3] указывает на схожее поведение  $R_H(T)$  и приводит к выводу о необходимости учета наряду с РККИ взаимодействием поляризации зонных  $5d$ -состояний для объяснения транспортных свойств  $RV_6$  ( $R - Pr, Nd, Gd$ ).

1. Luca S.E. et al., Physica B, **350**, E39 (2004)
2. McMorro D.F. et al., Physica B, **345**, 66 (2004)
3. Anisimov M.A. et al., arxiv Cond. Mat.:1006.0124v1

## ФЕРМИОН-ФЕРМИОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В РАЗБАВЛЕННОЙ БОЗЕ-КОНДЕНСИРОВАННОЙ ГАЗОВОЙ СМЕСИ

Могилюк Т.И.

Московский физико-технический институт (государственный университет), г.Москва, Россия  
E-mail: [5taras@mail.ru](mailto:5taras@mail.ru)

В работе исследовалось фермион-фермионное взаимодействие в разбавленной ферми-бозе газовой смеси при температурах ниже точки бозе-эйнштейновской конденсации, когда бозевская компонента находится в конденсированном состоянии. Показано, что фермион-фермионное взаимодействие имеет косвенный характер и возникает в результате обмена бозе-частицами в конденсированном или надконденсированном состояниях между двумя фермионами. Обмен конденсатной и надконденсатной частицами даёт короткодействующий вклад в фермион-фермионное взаимодействие, который имеет вид потенциала Юкавы с радиусом взаимодействия, равным корреляционной длине конденсированного бозе-газа. Обмен двумя надконденсатными частицами ведёт к более слабому вкладу во взаимодействие, но имеющему дальнедействующий характер в силу степенного спада с расстоянием между фермионами. В пределе больших расстояний характер взаимодействия определяется звуковым спектром надконденсатных частиц и аналогичен по существу взаимодействию Казимира между двумя атомами в квантовой электродинамике, возникающему в результате обмена фотонами. Изучено влияние бозонной подсистемы на спектр фермионов. Найдена собственно-энергетическая часть в наинизшем приближении по газовому параметру бозонной подсистемы в пределах как вырожденного, так и невырожденного ферми-газа для случая равных масс бозона и фермиона. Вычислена перенормировка массы при фермионных возбуждениях в зависимости от отношения скорости ферми-частиц к скорости звука в бозонной подсистеме. Эффективная масса фермиона всегда увеличивается, указывая на поляронный эффект. Поляронный эффект тем больше, чем меньше скорость фермиона по отношению к скорости звука. Поправка к массе, связанная с прямым фермион-фермионным взаимодействием, оказывается малой по сравнению с поправкой, обусловленной обменом бозонами, пока концентрация бозонов превосходит концентрацию фермионов. Вычислено затухание ферми-частиц вблизи ферми-поверхности. Затухание, вносимое фермион-бозонным взаимодействием, всегда меньше энергии квазичастиц. В невырожденном газе фермионов затухание определяется излучением фермионом бозонного возбуждения – фонона. Затухание носит пороговой характер и возникает при достижении фермионом скорости звука, что не противоречит критерию Ландау. В этом смысле процесс аналогичен черенковскому излучению фотонов при движении в среде сверхсветовых электронов.

1. Могилюк Т.И., ЖЭТФ, **140**, вып. 5, 835 (2011)

Структурные и механические  
свойства твёрдых тел

средства измерения и  
дифференциальные и механические



АВТОБЛОКИРОВКА ( $c+a$ ) ДИСЛОКАЦИЙ В МАГНИИ

Власова А.М.\*, Антонова О.В., Плотников А.В.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [alisa@imp.uran.ru](mailto:alisa@imp.uran.ru)

Эффект автоблокировки, предсказанный теоретически, был обнаружен в результате экспериментов, состоящих из двух ступеней: пластическая деформация с заданной скоростью и последующий нагрев без нагрузки. Доказательством автоблокировки является вытягивание вдоль выделенного направления и наблюдение прямолинейных дислокаций после нагрева без нагрузки. Была обнаружена автоблокировка дислокаций в интерметаллидах  $Ni_3(Al, Nb)$  и  $TiAl$ , а также в  $Ni_3Ge$ . Известно, что в этих интерметаллидах наблюдается аномальный температурный ход предела текучести  $\sigma_y(T)$ . Необходимо было расширить поле исследований автоблокировки и перейти от интерметаллидов к чистым металлам. В качестве металла, в котором можно ожидать наблюдения автоблокировки, был выбран магний из-за того, что в нем ранее наблюдалась аномалия  $\sigma_y(T)$ .

В качестве объекта исследования использовались монокристаллы Mg с ориентировкой вдоль  $c$ -оси. Деформацию монокристаллов осуществляли осадкой на величину 1.5 – 2.0% при температуре  $T = 150^\circ C$ . Затем, когда нагрузка была снята, проводилось медленное охлаждение с печью в течение примерно 1 ч. Такая обработка («медленный спуск») эквивалентна нагреву без нагрузки [1].

После деформации при  $150^\circ C$  наблюдается дислокационная структура из криволинейных дислокаций, которую удаётся зафиксировать благодаря быстрому охлаждению (в воду). В результате медленного охлаждения предварительно деформированного монокристалла происходит радикальное изменение дислокационной структуры: дислокации вытягиваются вдоль выделенных направлений типа  $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ , которые являются линиями пересечения плоскости пирамиды второго рода с плоскостью базиса.

Для прямолинейных дислокаций был проведён  $gb$  анализ. Установлено, что длинные прямолинейные дислокации являются краевыми с вектором Бюргера ( $c + a$ ), лежащим в плоскости пирамиды второго рода (рис. 1).

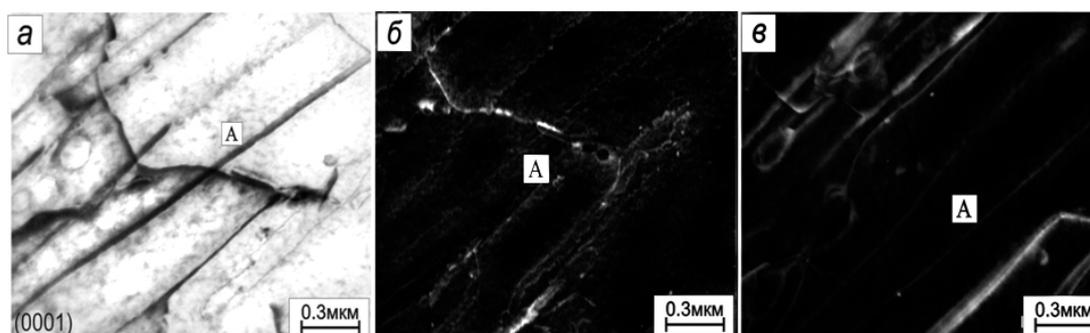


Рис. 1. Прямолинейные краевые дислокации ( $c + a$ ): (а) – светлопольное изображение; (б) и (в) – темнопольное изображение в рефлексах  $g = (\bar{1}101)$  и  $g = (\bar{1}10)$  соответственно.

1. Б.А. Гринберг, М.А. Иванов, О.В. Антонова, А.М. Власова, Н.А. Кругликов, А.В. Плотников, Известия ВУЗов. Физика, **54**, 8, 58 (2011)

## О СОВЕРШЕНСТВЕ КВАРЦЕВОГО СТЕКЛА

Волков П.В.\*, Брызгалов А.Н.

Челябинский государственный педагогический университет, г. Челябинск, Россия

\*E-mail: peter-007@mail.ru

Кварцевое стекло является основным материалом для создания механических резонаторов – волновых твердотельных гироскопов, обладающих высокой добротностью, частотной и временной стабильностью. Одним из главных требований к стеклу для производства качественных изделий является однородная ячеистая структура и минимальное количество газовых пузырей.

Цель работы заключалась в микроскопическом исследовании кварцевых стекол марки КУ-1 и установлении взаимосвязи поверхностных дефектов изделий с результатами абсорбционной спектрофотометрии.

Исследования проводились на цилиндрических заготовках с отполированными торцевыми поверхностями. Резкое снижение интенсивности поглощения до 18% при  $\lambda = 1400$  нм связано с наличием большого количества газовых пустот в образцах. Об этом же факте свидетельствуют результаты микроскопии. Для устранения этого дефекта образцы стекла подверглись прокаливанию (рис. 1) при температуре 1050 – 1100°C.

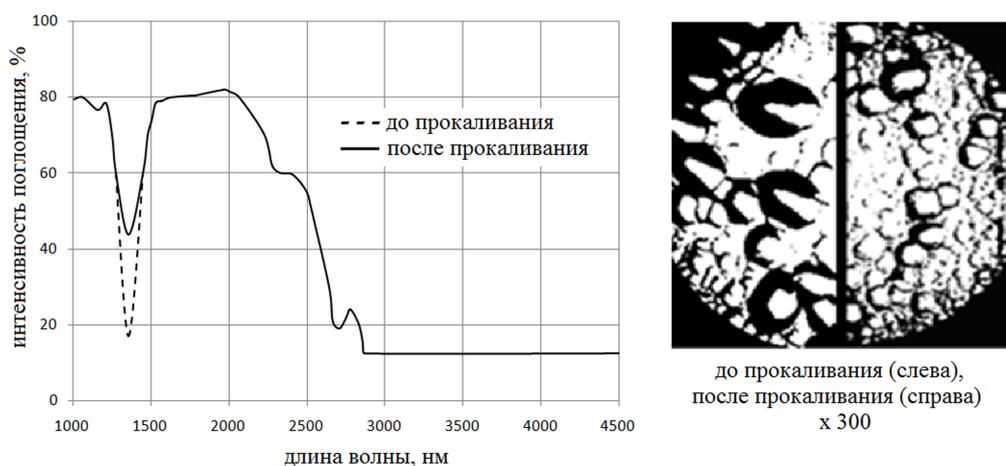


Рис. 1. Результаты спектрофотометрии и микроскопии.

В результате произошло дробление и отеснение пузырей от центра заготовки к ее периферии. Более однородная ячеистая структура отразилась на интенсивности поглощения: при  $\lambda = 1400$  нм зафиксированное снижение – 44%. Полученную дефектную периферийную область с высоким содержанием пузырей можно удалить травлением.

Таким образом, один из способов повышения качества кварцевого стекла – получение однородной ячеистой структуры, т.е. уменьшение воздушных скоплений и пустот. Кроме того, следует отметить, что технология получения стекла и изделий с высокой добротностью на его основе требует тщательного контроля на каждом этапе процесса.

Работа выполнена при поддержке гранта Ректората ЧГПУ.

1. Лунин Б.С., Физико-химические основы разработки полусферических волновых твердотельных гироскопов, МАИ (2005)

## ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ПЕРЕХОДНОЙ ЗОНЫ СОЕДИНЕНИЯ МЕТАЛЛОВ С ОГРАНИЧЕННОЙ ВЗАИМНОЙ РАСТВОРИМОСТЬЮ (СВАРКА ВЗРЫВОМ)

Волкова А.Ю.\*, Гринберг Б.А., Иноземцев А.В., Антонова О.В., Елкина О.А.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [Alyonka\\_wolf@mail.ru](mailto:Alyonka_wolf@mail.ru)

Сварка взрывом – это явление прочного соединения соударяющихся под некоторым углом поверхностей металлических тел, по крайней мере одно из которых разгоняется до скоростей 150 – 1000 м/с продуктами детонации взрывчатого вещества. Центральной проблемой сварки является перемешивание в переходной зоне вблизи границы раздела. Особенно остро она стоит для свариваемых пар, имеющих ограниченную взаимную растворимость. Для изучения этой проблемы были выбраны медь (М1) и тантал (ТВЧ), которые в жидком состоянии образуют несмешивающиеся взвеси.

Параметры сварки взрывом:

(А)  $\gamma = 5,22^\circ$ ,  $V_k = 2680$  м/с,  $V_c = 234$  м/с («Химмаш») – нижняя граница свариваемости;

(В)  $\gamma = 11,8^\circ$ ,  $V_k = 2125$  м/с,  $V_c = 440$  м/с (ВГТУ) – попадает в окно свариваемости, более сильное воздействие, чем «А». Здесь  $\gamma$  – угол соударения,  $V_k$  – скорость точки контакта,  $V_c$  – скорость соударения.

Выявлено, что граница соединения «А» является неоднородной, содержит выступы тантала (более твердого материала) в меди. Обнаружены области серого цвета – зоны локального расплавления, имеющие микрогетерогенную структуру [1]. Предполагается, что серая зона – это застывшая коллоидная система (типа суспензии) из двух несмешивающихся фаз: дисперсная фаза – мелкодробленное вещество (Ta) с линейными размерами, гораздо меньшими 100 нм, а дисперсионная среда – однородное вещество (Cu). Такое наноструктурирование зоны локального расплавления обеспечивает упрочнение всего соединения [2].

Переходная зона соединения «В» отличается от описанной выше, прежде всего, волнообразной границей раздела и большим объёмом расплавов вдоль границы.

Определено, что отсутствие взаимной растворимости не препятствует образованию прочного неразъемного соединения, однако влияет на формирование структуры переходной зоны. Выступы играют роль «гвоздей», сшивающих два металла. Перемешивание происходит в зонах расплавления благодаря циркуляции расплава, что предотвращает расслоение коллоидной системы на составляющие за время, необходимое для застывания расплава.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 10-02-00354, и междисциплинарного проекта УрО РАН № 09-М-12-2002.

1. Гринберг Б.А., Иванов М.А., Рыбин В.В. и др., Деформация и разрушение материалов, **9**, 34 (2011)
2. Гринберг Б.А., Елкина О.А., Антонова О.В., Иноземцев А.В. и др., Автоматическая сварка, **7**, 24 (2011)

ФОРМИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ УПОРЯДОЧЕННЫХ  
МЕДНО-ЗОЛОТЫХ СПЛАВОВ И ИХ СВОЙСТВАБуйнова Л.Н., Гохфельд Н.В.\*, Коуров Н.И., Пилюгин В.П., Пушин В.Г.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [gokhfeld@imp.uran.ru](mailto:gokhfeld@imp.uran.ru)

Атомноупорядоченные медно-золотые сплавы обладают важными электрорезистивными, коррозионными, а также другими интересными физическими свойствами, поэтому такие материалы часто применяются в качестве контактных и резистивных материалов. Наряду с заданными характеристиками электрического сопротивления и ряда других физических свойств они также должны обладать необходимыми высокими механическими свойствами. Целью работы являлось создание в сплавах наноструктурного состояния с сохранением атомного порядка.

Для изучения влияния пластической деформации кручением под высоким давлением (КВД) на структуру исходного зерна выбрали модельный сплав  $\text{Cu}_3\text{Au} + 4\% \text{Ag}$  и сплав 585 пробы. Первый сплав при упорядочении имеет сверхструктуру типа  $\text{L1}_2$ . Состав  $\text{Cu}_{72}\text{Au}_{24}\text{Ag}_4$  был выбран, поскольку он является первым сплавом, в котором ранее были совмещены два вида фазовых превращений: упорядочение и старение [1], и, кроме того, он по своему составу максимально приближен к 585 пробе – сплаву, широко используемому в ювелирной промышленности. Изучение структуры сплавов проводили в исходном состоянии, а также после пластической деформации КВД и последующих отжигов на просвечивающем электронном микроскопе JEM-200CX, Tescan G2 30 и сканирующем электронном микроскопе Quanta 200, оснащённом элементным микроанализом. Исследование механических свойств проводились прибором Nanotest трёхгранным индентором Берковича. Электросопротивление измеряли четырёхконтактным потенциометрическим методом на постоянном токе от температур кипения жидкого азота до 900 К (627°C). Пластическую деформацию КВД сплавов выполняли на наковальнях Бриджмена, давление варьировали в интервале 6 – 9 ГПа. Отжиг сплавов выполняли в кварцевых ампулах, откаченных до  $10^{-4}$ , при различных температурах и выдержках. В сплаве  $\text{Cu}_3\text{Au} + 4\% \text{Ag}$  наблюдался эффект торможения роста атомноупорядоченных нанозерен при отжиге за счёт барьерного действия дисперсных выделений на основе серебра. При этом твердость сплавов возросла в 1,5 раза по сравнению с обычным поликристаллическим состоянием. Использование пластической деформации КВД и последующего отжига позволило впервые получить наноструктурные сплавы на основе  $\text{Cu} - \text{Au}$ .

Таким образом, в работе были улучшены механические свойства упорядоченного сплава путем измельчения зерна и создания в сплаве нанокристаллической структуры с помощью пластической деформации КВД. При этом очень важным условием явилось сохранение упорядоченной структуры в сплаве, для этого был проведен ряд дополнительных отжигов, позволяющих восстановить упорядоченное состояние [2], что параллельно приводило также к увеличению размера зерна после деформации, тем самым, сократив протяженность границ, улучшить электрические свойства сплава. Данный способ может быть эффективно использован для получения высокопрочных наноструктурных резистивных и электроконтактных материалов на основе атомноупорядоченных сплавов.

1. Шашков О.Д., ФММ, **100**, 6 (2005)
2. Пушин В.Г., Пилюгин В.П., Буйнова Л.Н., Коуров Н.И., Тетерина Т.М., Ширинкина И.Г., Нанотехнология и физика функциональных нанокристаллических материалов (Сб. научн. трудов), **2**, 192 (2005)

УПРУГИЕ СВОЙСТВА СПЛАВА С ВАЛЕНТНЫМ ПЕРЕХОДОМ  $\text{Sm}_{1-x}\text{Y}_x\text{S}$ 

Беломестных В.Н., Соболева Э.Г., Емельянов М.А.

Юргинский технологический институт (филиал) Томского политехнического университета,  
г. Юрга, РоссияE-mail: [sobolevaeno@mail.ru](mailto:sobolevaeno@mail.ru)

В последние годы повышенный интерес представляют исследования материалов с отрицательным коэффициентом Пуассона ( $\sigma < 0$ ), которые получили наименование «ауксетики» [1]. Изучаются механизмы и устанавливаются критерии появления отрицательных коэффициентов Пуассона в изотропных и анизотропных твёрдых телах [2]. В настоящей работе исследуется взаимосвязь отношений скоростей звука и коэффициентов Пуассона на примере только одной системы  $\text{Sm}_{1-x}\text{Y}_x\text{S}$ , но более детально, чем в [3]. Выбор этого объекта обусловлен тем, что постоянная  $c_{12}$  по результатам эксперимента [4] в зависимости от концентрации иттрия в сульфиде самария принимает как положительные, так и отрицательные значения. Данное обстоятельство позволит более однозначно трактовать границы отношений скоростей звука при переходе смешанной системы в ауксетичное состояние. Кроме этого,  $\sigma < 0$  в  $\text{Sm}_{1-x}\text{Y}_x\text{S}$  регистрируется вблизи валентного перехода  $\text{Sm}^{2+} \rightarrow \text{Sm}^{3+}$ , а изучение материалов с промежуточной валентностью в свете одновременного проявления ими аномальных деформационных свойств представляет вполне самостоятельный интерес.

В табл. 1 помещены упругие ( $B, G, E, \sigma$ ), акустические ( $v_L, v_\ell, v_t, \bar{v}_{\ell a}, \bar{v}$ , где  $\bar{v}_{\ell a}, \bar{v}$  – средне-квадратичная и средняя скорости) свойства, критерий хрупкости-пластичности ( $B/G$ ) поликристаллов сплава  $\text{Sm}_{1-x}\text{Y}_x\text{S}$ . Здесь же показаны величины и знаки относительных скачков всех параметров таблицы при критической концентрации компонент сплава ( $\text{Sm}_{0,85}\text{Y}_{0,15}\text{S}$ ). Приведённые в таблице скачки упругих и акустических параметров поликристалла сплава  $\text{Sm}_{0,85}\text{Y}_{0,15}\text{S}$  достаточно велики и соотносимы с аналогичными изменениями для монокристалла этого же состава сплава.

	B	G	E	$\sigma$	$v_L$	$v_\ell$	$v_t$	$\bar{v}_{\ell a}$	$\bar{v}$	B/G
	ГПа				м·с <sup>-1</sup>					
SmS	50,33	36,50	88,18	0,208	4171	3937	2533	3174	2800	1,379
$\text{Sm}_{0,91}\text{Y}_{0,09}\text{S}$	45,67	38,28	89,76	0,172	4090	3941	2573	3161	2832	1,193
$\text{Sm}_{0,75}\text{Y}_{0,25}\text{S}$	8,33	48,05	49,32	-0,487	3448	2846	2809	3037	2969	0,173
$\text{Sm}_{0,58}\text{Y}_{0,42}\text{S}$	25,68	50,36	91,36	-0,093	3994	3962	2942	3330	3169	0,510
$\text{Sm}_{0,20}\text{Y}_{0,80}\text{S}$	79,67	48,88	121,74	0,245	5286	4846	3071	3950	3407	1,630
YS	96,95	48,88	125,54	0,284	5794	5098	3181	4235	3546	1,983
$\text{Sm}_{0,85}\text{Y}_{0,15}\text{S}$	-100,0	+13,8	-92,2	-647,6	-21,9	-43,8	+6,7	-7,3	+2,6	-100,0

Таблица 1. Упругие модули, коэффициент Пуассона, скорости звука, отношение модулей, поликристалла сплава  $\text{Sm}_{1-x}\text{Y}_x\text{S}$  и скачки указанных характеристик при критической концентрации компонент (%)

1. Конёк Д.А., Войцеховски К.В., Плескачевский Ю.М., Шилько С.В., Механика композитных материалов и конструкций, **10**, 35 (2004)
2. Tokmakova S.P., Phys. Stat. Sol., **242**, 721 (2005)
3. Беломестных В.Н., Соболева Э.Г., Сб. трудов XXII сессии Росс. акуст. общества и Сессии Научного совета РАН по акустике, **I**, 66 (2010)
4. Hailing Tu, Saunders G.A., Yogurtzu Y.K., Bach H., Methfessel S., Phys. C: Solid state Phys, **17**, 4559 (1984)

## ВЛИЯНИЕ ВЕЛИЧИНЫ АУСТЕНИТНОГО ЗЕРНА И ДЕФОРМАЦИИ НА ФОРМИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СТАЛИ КЛАССА ПРОЧНОСТИ К60

Счастливец В.М., Табатчикова Т.И.\*, Яковлева И.Л., Егорова Л.Ю., Клюева С.Ю.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [tabat@imp.uran.ru](mailto:tabat@imp.uran.ru)

Повышение требований к уровню прочностных свойств современных высокопрочных низколегированных сталей, используемых для изготовления труб большого диаметра применительно к магистральным трубопроводам, предусматривает формирование в них кроме ферритной структуры, второй составляющей, которой является не перлит, а бейнит. Несмотря на проведенные исследования в данном направлении, остаются неясными вопросы, касающиеся влияния параметров термомеханической обработки на возможность получения структуры, обеспечивающей высокие механические свойства. Целью настоящей работы являлось исследование влияния предварительной деформации аустенита, величины его зерна и скорости охлаждения на тип и количественное соотношение структурных составляющих, а также морфологию бейнита, формирующегося после  $\gamma \rightarrow \alpha$  превращения в стали 06Г2НДБ.

Для изучения влияния этих факторов на формирование структуры в лабораторных условиях осуществляли имитацию шести режимов термической и термомеханической обработки. Количественный анализ структурных составляющих и определение морфологии бейнита проводились методами металлографии и просвечивающей электронной микроскопии.

Результаты исследования показали, что в случае, если  $\gamma \rightarrow \alpha$  превращение претерпевает мелкозернистый недеформированный аустенит, то при скорости охлаждения  $10^\circ/\text{сек}$  формируется структура, состоящая на 50% из полигонального феррита и 50% бейнита, имеющего в основном игольчатое строение. При меньшей скорости охлаждения ( $3^\circ/\text{сек}$ ) увеличивается доля продуктов высокотемпературного распада, конечная структура состоит из  $\sim 70\%$  феррита,  $\sim 25\%$  игольчатого бейнита и 5% перлита. Деформация аустенита с мелким зерном кардинальным образом меняет характер структуры, формирующейся после  $\gamma \rightarrow \alpha$  превращения – увеличивается доля феррита, а количество бейнита, образующегося из деформированного аустенита, значительно уменьшается. При охлаждении крупнозернистого деформированного аустенита со скоростью  $10^\circ/\text{сек}$  в стали формируется структура, состоящая на 100% из игольчатого бейнита. Снижение скорости охлаждения до  $3^\circ/\text{сек}$  приводит к увеличению доли полигонального феррита (до 15%) и снижению доли бейнита. Кроме того, было обнаружено, что наряду с участками речного бейнита появляются бейнитные участки, характеризующиеся наличием мелких субзерен, разориентированных на угол  $5 - 7^\circ$ .

В результате исследований было выявлено, что кинетика распада переохлажденного аустенита низкоуглеродистой низколегированной стали класса К60 в значительной степени зависит от размера аустенитного зерна и горячей пластической деформации аустенита. Деформация замедляет развитие бейнитного превращения и, напротив, ускоряет развитие ферритного распада.

Увеличение размера зерна деформированного аустенита способствует развитию бейнитного превращения. При термомеханической обработке стали К60 невозможно получение большого количества бейнита в конечной структуре, если в результате горячей деформации сформировался аустенит с мелким зерном.

При термомеханической обработке низкоуглеродистой низколегированной стали морфология конечной структуры бейнита зависит от размера зерна горячедеформированного аустенита. Образование структуры бейнита с развитым субзерненным строением происходит преимущественно в том случае, когда деформированный аустенит перед превращением характеризовался крупным размером зерна.

## КОМПЛЕКСНЫЙ ПОДХОД К МИКРОСКОПИЧЕСКИМ ИССЛЕДОВАНИЯМ НАНОЧАСТИЦ

Корнеев Д.В.<sup>1,2\*</sup>, Шикина Н.В.<sup>1</sup>, Исмагилов З.Р.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, г. Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>ФБУН ГНЦ ВБ «Вектор» Роспотребнадзора, Новосибирская обл., Кольцово, Россия

\*E-mail: [d.v.korneev@ngs.ru](mailto:d.v.korneev@ngs.ru)

Наночастицами называют аморфные или кристаллические структуры, размер которых не превышает 100 нм. Основными инструментами визуализации таких объектов являются сканирующая зондовая и электронная микроскопия.

Целью данной работы является разработка методик, позволяющих наиболее эффективно использовать возможности АСМ и ПЭМ для характеристики наночастиц и их взаимодействий с биологическими объектами.

Снимки, полученные методом ПЭМ, позволяют с большой точностью определить геометрические параметры наночастиц на плоскости, при этом они не всегда характеризуют вертикальный размер частиц и свойства их поверхности. Другим ограничением метода ПЭМ, актуальным для большинства стандартных микроскопов (в частности, для использовавшегося в данной работе Jeol JEM 1400, номинальное разрешение которого по точкам составляет 0,4 нм), является невозможность отделения на снимках сверхмалых (< 1 нм) частиц исследуемого образца от артефактов подложки.

Применение АСМ позволяет получить дополнительную информацию об исследуемом образце и компенсировать вышеописанные артефакты ПЭМ. Обладая субнанометровым разрешением по вертикальной координате, АСМ дает возможность визуализировать мельчайшие частицы вплоть до состоящих из нескольких десятков атомов. АСМ-снимок представляет собой топографическую карту поверхности, содержащую информацию о высоте каждой точки над нулевым уровнем. Горизонтальные размеры объектов на АСМ-снимке всегда превышают реальные. Это связано с тем, что АСМ-снимок является сверткой поверхности образца с поверхностью зонда, который, являясь материальным объектом, имеет некоторый размер. Визуализация зонда, с использованием которого был выполнен АСМ-снимок, позволяет минимизировать данный артефакт путем цифровой обработки изображения (деконволюция для известной геометрии зонда). Комплексное применение ПЭМ (визуализация наночастиц и зонда АСМ с высоким разрешением) и АСМ (сканирование поверхности, на которую нанесены наночастицы) позволяет получить об исследуемых частицах значительно более подробные сведения, чем каждый из этих методов в отдельности.

Одним из методов измерения сил связывания наночастиц с различными субстратами является атомно-силовая спектроскопия [1]. Для осуществления силовых измерений наночастицы фиксируют на поверхности АСМ-зонда [2]. ПЭМ-снимки поверхности зонда позволяют убедиться в наличии на ней наночастиц.

В нашей работе показано, что согласованное применение методов АСМ и ПЭМ позволяет увеличить качество характеристики наноматериалов и значительно увеличить точность силовых измерений методом атомно-силовой спектроскопии.

Работа поддержана грантами Интегр. программы СО РАН № 61, Интегр. программы СО РАН № 9 и Программы Минобр. РФ «Развитие научного потенциала высшей школы», проект № 2.1.1./5642.

1. Butt H.J., Cappella B., Kappl M., Surface Science Reports, **59** (2005)

2. Xing M. et al., Adhesion Force Studies of Nanofibers and Nanoparticles. Langmuir, **26**, 14 (2010)

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В УСЛОВИЯХ ВСЕСТОРОННЕГО СЖАТИЯ ДЛЯ СОЗДАНИЯ НОВЫХ СТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЙ В МАГНИИ

Кругликов Н.А.\* , Каменецкий Б.И., Клюкин И.А.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [nick@imp.uran.ru](mailto:nick@imp.uran.ru)

Практически все свойства металлов и сплавов напрямую зависят от степени дисперсности их структуры. Для существенного повышения функциональных свойств материалов требуется значительная фрагментация структурных элементов, для чего используются различные способы интенсивного воздействия. Однако большинство из таких методик применимо лишь к тонким фольгам, а наноструктурирование массивных материалов, как правило, связывают с равноканально-угловым прессованием (РКУП). В настоящей работе предлагаются методы и подходы, позволяющие деформировать массивные образцы практически любого малопластичного материала. В данном случае в качестве объекта исследования выбран чистый магний.

Магний является малопластичным ГПУ-металлом, деформация которого осуществляется в основном скольжением по плоскостям базиса. Обычно деформацию магния на высокие степени пытаются осуществить с использованием гидроэкструзии. Однако, даже в этом случае необходим подогрев до 100°C, снижение температуры обработки до комнатной приводит к растрескиванию образцов [1]. Необходимость поддерживать повышенную температуру в процессе деформации магния ограничивает возможности по измельчению зерна в нем. Так, по данным работы [2], размер зерна в образцах чистого магния оставался больше 100 мкм даже после двух проходов по методике РКУП (при температуре 400°C). Успешные эксперименты по проведению интенсивной пластической деформации массивных образцов из магния при комнатной температуре в литературе не описаны.

Наша методика базируется на идеях, выдвинутых ранее в Институте металлургии РАН член-корреспондентом РАН И.М. Павловым и др. Предлагаемый подход успешно апробирован нами на магниевых образцах, помещённых в обойму из меди [3]. Поскольку в нашем случае гидростатическое давление передаётся на образец не жидкостью, а твёрдым телом, данная методика выгодно отличается от известных тем, что позволяет деформировать образцы на большие степени как при комнатной, так и при криогенной температурах. На разработанную авторами методику интенсивной пластической деформации материалов в условиях всестороннего сжатия путём осадки в металлической обойме в настоящее время оформляется патент.

В проведённых нами предварительных экспериментах деформация магниевых образцов на сжатие достигала 70% (в обычных условиях пластичность магния в литом состоянии не превышает 8%). Развитие применяемой методики позволило реализовать обратное выдавливание. Структура, физико-механические и функциональные свойства магния после такого интенсивного воздействия представляют несомненный научный и практический интерес, но до сих пор не изучены. Более того, при проведении предварительных экспериментов было установлено, что листы магния, испытавшие сильную пластическую деформацию по описанной методике, могут быть продеформированы дальше на очень высокие степени без промежуточных отжигов вплоть до тонкой фольги. Природа обнаруженного явления не выяснена. Поскольку размер зерна в данном структурном состоянии не превышает 1-2 мкм, можно предположить, что мы реализовали состояние сверхпластичности в магнии. Толщина полученной нами магниевой фольги (50 мкм) недостижима для традиционных методик обработки, структура, физико-механические и функциональные свойства материала в таком состоянии представляют как научный, так и практический интерес.

1. Swoistek J. et al., Mat. Sci. Eng., **A424**, 223 (2006)
2. Yamashita A. et al., Mater. Sci. Eng., **A300**, 142 (2001)
3. Кругликов Н.А., Каменецкий Б.И., Власова А.М., Волкова А.Ю., Сборник материалов XIX Петербургских чтений по проблемам прочности, 226 (2010)

## МЕССБАУЭРОВСКИЙ АНАЛИЗ МЕХАНОАКТИВИРУЕМОГО СИНТЕЗА ДИСПЕРСНО-УПРОЧНЕННЫХ НИТРИДАМИ ОЦК СПЛАВОВ Fe – Cr

Козлов К.А., Ляшков К.А.\*, Литвинов А.В.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [prankster@uralweb.ru](mailto:prankster@uralweb.ru)

С целью создания сталей с новыми функциональными свойствами активно разрабатываются дисперсно-упрочненные стали системы Fe – Cr – N как альтернатива углеродистым сталям. В последние годы в связи с развитием методов интенсивной пластической деформации появилась возможность механического легирования азотом сталей и сплавов [1]. В настоящей работе с использованием мессбауэровской спектроскопии, а так же методов рентгеноструктурного анализа и электронной микроскопии исследовано механическое легирование азотом железа и специально-легированного алюминием сплава Fe – 5Al в шаровой планетарной мельнице.

Из расчёта функции распределения эффективного поля  $\rho(H)$  мессбауэровского спектра (см. рис. 1) показано, что при синтезе в шаровой мельнице смеси Fe + 20 мас.% CrN формируется твёрдый раствор хрома и азота в ОЦК матрице железа со средним содержанием примеси хрома 1 – 2 ат.%. Появление азота в твёрдом растворе внедрения обнаружено по появлению позиций азота в первой (B), второй (A'), а также третьей и четвертой (A) координационных сферах относительно резонансного железа. В случае синтеза с матрицей сплава Fe – 5Al объем растворенного нитрида CrN увеличивается в несколько раз с формированием ближнего атомного порядка по железу и хрому.

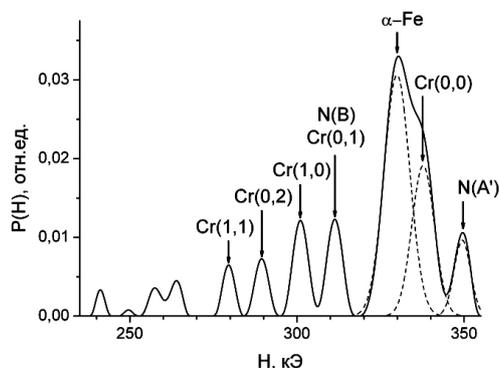


Рис. 1. Функция распределения эффективного поля  $\rho(H)$  мессбауэровского спектра.

Последующий отжиг образцов, полученных из смесей железа с CrN, приводит к выходу хрома из матрицы с образованием вторичных нитридов CrN и Cr<sub>2</sub>N. Отжиг механически синтезированного сплава на основе матрицы Fe – 5Al приводит к замещению алюминия атомами хрома в ближайших двух координационных сферах (в среднем ~ 2 ат.% хрома) относительно железа и формированию вторичных нитридов. Таким образом, в процессе циклического деформационно-индуцированного фазового превращения «растворение-выделение» нитридов CrN формируется сплав Fe – Cr с распределенными в матрице дисперсными фазами внедрения – нитридами. Представленный способ механического легирования азотом с использованием малоустойчивого нитрида CrN аналогичен способу создания дисперсно-

упрочненных оксидами сталей, в которых используются малоустойчивые оксиды железа, растворяемые в специально легированных химически активными элементами (Ti, Zr, Y и др.) сплавах [2].

1. Shabashov V.A., Borisov S.V., Zamatovsky A.E., Vildanova N.F., Mukoseev A.G., Litvinov A.V., Shepatkovsky O.P., Mater. Sci. Eng., **A452-453**, 575 (2007)
2. Сагарадзе В.В., Литвинов А.В., Шабашов В.А., Вильданова Н.Ф., Мукошеев А.Г., Козлов К.А., ФММ, **101**, 618 (2006)

ИССЛЕДОВАНИЕ КАТИОННОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ В ОЛИВИНАХ  
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОЛНОПРОФИЛЬНОГО АНАЛИЗА РИТВЕЛЬДА В  
ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ

Маканов С.В.\*, Чукин А.В., Петрова Е.В.

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [mazzzik\\_i@mail.ru](mailto:mazzzik_i@mail.ru)

Природные оливины  $(\text{Mg, Fe})_2\text{SiO}_4$  являются фундаментальными составляющими верхней мантии Земли и являются важными минералами метаморфических пород. Кроме того, они встречаются в некоторых видах метеоритов. Знание их структурных свойств важно для интерпретации термодинамических состояний в коровых и мантийных породах, а так же для определения минеральной истории охлаждения земных и внеземных объектов. Благодаря сравнительно простой структуре с двумя различными катионными узлами, оливины хорошо подходят для систематических исследований распределения их катионов. В оливине  $(\text{Mg, Fe})_2\text{SiO}_4$  ионы  $\text{Fe}^{2+}$  и  $\text{Mg}^{2+}$  занимают две неэквивалентные октаэдрические структурные позиции М1 и М2. Различия в кристаллографическом окружении этих двух позиций приводят к неравномерному распределению катионов между ними в зависимости от состава, давления, температуры, термической истории и т.п.

Целью данной работы являлось исследование фазового состава порошков оливинов метеоритного происхождения (омолон и сеймчан) [1] и анализ распределения ионов  $\text{Fe}^{2+}$  по позициям М1 и М2. Обработка дифрактограмм (рис. 1) с использованием метода полнопрофильного анализа Ритвельда показала, что распределение ионов  $\text{Fe}^{2+}$  по позициям М1 и М2 близко друг к другу с некоторым преобладанием в позиции М1. Полученные результаты подтверждают данные мёссбауэровской спектроскопии, проведённой для этих образцов.

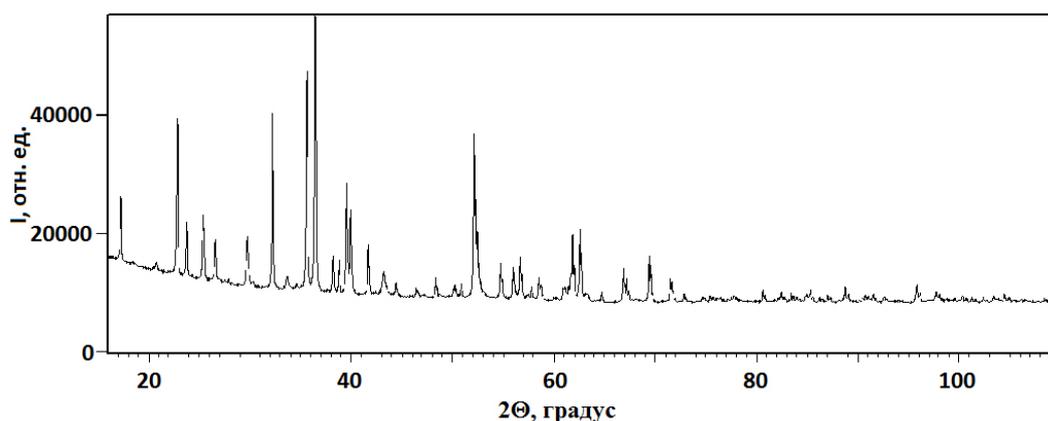


Рис. 1. Дифрактограмма исследуемого образца  $(\text{Mg, Fe})_2\text{SiO}_4$ .

Работа выполнена при частичной поддержке ФЦП Кадры, Государственный контракт № П1154.

1. Sharygin V.V., Kovyazin S.V., Podgornykh N.M., Book of abstracts LPSC XXXVII, 1235 (2006)

## ПОЛУЧЕНИЕ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ В СТРУКТУРЕ БЕЗУГЛЕРОДИСТОЙ КОРРОЗИОННОСТОЙКОЙ СТАЛИ

Озерец Н.Н.\*, Мальцева Л.А., Шарапова В.А.

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: ozerets@mail.ru

На кафедре металловедения УрФУ были разработаны теоретические основы получения новых практически безуглеродистых коррозионностойких алюминий-содержащих сталей, выполнен поиск их рациональных составов, выплавлены стали новых составов на Fe–Cr–Ni основе с дополнительным легированием Co, Mo, Ti, Al.

Новые высокопрочные коррозионностойкие материалы выгодно отличаются от применяемых в настоящее время в промышленности коррозионностойких сталей 12X18H10T и 30X13 большей прочностью, технологичностью, упругостью, теплостойкостью. При разработке технологии производства упругих элементов для приборостроения, машиностроения и медицины из исследуемых сталей были реализованы все возможные механизмы упрочнения. Высокая технологичность новых сталей позволяет существенно сократить число операций промежуточных смягчающих термических обработок в процессе изготовления высокопрочной проволоки с нанокристаллической структурой, что приведет к снижению стоимости медицинского инструмента и упругих элементов.

Исследуемая сталь аустенитного класса обладает высокой коррозионной стойкостью, а особое легирование (кобальтом и никелем), высокая чистота сталей и пониженное содержание углерода ( $C \leq 0,03\%$ ) обеспечивают высокую пластичность, позволяющую проводить интенсивные пластические деформации с чрезвычайно высокими степенями обжатия ( $e \geq 4, 15$ ), что позволяет добиться объемного наноструктурирования материала. В закаленном состоянии сталь обладает высокой пластичностью и технологичностью. Холодная пластическая деформация приводит к образованию практически 100% мартенсита деформации и существенному повышению прочности. Последеформационное старение стали приводит к дополнительному повышению прочностных свойств наноструктурного материала за счет распада пересыщенного твердого раствора при старении с образованием упорядоченной интерметаллидной фазы NiAl с размером 6 – 10 нм (рис. 1).

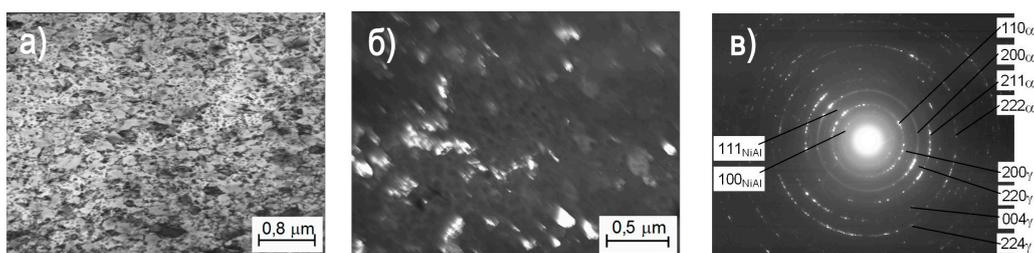


Рис. 1. Структура стали 03X14N11K5M2ЮТ после закалки от 1000°C, деформации  $e = 2, 32$  и старения при 500°C (1 ч.); а) – светлопольное изображение; б) – темнопольное изображение в рефлексе  $\alpha$ -фазы (110); в) – микродифракция.

Таким образом, исследуемая аустенитная сталь в результате правильно подобранного легирования сочетает в себе достоинства трех сталей: метастабильных аустенитных сталей, трип-сталей и мартенситно-старееющих сталей. В результате использования всех возможных механизмов упрочнения было достигнуто высокопрочное состояние с нанокристаллической структурой и прочностью более 2500 МПа.

Работа выполнена в рамках конкурса для молодых ученых УрФУ, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (темы 62261, 62265).

## ОСОБЕННОСТИ УЛЬТРАМЕЛКОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ В95 и АМц, ПОЛУЧЕННЫХ С ПОМОЩЬЮ ДИНАМИЧЕСКОГО КАНАЛЬНОУГЛОВОГО ПРЕССОВАНИЯ

Петрова А.Н.\*, Ширинкина И.Г., Астафьев В.В.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [petrovanastya@yahoo.com](mailto:petrovanastya@yahoo.com)

В данной работе проведено сравнение особенностей структурообразования неупрочняемого термической обработкой сплава АМц и упрочняемого сплава В95 при динамическом канально-угловом прессовании (ДКУП) со сверхвысокими скоростями деформации  $10^3 - 10^5 \text{ с}^{-1}$ . Особенности ДКУП заключаются в возможности нагружения материалов в сложных полях механического сдвига и ударной волны.

Согласно результатам ПЭМ, в процессе ДКУП в высокопрочном сплаве В95 формируется фрагментированная ультрамикроструктурная (УМК) структура со средним размером кристаллитов 200 нм, с высокой плотностью решеточных дислокаций и размытыми неравновесными большеугловыми границами.

При ДКУП сплава АМц формируется дисперсная УМК структура со средним размером кристаллитов 400 – 600 нм. Установлено, что в этом сплаве формирование УМК структуры проходит несколько стадий, связанных с двумя механизмами ее образования – фрагментацией и динамической рекристаллизацией. Микротвердость УМК сплавов после ДКУП превышает исходную микротвердость в 1,5 раза.

Исследование механических и термодинамических характеристик образцов из сплавов В95 и АМц в крупнозернистом состоянии и с УМК структурой проводилось посредством динамических испытаний на сжатие на установке РСГ-25, реализующей традиционный метод Кольского с использованием разрезного стержня Гопкинсона. Скорость ударника в экспериментах составляла 30 м/с, что обеспечивало скорость деформации образца, равную  $5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ . Для записи поля температуры использовалась инфракрасная камера CEDIP Silver 450 М. Динамические характеристики определялись на основе анализа отраженного и прошедшего импульсов с учетом конечной величины деформации образцов. Рассчитана доля диссипированной энергии в процессе динамического сжатия, что позволило определить влияние дисперсности структуры материала на способность к поглощению и диссипации приложенной энергии. Доля диссипированной энергии у мелкокристаллических образцов увеличивается по сравнению с крупнокристаллическими.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Программы фундаментальных исследований Президиума РАН (проект № 09-П-2-1017), Президиума УрО РАН (проект № 11-2-11-ЯЦ), проекта РФФИ № 11-03-00047 и Молодежного инновационного проекта УрО РАН И1.

## ВЛИЯНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ В НАКОВАЛЬНЯХ БРИДЖМЕНА НА СТАТИЧЕСКУЮ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИЮ МЕДИ ПРИ ПОСЛЕДУЮЩЕМ НАГРЕВЕ

Покрышкина Д.К.\* , Дегтярев М.В., Чашухина Т.И., Воронова Л.М.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [highpress@imp.uran.ru](mailto:highpress@imp.uran.ru)

В материалах, например в железе, в которых большая пластическая деформация в наковальнях Бриджмена не сопровождается динамической рекристаллизацией (ДР), увеличение степени деформации приводит к измельчению и повышению однородности деформационной структуры и, вследствие этого, к возрастанию ее термической стабильности [1]. Динамическая рекристаллизация позволяет так же измельчить структуру и достичь ее размерной однородности. Целью работы было исследовать влияние динамической рекристаллизации на рост зерна при нагреве.

Исследована бескислородная медь марки М0б (чистотой 99.97%), в которой разную степень развития ДР можно получить при деформации сдвигом под давлением при комнатной температуре. При угле поворота наковальни ( $\varphi$ ) 45 градусов деформация заканчивается в условиях, соответствующих появлению в структуре меди первых ДР зерен размером 0.3 – 0.35 мкм, а после 5 оборотов наковальни ДР развивается во всем объеме материала ( $d_{\text{ср.}} = 0.2$  мкм) [2]. Деформированные образцы отжигали при 100°C от 1 до 10 часов, при 150°C, 200°C, 300°C и 400°C от 3 минут до 1 часа. Температура начала статической рекристаллизации в умеренно деформированной меди – 120°C.

При всех температурах отжига, независимо от того, в какой степени при деформации протекала ДР, не удается сохранить субмикронный размер зерна. Наибольшее влияние ДР проявляется при температурах 100 и 150°C, т.е. когда термоактивируемые зародыши отсутствуют, или их количество невелико. Независимо от исходного состояния после отжига, при 100°C в течение 10 часов остается около 10% нерекристаллизованной структуры, и наблюдается значительная разнотернистость. Средний размер рекристаллизованного зерна достигает 20 – 25 мкм, размеры элементов структуры нерекристаллизованной матрицы остаются неизменными (0.3–0.2 мкм). Рекристаллизация при 150°C завершается за 1 час, и более крупное статически рекристаллизованное зерно ( $d_{\text{ср.}} = 26$  мкм) наблюдается в исходной ДР структуре ( $\varphi = 5$  оборотов), в то время как в случае минимальной степени протекания ДР ( $\varphi = 45$  градусов) формируется существенно более мелкое зерно –  $d_{\text{ср.}} = 9$  мкм. Отжиг при более высокой температуре приводит к росту зерна в образцах с малой долей ДР зерен аналогично тому, как наблюдали ранее в железе [1]. Однако в полностью ДР материале средний размер зерна при повышении температуры отжига уменьшается ( $d_{\text{ср.}} = 14$  мкм после отжига при 400°C, 1 ч), и возрастает размерная однородность структуры. Размер зерна при статической рекристаллизации определяется соотношением скорости зарождения и скорости роста. ДР создает зародыши рекристаллизации, которые начинают расти в процессе отжига без инкубационного периода, и при температуре 100 – 150°C размер рекристаллизованного зерна определяется только скоростью роста. При более высоких температурах отжига за счет термоактивированного зарождения плотность центров рекристаллизации резко возрастает, и размер зерна уменьшается.

Таким образом, деформация в условиях ДР приводит к формированию наиболее крупнозернистой и размерно неоднородной структуры при низкотемпературной статической рекристаллизации и, напротив, обеспечивает более мелкозернистую структуру после статической рекристаллизации при 400°C.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы Уральского отделения РАН № 09-М-23-2009 и проекта РФФИ № 11-03-00401. Электронно-микроскопическое исследование выполнено в ЦКПЭМ ИФМ УрО РАН.

1. Дегтярев М.В., Воронова Л.М., Чашухина Т.И., ФММ, **71**, 2 (2007)
2. Покрышкина Д.К., Дегтярев М.В., Копылов В.И., Чашухина Т.И., Воронова Л.М., Деформация и разрушение материалов, **4**, 19 (2011)

## ВЛИЯНИЕ АТОМОВ ПРИМЕСИ НА СКОРОСТЬ ДИФФУЗИИ ЛИТИЯ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОМ КРЕМНИИ

Попов З.И.<sup>1,2\*</sup>, Федоров А.С.<sup>2</sup>, Федоров Д.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Сибирский государственный аэрокосмический университет  
им. М.Ф. Решетнева, г. Красноярск, Россия

<sup>2</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского, г. Красноярск, Россия

\*E-mail: [zipcool@bk.ru](mailto:zipcool@bk.ru)

Квантово-химическим методом DFT исследовано влияние атомов примесей {Al, B, C, Ge, P} на скорость диффузии лития в кристаллическом кремнии. Для этого произведён расчёт величин потенциальных барьеров для переходов атома лития между потенциальными минимумами вблизи атомов примеси.

В работе [1] проводилось изучение диффузии лития в твёрдых растворах Ge-Si. Авторами было показано, что допирование кремния атомами германия приводит к увеличению скорости диффузии. Таким образом, допированные системы представляют интерес для дальнейших исследований. Их теоретическое исследование необходимо для лучшего понимания процесса сорбции в них лития и преодоления проблемы деградации материала в процессе циклической перезарядки. Поэтому целью данной работы являлось теоретическое исследование влияния атомов примесей на скорость диффузии лития в кристаллическом кремнии, которая, в основном, определялась величиной энергетического барьера для перехода атома лития между ближайшими минимумами энергии.

Все расчёты проводились в рамках формализма функционала плотности (DFT) с использованием лицензионного пакета VASP.

В первую очередь, была оптимизирована геометрическая структура ячейки кремния в виде куба, включающая 64 атома и 1 атом лития, который располагался в потенциальном минимуме энергии – тетраэдрической поре. При проведении оптимизации геометрии координаты всех атомов в суперячейке варьировались с помощью метода сопряженных градиентов, используя вычисление сил, действующих на атомы. Оптимизация геометрии проводилась до тех пор, пока силы, действующие на каждый атом, не становились менее 0.05 эВ/Å.

Далее были рассчитаны высоты потенциальных барьеров (переходные состояния) для прыжков атомов лития. При этом атом примеси располагается поперечно, либо продольно и принадлежит одному из тетраэдров, поэтому начальная и конечная энергия для перехода атома лития неэквивалентны. Данные расчеты были выполнены методом эластичной упругой ленты (NEB) [2].

Наличие атомов Al и Ge вблизи атома лития снижает энергию перехода на 0.02 – 0.07 эВ, а присутствие атомов углерода или бора увеличивает энергию перехода на 0.14 – 0.17 эВ. При этом атомы фосфора не вносят существенного вклада в величину энергии перехода. Вычисленные коэффициенты диффузии показывают, что внесение примесных атомов Al и Ge в кремний ускоряет диффузию лития в  $\sim 4$  раза при  $T = 300$  К.

Работа выполнена в рамках реализации федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009 – 2013 годы».

1. Атабаев Н.Г., Матчанов Н.А., Бахранов Э.Н., ФТТ, **43**, 2040 (2001)

2. Henkelman G., Jonsson H., J. Chem. Phys., **113**, 9978 (2000)

НАЧАЛЬНЫЕ СТАДИИ МЕХАНИЧЕСКОГО СПЛАВЛЕНИЯ В СИСТЕМЕ Fe<sub>32</sub>Al<sub>68</sub>Елсуков Е.П.<sup>1</sup>, Протасов А.В.<sup>1\*</sup>, Ульянов А.Л.<sup>1</sup>, Колодкин Д.А.<sup>2</sup><sup>1</sup>Физико-технический институт УрО РАН, г. Ижевск, Россия<sup>2</sup>Ижевский государственный технический университет, г. Ижевск, Россия\*E-mail: [protasov@fnms.fti.udm.ru](mailto:protasov@fnms.fti.udm.ru)

С самого начала интерес исследовательских групп был направлен на изучение микроскопических механизмов механического сплавления (МС). На основе экспериментальных данных было предложено более десяти моделей МС. В работе [1] для МС железа с В, С, Al, Si, Ge и Sn предложена интерфейсная модель, согласно которой на начальной стадии МС формируются наноструктура и интерфейсы, включающие в себя границу и приграничные искаженные зоны с характерной шириной в 1 нм. При достижении размера зерна  $L < 10$  нм атомы второго компонента проникают по границам зерен  $\alpha$ -Fe и сегрегируют на них. Эти сегрегации являются источником для формирования первых фаз в интерфейсных областях. К аналогичному выводу о проникновении атомов второго компонента пришли в работе [2] при изучении МС железа с Sn, Zr, Ti, Nb, Ta, Mo и W с одним важным уточнением. Сегрегирование можно было предположить только для тех элементов (Sn, Zr, Ti), предел текучести которых меньше, чем у Fe. В эксперименте это проявляется в медленном расходовании Nb, Ta, Mo и W при МС с Fe. Однако в настоящее время прямые экспериментальные данные о проникновении второго компонента по границам зерен базового элемента отсутствуют.

Методами рентгеновской дифракции, мёссбауэровской спектроскопии и оже-спектроскопии изучена последовательность твердофазных реакций при механическом сплавлении смесей порошков Al и Fe в атомном соотношении 68:32. При формировании нанокристаллического состояния ( $< 10$  нм) осуществляется взаимное проникновение атомов Al в Fe и атомов Fe в Al.

Обнаружен двухстадийный процесс механического сплавления.

1. На первой стадии в ГЦК Al растворяется до 2 ат.% Fe, и формируется в интерфейсах аморфная фаза состава Fe<sub>25</sub>Al<sub>75</sub> в количестве 70 ат.% при завершении начальной стадии. В интерфейсах  $\alpha$ -Fe формируется разупорядоченная ОЦК фаза состава Fe<sub>66</sub>Al<sub>34</sub>, в интерфейсах которой обнаружены сегрегации Al в количестве 12 ат.%.
2. На второй стадии аморфная фаза кристаллизуется в орторомбический интерметаллид Fe<sub>2</sub>Al<sub>5</sub>. Остаточное  $\alpha$ -Fe, ОЦК Fe<sub>66</sub>Al<sub>34</sub> и сегрегированный Al формируют ОЦК фазу состава Fe<sub>35</sub>Al<sub>65</sub>.

На основании проведенных исследований подтверждена установленная Бутягиным П.Ю. и Повстугаром И.В. корреляция скорости расходования компонентов и их сегрегирования от соотношения пределов текучести сплавляемых элементов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 10-03-00077).

1. Yelsukov E.P., Dorofeev G.A., J. Mater. Sci., **39**, 5071 (2004)
2. Бутягин П.Ю., Повстугар И.В., ДАН, **398**, 5, 635 (2004)

**ФАЗОВЫЙ СОСТАВ МОЛИБДЕН-УГЛЕРОД-МЕДНЫХ ПОКРЫТИЙ  
ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОГО НАЗНАЧЕНИЯ, СФОРМИРОВАННЫХ МЕТОДОМ  
ЭЛЕКТРОВЗРЫВНОГО НАПЫЛЕНИЯ**

Романов Д.А.\*, Будовских Е.А., Ионина А.В., Громов В.Е.

Сибирский государственный индустриальный университет, г. Новокузнецк, Россия

\*E-mail: [romanov\\_da@physics.sibsiu.ru](mailto:romanov_da@physics.sibsiu.ru)

Одним из перспективных направлений развития электровзрывной обработки является решение задач повышения эксплуатационных показателей и увеличения срока службы электротехнических контактных поверхностей. В работе [1] показана возможность и перспективы электровзрывного напыления (ЭВН) электроэрозионностойких молибден-медных, вольфрам-медных покрытий с композиционной наполненной и слоистой структурой и титан-бор-медных покрытий с композиционной структурой. В ряде случаев электроконтактные покрытия помимо высокой электропроводности должны иметь достаточно высокие твердость и износостойкость по сравнению с контактной медью. Одним из примеров покрытий, отвечающих этим требованиям, являются покрытия системы Mo – C – Cu. Их можно использовать в условиях динамических нагрузок.

Цель настоящей работы заключалась в формировании молибден-углерод-медных покрытий методом ЭВН и изучении фазового состава их поверхности.

ЭВН проводили с использованием лабораторной установки ЭВУ 60/10 [2]. Она включает емкостный накопитель энергии и импульсный плазменный ускоритель, состоящий из коаксиально-торцевой системы электродов с закрепленным на них проводником, разрядной камеры, локализирующей продукты взрыва и переходящей в сопло, по которому они истекают в вакуумную технологическую камеру с остаточным давлением 100 Па. Электровзрыв происходит в результате пропускания через проводник тока большой плотности при разряде накопителя. Рентгеноструктурные исследования поверхности проводили с помощью рентгеновского дифрактометра ДРОН-2.

ЭВН проводили электровзрывом медного гибкого шнурового материала с заключенными в него навесками молибдена и графита, взятыми в стехиометрическом соотношении для формирования карбида MoC. Масса молибдена составляла 100 мг, графита – 10 мг, меди – 110 мг.

Обработке подвергали образцы электротехнической меди М1 с размерами 20×30×2 мм при поглощаемой плотности мощности 5,5 ГВт/м<sup>2</sup> (режим 1), 6,5 ГВт/м<sup>2</sup> (режим 2), 7,6 ГВт/м<sup>2</sup> (режим 3), которые ориентировали перпендикулярно к оси плазменной струи.

Рентгеноструктурные исследования показали, что во всех режимах обработки формируются покрытия, содержащие карбиды молибдена MoC, Mo<sub>2</sub>C, непрореагировавший Mo и Cu. С увеличением интенсивности воздействия содержание молибдена уменьшается, а содержание карбидов молибдена увеличивается. Это согласуется с известным представлением [2], согласно которому с увеличением интенсивности воздействия увеличивается степень перемешивания компонентов струи на обрабатываемой поверхности. Отношение карбидов молибдена к молибдену и меди составляет 47:3:50. Дальнейшее увеличение интенсивности нецелесообразно из-за увеличения шероховатости поверхности.

Таким образом, сформированы слои электротехнического назначения, состоящие из карбидов молибдена, молибдена и меди. Оптимальным следует считать режим ЭВН, при котором поглощаемая плотность мощности равна 6,5 ГВт/м<sup>2</sup>.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг. (гос. контракт № П332) и грантом РФФИ (проект № 10-07-00172-а).

1. Формирование структурно-фазовых состояний металлов и сплавов при электровзрывном легировании и электронно-пучковой обработке, под ред. В.Е. Громова, СибГИУ (2011)
2. Багаутдинов А.Я., Будовских Е.А., Иванов Ю.Ф., Громов В.Е., Физические основы электровзрывного легирования металлов и сплавов, СибГИУ (2007)

## КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ СЕТЕОБРАЗУЮЩИХ ЖИДКОСТЕЙ В РАМКАХ ИОННОЙ МОДЕЛИ

Рыльцев Р.Е.\*

Институт металлургии УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [rlylcev@mail.ru](mailto:rlylcev@mail.ru)

Сетеобразующие системы, в которых имеет место образование крупномасштабных разветвленных ассоциатов из структурных элементов, являются одним из наиболее популярных для изучения объектов в физике конденсированного состояния. В настоящее время в данной области имеется большое число теоретических результатов, полученных в рамках различных моделей [1]. Однако, в силу различия исходных посылок, данные результаты порой весьма существенно отличаются, а сделанные выводы иногда бывают диаметрально противоположными. Несовершенство существующих на сегодняшний день математических методов исследования неупорядоченных конденсированных систем не позволяет однозначно судить об адекватности тех или иных результатов. Естественно, что в данной ситуации все больше исследователей склоняются к компьютерному моделированию методами Монте Карло и молекулярной динамики [2, 3]. Очевидно, что основные особенности поведения сетеобразующих систем должны быть обусловлены общими свойствами межмолекулярных взаимодействий и носят универсальный характер. Ключ к получению закономерностей такого рода – проведение компьютерного моделирования с применением потенциалов общего вида, отражающих только наиболее характерные свойства сетеобразующих систем.

В данной работе представлены результаты компьютерного моделирования сетеобразующей системы, структурными элементами которой являются молекулы вида  $A_2B$ , взаимодействующие посредством термообратимых химических связей. К рассматриваемому типу относятся системы  $H_2O$ ,  $SiO_2$ ,  $GeO_2$  и др. Направленное и насыщенное химическое взаимодействие описывалось в рамках ионной модели (point charge model), согласно которой пространственное распределение электронной плотности молекулы моделируется в виде суперпозиции полей, созданных системой точечных зарядов. Мы рассматривали пятиточечную модель, построенную подобно известной TIP5P модели воды [4]. Исследовался ряд систем, отличающихся друг от друга геометрией структурной единицы: от правильного тетраэдра до плоской молекулы. Произведено сравнение структурных и динамических характеристик указанных систем.

Моделирование производилось с помощью пакета для параллельных молекулярно-динамических расчетов DL\_POLY 2.20. Все вычисления осуществлялись на кластерах «Уран» и МВС-ИММ на базе ИММ УрО РАН.

Работа выполнена в рамках региональной целевой программы развития вычислительных, телекоммуникационных и информационных ресурсов УрО РАН (Проект РЦП-11-П4).

1. Р.Е. Рыльцев, Л.Д. Сон, ЖЭТФ, **137**, 572 (2010)
2. M.P. Allen, D.J. Tildesley, Computer simulation of liquids, Clarendon Press, Oxford (1991)
3. D. Frenkel, B. Smit, Understanding molecular simulation, Academic Press (2002)
4. M.W. Mahoney, W.L. Jorgensen, J. Chem. Phys., **112**, 8910 (2000)

## ФОРМИРОВАНИЕ МЕТАСТАБИЛЬНОЙ ОБЪЁМНО-ЦЕНТРИРОВАННОЙ ТЕТРАГОНАЛЬНОЙ ФАЗЫ В НЕУПОРЯДОЧЕННОМ ЭКВИАТОМНОМ СПЛАВЕ FePd

Сташкова Л.А.\* , Гавико В.С., Власова Н.И., Попов А.Г., Щеголева Н.Н.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [lshreder@imp.uran.ru](mailto:lshreder@imp.uran.ru)

Принято считать, что эквиатомные сплавы FePd в атомно-неупорядоченном состоянии обладают кристаллической решёткой с пространственной группой симметрии  $Fm\bar{3}m$  ( $A1$  - фаза), а после отжига при температурах  $T < T_k$  ( $T_k$  – критическая температура фазового превращения  $A1 \rightarrow L1_0$ ) в сплавах формируется упорядоченная тетрагональная  $L1_0$ -фаза с пространственной группой симметрии  $P4/m\bar{2}m$  [1]. В действительности процесс фазового перехода  $A1 \rightarrow L1_0$  оказывается более сложным. Так, в [2] показано, что при фазовых превращениях  $L1_0 \leftrightarrow A1$  в сплаве FePd, подвергнутом интенсивной пластической деформации кручением (ИПДК) в упорядоченном состоянии, образуется промежуточная низкосимметричная неупорядоченная объёмно-центрированная тетрагональная (ОЦТ) фаза ( $A6$ ). В данной работе приведены результаты экспериментального обнаружения ОЦТ фазы в эквиатомном сплаве FePd, подвергнутом ИПДК в неупорядоченном состоянии и последующему отжигу. Деформация образцов проводилась в институте физики перспективных материалов УГАТУ, Уфа, Россия.

После отжига при  $950^\circ\text{C}$  (выше  $T_k$ ) в течение 6 часов и последующей закалки в воду сплав FePd находится в полностью разупорядоченном состоянии: на дифрактограмме образца такого сплава отсутствуют сверхструктурные рефлексы. Однако основные рефлексы асимметрично уширены. Это означает, что в закалённом недеформированном образце FePd дальний порядок в чередовании атомов нарушен, но кристаллическая решётка тетрагонально искажена. По данным рентгеноструктурного анализа, образец FePd в этом состоянии содержит 35% фазы  $A6$  и 65% фазы  $A1$ . Деформация кручением ( $P = 60$  ГПа,  $n = 5; 10$ ) приводит к фазовому переходу  $A6 \rightarrow A1$ . Но даже после кручения на 10 оборотов в образце сохраняется до 10% ОЦТ фазы. Для сравнения объёмная доля ОЦТ фазы в образце FePd, подвергнутом ИПДК в упорядоченном состоянии при  $n = 10$ , составляет 30%.

Наличие ОЦТ фазы в образцах сплава FePd, подвергнутого ИПДК ( $P = 60$  ГПа,  $n = 5$ ) в неупорядоченном состоянии, подтверждается электронно-микроскопическими исследованиями. На электронограммах деформированных образцов отчётливо наблюдается расщепление колец, соответствующих по своему положению отражениям (111), (200) и (220) ГЦК-решётки при отсутствии сверхструктурных отражений.

Отжиг недеформированного и деформированного образцов приводит к превращению  $A1 \rightarrow A6 \rightarrow L1_0$ , качественно подобному превращению в сплаве, деформированном в упорядоченном состоянии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 07-02-92180-НЦНИ\_a, и РАН, проект № 09-П-2-1035.

1. V. Van Laar, J. Phys., **25**, 600 (1964)2. Н.И. Власова, А.Г. Попов, Н.Н. Щеголева и др., Solid State Phenomena, **168-169**, 392 (2011)

## ТЕРМИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ ЧИСТОГО НИКЕЛЯ, ПОЛУЧЕННОГО ДИНАМИЧЕСКИМ КАНАЛЬНО-УГЛОВЫМ ПРЕССОВАНИЕМ

Столбовский А.В.<sup>1\*</sup>, Попов В.В.<sup>1</sup>, Попова Е.Н.<sup>1</sup>, Кузнецов Д.Д.<sup>1</sup>, Шорохов Е.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Российский Федеральный ядерный центр – ВНИИ технической физики им. акад. Е.И. Забабахина, г. Снежинск, Россия

\*E-mail: stolbovsky@imp.uran.ru

Методами просвечивающей микроскопии, дюротметрии и EBSD анализа изучена эволюция структуры поликристаллического никеля чистотой 99,9%, подвергнутого интенсивной пластической деформации (ИПД) по методу динамического канально-углового прессования (ДКУП), разработанного в РФЯЦ-ВНИИТФ [1]. Данный метод реализуется по схеме, близкой к РКУ-прессованию, но для деформации образцов вместо прессового оборудования используется энергия пороховых газов.

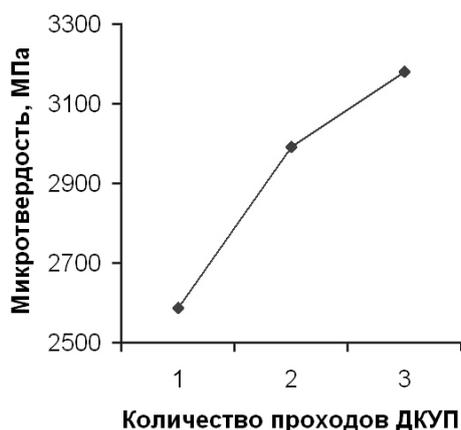


Рис. 1. Микротвердость Ni после ДКУП на 1, 2 и 3 прохода ДКУП.

Термическую стабильность полученных структур исследовали после отжигов в интервале температур от 200 до 500°C с шагом в 100 градусов и временем выдержки 1 час.

После деформации ДКУП на 1 проход в Ni формируется ячеистая структура с широкими дислокационными границами и высокой плотностью дислокаций внутри ячеек с размерами ячеек несколько микронов. С увеличением степени деформации до 2 проходов структура становится менее однородной. На фоне сохранившейся ячеистой структуры с размерами ячеек 1 – 2 мкм в некоторых местах заметно измельчение до размеров менее 1 мкм и появление субзерен. При 3 проходах ДКУП измельчение структуры становится более заметным, и структура в целом становится зеренно-субзеренной, причем во многих местах видны сформировавшиеся кристаллиты размерами 200 – 500 нм с тонкими границами.

Важнейшей проблемой материалов с субмикроструктурной структурой является их более низкая термическая стабильность по сравнению с обычными поликристаллами. При температуре 200°C во всех образцах фиксируется небольшое снижение микротвердости, тогда как структура практически не изменяется. При повышении температуры отжига до 300°C резкое снижение микротвердости фиксируется в наиболее деформированном образце, что свидетельствует о протекании рекристаллизационных процессов. При нагреве до 400°C эти процессы получают дальнейшее развитие и уже фиксируются и в образцах, деформированных на 1 и 2 прохода.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 10-03-00530) и Президиума РАН (программа фундаментальных исследований «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов»).

1. Шорохов Е.В., Жиглев И.Н., Валиев Р.З., Способ динамической обработки материалов: Патент № 2283717 (2006)

## СТРУКТУРНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ МЕДНОНИКЕЛЕВЫХ СПЛАВОВ ПОСЛЕ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Толмачев Т.П.\*, Пилюгин В.П., Брытков Д.А., Антонова О.В.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [timpt@mail.ru](mailto:timpt@mail.ru)

Выполнено исследование влияния интенсивной пластической деформации под высоким давлением на механическое сопротивление сдвиговой деформации, структурные превращения меди, никеля, и медноникелевого сплава в разных температурных режимах.

Деформацию образцов в форме дисков диаметром 5 мм и начальной толщиной 0,30 мм проводили методом сдвига под высоким давлением в камере Бриджмена при холодной (293 К) и низкотемпературной (80 К) деформации. Структуру материалов исследовали методами просвечивающей электронной микроскопии, рентгеноструктурного анализа, сканирующей электронной микроскопии и методом дифрактометрии в синхротронном излучении.

Построены гистограммы распределения дислокационных ячеек и кристаллитов по размерам для разных степеней деформации. Средний размер кристаллитов сильно деформированного медноникелевого сплава при 300 К – 60 нм, при 80 К – 30 нм.

Установлена зависимость сопротивления сдвигу исследуемых металлов от степени деформации (угла поворота) при 300 К и 80 К. Кривая сопротивления сдвигу при постоянном сжатии состоит из трёх частей: параболической части, переходной и линейной. Параболическая часть отвечает стадии активного деформационного упрочнения, что соответствует увеличению плотности дефектов кристаллической структуры – повышению концентрации вакансий и плотности дислокаций. Переходная часть соответствует формированию ячеистой дислокационной структуры, её совершенствованию и переходу к субмикроструктурной структуре, состоящей из кристаллитов близкого размера с высокими углами взаимной разориентировки. Линейный участок отвечает сложившейся диссипативной структуре, в которой основным механизмом деформации является механизм зернограничного проскальзывания и разворотов. По достижению этого диссипативного состояния вся подводимая механическая энергия практически полностью переходит в тепловую и рассеивается. Деформационные кривые низкотемпературного деформирования качественно повторяют вид деформационных кривых при комнатной температуре, но отличаются от них более высокими значениями сдвиговых напряжений.

Для меди проведены калориметрические измерения запасённой при деформации энергии, выделяемой при последующих нагревах, которая увеличилась с 1,5 до 2,0 Дж/г при деформации осадкой, до 6,7 Дж/г – при предельной деформации  $e = 7 \div 9$  единиц.

## ИССЛЕДОВАНИЕ КУМУЛЯЦИИ ПРИ ВЗРЫВНОМ НАГРУЖЕНИИ СТАЛИ 12X18H10T

Зельдович В.И., Фролова Н.Ю., Хейфец А.Э.\*

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [kheifetz@imp.uran.ru](mailto:kheifetz@imp.uran.ru)

Два шаровых образца диаметром 40 мм из метастабильной аустенитной хромоникелевой стали 12X18H10T были подвергнуты квазисферическому взрывному нагружению. Каждый образец был окружен сферическим слоем ВВ ТГ5/5 толщиной 20 мм. На одном образце заряд ВВ подрывался в 12 точках, расположенных на поверхности ВВ в центрах граней виртуального додекаэдра (симметричное нагружение). Разновременность инициирования ВВ составляла 0.08 мкс. На другом образце одна из 12 точек инициирования была отключена. Разновременность инициирования была почти на порядок больше, чем в первом опыте, и составляла 0.5 мкс. В этом эксперименте симметрия нагружения была нарушена. Нарушение симметрии связано как с увеличением разновременности инициирования, так и с отключением одной точки инициирования ВВ. Давление на поверхности шаров по оценке составляло 40 ГПа. Как всегда в таких экспериментах, вся система нагружения помещалась в массивный корпус, который замедлял процесс разгрузки и тем самым предотвращал разрушение образцов под действием всесторонних растягивающих напряжений при выходе расходящихся ударных волн на поверхность.

При симметричном квазисферическом ударно-волновом нагружении шарового образца стали 12X18H10T реализуются как регулярный, так и нерегулярный режимы взаимодействия ударных волн. При столкновении трех ударных волн в вершинах додекаэдра формируются трехударные (маховские) конфигурации. При столкновении двух ударных волн на ребрах додекаэдра наблюдается регулярный режим столкновения. Показано, что маховская волна, возникающая в данном эксперименте при столкновении трех ударных волн, имеет форму шестилучевой звезды. Формирование маховских конфигураций в вершинах додекаэдра превращает первоначально додекаэдрическую форму ударно-волнового фронта в икосаэдрическую, сглаживает форму фронта и способствует эффекту кумуляции энергии в центре шара. Вследствие более высокой температуры в волне Маха микротвердость стали имеет более низкие значения по сравнению с соседними участками. Остаточная температура в центральной части шара при фокусировке превышает температуру плавления стали – 1770 К. Давление на внешней границе области плавления достигает 200 ГПа. При дальнейшем сжатии давление возрастает по степенному закону и может достигнуть 250 ГПа и более.

При несимметричном квазисферическом ударно-волновом нагружении образца этой стали в условиях сравнительно большой разновременности инициирования заряда взрывчатого вещества (0.5 мкс) явление кумуляции тем не менее имеет место. Максимальное значение давления (и энергии) достигается не в геометрическом центре шарового образца, а в точке схождения ударных волн, которая в данном опыте смещена от геометрического центра на 2 мм. В областях маховского взаимодействия ударных волн (в лучах) установлено отсутствие дельта-феррита, присутствующего в стали в исходном состоянии. Вне маховских конфигураций дельта-феррит в стали сохраняется. Дельта-гамма превращение в волнах Маха обусловлено повышением температуры при одновременном действии высокого давления.

Работа выполнена по плану РАН (тема «Структура», № г.р. 01201064335), при поддержке Программы Президиума РАН «Теплофизика и механика экстремальных энергетических воздействий» (№ 09-П-2-1017) и РФФИ (проект № 11-03-00047).

## ИОННАЯ АССОЦИАЦИЯ ПЕРХЛОРАТА ЛИТИЯ В МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СЛОЖНЫХ МОЛЕКУЛ

Эркабаев А.М.<sup>1\*</sup>, Попов С.Э.<sup>2</sup>, Бушкова О.В.<sup>1</sup><sup>1</sup>Институт высокотемпературной электрохимии УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия\*E-mail: [aerkabaev@mail.ru](mailto:aerkabaev@mail.ru)

Твердополимерные электролиты являются перспективными материалами для полнотью твердофазных литий-ионных аккумуляторов. При исследовании транспортных свойств электролитов на основе сополимера акрилонитрила, бутадиена марки СКН-40 и перхлората лития у высококонцентрированных электролитов, состав которых близок к границе области гомогенности, было обнаружено аномальное поведение температурных зависимостей проводимости. Это позволяет предположить, что область предельно высоких концентраций вблизи границы – это метастабильная область системы, то есть это пересыщенный раствор соли в полимерной матрице. Логично предположить, что перхлорат лития в этой области фазовой диаграммы существует в виде зародышей соли докритического размера. Ранее проведенные квантово-химические расчеты показали устойчивость цепочечных и кольцевых структур  $[\text{Li}(\text{ClO}_4)]_n$ . Во всех структурах реализовывалась бидентатная конфигурация аниона  $\text{ClO}_4^-$  к  $\text{Li}^+$  и стремление лития к тетраэдрическому окружению атомами кислорода. Устойчивость таких структур объясняется сложным характером взаимодействия  $\text{ClO}_4^-$  с  $\text{Li}^+$ .

Первопринципные расчеты являются довольно эффективным методом для данных задач, но ограничены компьютерными ресурсами и размером рассматриваемых систем. Также они не позволяют учесть температурных эффектов. Все это делает необходимым построение модели взаимодействия молекул, позволяющей описать взаимодействие сложных поляризуемых молекул.

Описание взаимодействия молекул основывается на электростатике и близкодействии. Молекула представляется в виде разложения в ряд по мультипольным моментам вплоть до квадрупольного. Для всех мультипольных моментов добавлена линейная поляризуемость. Угловая зависимость близкодействия представлена в виде полиномов, инвариантных относительно группы симметрии молекулы. Радиальная зависимость близкодействия описывается экспоненциальными функциями. Также в модель расчета энергии включена энергия деформации. Материальные тензоры линейной поляризуемости, а также параметры близкодействия были получены из ряда квантово-химических расчетов.

Для проверки адекватности модели была рассчитана энергия образования цепочечных и кольцевых структур  $[\text{Li}(\text{ClO}_4)]_n$  ( $n = 1 - 6$ ), полученных также из квантово-химического расчета. Модель показала хорошую сходимость с результатами первопринципных расчетов. Погрешность составляет менее 5 кДж/моль. В рамках данной модели получены более сложные ионные кластеры  $[\text{Li}(\text{ClO}_4)]_n$ , получено значение энергии ячейки в бесконечной цепочке.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований ОХНМ РАН «Создание новых металлических, керамических, стекло-, полимерных и композиционных материалов», Целевой программы поддержки междисциплинарных проектов, выполняемых УрО РАН в содружестве с учеными СО РАН и ДВО РАН, а также Президента Российской Федерации (грант № МК-4799.2010.3).

## МИКРОСТРУКТУРА И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ВАНАДИЯ И НИОБИЯ, ДЕФОРМИРОВАННЫХ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Ярославцев А.А.<sup>1\*</sup>, Пилюгин В.П.<sup>1,2</sup>, Толмачев Т.П.<sup>2</sup>, Гапонцева Т.М.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [yaroslavtcev.a@mail.ru](mailto:yaroslavtcev.a@mail.ru)

При обработке материала давлением в современных методах невозможно визуальное наблюдение его поведения. Но для определения степени деформации, характера течения, интенсивности процесса и характера развития течения в очаге деформации при интенсивных деформационных обработках желательнее прямое наблюдение. Для определения этих характеристик в очаге деформации материалов методами экструзии, равноканального углового прессования и сдвига под давлением проведено экспериментальное моделирование на пластической среде. Установлено, что метод сдвига под давлением по степени деформации, вариации параметров и интенсивности воздействия превосходит другие методы деформационной обработки и оказывает наибольшее влияние на структурные изменения, вплоть до аморфизации структуры сплавов, склонных к аморфизации закалкой из жидкого состояния.

Исследовано влияние интенсивной деформации методом сдвига под высоким давлением на структуру, механические и теплофизические свойства ванадия и ниобия. Процесс деформационного превращения V и Nb из монокристаллического в субмикро- и нанокристаллическое состояния с высокоугловыми взаимными разориентировками исследовался с помощью просвечивающей электронной микроскопии. На рисунке в качестве примера приведен снимок, полученный на электронном микроскопе для V, подвергнутого кручению под давлением при 300 К.

Переход в нанокристаллическое (НК) состояние вызывает существенное изменение механических и физических свойств. Значение твёрдости по наноиндентированию возрастает для ванадия от 0,95 ГПа в исходном состоянии до 3,7 ГПа в сильнодеформированном. Для ниобия – от 1,1 ГПа в исходном до 4,2 ГПа в сильнодеформированном. Температуропроводность  $a$  в НК ниобии  $a = 16 \cdot 10^{-6}$  ( $\text{м}^2/\text{с}$ ) существенно снижается по сравнению с  $a = 30 \cdot 10^{-6}$  ( $\text{м}^2/\text{с}$ ) для исходного монокристаллического, а вид зависимости от температуры качественно подобен виду зависимости для расплавленного ниобия. Тем самым установлено влияние деформационного происхождения наноструктуры чистого ниобия на его теплофизические свойства, когда существенная объёмная доля атомов находится в межкуристаллитном состоянии, т.е. в положении границ и стыков.

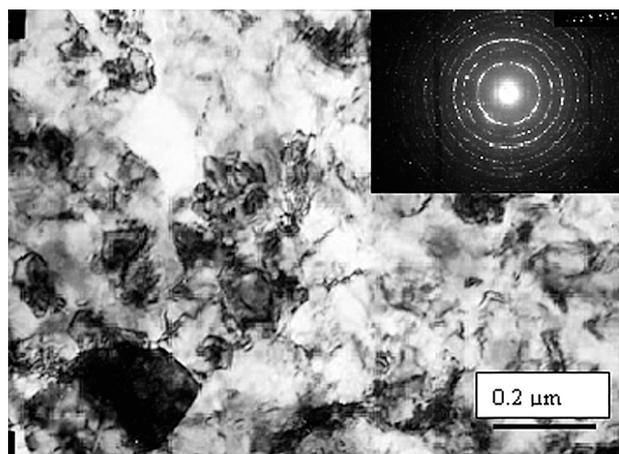


Рис. 1. Светлопольное электронномикроскопическое изображение микроструктуры и микродифракция от образца ванадия, деформированного на степень деформации  $\epsilon = 4,5$  при 300 К под давлением.



Неразрушающий контроль

Недеструктивный контроль

~ o ~



## РАЗРАБОТКА МЕСДОЗЫ ДЛЯ ПРЕССОВОГО ОБОРУДОВАНИЯ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Барашов Д.В.<sup>1\*</sup>, Кругликов Н.А.<sup>2</sup>, Соколов А.Л.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [denviktorovich@mail.ru](mailto:denviktorovich@mail.ru)

Месдоза (реже «месдоза») – род или часть динамометра, силоизмерительного устройства, как правило, основанного на использовании тензометрических или манометрических датчиков.

Основным элементом месдозы является упругий элемент, помещённый между массивными деталями, представляющими собой ступенчатый цилиндр.

Часто словом «месдоза» обозначают только сам упругий элемент динамометра или динамографа. В основе работы тензодатчиков лежит явление тензоэффекта, заключающегося в изменении сопротивления проводников и полупроводников при их механической деформации. Тензометрические датчики на упругом элементе соединяют в мостовую схему. При изменении сопротивления датчиков возникает ток разбаланса, пропорциональный упругой деформации.

В работе ставилась задача разработки тензодатчика для прессового оборудования высокого давления. На первом этапе работы были рассчитаны размеры месдозы, позволяющие для закаленной стали X12M оставаться в области упругой деформации при нагрузке. Были использованы 6 фольговых тензорезисторов номиналами 170 Ом каждый. В качестве измерительной схемы была выбрана мостовая измерительная цепь – мост Уитстона. Для уравновешивания моста установлены два подстроечных резистора. В качестве индикаторного прибора можно использовать милливольтметр или мультиметр. Питание осуществляется источником как постоянного напряжения 3 В при токе в 0,02 А, так и переменного.

В итоге был разработан первичный преобразователь (месдоза) для контроля нагрузки до 200 тонн, создаваемой в прессовом оборудовании.

Работа была выполнена при поддержке молодежного инновационного гранта президиума УрО РАН (проект № И-2).

## СПОСОБЫ КОНЦЕНТРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОТОКА В ЗОНЕ КОНТРОЛЯ ПРИ НАМАГНИЧИВАНИИ ОБЪЕКТОВ ДВУХПОЛЮСНЫМИ П-ОБРАЗНЫМИ И ЦИЛИНДРИЧЕСКИМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТАМИ

Василенко О.Н.\* , Костин В.Н., Бида Г.В.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [vasilenko@imp.uran.ru](mailto:vasilenko@imp.uran.ru)

В докладе представлен материал по 3D-моделированию методом конечных элементов магнитного поля и индукции в локально намагничиваемых ферромагнитных объектах и даются рекомендации по оптимизации и совершенствованию П-образных приставных преобразователей и двухполюсных цилиндрических электромагнитов.

В магнитной структуроскопии широко используются приборы с приставными намагничивающими устройствами. Наиболее распространены приставные П-образные электромагниты. В последние годы в Институте физики металлов УрО РАН разработаны методы и средства (ММТ, СИМТЕСТ) для определения магнитных свойств вещества контролируемых объектов при их локальном намагничивании, в том числе П-образными электромагнитами. Поскольку определение магнитных свойств вещества предполагает измерение магнитного потока (магнитной индукции) и внутреннего магнитного поля в контролируемом объекте, то исследование топологии поля и индукции необходимо для правильного выбора конструкции и размеров намагничивающего устройства и для определения оптимальных мест расположения первичных преобразователей поля и потока.

Основным исследуемым параметром модельных расчетов являлась магнитная индукция (плотность потока). Анализ результатов моделирования показал, что:

- пространственное распределение поля и индукции, создаваемое в массивных ферромагнетиках приставным П-образным электромагнитом, слабо зависит от магнитных свойств намагничиваемых объектов и в основном определяется геометрическими размерами и формой приставного электромагнита и намагничиваемого объекта;
- боковое рассеяние существенно затрудняет намагничивание массивных объектов вблизи нейтральной плоскости электромагнита;
- уменьшение бокового рассеяния магнитного потока наиболее эффективно достигается путем уменьшения расстояния между полюсами П-образного электромагнита;
- использование встречно направленных фигурных наконечников позволяет увеличивать плотность магнитного потока как вблизи поверхности, так и на достаточно большой глубине массивного объекта.

В свою очередь двухполюсный цилиндрический электромагнит является осесимметричной конструкцией и не имеет бокового рассеяния. Моделированием пространственного распределения магнитного потока, создаваемого цилиндрическим электромагнитом в массивном объекте, установлено, что для концентрации магнитного потока целесообразно использовать наконечник-вкладыш к внешнему полюсу. Путем оптимального выбора диаметров внутреннего и внешнего полюсов электромагнита, а также формы и размеров вставного наконечника можно добиться уменьшения эффективного расстояния между полюсами и, как следствие, необходимой величины тангенциальной составляющей магнитного потока в контролируемой зоне намагничиваемого объекта.

Сменные насадки на внутренний и внешний полюса цилиндрического электромагнита позволяют использовать один преобразователь на объектах с различной кривизной поверхности.

Работа выполнена при поддержке гранта 11-2-02-СГ программы ориентированных фундаментальных исследований УрО РАН и частичной поддержке гранта Президента РФ (проект МК-2716.2010.8).

## ПРИМЕНЕНИЕ РЕНТГЕНОФЛУОРЕСЦЕНТНОГО СПЕКТРОМЕТРА НА ПОЛНОМ ОТРАЖЕНИИ Nanohunter для исследования тонких магнитных плёнок

Кулеш Н.А.\*, Васьковский В.О., Аниховская С.С.

Уральский Федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [kuleshnik@list.ru](mailto:kuleshnik@list.ru)

Одной из важнейших задач исследования многослойных тонких магнитных плёнок является неразрушающий контроль толщинных параметров и элементного состава слоистой структуры. Рентгенофлуоресцентный спектрометр Nanohunter позволяет проводить экспресс анализ состава различных образцов от высушенных растворов до керамик, а так же производить сканирование по малым углам падения рентгеновского излучения и может быть применён для анализа тонких магнитных плёнок.

Отличительной особенностью рентгенофлуоресцентного анализа на полном отражении является практически полное отсутствие фона на измеряемых спектрах, что позволяет повысить предел обнаружения до  $10^{-7}$  вес.%. В то же время малый угол означает малую глубину проникновения, которая для данного прибора составляет около 500 нм. Сочетание этих факторов позволяет использовать Nanohunter для исследования тонких магнитных плёнок, а возможность варьирования угла падения излучения делает возможным глубинный анализ многослойных структур.

В данной работе представлены результаты исследования параметров слоистой структуры, а так же профиля состава, выполненного для нескольких серий плёночных образцов:  $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}$  разной толщины,  $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}/\text{Cu}$ ,  $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}/\text{Tb-Co}$  и  $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}/\text{Ti/Tb-Co}$ . Глубина проникновения рентгеновского излучения определялась путём снятия флуоресцентных спектров при различных углах падения и сопоставления полученного графика зависимости интенсивности от угла с измеренной толщиной пленки. Полученные результаты показали, что рентгенофлуоресцентный спектрометр Nanohunter может быть успешно использован для неразрушающего контроля тонких магнитных плёнок.

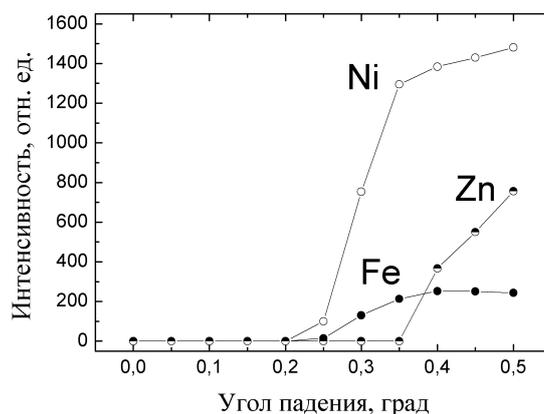


Рис. 1. Элементный профиль однослойной плёнки  $\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}$ , осаждённой на стеклянную подложку с небольшой примесью цинка. Измерения выполнены с использованием рентгенофлуоресцентного спектрометра Nanohunter.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-02-99063).

## МЕТОД НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ

Менькович Е.А\*, Тарасов С.А.

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»

им. В.И. Ульянова (Ленина), г. Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: [ankat.kate@gmail.com](mailto:ankat.kate@gmail.com)

Благодаря достижениям в технологии выращивания эпитаксиальных гетероструктур удалось создать высокоэффективные, обладающие высокой светоотдачей полупроводниковые излучатели, которые в скором времени должны прийти на замену традиционным источникам света. Световая эффективность их работы достигает 180 Лм/Вт по сравнению с 10 Лм/Вт у ламп накаливания, что позволяет снизить затраты на освещение в несколько раз. Тем не менее, существуют некоторые трудности, которые все еще не позволяют достичь 100% эффективности свечения таких излучателей. Кроме того, вероятность получить в процессе выращивания некачественную структуру и сегодня довольно высока. В процессе работы в таких дефектных полупроводниковых кристаллах возникает значительный самонагрев (повышение температуры активной области), который приводит к снижению общей мощности излучения. Мониторинг температуры активной области позволит выявить дефектность конструкции и тем самым усовершенствовать технологию создания излучателей. Для контроля качества выпущенных на производстве полупроводниковых излучателей также необходимо определять способность всей конструкции в целом рассеивать тепло. Физическим параметром, позволяющим количественно обозначить данную способность, является тепловое сопротивление, которое можно рассчитать, зная температуру активной области.

Представленная работа посвящена разработке метода неразрушающего контроля температуры активной области полупроводниковых излучателей. Он основан на детальном анализе спектральных характеристик, является быстрым и бесконтактным, а также позволяет исследовать отдельные излучатели, входящие в состав энергоэффективных ламп, табло и т.д. В среде программирования LabView на основе выше указанного метода была разработана и отлажена программа автоматизации диагностики температуры активной области. Для реализации метода не требуется сложного и дорогого оборудования (необходим спектрометр, компьютер). Разработанный метод позволяет выявить недостатки конструкции приборов и выработать рекомендации по их устранению.

Были исследованы несколько десятков белых и синих полупроводниковых излучателей разных типов. Исследуемые приборы имели корпуса четырех видов. Произведенные серии экспериментов показали, что погрешность определения температуры активной области и температурного сопротивления полупроводниковых излучателей составляет около 5%, что говорит о правильности разработанной методики. Рассчитаны температурные сопротивления корпусов. Показано, что благодаря использованию программы автоматизации достигается существенное снижение оперативной погрешности. Кроме того, были выявлены причины, которые вызывают самонагрев структуры, и составлены рекомендации по их устранению.

Результаты работы могут быть использованы как на производстве энергоэффективного освещения, так и в научно-исследовательских лабораториях, занимающихся исследованием и разработкой высокоэффективных твердотельных излучателей. Применение созданного метода неразрушающего контроля температуры активной области позволит приблизить момент повсеместного внедрения твердотельного энергоэффективного экологичного освещения.

## АЛГОРИТМ ОТСТРОЙКИ ОТ ЗАЗОРА МЕЖДУ ПРИСТАВНЫМ ЭЛЕКТРОМАГНИТОМ И КОНТРОЛИРУЕМЫМ ИЗДЕЛИЕМ В ЗАДАЧАХ КОЭРЦИТИМЕТРИИ

Сташков А.Н.<sup>1\*</sup>, Ногин В.С.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

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

\*E-mail: [stashkov@imp.uran.ru](mailto:stashkov@imp.uran.ru)

В работе получены новые данные по сравнению с ранее опубликованными материалами [1]. Проведены измерения не только для электромагнита с размерами полюсов  $12 \times 28 \text{ мм}^2$ , но и для электромагнита  $20 \times 40 \text{ мм}^2$ , часто используемого для контроля крупногабаритных изделий. Измерения проводились на макете коэрцитиметра с микроконтроллером, в память которого последовательно записывались уравнения линии пересечения спинок петли гистерезиса при разных зазорах (линия 1 на рисунке), а также линии, соответствующей спинке петли гистерезиса самого электромагнита, т.е. без образца (линия 2). Измерителем магнитного потока являлся датчик Холла, расположенный в магнитопроводе. Измерялась зависимость напряжения на датчике холла  $U_x$  от величины перемагничивающего тока  $I$ . В эксперименте варьировались зазоры в диапазоне от 0 до 2 мм между электромагнитом и образцами (с коэрцитивными силами в диапазоне от 2,2 до 39 А/см), а также соотношение сечений образца и электромагнита (от 0,4 до 2,43).

Установлено, что при использовании линии 2 предложенный способ позволяет уменьшить влияние зазора в  $1,2 \div 7,4$  раза (в зависимости от коэрцитивной силы образца) по сравнению с классическим способом измерения коэрцитивной силы. Использование линии 1 еще более эффективно – оно позволяет уменьшить влияние зазора в  $21 \div 162$  раза. Однако использование линии 2 проще реализовать на практике. Для датчика с сечением полюсов электромагнита  $20 \times 40 \text{ мм}^2$  линии 1 и 2 совпадают, что объясняется более однородным намагничиванием таким электромагнитом массивных изделий с большой коэрцитивной силой. Для датчика с сечением полюсов  $12 \times 28 \text{ мм}^2$  линии 1 и 2 расходятся при измерении образцов с коэрцитивными силами более 28 А/см и площадью сечения, большей чем площадь сечения полюсов электромагнита, что объясняется трудностью промагничивания таких изделий.

Предложен следующий алгоритм настройки прибора для измерения коэрцитивной силы изделий разных типоразмеров в диапазоне от 2 до 40 А/см: предварительно найти точки пересечения спинок петель гистерезиса при разных зазорах, затем найти уравнение линии 1 и записать его в память коэрцитиметра. Дальнейшие измерения проводить, перемагничивая образцы до совпадения координаты  $U_x(I)$  с линией 1.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ МК-2716.2010.8.

1. Ничипурук А.П., Бида Г.В., Царькова Т.П., Гобов Ю.Л., Сташков А.Н., Поволоцкая А.М., Дефектоскопия, **8**, 45 (2010)

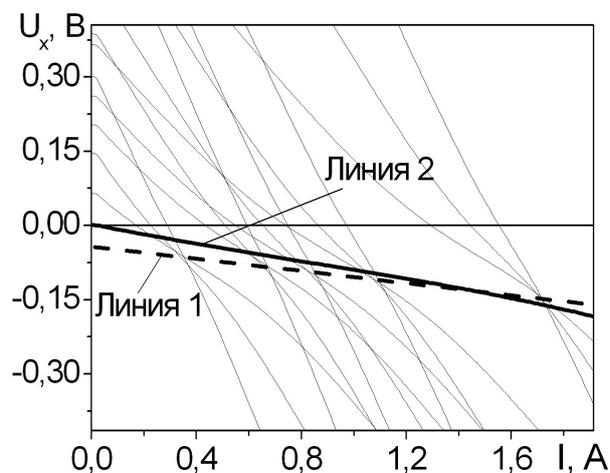


Рис. 1. Участки спинок петель гистерезиса для образцов с разной коэрцитивной силой и разными зазорами между электромагнитом и образцом.



Теплофизические свойства

веществ

русский

Учебно-методическое пособие

~ o ~



## КАПИЛЛЯРНАЯ ПОСТОЯННАЯ РАСТВОРОВ ГЕЛИЯ В КСЕНОНЕ

Андбаева В.Н.\*, Хотиянкова М.Н.

Институт теплофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: andbaeva@mail.ru

Важным и наиболее доступным для измерения свойством границы раздела жидкость-пар является капиллярная постоянная  $a^2$ . Знание капиллярной постоянной при известной разности ортобарических плотностей позволяет рассчитать поверхностное натяжение. В данной работе представлены результаты измерений капиллярной постоянной растворов гелия в ксеноне.

Капиллярная постоянная раствора ксенон-гелий измерена дифференциальным капиллярным методом. В опытах использовались газы высокой чистоты. Паспортная чистота ксенона 99.999%, гелия – 99.995%.

Барическая зависимость капиллярной постоянной во всем исследованном интервале температур и давлений близка к линейной. Величина и знак производной  $(\partial a^2 / \partial p)_T$  определяются, в основном, природой растворителя. При растворении гелия в ксеноне капиллярная постоянная раствора увеличивается с ростом давления. Это отличает раствор ксенон-гелий от растворов гелия в криогенных жидкостях ( $\text{Ar}$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ ), где  $a^2$  понижается с увеличением давления. На рис. 1 данные по системе ксенон-гелий сопоставлены с результатами измерений капиллярной постоянной раствора аргон-гелий. Аналогичное раствору ксенон-гелий поведение  $a^2$  наблюдается в системе этан-гелий.

Результаты измерений капиллярной постоянной аппроксимированы уравнением вида  $a^2 = a_0^2 + A \cdot (p - p_0)$ , где  $a_0^2$  [1] и  $p_0$  [2] – капиллярная постоянная и давление насыщенных паров чистого ксенона. Функция  $A = A(T)$  представлена нами в виде  $A(T) = b_0 \cdot \epsilon^\kappa$ , где  $b_0 = 1.969 \cdot 10^{-3} \text{ мм}^2/\text{МПа}$ ,  $\kappa = -0.884$ .

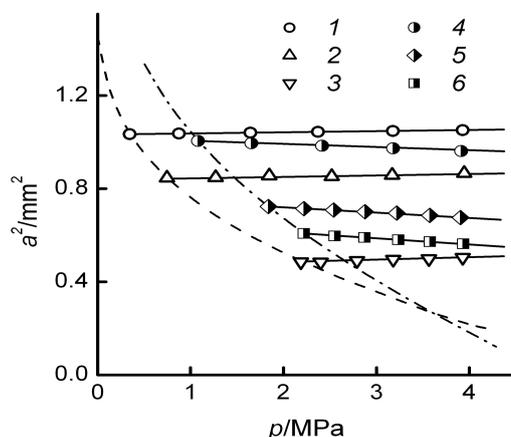


Рис. 1. Капиллярная постоянная раствора ксенон-гелий (1 – 3) и аргон-гелий (4 – 6) по изотермам: 1 –  $T = 190 \text{ К}$ ; 2 – 210; 3 – 246; 4 – 118; 5 – 128; 6 – 132. Штриховая линия – чистый ксенон [1], штрихпунктирная – чистый аргон [3].

Максимальная погрешность аппроксимации полученным уравнением экспериментальных данных не превышает 0.64%.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 09-08-00176).

1. Байдаков В.Г., Муратов Г.Н., Хвостов К.Н., ЖФХ, **55**, 2941 (1981)
2. Baidakov V.G., Sov. Tech. Rev. V. Therm. Phys., **5**, 1 (1994)
3. Байдаков В.Г., Межфазная граница простых классических и квантовых жидкостей, Наука (1994)

## Влияние дисперсии и анизотропии спектра тепловых фононов на поглощение продольного ультразвука в кристаллах Ge

Кулеев И.Г.<sup>1</sup>, Кулеев И.И.<sup>1</sup>, Бахарев С.М.<sup>2\*</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

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

\*E-mail: [sergeybm@mail.ru](mailto:sergeybm@mail.ru)

Предложен метод аппроксимации экспериментального спектра фононов, полученного из данных по неупругому рассеянию нейтронов для кубических кристаллов в симметричных направлениях [1, 2]. Он заключается в использовании степенного разложения спектра по приведенному волновому вектору фононов для симметричных направлений и разложения по кубическим гармоникам при аппроксимации его на всю зону Бриллюэна. Такой подход позволил исследовать влияние дисперсии и анизотропии спектра, а также затухания состояний тепловых фононов на поглощение продольного ультразвука в ангармонических процессах рассеяния с участием трех продольных фононов (механизм релаксации *LLL*) для кристаллов Ge. Показано, что учет дисперсии приводит к уменьшению анизотропии поглощения ультразвука в механизме релаксации *LLL* и позволяет согласовать результаты расчета коэффициентов поглощения ультразвука с экспериментальными данными в низкотемпературной области [3].

Параметром теории в нашей задаче является величина, определяющая затухание продольных тепловых фононов  $\gamma_L = (\omega_q^L \tau_L(T))^{-1}$ , где  $\tau_L(T)$  – полное время релаксации тепловых продольных (*L*) фононов,  $T$  – температура,  $\omega_q^L$  – частота продольного фонона с волновым вектором  $\mathbf{q}$ . Из сопоставления результатов расчета поглощения ультразвука с экспериментальными данными [3] определена температурная зависимость и анизотропия времени релаксации тепловых продольных фононов в кристаллах Ge. Полученные зависимости скорости релаксации тепловых фононов показывают, что основным механизмом релаксации продольных тепловых фононов являются нормальные процессы релаксации Херринга [4], в которых слияние продольного фонона с медленным поперечным фононом порождает быстрый поперечный фонон. Проведенный анализ позволил уточнить значения ангармонических релаксационных параметров, полученных при интерпретации данных по теплопроводности кристаллов Ge с различным изотопическим составом [5]. Показано, что оценки параметров ангармонического рассеяния продольных фононов из данных по поглощению ультразвука в Ge являются более надежными, чем из данных по теплопроводности [5].

Эта проблема является важной для исследования теплопроводности изотопически обогащенных кристаллов.

1. H. Bilz, W. Kress., Phonon dispersion relations in insulators., Sol. State Sciences, **10**, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1979)
2. G. Nilson and G. Nelin., Phys. Rev. B, **5**, 8, 3151 (1972)
3. J.P. Kalejs, H.J. Maris., J. Appl. Phys., **41**, 460 (1970)
4. C. Herring., Phys. Rev., **95**, 4, 954 (1954)
5. M. Asen-Palmer et al., Phys. Rev. B, **56**, 15, 9431 (1997)

## ИЗУЧЕНИЕ ФОРМЫ СТРУИ ПЕРЕГРЕТЫХ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ИСТЕЧЕНИИ ЧЕРЕЗ КОРОТКИЙ ЩЕЛЕВОЙ КАНАЛ

Бусов К.А.\* , Решетников А.В., Мажейко Н.А.

Институт теплофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [kbusov@mail.ru](mailto:kbusov@mail.ru)

Распыление жидкостей находит все большее применение в различных современных устройствах (струйный принтер, установки пожаротушения и т.д.). Особый интерес представляет изучение процесса распыления перегретых жидкостей, т.к. взрывное парообразование на центрах флуктуационной природы [1] является высокоэффективным способом для мелкодисперсного распыления различных веществ.

В данной работе исследовалась форма струи перегретых веществ. Использовались такие рабочие жидкости как вода, 50% водный раствор этанола, этанол. Истечение рабочих жидкостей происходило из камеры высокого давления через короткий щелевой канал со сторонами 0.1 мм и 4 мм при начальных параметрах (температура, давление), соответствующих линии насыщения. Внешние геометрические условия за выходным срезом канала, благодаря которым частично происходит процесс формообразования струи вскипающего вещества, задавались фланцем, уплотняющим рабочий канал. В ходе экспериментов проводилось фотографирование форм вскипающих струй. По полученным фотоматериалам производился анализ структуры потока, в частности, была построена зависимость угла раскрытия струи рабочих жидкостей от температуры (рис. 1).

Установлено, что изменение угла раскрытия струи (рост, достижение максимума, уменьшение) от степени перегрева имеет одинаковый характер для исследуемых жидкостей. Но увеличение угла раскрытия у струй рабочих жидкостей до достижения максимума, происходит более интенсивно, чем его уменьшение. Это объясняется взаимодействием веществ с внешней геометрией за выходным срезом канала и кинетикой зарождения пузырьков пара на различных центрах кипения (гетерогенные или гомогенные).

В ранее проводимых опытах с коротким цилиндрическим каналом наблюдался кризис формы струи (полное раскрытие). В ходе проведенных экспериментов с коротким щелевым каналом кризисных явлений в истекающем потоке замечено не было.

1. Скрипов В.П., Метастабильная жидкость, Наука (1972)

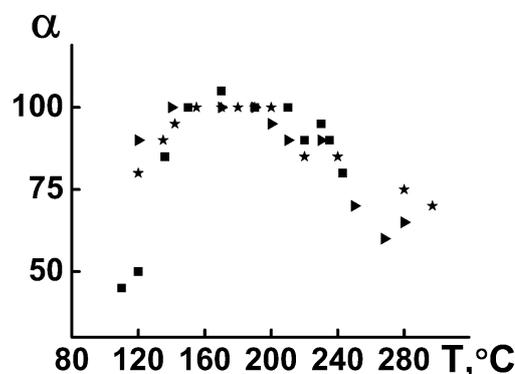


Рис. 1. График зависимости угла раскрытия струи от температуры перегретых жидкостей: вода (звездочки), 50% раствора этанол-вода (треугольники), этанол (квадратики).

## ВЛИЯНИЕ МИКРОКОЛИЧЕСТВ ВЛАГИ НА ПЕРЕНОС ТЕПЛА В ВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМАХ

Волосников Д.В.\*, Смотрицкий А.А., Старостин А.А., Скрипов П.В.

Институт теплофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [dima\\_volosnikov@mail.ru](mailto:dima_volosnikov@mail.ru)

Исследование теплообмена в жидкостях на основе высокомолекулярных соединений требуется не только в практических приложениях, но и актуально для изучения особенностей переноса тепла многокомпонентными жидкими средами в условиях импульсного нагрева. Остановимся на рассмотрении теплоотводящих свойств высокомолекулярных соединений в подобных условиях на примере энергетических масел. Энергетические масла применяются в устройствах генерирования и передачи электроэнергии. Выделяют несколько основных функций масла: смазка, электроизоляция и, в том числе, охлаждение. Известно, что введение в масло добавок низкомолекулярного компонента в диапазоне от десятых долей до единиц процентов способствует при определенных условиях интенсификации теплообмена [1].

Проведение экспериментального моделирования теплового воздействия на рабочие тела маслonaполненного оборудования в режиме реального времени осуществимо методом управляемого импульсного нагрева проволочного зонда диаметром 20 мкм [2-4].

В качестве объектов исследования были выбраны следующие вещества: трансформаторное масло, турбинное масло, дизельное топливо (зимнее и летнее). Установлено, что добавки влаги порядка сотых-тысячных долей процента оказывают заметное влияние на параметры теплообмена при температурах, превышающих значения температур начала терморазрушения данных веществ в квазистатическом процессе (см. рис. 1). В известной литературе объяснений данному феномену нет. Авторы предполагают, что влага способствует терморазрушению основного компонента.

Работа выполнена при поддержке Уральского отделения РАН (молодёжный инновационный проект) и РФФИ (проект № 10-08-00538\_a).

1. Буланов Н.В., Взрывное вскипание диспергированных жидкостей, Екатеринбург, УрГУПС (2011)
2. Скрипов П.В., Старостин А.А., Волосников Д.В., ЖТФ, **69**, 12 (1999)
3. Skripov P.V., Smotritskiy A.A., Starostin A.A., Shishkin A.V., Journal of Engineering Thermophysics, **16**, 3 (2007)
4. Багинский А.В., Волосников Д.В., Скрипов П.В., Смотрицкий А.А., Теплофизика и аэромеханика, **15**, 3 (2008)

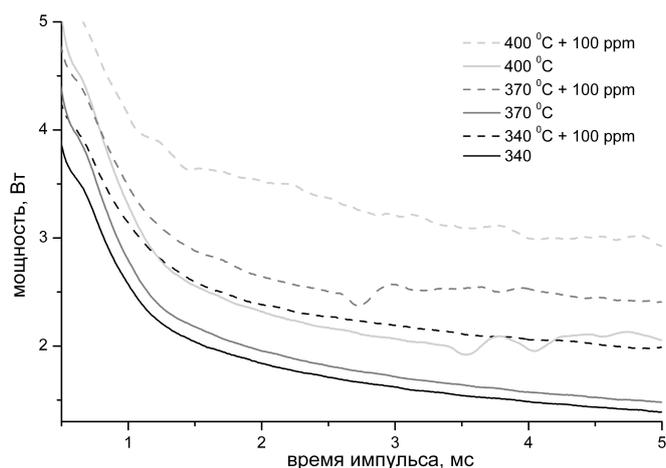


Рис. 1. Режим температурного плато: временные зависимости мощности нагрева зонда в «сухих» и дополнительно обводненных образцах турбинного масла ТП-22С.

ОПТОВОЛОКОННЫЙ ДЕНСИМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ  
ПЕРЕГРЕТЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Гурашкин А.Л.\*, Ямпольский А.Д.

Институт теплофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [nano-studio@yandex.ru](mailto:nano-studio@yandex.ru)

Исследования свойств перегретых жидкостей затрудняются конечностью времени жизни перегретого состояния [1]. При глубоком заходе в метастабильное состояние жидкости (вплоть до границы ее достижимого перегрева) время существования такого состояния сокращается до долей секунды.

Возникает ряд требований к экспериментальной установке для исследований свойств перегретых жидкостей [2]. Во-первых, произведение  $V \cdot t$  должно быть как можно меньше. Здесь  $V$  – объем перегретой жидкости,  $t$  – продолжительность наблюдения перегретого состояния в опыте. Во-вторых, датчик для измерения свойств перегретой жидкости не должен инициировать вскипание этой жидкости.

Пузырьковая камера совместно с оптоволоконным денсиметром [3] удовлетворяют таким условиям и позволяют производить измерения свойств перегретой жидкости вплоть до границы ее достижимого перегрева.

Чувствительной частью оптоволоконного денсиметра является скел оптоволоконного зонда с размером площадки около 0,01 мм. Принцип действия волоконно-оптического рефрактометра (торцевого рефлектометра) состоит в прецизионном измерении интенсивности излучения, отраженного от сколотого торца одномодового волоконного световода (френелевское отражение). Для измерений используют схему, включающую излучатель, волоконно-оптический разветвитель и фотоприемник. Коэффициент отражения зависит от эффективного показателя преломления основной моды световода, а также от показателя преломления жидкой среды, в которую помещен торец световода. В исследуемом диапазоне изменения температуры и давления показатель преломления кварцевого световода изменяется незначительно и может быть принят постоянным. Таким образом, изменения отраженного сигнала несут информацию об изменениях показателя преломления жидкости. Инерционность такого датчика определяется теплофизическими процессами на контактной площадке и характеристиками фотоприемного устройства и может быть менее 1 мкс.

Связь показателя преломления с плотностью жидкости (формулы Лоренц-Лорентца и Эйкмана) позволяет получить зависимость плотности перегретой жидкости от температуры и давления и уточнить уравнение состояния жидкости для метастабильной области. Данным способом впервые получены сведения о  $P, T$  зависимости относительной плотности перегретого  $n$ -гексана на границе достижимого перегрева при атмосферном давлении. Измерения выполнены в относительном варианте с опорой на известные данные по плотности на линии насыщения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 10-08-00538а и № 10-08-00540а).

1. Скрипов В.П., *Метастабильная жидкость*, М.: Наука (1972)
2. Ермаков Г.В., *Термодинамические свойства и кинетика вскипания перегретых жидкостей*, Екатеринбург: УрО РАН (2002)
3. Гурашкин А.Л., Старостин А.А., Ермаков Г.В., XIII РКТС, Тез. докл., Новосибирск: ИТ СО РАН, 270 (2011)

МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СПЛАВАХ  $Mn_{1.9-x}Co_xGe$ 

Осадченко В.Х., Тарасов Е.Н., Добрынин Н.В.\* , Матвеева И.Н.

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [Nikolai.Dobrynin@gmail.com](mailto:Nikolai.Dobrynin@gmail.com)

Современные проблемы экологии требуют замены фреоновых холодильников. Реальной альтернативой может стать метод магнитного охлаждения, в основу которого положен магнитокалорический эффект (МКЭ). Главные преимущества такого метода – экологическая привлекательность; высокая плотность рабочего тела; большое изменение энтропии на единицу объема. Помимо этого, изучение МКЭ позволяет исследовать магнитную структуру и фазовые переходы в магнетиках.

Магнитокалорический эффект проявляется изменением температуры  $T$  магнитного материала при его намагничивании или размагничивании во внешнем магнитном поле ( $\Delta T$ -эффект). В силу малых значений  $\Delta T$ , этот эффект обычно [1, 2] измеряют косвенным путем с помощью изотерм зависимостей намагниченности от магнитного поля и теплоемкости от температуры. Косвенное определение МКЭ может приводить к ошибочным зависимостям  $\Delta T$ -эффекта от температуры при наличии локальных фазовых переходов или гистерезиса.

Нами были проведены прямые измерения зависимости  $\Delta T$ -эффекта от температуры. Для этого использовалась батарея термпар. Преимуществом такого метода является высокая чувствительность к скачкообразным изменениям температуры. В данной работе представлены результаты исследования МКЭ в сплавах  $Mn_{1.9-x}Co_xGe$ . Как и ожидалось, в сплаве  $Mn_{0.8}Co_{1.1}Ge$  ( $x = 1.1$ ) наибольший МКЭ наблюдался в районе температуры Кюри. Однако в сплаве  $Mn_{0.92}Co_{0.98}Ge$  ( $x = 0.98$ ) при температурах значительно ниже температуры Кюри обнаружено существование большого  $\Delta T$ -эффекта (рис. 1). При этом на зависимостях намагниченности от поля в этой области температур не наблюдается никаких особенностей. Экспериментально это явление надежно подтверждено, однако теоретического обоснования на данный момент не имеет.

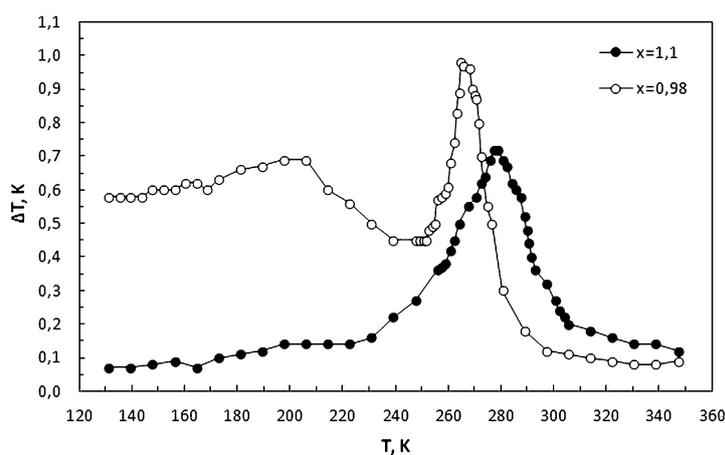


Рис. 1. Зависимость  $\Delta T$ -эффекта от температуры в сплавах  $Mn_{1.9-x}Co_xGe$  ( $x = 1.1; 0.98$ ) в поле  $\Delta H = 4.6$  кЭ.

1. Fang Y.K., Yeh C.C., Chang C.W., Chang W.C., Zhu M.G., and Li W., Scripta Mater., **57**, 453 (2007)
2. Zhao F.Q., Dagula W., Tegus O., Buschow K.H.J., Journal of Alloys and Compounds, **416**, 45 (2006)

РАСЧЕТ ИЗОТЕРМ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ  
В МОДЕЛИ РЕГУЛЯРНЫХ РАСТВОРОВ

Ицкович А.А. \*, Бокштейн Б.С.

Национальный исследовательский технологический университет, г. Москва, Россия

\*E-mail: [alexej.itskovitch@yandex.ru](mailto:alexej.itskovitch@yandex.ru)

Поверхностное натяжение является важнейшей характеристикой границ раздела. Знание этой характеристики, а также ее изменения с концентрацией и температурой особенно актуально в настоящее время в связи с развитием науки о наноматериалах и использованием этих материалов в технике.

Зависимость поверхностного натяжения свободной поверхности и границы зерна от состава позволяет определить адсорбцию на этих поверхностях и сопутствующее изменение свойств материала. Прямое наблюдение адсорбции на границе зерна методами Оже-электронной спектроскопии, вторичной ионной масс-спектрометрии ограничивается растворами, склонными к хладноломкости, но для многих растворов это не так, и возникает задача определения адсорбции на внутренних поверхностях в сплавах, не склонных к хладноломкости.

В связи с вышесказанным, является актуальным создание методов, позволяющих теоретически рассчитать поверхностное натяжение свободной поверхности и границы зерна, получение и систематизация новых данных [1].

Как правило, для описания поверхностного натяжения используют уравнение Жуховицкого [2], однако в некоторых случаях необходимо учитывать «неидеальность» твердого раствора. В работе были рассчитаны изотермы поверхностного натяжения для систем с различными отклонениями от идеальности в поверхностном и объемном растворах. В связи с отсутствием экспериментальных данных о термодинамических свойствах поверхностного раствора, в первом приближении поверхностный и объемный растворы были описаны в рамках теории регулярных растворов. Расчет проводился для атмосферного давления в интервале температур от 1000 до 2000 К для систем с параметрами взаимодействия ( $\alpha_v$ ,  $\alpha_s$ ) для объемного и поверхностного растворов соответственно, где  $\alpha_v$  и  $\alpha_s$  варьировались в диапазоне от минус 2 до плюс 2 ( $\alpha = \Delta H^M / RT$ , где  $\Delta H^M$  – энтальпия смешения раствора).

1. Гиббс Д.В., Термодинамические работы, ГИТТЛ (1950)
2. Жуховицкий А.А., Шварцман Л.А., Физическая химия, Металлургия (1987)

## ТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ПЕРОКСИДА ЛИТИЯ

Корабельников Д.В.\*, Алейникова М.В.

Кемеровский государственный университет, г. Кемерово, Россия

\*E-mail: [dKorabelnikov@yandex.ru](mailto:dKorabelnikov@yandex.ru)

Возможность пероксидов при термических или химических воздействиях разлагаться с выделением кислорода определяет широкий круг их практического применения. Пероксиды щелочных металлов также оказывают активное каталитическое действие на термическое разложение перхлоратов [1]. В настоящей работе расчёты для  $\text{Li}_2\text{O}_2$  выполнены с помощью пакета CRYSTAL09 [2]. Исследование тепловых свойств  $\text{Li}_2\text{O}_2$  проведено в квазигармонической модели Дебая, ключевым параметром которой является температура Дебая. Мы ограничились более простой квазигармонической моделью, когда вычисляются только зависимости частот  $\omega$  для длинноволновых колебаний.

Термодинамический потенциал свободной энергии  $F$  является наиболее подходящим для описания системы. Зная свободную энергию  $F(P, T)$  однородной системы при условиях термодинамического равновесия, можно определить её частные производные, которые позволят получить другие термодинамические функции. В таблице приведены коэффициенты  $a_i$ ,  $b_j$  полиномиальной интерполяции (1) термодинамических потенциалов свободной  $F$  и внутренней  $E_T$  энергии, энергии Гиббса  $G$ , энтальпии  $H$ , энтропии  $S$  и теплоёмкости  $C_V$  пероксида лития для  $T_0 = 300$  К.

$$\begin{aligned} f(P) &= f_0 + a_1P + a_2P^2, \\ f(T) &= f_0 + b_1T + b_2T^2 + b_3T^3. \end{aligned} \quad (1)$$

Функция, $f$	$f_0$	$a_1$	$a_2$	$b_1$	$b_2 \cdot 10^5$	$b_3 \cdot 10^8$
<b><math>\text{Li}_2\text{O}_2</math></b>						
$F(P, T)$ , кДж/моль	27.6033	0.9955	0.1395	-0.0468	-10.2350	2.7512
$E_T(P, T)$ , кДж/моль	41.2504	0.6284	0.1479	0.0619	7.9812	-6.0549
$G(P, T)$ , кДж/моль	27.6291	40.9541	-0.2126	-0.0468	-10.2350	2.7512
$H(P, T)$ , кДж/моль	41.2761	40.5871	-0.2042	0.0619	7.9812	-6.0549
$S(P, T)$ , Дж/моль·К	45.4903	-1.2235	0.0280	0.1922	0.9731	-1.0633
$C_V(P, T)$ , Дж/моль·К	68.0721	-0.8755	0.0139	0.1598	-29.1710	18.1400

Теплоёмкость  $C_V$  увеличивается с температурой сначала достаточно резко и после 985 К менее чем на 5% отличается от предельного значения  $12 \cdot R$ . Сравнительные с [3] данные следующие: при нулевом давлении и температуре 300 К теплоёмкость равна 68.07 Дж/моль·К (65.60 Дж/моль·К в [3]), при температуре 500 К – уже 86.31 Дж/моль·К (85.42 Дж/моль·К); при давлении 10 ГПа и температуре 300 К – 60.81 Дж/моль·К (57.12 Дж/моль·К) и при 500 К – 82.45 Дж/моль·К (80.62 Дж/моль·К).

Когда давление изменяется от 0 до 10 ГПа,  $C_V$  уменьшается на 32.2, 18.8, 10.7, 6.6 и 4.5% (20.1, 7.24, 3.19, 2.05 и 1.34% в [3]) для температур 100, 200, 300, 400 и 500 К, соответственно. Это означает, что, чем выше температура, тем слабее уменьшается величина теплоёмкости при постоянном объеме. С другой стороны, сравнивая  $C_V$  при различных температурах  $T = 100$  К и  $T = 500$  К, мы находим, что теплоёмкость при  $T = 500$  К на 87.0, 87.5, 88.5, 89.9, 90.7 и 91.8% больше чем при  $T = 100$  К при давлениях 0, 1, 3, 7, 10, 15 ГПа, соответственно.

Работа выполнена в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы.

1. Никитина З.К., Росоловский В.Я., Журн. неорган. химии, **42**, 252 (1997)
2. Dovesi R., Saunders V.R. et al., CRYSTAL09 User's Manual, University of Torino (2009)
3. Wu H.Y., Zhang H. et al., Physics Letters A, **360**, 352 (2006)

## МЕТОД БЕСКОНТАКТНОГО МОНИТОРИНГА ХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ В ПРОМЫШЛЕННОМ СИНТЕЗЕ

Смотрицкий А.А.<sup>1\*</sup>, Артемьев Г.А.<sup>2</sup>, Волосников Д.В.<sup>1</sup>, Ямпольский А.Д.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт теплофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Институт органического синтеза им. И.Я. Постовского УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [smotritskiy@bk.ru](mailto:smotritskiy@bk.ru)

Вопрос мониторинга протекания химических реакций в стандартных условиях решается применением отработанных измерительных методов. В случае наличия особенностей, затрудняющих проведение технологического контроля, востребованы специальные методы контроля химического превращения. Целью данной работы, поставленной совместно с сотрудниками лаборатории гетероциклических соединений ИОС УрО РАН, является разработка метода контроля реакций синтеза практически важных соединений применительно к мониторингу реакции диазотирования. Отработанная система мониторинга реакции является необходимым шагом в организации перевода процесса получения новых материалов из химических лабораторий на производственный уровень. На сегодняшний день не найден универсальный косвенный метод экспресс-контроля. Поэтому для решения задачи контроля хода химического реакционного процесса в дополнение к методам импульсного теплового тестирования [1] развивается бесконтактный метод импульсного контроля проводимости среды.

Реакция диазотирования представляет собой яркий пример технологического процесса, контроль которого стандартными методами затруднен по ряду причин: реакционный процесс протекает в агрессивной среде, при отрицательной температуре и при интенсивном механическом перемешивании. Такие характеристики исследуемого раствора, как теплопроводность и плотность, в ходе реакции меняются незначительно и не могут быть использованы в качестве отслеживаемого параметра.

Наш подход к решению задачи заключается в разработке метода бесконтактного измерения электропроводности устройства для реализации метода – бесконтактного кондуктометра. Проблема химической стойкости датчиков снимается бесконтактным исполнением измерительного преобразователя.

Важные особенности разрабатываемого устройства состоят в возможности проведения измерений при отрицательных температурах, таким образом, контроль может быть осуществлен для широкого класса неводных растворов, расширении области изменения значений электропроводности анализируемых растворов, а также в автоматизации измерительной процедуры. Для получения более подробной информации о протекании процесса основной метод может быть дополнен методами импульсного теплового тестирования.

Чувствительность метода к изменению электропроводности жидкости была проверена на эталонных водных растворах солей (гидрокарбонат натрия и калия). Следующим шагом было проведение пробного мониторинга реакции диазотирования с помощью кондуктометрического датчика, в ходе которого было отмечено заметное изменение регистрируемого сигнала во время прохождения реакции.

Работа выполнена при поддержке президиума УрО РАН в рамках поддержки молодежных инновационных проектов молодых ученых и аспирантов.

1. Skripov P.V., Smotritskiy A.A., Starostin A.A., Shishkin A.V., Journal of Engineering Thermophysics, **16(3)**, 155 (2007)

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ СИМУЛЯЦИИ РЕДКИХ СОБЫТИЙ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ И КАВИТАЦИИ ПЕРЕОХЛАЖДЁННОЙ ЖИДКОСТИ

Тетерин А.С.\*

Институт теплофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [alexey.teterin@mail.ru](mailto:alexey.teterin@mail.ru)

Компьютерное моделирование играет важную роль в изучении фазовых переходов, но оно ограничено доступной скоростью реакции. Для изучения редких событий применяются разные методы, два из которых – Replica Exchange Transition Interface Sampling (выборка переходных поверхностей с обменом копиями) и Forward Flux Sampling (выборка переднего потока) – были применены в данной работе к проблемам кристаллизации и кавитации переохлаждённой леннард-джонсовской жидкости. Эти методы позволили измерить недоступные прямым методом частоты зародышеобразования и собрать ансамбли реакционных путей, после чего эти ансамбли путей были проанализированы.

Исследуемые модели представляли собой леннард-джонсовскую жидкость в периодических граничных условиях. Радиус обрезания потенциала в безразмерных единицах был 6.29. Температура систем в безразмерных единицах была 0.4.

Вычисления проводились модифицированной автором для применения метода TIS программой HOOMD-0.9 [1], которая проводила вычисления на видеокартах от NVIDIA, что ускорило работу в несколько десятков раз.

Показано, что зарождающиеся пузырьки на начальных стадиях не являются сферически симметричными и сферизуются по мере роста. Получена численная оценка отношения свободных поверхностных энергий на границах жидкость-кристалл и жидкость-газ  $\gamma_{LV} \simeq 4.5\gamma_{LS}$ . Оценены в точке пересечения кривых частот кристаллизации и кавитации объём критического пузырька  $V_{LV} \simeq 30.5$ , объём критического кристаллического зародыша  $V_{LS} \simeq 110$  и число частиц в нём  $n_{LS} \simeq 107$ .

Получено экспериментальное подтверждение, что измеряемая с помощью RETIS частота не зависит от выбора параметра порядка. В то же время экспериментально показано, что метод FFS, являясь теоретически точным, может дать значительную систематическую погрешность в практических расчётах, что согласуется с соображениями, описанными в [2]. Программа, использованная для симуляции методом TIS-Swap, пригодна для симуляции и других систем.

Работа выполнена при финансовой поддержке УрО РАН (проект молодых ученых и аспирантов 2011).

1. <http://codeblue.umich.edu/hoomd-blue>
2. Titus S., cond-mat.stat-mech, arXiv: 1101.0927 (2011)

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ЖИДКОСТИ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Типеев А.О.\*

Институт теплофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [tipeeff@itp.uran.ru](mailto:tipeeff@itp.uran.ru)

Кристаллизация – широко распространенное в природе явление. Фундаментальный интерес представляет изучение начальной стадии кристаллизации – образование и рост зародышей новой фазы.

В данной работе методом молекулярной динамики изучен процесс зародышеобразования кристаллической фазы в переохлажденной жидкости и вычислены основные параметры данного процесса: размер и форма критического зародыша, работа его образования, поверхностная свободная энергия на искривленной границе кристалл-жидкость, частота нуклеации.

Согласно классической теории гомогенной нуклеации, стационарная частота образования зародыша новой фазы определяется выражением [1]:

$$J = \rho D(n_*) Z \exp(-W_*/k_B T), \quad (1)$$

где  $\rho$ ,  $T$  – плотность и температура метастабильной жидкости,  $D(n_*)$  – коэффициент диффузии зародышей в пространстве их размеров,  $Z$  – фактор Зельдовича,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $W_*$  – работа образования критического зародыша:

$$W_* = \frac{16\pi}{3} \frac{\gamma^3}{(p_{*s} - p)^2}, \quad (2)$$

где  $p_{*s}$  и  $p$  – давления в критическом кристаллическом зародыше и метастабильной жидкости,  $\gamma$  – межфазная свободная энергия.

В данной работе рассчитаны температурная и барическая зависимости величин  $J$ ,  $Z$ ,  $D(n_*)$  при кристаллизации переохлажденной Леннард-Джонсовской жидкости. Теория и методика расчетов описана в работах [1 – 5]. Из сопоставления полученных данных с (1) и (2) определена зависимость межфазной свободной энергии кристаллических зародышей от их размера, давления и температуры.

Исследуемые молекулярно-динамические модели содержали от 2048 до 10061824 частиц, помещенных в кубическую ячейку с периодическими граничными условиями. Взаимодействие между частицами описывалось усеченным потенциалом Леннарда-Джонса [6]. Расчеты проводились в  $NVE$  ансамбле на изотерме при температуре тройной точки  $T_t^* = k_B T/\epsilon = 0.6185$  и на нулевой изобаре. В процессе интегрирования уравнений движения рассчитывались давление, температура, внутренняя энергия, а также записывались координаты всех частиц в системе. Вычисления велись на кластерах Института математики и механики УрО РАН (г. Екатеринбург) и Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН (г. Москва).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 09-08-00176), Программы Президиума РАН (проект 09-П-2-1014), УрО РАН (проект молодых ученых и аспирантов 2011 года).

1. Skripov V.P., *Metastable Liquids*, Wiley (1974)
2. Baidakov V.G., Tipeev A.O., Bobrov K.S., Ionov G.V., *J. Chem. Phys.*, **132**, 234505 (2010)
3. Wedeking J., Strey R., Requera D., *J. Chem. Phys.*, **126**, 134103 (2007)
4. Ten Wolde P.R., Ruiz-Montero M.J., Frenkel D., *J. Chem. Phys.*, **104**, 9932 (1996)
5. Steinhardt P.J., Nelson D.R., Ronchetti M., *Phys. Rev. B*, **28**, 784 (1983)
6. Broughton J.Q., Gilmer G.H., *J. Chem. Phys.*, **84**, 5759 (1986)

## ОПИСАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ РАСТВОРА МЕТАН-АЗОТ В РАМКАХ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

Хотиенкова М.Н.<sup>\*</sup>, Андбаева В.Н.

Институт теплофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [mary-anton@bk.ru](mailto:mary-anton@bk.ru)

Представленная работа посвящена описанию результатов поверхностного натяжения раствора метан-азот [1] в рамках трёх термодинамических моделей: 1) идеальный раствор [2], 2) регулярный раствор [2] и 3) модель Роуленсона [3].

Поскольку рассмотренные модели работают при температурах, удалённых от критической точки, расчёт поверхностного натяжения проводился при температуре  $T = 95$  К. На рис. 1 результаты расчёта сопоставлены с экспериментальными данными. Из рисунка видно, что наилучшее согласие наблюдается для второй модели. Следовательно, простейший учёт неидеальности в рамках модели регулярного раствора приводит к существенному улучшению согласия между теорией и экспериментом.

Таким образом, раствор метан-азот представляет собой слабо неидеальную систему. Учет неидеальности в рамках модели регулярного раствора с идеальным поверхностным слоем позволяет при низких температурах описать данные по поверхностному натяжению с погрешностью, близкой к экспериментальной.

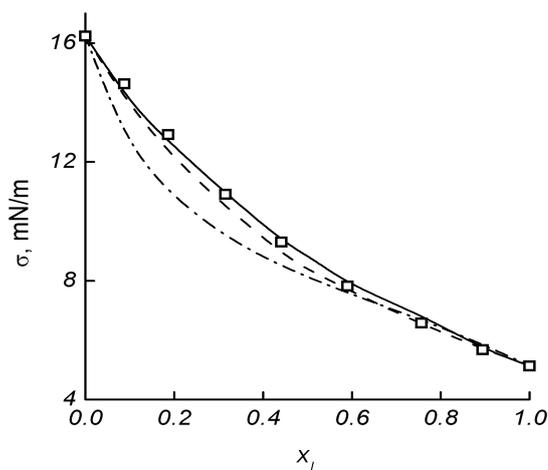


Рис. 1. Концентрационная зависимость поверхностного натяжения раствора метан-азот при  $T = 95$  К. Точки – экспериментальные данные [1], сплошная линия – модель регулярного раствора [2], пунктирная линия – модель идеального раствора [2], штрихпунктирная линия – модель Роуленсона [3].

Работа выполнена в рамках договора с Правительством Свердловской области, интеграционного проекта УрО – СО РАН и Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 10-08-96043, 09-08-00176).

1. Baidakov V.G., Khotienkova M.N., Andbaeva V.N., Kaverin A.M., Fluid Phase Equilib., **301**, 67 (2011)
2. Русанов А.И., Фазовые равновесия и поверхностные явления, Химия (1967)
3. Rowlinson J.S., J. Chem. Soc., Farad. Trans. I, **84**, 4125 (1988)

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ САМОСОГЛАСОВАННОЙ ЗАДАЧИ НАГРЕВА  
ОКСИДА ЦИНКА (ZnO) В СВЧ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ

Чернецов В.В.\*, Огурцов К.Н., Синицина Ж.С.

ГОУ ВПО Саратовский Государственный Технический Университет, г. Саратов, Россия

\*E-mail: [vlad256@rambler.ru](mailto:vlad256@rambler.ru)

Исследование в области применения СВЧ излучения для высокотемпературной обработки материалов в последнее время стало более актуальным. Нагрев материалов до температур от 1000°C и выше с помощью СВЧ энергии является одной из перспективных областей ее применения, так как СВЧ энергия в данном диапазоне температур мало изучена. Некоторые материалы до 1000°C слабо поглощают СВЧ энергию, однако по достижении некоторого порога температуры начинают активно ее поглощать. Также при СВЧ обработке в большинстве случаев снижается температура активации процессов и сокращается необходимое время обработки.

При термообработке оксида цинка (ZnO) в электромагнитном поле СВЧ ввиду диэлектрических потерь происходит ряд взаимосвязанных процессов: увеличивается температура объекта, появляются температурные деформации и напряжения, происходят фазовые и химические превращения вещества. Математическое описание представляет собой самосогласованную задачу электродинамики, теплопроводности, тепломассопереноса и кинетики химических реакций.

Система уравнений, описывающих процесс нагрева материала в СВЧ поле, сводится к уравнениям Максвелла и теплопереноса [1]. Для изотропной среды уравнения записываются в виде:

$$\begin{aligned} D &= \epsilon E; \quad B = \mu H; \quad j = \sigma E; \\ \operatorname{rot} E &= -\frac{\partial B}{\partial t}; \quad \operatorname{rot} H = j + \frac{\partial D}{\partial t}; \quad \operatorname{div} B = 0; \quad \operatorname{div} D = 0; \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \nu \nabla T &= \alpha \nabla^2 T + \frac{q_v}{c\rho} - \frac{(3l + 2m)\alpha_r T_0}{\lambda} \operatorname{div} U, \end{aligned}$$

где  $D$ ,  $B$  – векторы электрической и магнитной индукции;  $E$ ,  $H$  – векторы напряженности электрического и магнитного полей;  $\epsilon$ ,  $\mu$  – абсолютная диэлектрическая и магнитная проницаемость среды;  $j$  – плотность тока проводимости;  $c$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении;  $\rho$  – плотность диэлектрика;  $t$  – время;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности.

При задании соответствующих граничных и начальных условий возможно получить решение уравнений электродинамики и теплопереноса. На поверхностях раздела сред электромагнитные поля сопрягаются граничными условиями:

$$[H_2 - H_1, n] = 0, \quad [n, E_2 - E_1] = 0, \quad n(D_2 - D_1) = 0, \quad n(B_2 - B_1) = 0,$$

где  $n$  – единичный вектор, направленный из среды 2 в 1.

Классические граничные условия четвертого рода задаются при отсутствии массопереноса по наружной поверхности и сводятся к одновременному заданию равенства температур и тепловых потоков на границе раздела сред:

$$T_1 \Big|_S = T_2 \Big|_S, \quad -\lambda_1 \left( \frac{\partial T_1}{\partial n} \right)_S = -\lambda_2 \left( \frac{\partial T_2}{\partial n} \right)_S,$$

где  $T_1$  и  $T_2$  – температуры соприкасающихся сред на границе раздела;  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  – коэффициенты теплопроводности;  $n$  – нормаль к поверхности  $S$ .

1. Архангельский Ю.С., СВЧ электротермия, Саратов: СГТУ (1998)

## ИДЕНТИФИКАЦИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА ГЕНЕТИЧЕСКИХ АЛГОРИТМОВ

Смотрицкий А.А.\* , Ямпольский А.Д.

Институт теплофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [smotritskiy@bk.ru](mailto:smotritskiy@bk.ru)

Важность изучения процессов теплообмена, протекающих в энергетически нагруженных технологических системах, обуславливает необходимость развития новых экспериментальных и расчетных методов. Получение новых данных о свойствах жидкостей в области перегретых (относительно температуры равновесия жидкость-пар) и термически неустойчивых состояний представляет интерес также и с точки зрения фундаментальных исследований. Наша работа [1] ориентирована на разработку экспериментального метода управления режимами нагрева проволочного зонда, а также метода интерпретации опытных данных [2] в области как устойчивых, так и термически неустойчивых состояний вещества. Цель работы состоит в развитии метода определения теплофизических свойств жидких сред в широком диапазоне температур.

Экспериментальный подход заключается в формировании температурного напора существенной величины ( $10^2$  К) при сохранении контроля над режимом разогрева зонда и регистрации отклика исследуемого объекта. Реализация различных режимов импульсного нагрева возможна при использовании современных аппаратных средств для генерации функции нагрева и записи температурного сигнала. Таким образом, возникает возможность моделирования различных энергетически насыщенных воздействий, встречающихся в практических задачах.

Большой температурный напор и малая длительность эксперимента делают невозможным использование известных аналитических решений уравнения теплопроводности, полученных для случая независимых от температуры теплофизических свойств. В то же время численные методы позволяют получить решение обратной задачи теплопроводности различными способами. Одним из вариантов реализации оптимизационной процедуры является метод генетических алгоритмов. По ряду причин – способности находить решение в многоэкстремальном пространстве поиска, быстродействию, опыту успешного применения для решения обратных задач теплопроводности [3] – именно этот расчетный метод был выбран для решения задачи интерпретации опытных данных.

Для получения численного решения прямой задачи теплопроводности применен метод конечных разностей. Расчет нестационарного температурного поля производится по известным температурным зависимостям теплофизических свойств. Подбор температурно-зависимых теплофизических свойств осуществляется по критерию наименьшего рассогласования расчетной и экспериментальной термограмм итерационной процедурой, построенной с использованием генетических алгоритмов.

Производительность метода апробирована на эталонных веществах – предельных углеводородах.

Работа выполнена при поддержке: президиума УрО РАН и фонда CRDF, проект номер RUE1-7033-EK-11, а также фонда РФФИ, проект номер 10-08-00538-а.

1. Skripov P.V., Smotritskiy A.A., Starostin A.A., Shishkin A.V., Journal of Engineering Thermophysics, **16(3)**, 155 (2007)
2. Smotritskiy A.A., Skripov P.V., Starostin A.A. et al., Journal of Engineering Thermophysics, **19(3)**, 144 (2010)
3. Czel B. and Grof G., Int. J. Thermophys., **30(6)**, 1975 (2009)

*Էլեկտրոֆիզիկա*  
*Դասընթացը*

~ 0 ~



МАГНИТНО-ИМПУЛЬСНОЕ ПРЕССОВАНИЕ ОТ ЛАБОРАТОРИИ  
ПРИКЛАДНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИЗаяц С.В.

Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

E-mail: [seriyoga@iep.uran.ru](mailto:seriyoga@iep.uran.ru)

Метод магнитно-импульсной обработки материалов базируется на технологическом использовании энергии сильных импульсных магнитных полей. Первая опытная магнитно-импульсная установка была представлена на II-ой международной конференции по мирному использованию атомной энергии в г. Женеве (Швейцария) в 1958 г. [1]. Активные работы по применению МИ технологии для сжатия деталей, внутренней раздачи обечаек, плоской листовой штамповки изделий, а также для прессования порошковых материалов начались с середины 60-х годов прошлого столетия [1-4]. В Институте электрофизики г. Екатеринбурга в 1989 г. под руководством В.В. Иванова приступили к формированию компактных высокотемпературных сверхпроводящих керамик с применением магнитно-импульсного прессования (МИП). В 1991 г. плотность критического тока в образцах достигла  $2000 \text{ A/cm}^2$ , это было на порядок выше, чем у керамик, полученных традиционными технологиями.

С 1992 года основной тематикой исследования лаборатории прикладной электродинамики стало получение наноструктурных керамик из ультрадисперсных порошков. С 1997 года началось наше сотрудничество с ВНИИТФ Снежинска, где развивались исследования по созданию твердооксидных топливных элементов (ТОТЭ). Были получены образцы наноструктурного электролита в форме пластин и позднее (2000 г.) в форме труб со стенкой 0,5 мм, а в 2005 – в форме труб с толщиной стенки порядка 0,1 мм.

Одновременно с ТОТЭ шли работы по созданию износостойких материалов на основе порошков  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{MgAl}_2\text{O}_x$  с добавкой порошков  $\text{TiO}_2$  и  $\text{ZrO}_2$  [5]. Микротвердость таких керамик достигла 24 ГПа при размере зерна не выше 300 нм. Дополнительно на основе смеси порошков  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и нержавеющей стали были созданы металлокерамические плазменные катоды для технологических ускорителей электронов. Испытания показали, что при ресурсе  $> 5 \cdot 10^8$  импульсов катоды не изменили своих характеристик. Использование для прессования смеси порошков  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и металлического алюминия позволило получить заготовки для изготовления струеформирующих форсунок из корунда для очистки поверхности насосно-компрессорных труб.

Для создания металломатричных композитов на основе Al ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ , SiC) и Fe ( $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Fe}_3\text{C}$ , TiC) оптимально подобраны режимы горячего МИП. Образцы характеризуются высокой плотностью, близкой к теоретической, отличаются повышенными механическими свойствами [6-7].

На данный момент в лаборатории отработана и продолжает развиваться технология МИП для получения широкого спектра материалов.

1. Баранов М.И., Электротехника и Электромеханика, **1**, 42 (2009)
2. Sandstrom D.J., Metal Progres., **86**, 3, 215 (1964)
3. Барбарович Ю.К., Порошковая металлургия, **10**, 24 (1969)
4. Миронов В.А., Магнитно-импульсное прессование порошков, Рига: Зинатне (1980)
5. Иванов В.В., Паранин С.Н., Вихрев А.Н., Ноздрин А.А., Материаловедение, **5**, 49 (1997)
6. Ivanov V.V., Zayats S.V., Medvedev A.I., Shtol'ts A.K., Pereturina I.A., Rhee C.-K, Lee G.H., Journal of materials science, **39**, 5231 (2004)
7. Ломаева С.Ф., Волков В.А., Маратканова А.Н., Сурнин Д.В., Елсуков Е.П., Заяц С.В., Кайгородов А.С., Иванов В.В., Паранин С.Н., Материаловедение, **6**, 58 (2010)

## ХАОТИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА ЛОКАЛИЗОВАННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Зубарев Н.М., Кочурин Е.А.\*

Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [kochurine@1.ru](mailto:kochurine@1.ru)

Предметом нашего исследования является нелинейная динамика поверхности раздела диэлектрических жидкостей во внешнем горизонтальном электрическом поле. Интерес к данной теме обуславливается возможностью стабилизации внешним электрическим полем неустойчивой поверхности жидкостей. С прикладной точки зрения неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, возникающая при наличии градиента скоростей, является нежелательным эффектом, возникающим, к примеру, на границе раздела жидких металлов при лазерной абляции [1].

В работе [2] предложен подход, позволяющий значительно упростить теоретическое описание электрогидродинамической неустойчивости поверхности жидкостей в вертикальном электрическом поле, основанный на рассмотрении особого типа режима движения, при котором потенциалы скорости и электрического поля линейно связаны. В настоящей работе нам удалось обобщить данный подход на случай горизонтального электрического поля. В итоге получен широкий класс точных частных решений для эволюции системы локализованных возмущений на поверхности раздела. Математически их движение соответствует перемещению особых точек (полюсов) на комплексной плоскости. В случае взаимодействия трех возмущений пакет нелинейных волн может проявлять хаотическое поведение. На рис. 1 представлены сечения Пуанкаре для различных значений начальных амплитуд возмущений. По оси абсцисс откладывается расстояние между парой полюсов вдоль вещественной оси, а по оси ординат – расстояние между полюсами вдоль мнимой оси.

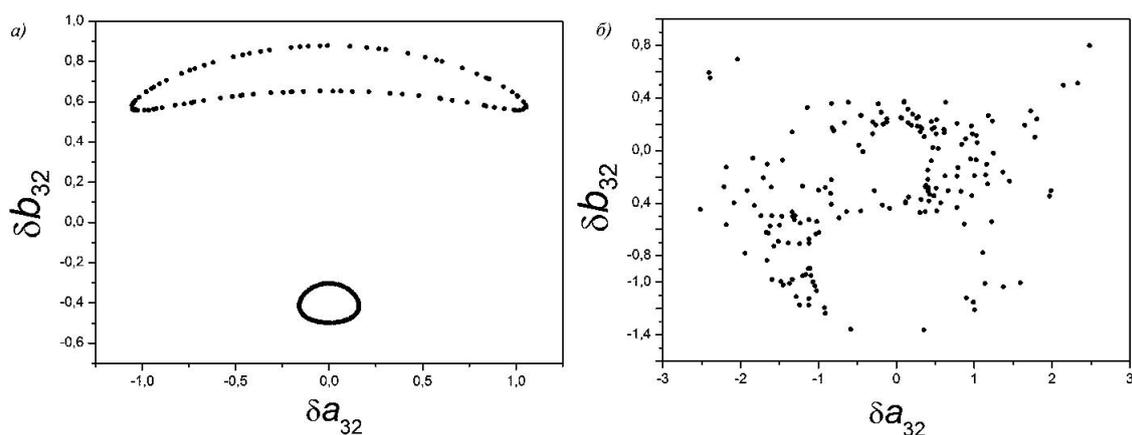


Рис. 1. Сечения Пуанкаре: а) регулярный режим; б) хаотический.

1. Ang L.K., Lau Y.Y., Gilgenbach R.M., Spindler H.J., Lash J.S., Kovalesky S.D., Journ. App. Phys., **83**, 8 (1998)
2. Zubarev N.M., Phys. Fluids, **18**, 028103 (2006)

## СТАБИЛИЗАЦИЯ НЕУСТОЙЧИВОСТИ КЕЛЬВИНА-ГЕЛЬМГОЛЬЦА ВНЕШНИМ ТАНГЕНЦИАЛЬНЫМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Зубарев Н.М., Кочурин Е.А.\*

Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [kochurine@el.ru](mailto:kochurine@el.ru)

Одним из наиболее распространенных типов гидродинамических неустойчивостей является неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, возникающая на границе раздела двух сплошных сред, имеющих достаточную разность скоростей. Известно [1], что внешнее электрическое поле, направленное касательно к невозмущенной границе раздела стабилизирует поверхность. В связи с этим представляет интерес динамика поверхности раздела двух контактирующих сред под действием электростатического (стабилизирующего) и гидростатического (дестабилизирующего) давлений. Численно подобная задача рассматривалась, например, в работе [2].

Наиболее общим подходом в механике сплошных сред является подход, основанный на гамильтоновом формализме [3]. Для системы идеальных несжимаемых жидкостей, движущихся с различными скоростями во внешнем тангенциальном электрическом поле, гамильтониан имеет вид:

$$H = \rho_1 \int_{z \leq \eta} \frac{(\nabla \Phi_1)^2 - V_1^2}{2} d\vec{r} + \rho_2 \int_{z \geq \eta} \frac{(\nabla \Phi_2)^2 - V_2^2}{2} d\vec{r} - \varepsilon_0 \varepsilon_1 \int_{z \leq \eta} \frac{(\nabla \varphi_1)^2 - E^2}{2} d\vec{r} - \varepsilon_0 \varepsilon_2 \int_{z \geq \eta} \frac{(\nabla \varphi_2)^2 - E^2}{2} d\vec{r},$$

где  $z = \eta(x, y, t)$  – функция, определяющая отклонение границы раздела от равновесного положения,  $\varepsilon_{1,2}$  – диэлектрические проницаемости жидкостей (индекс «1» соответствует нижней жидкости, а «2» – верхней),  $\rho_{1,2}$  – плотности, а  $\Phi_{1,2}$  и  $\varphi_{1,2}$  – потенциалы скорости и электрического поля.

В настоящей работе нам удалось показать, что в широком диапазоне управляющих параметров в плоской геометрии система уравнений на канонические переменные  $\psi(x, t) = \rho_1 \Phi_1|_{z=\eta} - \rho_2 \Phi_2|_{z=\eta}$  и  $\eta(x, t)$  может быть интегрируема аналитически с учетом квадратично-нелинейных слагаемых. В целом развитый подход позволяет эффективно анализировать докритические стадии развития неустойчивости, при которых доминируют электростатические силы, а также закритические, при которых на границе раздела формируется сингулярный профиль поверхности. В случае критического значения внешнего электрического поля, при котором действие двух сил скомпенсировано, функция  $\psi(x, t)$  будет удовлетворять комплексному уравнению Хопфа.

Работа выполнена при поддержке Совета по грантам при Президенте РФ (проект МД-4049.2010.2), РФФИ (проекты 10-08-96016 и 11-08-00434) и Фонда некоммерческих программ «Династия» в рамках Программы фундаментальных исследований, выполняемых в УрО РАН совместно с организациями СО РАН (проект 09-С-2-1005).

1. Melcher J.R., Phys. Fluids, **11**, 12 (1968)
2. Ozen O., Papageorgiou D.T., Petropoulos P.G., Phys. Fluids, **18**, 042102 (2006)
3. Захаров В.Е., ПМТФ, **2**, 86 (1968)

## ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ ОКСИДНОГО СЛОЯ НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МДП – СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ОКСИДА АЛЮМИНИЯ

Леонова Т.М.\* , Кастро Р.А.

Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена,  
г. Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: [leonova\\_tatyana@list.ru](mailto:leonova_tatyana@list.ru)

Целью работы является изучение влияния условий синтеза на диэлектрические свойства структур металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) с  $Al_2O_3$  в качестве диэлектрика методом диэлектрической спектроскопии.

Измерения диэлектрических параметров выполнены в частотном диапазоне  $10^1 \dots 10^6$  Гц и в температурном интервале  $0 \dots 1000$  °С на спектрометре «Concept 41» (Novocontrol Technologies). Система состоит из частотного анализатора импеданса ALPHA ANB, измерительной ячейки, устройства термостатирования Novocool Cryosystem, сосуда Дьюара с системой испарения и подачи газообразного азота, а также системы автоматического сбора данных с компьютерным интерфейсом. При измерениях температура стабилизировалась с точностью  $\approx 0.3^\circ$ . На образец подавалось измерительное напряжение 1В [1]. Для создания МДП структур, в качестве подложки были использованы пластины  $p-Si(100)$  марки КДБ-10. Оксид алюминия выращен методом ALD из смеси газов триметилалюминия  $Al(CH_3)_3$  и вода. Толщина оксидного слоя составляла: образец №1В – 78 нм; образец №2В – 36 нм. Алюминиевые контакты площадью  $0.24 \text{ мм}^2$  наносились на диэлектрик термическим испарением в вакууме.

Температурно-частотные зависимости диэлектрической проницаемости  $\epsilon'$  характеризуются резким увеличением ее величины с уменьшением частоты и увеличением температуры, что говорит о преобладании эффектов межфазной и дипольной поляризации в данном интервале частот. Наблюдаемое увеличение диэлектрической постоянной с уменьшением частоты связано с образованием и участием в поляризационном процессе значительно пространственного заряда, аккумулирующегося в приэлектродной области исследуемых структур, и с его откликом на прикладываемое к образцам переменное электрическое поле [2]. Диаграмма Коула-Коула  $\epsilon''(\epsilon')$  указывает на существование недебаевского механизма релаксации с широким распределением времён релаксации.

Температурно-частотные зависимости диэлектрических потерь характеризуются наличием релаксационного максимума в области низких частот и проявлением потерь проводимости при дальнейшем уменьшении частоты. Во всем температурном интервале обнаружено увеличение потерь с температурой.

Обнаружена степенная зависимость удельной проводимости  $\sigma_{ac}$  от частоты вида  $A\omega^s$ . Показатель степени  $s < 1$  и уменьшается с температурой, что говорит о существовании прыжкового механизма проводимости. Температурная зависимость  $\sigma_{ac}$  в координатах Аррениуса имеет экспоненциальный характер с энергией активации  $\Delta E_{1B} = (0.16 \pm 0.01)$  эВ для образца №1В и  $\Delta E_{2B} = (0.24 \pm 0.01)$  эВ для образца №2В. Увеличение проводимости с температурой вероятно связано с увеличением количества носителей заряда выброшенных с мест на ионах или вакансиях и с увеличением амплитуды колебаний решётки, приводящим к росту подвижности носителей заряда.

Увеличение толщины оксидного слоя вызывает ухудшение диэлектрических свойств. Обнаруженные закономерности объясняются структурными особенностями оксидного слоя, наличием в нем большого числа дефектов, как собственных, так и примесных, образованных при синтезе образцов [3].

1. Сазонов С.Г., Зулуев З.Н., Дрозд В.Е., Никифорова И.О., Письма в ЖТФ, **24**, 13, 58-63 (1998)
2. Новиков Ю.Н., Гриценко В.А., Насыров К.А., Письма в ЖЭТФ, **89**, 599-602 (2005)
3. Ahmed Farag I.S., Battisha I.K., El-Rafaay M.M., Indian Journal of Pure & Applied Physics, **43**, 446-458 (2005)

## ОЦЕНКА ПЕРСПЕКТИВ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МАГНИТОПРОВОДОВ ИЗ АМОРФНОГО СПЛАВА ДЛЯ СИЛОВЫХ ТРАНСФОРМАТОРОВ

Михалицына Е.А.\*, Катаев В.А.

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [evgenia.mihalitsyna@gmail.com](mailto:evgenia.mihalitsyna@gmail.com)

Ежегодное потребление электроэнергии в России находится на уровне 900 – 1000 миллиардов кВт·ч, при этом общие потери электроэнергии в распределительных трансформаторах оцениваются в 7,5 миллиардов кВт·ч и примерно 50% – это потери в магнитопроводах трансформаторов [1].

Наиболее перспективный путь снижения затрат на производство и эксплуатацию силовых распределительных трансформаторов – это применение магнитопроводов из аморфных (нанокристаллических) сплавов. Это обеспечивает в среднем пятикратное снижение потерь холостого хода трансформаторов по сравнению с традиционными магнитопроводами из электротехнической стали, а также позволяет сократить потери энергии в сердечнике трансформатора на 80% по сравнению со стальным аналогом.

Целью работы является оценка перспектив использования аморфного сплава в качестве магнитопровода для силового трансформатора в сравнении с кристаллическим сплавом. Для этого были рассмотрены два сплава: кристаллический – 3413 и аморфный – 2НСР.

Изучены механизмы потерь, возникающие при работе трансформатора, материалы, используемые в трансформаторостроении. Исследованы свойства рассматриваемых сплавов и произведена их сравнительная оценка. Произведены расчеты трансформаторов в зависимости от материала магнитопровода и оценка их стоимости. Показано, что аморфные сплавы являются перспективным материалом для магнитопровода трансформатора. Обсуждены проблемы, связанные с производством таких трансформаторов.

1. Савинцев Ю.М., СОВРЕМЕННЫЕ ТРАНСФОРМАТОРЫ: Анализ состояния производства в РФ силовых масляных трансформаторов I – III габарита, ЗАО «Корпорация «Русский трансформатор» (2011)



*Наноматериалы*  
*Наноматериалы*

~ o ~



## НАНОЧАСТИЦЫ Со в МЕТАЛЛ-УГЛЕРОДНЫХ КОМПОЗИТАХ

Багдасарова К.А.<sup>1\*</sup>, Пузик И.И.<sup>2</sup>, Дзидзигури Э.Л.<sup>3</sup>, Карпачева Г.П.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>)УРАН Институт нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН, г. Москва, Россия

<sup>2</sup>)ФГУП Всероссийский научно-исследовательский институт минерального сырья им. Н.М. Федоровского, г. Москва, Россия

<sup>3</sup>)Национальный исследовательский технологический университет МИСиС, г. Москва, Россия

\*E-mail: [bagdasarova@ips.ac.ru](mailto:bagdasarova@ips.ac.ru)

Получение композитных наноматериалов с заданными свойствами является одной из приоритетных задач современного материаловедения. Эффективность таких материалов определяется многими факторами, в том числе технологическими особенностями получения, влияющими на процессы зарождения и роста фаз, составляющих композит, и собственно размерными эффектами.

Настоящая работа посвящена исследованию влияния длительности ИК-пиролиза, в результате которого формируются нанокompозиты на основе полиакрилонитрила (ПАН) и Со, на процесс формирования металлических наночастиц.

Металл-углеродные нанокompозиты, полученные в процессе ИК-пиролиза прекурсоров на основе ПАН и  $\text{Co}(\text{C}_2\text{H}_7\text{O}_2)_2$  с исходной концентрацией Со 20% (по металлу) по методике [1], были исследованы методами рентгеноструктурного анализа (РСА) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) в зависимости от интенсивности ( $T = 500 - 700^\circ\text{C}$ ) и продолжительности ИК-пиролиза (2 – 25 мин) при определенной температуре.

На микрофотографиях, полученных с помощью ПЭМ, исследуемые образцы представляют собой полупрозрачную матрицу (углеродная фаза) с темными включениями, имеющими форму, близкую к сферической (металлическая фаза). По результатам РСА, композит состоит из фазы  $\beta$ -Со и углеродной фазы. Установлена зависимость изменения структурных параметров фазы  $\beta$ -Со (период решетки, истинное физическое уширение и средние размеры области когерентного рассеяния) от интенсивности и продолжительности ИК-пиролиза.

Анализ микрофотографий показал, что увеличение продолжительности ИК-пиролиза до 7 мин и выше наряду с увеличением размера наночастиц Со (30 – 40 нм) приводит к появлению в композитах более мелких частиц (3 – 5 нм). Наряду с этим, углеродная матрица имеет форму закрученных воронок, содержащих в себе наночастицы Со, или пустых.

Таким образом, показано, что увеличение длительности ИК-пиролиза приводит к изменению структурных параметров фазы  $\beta$ -Со и к появлению мелких металлических частиц, зарождение и рост которых происходит параллельно с увеличением размеров крупных частиц.

1. Л.М. Земцов, Г.П. Карпачева, М.Н. Ефимов и др., Высокомолекулярные соединения. А., **48**, 6, 977 (2006)

## СВЕРХРЕШЁТКИ CoFe/Cu и Co/Cu с ЭФФЕКТОМ ГИГАНТСКОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ

Банникова Н.С.\*, Миляев М.А., Наумова Л.И., Проглядо В.В., Каменский И.Ю.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [bannikova@imp.uran.ru](mailto:bannikova@imp.uran.ru)

При разработке современных устройств микроэлектроники, например датчиков тока и магнитного поля, часто применяются многослойные наноструктуры, обладающие эффектом гигантского магнитосопротивления (МС). Среди большого числа исследованных магнитных металлических наноструктур выделяются сверхрешётки  $[\text{Co}/\text{Cu}]_n$  или  $[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}]_n$  с наибольшей величиной МС [1].

Целью данной работы было изучение и оптимизация структурных, магнитных и магниторезистивных характеристик двух типов сверхрешёток, приготовленных на магнетроне постоянного тока MPS-4000-C6 (Ulvac) с использованием подложек (100) Si, (10 $\bar{1}2$ ) Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и стекло (Corning): 1)  $[\text{Co}(2.2 \text{ nm})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}} \text{ nm})]_n$  с количеством пар слоев  $n = 16, 30$ ; 2)  $[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(1.5 \text{ nm})/\text{Cu}(2.3 \text{ nm})]_n$  с разными буферными слоями и  $n = 4 \div 16$ . Измерения свойств сверхрешёток выполнены при комнатной температуре.

Проведённые исследования показали, что наибольшим значением МС (29%) обладают сверхрешётки стекло// $[\text{Co}(2.2 \text{ nm})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}} \text{ nm})]_{30}/\text{Co}(2.2 \text{ nm})$  с оптимальной толщиной слоя меди  $t_{\text{Cu}} = 2.15 \text{ nm}$ . Указанное значение МС превышает величину МС для SiO<sub>2</sub>// $[\text{Co}/\text{Cu}]_{30}$ , близких по толщине слоев [2]. Сокращение пар слоев  $n$  до 16 приводит к уменьшению МС на 6%, а величина гистерезиса  $\Delta H$  меняется от значения 74 Э до 53 Э. Оказалось, что гистерезис для сверхрешёток, напылённых без буферного слоя, чувствителен к типу подложки. Использование подложки Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> в 2 раза увеличивает  $\Delta H$  в сравнении с гистерезисом сверхрешётки, напылённой на стекло.

Для сверхрешёток Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>// $[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(1.5 \text{ nm})/[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(1.5 \text{ nm})/\text{Cu}(2.3 \text{ nm})]_8$  достигнуто  $\Delta R/R = 23.7\%$  при малой величине гистерезиса около 25 Э. Значение МС возрастает с увеличением  $n$  от 4 до 8, максимально при  $n = 8 \div 10$  и уменьшается с дальнейшим добавлением пар слоев. По результатам рентгеновской дифракции в малых углах самой совершенной слоистой структурой обладают сверхрешётки при  $n = 8 \div 10$ .

Показано, что в зависимости от материала и толщины буферного слоя значительно меняются магнитные и магниторезистивные свойства сверхрешёток Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/Cu, в то время как тип подложки не оказывает существенного влияния на эти свойства [3]. При напылении сверхрешёток с буферным слоем хрома обнаружено резкое, на порядок величины, изменение  $\Delta H$  при малой вариации толщины  $t_{\text{Cr}} = 1.5 \div 2.0 \text{ nm}$ . Причиной гигантского изменения гистерезиса может служить переход от парамагнитного состояния тонкого слоя Cr ( $t_{\text{Cr}} < 1.5 \text{ nm}$ ) к антиферромагнитному состоянию ( $t_{\text{Cr}} > 2.0 \text{ nm}$ ) с образованием в слое Cr антиферромагнитных доменов. Такие домены могут оказывать пиннингующее действие на движение доменных границ в соседнем слое CoFe за счёт эффекта однонаправленной анизотропии.

Работа выполнена в рамках темы «Спин», при поддержке Программы Президиума УрО РАН (№ 09-П-2-1037), РФФИ (№ 10-02-00590) и ОФИ УрО РАН № 11-2-23-НПО.

1. Wetzig K., Schneider C.M., Metal Based Thin Films for Electronics, WILEY-VCH, Weinheim (2003)
2. Hecker M., Thomas J., Tietjen D., Baunack S., Schneider C.M., Qiu An, Cramer N., Camley R.E., Celinski Z., J. Phys. D: Appl. Phys., **36**, 564-572 (2003)
3. Миляев М.А., Наумова Л.И., Проглядо В.В., Криницина Т.П., Бурханов А.М., Банникова Н.С., Устинов В.В., ФММ, **112**, 2, 146-154 (2011)

## ЛАЗЕРНАЯ ОБРАБОТКА МЕТАЛЛОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ГИДРОФОБНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Васильев С.Г.\*, Шур В.Я., Шишкина Е.В., Петухова Д.С., Тюрнина А.Е.

УЦКП «Современные нанотехнологии» ИЕН ЦКО УрФУ им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [vasilev@labfer.usu.ru](mailto:vasilev@labfer.usu.ru)

Современные разработки гидрофобных поверхностей ориентируются на использование полимерных покрытий и покрытий на основе жиров и восков, которые не выдерживают механического и теплового воздействия. Полимерные покрытия (например тефлон) потенциально опасны для здоровья человека и окружающей среды, а покрытия на основе жиров и восков являются источником питания для бактерий и микроорганизмов. При создании антибактериальных покрытий широко используются ионы серебра, однако такие поверхности не обладают гидрофобными свойствами и свойством «самоочищения».

Основной идеей работы является разработка способа создания поверхностей, обладающих гидрофобными свойствами. Методом прецизионной лазерной обработки поверхности металлов и последующей лазерной абляции в жидкости создаются структуры, подобные хорошо известной структуре поверхности листа лотоса, который обладает крайне низкой смачиваемостью (гидрофобная поверхность) [1].

Низкую смачиваемость листа лотоса (эффект лотоса) обеспечивает особенная морфология его поверхности. Установлено, что поверхность листа покрыта микроскопическими бугорками размерами около 10 мкм, которые, в свою очередь, покрыты нановорсинками длиной около 10 нм.

Создание структуры на поверхности металла производилось методом лазерной абляции при различных мощностях лазера. Как видно из таблицы 1, изменение структуры поверхности приводит к изменению краевого угла смачивания.

Таблица 1. Измеренные углы смачивания на исследуемых образцах.

Образец	$\Theta$	Тип поверхности
Полированный без абляции	$66 \pm 3$	Гидрофильная
Неполированный без абляции	$72 \pm 3$	Гидрофильная
Двухмасштабная структура, 20 Вт	$129 \pm 4$	Гидрофобная

Полученная структура обеспечивает гидрофобные свойства поверхности металла, так как капля воды, попадающая на поверхность, имеет малую контактную поверхность с металлом и не проникает между микробугорками благодаря высокому поверхностному натяжению жидкости. Наноразмерная структура дополнительно повышает гидрофобность за счёт уменьшения площади контактной поверхности.

Кроме того, полученная структура придаёт поверхности антибактериальные свойства. Адгезия бактерий и микроорганизмов (количество микроорганизмов, осевших на поверхность) уменьшается с ростом степени гидрофобности поверхности [2, 3].

Так же, благодаря высокой гидрофобности, поверхность обладает свойством «самоочищения», поскольку капли воды, скатываясь по поверхности, смывают пылевые частицы, споры грибов, бактерии и микроорганизмы.

Для измерения рельефа поверхности с высоким пространственным разрешением используются методы сканирующей зондовой, оптической и электронной микроскопии, а так же производится мониторинг химического состава приповерхностного слоя образцов.

1. Бармина Е.В., Стратакис Э., Квантовая электроника, **40**, 11, 1012-1020 (2010)
2. Oliveira R., Azeredo J., Biofilm community interactions: chance or necessity?, Cardiff: BioLine, 11-22 (2001)
3. Haiying Tang et al., Journal of Biomedical Materials Research Part A, **88A**, 2, 454-463 (2009)

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Епифанов Ю.А., Елфимова Е.А.\*

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [Ekaterina.Elfimova@usu.ru](mailto:Ekaterina.Elfimova@usu.ru)

Устойчивые коллоидные дисперсии магнитных наночастиц в жидких носителях называют магнитными жидкостями [1]. Благодаря возможности управления свойствами этих материалов при помощи магнитного поля, не изменяя при этом их жидкого состояния, феррожидкости являются перспективными наноматериалами, которые широко применяются в современных высоких технологиях.

Данная работа посвящена теоретическому исследованию вириального разложения свободной энергии неагрегированной феррожидкости. Магнитная жидкость моделируется бидисперсной системой дипольных твердых сфер с постоянными магнитными моментами. Каждая частица характеризуется радиус-вектором положения её центра масс и вектором, определяющим направление её магнитного момента. Взаимодействие между частицами моделируется суммой потенциала диполь-дипольного взаимодействия и потенциала взаимодействия твердых сфер. Использование аппарата статистической физики позволяет представить свободную энергию в виде вириального разложения по степеням объемной концентрации частиц [2].

В результате работы были вычислены второй и третий вириальные коэффициенты разложения свободной энергии бидисперсной системы дипольных твердых сфер по плотности магнитной жидкости с точностью до второго порядка по интенсивности диполь-дипольного взаимодействия.

На приведенном ниже графике представлена зависимость магнитной восприимчивости центрифугируемой феррожидкости в зависимости от расстояния до дна сосуда. Точки – результаты эксперимента, сплошная линия – восприимчивость, рассчитанная с использованием полученного разложения свободной энергии.

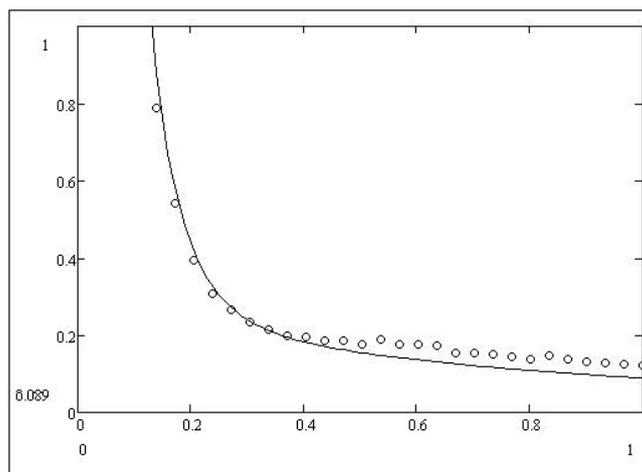


Рис. 1. Зависимость магнитной восприимчивости центрифугируемой феррожидкости от расстояния до дна сосуда.

1. Розенцвейг Р., Феррогидродинамика, Мир (1989)
2. Балеску Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, Мир (1978)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЛАВЛЕНИЯ И КРИСТАЛЛИЗАЦИИ  
НАНОКЛАСТЕРОВ ПЛАТИНЫ

Замулин И.С.\* , Гафнер С.Л.

ГОУ ВПО Хакасский государственный университет им. Н.Ф. Катанова, г. Абакан, Россия

\*E-mail: [zamulin\\_ivan@mail.ru](mailto:zamulin_ivan@mail.ru)

Произведенные по какой-либо из существующих в настоящее время методик нанокластеры являются неотъемлемой частью уже действующих нанотехнологий. При этом в процессе их исследования стало ясно, что свойства наноматериалов в значительной мере зависят от особенностей составляющих их частиц. В результате чего были начаты интенсивные работы по исследованию малых частиц (кластеров) [1].

Переход от массивных кристаллов к нанокластерам сопровождается изменением их температуры плавления (кристаллизации), теплоты плавления и энтропии. Стоит отметить, что размерный эффект температуры плавления малых частиц представляет не только научный, но и прикладной интерес.

В данной работе было проведено компьютерное моделирование процессов плавления и кристаллизации наночастиц платины методом молекулярной динамики с использованием потенциала сильной связи (*tight-binding*) [2]. При проведении компьютерного анализа в качестве начальных объектов были использованы сферические ГЦК-кластеры платины, получаемые при вырезании сферы из идеальной ГЦК-решетки. Моделирование процессов плавления и кристаллизации осуществлялось в рамках канонического ансамбля, основанного на взаимодействии с термостатом Нозе.

Для исследования термодинамических свойств платины выбирались частицы диаметром от 1.6 до 10 нм при первоначально идеальной ГЦК-структуре. С целью разрушения дальнего порядка кластеры платины разного радиуса были плавно нагреты до температуры 1850 К, затем было проведено постепенное охлаждение до температуры 300 К. В результате проведенного исследования наночастиц платины была определена их температура плавления ( $T_{пл}$ ) и кристаллизации ( $T_{кр}$ ). Отмечено ожидаемое сильное уменьшение температуры плавления кластеров платины по отношению к точкам плавления макроскопического образца. Интерес также представляет зависимость отношения  $T_{пл}/T_{кр}$  от числа атомов  $N$  в наночастице. Очевидно, что для макроскопической системы бесконечного числа атомов  $T_{пл}/T_{кр} = 1$ . В характере зависимости  $T_{пл}/T_{кр}$  от размеров нанокластеров платины прослеживается тенденция снижения скорости возрастания  $T_{пл}/T_{кр}$  при увеличении диаметра кластера. Таким образом, анализ термодинамических величин при фазовом переходе в кластерах позволяет глубже понять природу явления. Зависимость физических характеристик от размеров кластеров и их неоднозначность ведут ещё к одной особенности фазового перехода твёрдое тело – жидкость, наблюдаемой в наночастицах малого размера. Полученные температуры плавления и кристаллизации не равны и образуют область гистерезиса температур. Одним из важных наблюдений, которое можно сделать из анализа этой области, заключается в том, что благодаря поверхностному плавлению кластер здесь может находиться частично в твёрдом и жидком состояниях [3].

Определение температуры плавления-кристаллизации важно для микро- и наноэлектроники, где используются миниатюрные рабочие элементы. Полученные температуры определяют область нормального функционирования и стабильности соответствующих элементов.

1. Гусев А.И., Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии, М.: ФИЗМАТЛИТ (2005)
2. Cleri F. and Rosato V., Phys. Rev. B, **42**, 22 (1993)
3. Гафнер С.Л., Редель Л.В., Гафнер Ю.Я., ЖЭТФ, **135**, 5, 899 (2009)

## Влияние легирования на структуру нанокристаллических слоёв $Nb_3Sn$ в многоволоконных сверхпроводниках

Захаревская Е.Г.\*, Попова Е.Н., Дерягина И.Л.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [zaharevskaya.e.g@yandex.ru](mailto:zaharevskaya.e.g@yandex.ru)

Многоволоконные сверхпроводящие композиты на основе соединения  $Nb_3Sn$  для Международного термоядерного экспериментального реактора разрабатываются во ВНИИИМ им. ак. Бочвара (г. Москва) [1]. При «бронзовом» методе получения таких проводников Nb волокна вводят в матрицу из сплава Cu – Sn, проводят многократное волочение и сборку и получают проволоку  $\varnothing \sim 1$  мм, содержащую тысячи Nb волокон в бронзовой матрице. Затем проводят отжиг, в процессе которого Sn из матрицы поступает в Nb волокна, где образуются сплошные слои сверхпроводящей фазы  $Nb_3Sn$  – структура, состав и морфология которой оказывают определяющее влияние на токонесущую способность этих проводников. Диффузионные слои фазы  $Nb_3Sn$  обладают нанокристаллической структурой, от совершенства которой зависят сверхпроводящие характеристики, поскольку границы зёрен являются основными центрами пиннинга [2]. Для стабилизации нанокристаллической структуры применяют двухступенчатый диффузионный отжиг [3].

В настоящей работе методами просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии исследована структура слоёв  $Nb_3Sn$  в композитах, легированных Ti (0,24 мас.% в бронзовой матрице или 0,63 – 1,75 мас.% в Nb волокнах), после первой степени отжига (575°C, 100 ч). Проведённые исследования показали, что зарождение слоёв  $Nb_3Sn$  начинается с образования мелких ( $\sim 20$  нм) зародышей этой фазы в Nb волокнах, куда Sn диффундирует из бронзовой матрицы. На первой степени отжига количество остаточного Nb значительно превышает количество  $Nb_3Sn$ , но, тем не менее, очевидно, что Ti способствует более активному зарождению сверхпроводящих слоёв. Титан не приводит к измельчению зёрен  $Nb_3Sn$ , напротив, с увеличением его количества в Nb волокнах размеры зёрен и разброс по размерам возрастают. Более совершенные нанокристаллические слои  $Nb_3Sn$  с однородной структурой и меньшим средним размером зерна формируются при легировании Ti бронзовой матрицы, а не Nb волокон (рис. 1). Аналогичный результат получен нами и при двухступенчатом диффузионном отжиге [4].

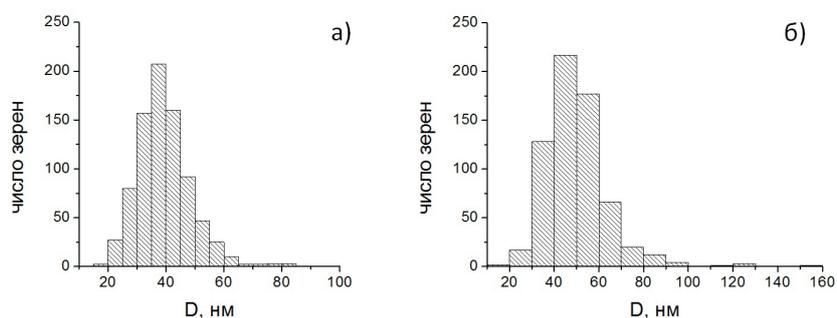


Рис. 1. Гистограммы распределения зёрен  $Nb_3Sn$  по размерам после отжига 575°C, 100 ч: (а) Nb/Cu – Sn – 0,24% Ti; (б) Nb – 1,75% Ti/Cu – Sn.

1. Pantsyrny V., Shikov A., Vorobieva A., *Cryogenics*, **48**, 354 (2008)
2. Larbalestier D.C., *Cryogenics*, **35**, 15 (1995)
3. Попова Е.Н., Родионова Л.А., Попов В.В. и др., *Материаловедение*, **3**, 14 (2005)
4. Попова Е.Н., Сударева С.В., Дерягина И.Л. и др., *Материаловедение*, **10**, 52 (2009)

## СИНТЕЗ КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРОВ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРНОЙ АБЛЯЦИИ В ЖИДКОСТИ

Козин Р.В.\*, Шур В.Я., Тюрнина А.Е., Кузнецов Д.К.

УЦКП «Современные нанотехнологии» ИЕН ЦКО УрФУ им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [roman.kozin@labfer.usu.ru](mailto:roman.kozin@labfer.usu.ru)

Зависимость оптических свойств наночастиц серебра от их размеров и формы определило их широкое применение в микроэлектронике, оптике, катализе, медицине, сенсорном анализе и других областях. Среди физических методов получения наночастиц металлов наиболее эффективна лазерная абляция металлов в вакууме или жидкости. Преимущества метода лазерной абляции в жидкости: высокая чистота, получение заряженных наночастиц, имеющих высокую коллоидную стабильность, без использования ПАВ. Лазерная абляция позволяет за счет изменения длины волны лазерного излучения, частоты следования импульсов, плотности энергии излучения, времени воздействия, скорости перемешивания жидкости, условий фокусирования, а также состояния поверхности получать наночастицы различного размера. Механизмы влияния многих из этих факторов к настоящему времени до конца не выявлены.

В работе были проведены исследования зависимости размеров наночастиц серебра от плотности энергии, длительности облучения и состояния поверхности мишени.

Увеличение плотности энергии лазерного излучения приводит к увеличению размера синтезируемых наночастиц. Это было объяснено тем, что при увеличении плотности энергии увеличивается глубина ванны расплава на поверхности мишени, при этом увеличивается выход материала с поверхности, как следствие, происходит увеличение размеров наночастиц.

Для повышения эффективности абляции и концентрации коллоидного раствора было увеличено время синтеза (при плотности энергии  $30 \text{ Дж/см}^2$ ) с 5 до 45 мин. При этом размеры наночастиц уменьшаются за счет их фрагментации и абляции мишени рассеянным на наночастицах лазерным излучением.

Проведено исследование влияния состояния поверхности мишени на размер синтезируемых наночастиц. Было установлено, что размер синтезируемых наночастиц зависит от количества циклов облучения поверхности мишени. Выявлена возможность синтеза сферических наночастиц серебра с гидродинамическим диаметром  $5 \pm 2 \text{ нм}$  (рисунок 1).

Величина дзета-потенциала синтезированных коллоидных растворов составила  $-35 \pm 5 \text{ мВ}$ , что подтверждает их стабильность.

Полученные результаты имеют важное значение для контролируемого синтеза наночастиц серебра заданного размера.

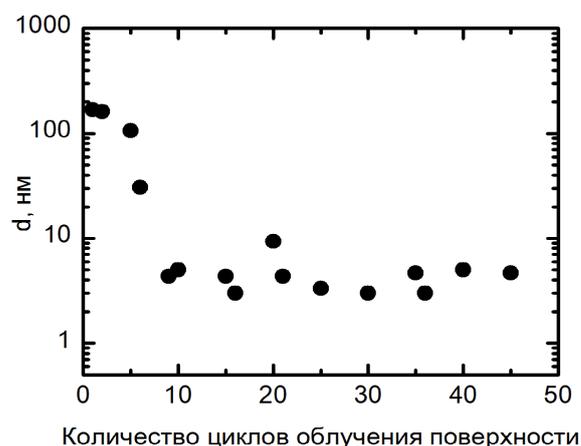


Рис. 1. Зависимость размера наночастиц серебра от количества циклов лазерного облучения поверхности мишени.

## ФОТОЭМИССИОННЫЕ СПЕКТРЫ И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ И КРУПНОЗЕРНИСТЫХ ТИТАНОВЫХ ИМПЛАНТОВ

Коротин Д.М.<sup>1\*</sup>, Бартковски С.<sup>2</sup>, Курмаев Э.З.<sup>1</sup>, Нойманн М.<sup>2</sup>,  
Якушина Е.Б.<sup>3</sup>, Валиев Р.З.<sup>3</sup>, Чолах С.О.<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>Физический факультет, Университет города Оснабрюк, г. Оснабрюк, Германия

<sup>3</sup>Институт физики перспективных материалов, УГАТУ, г. Уфа, Россия

<sup>4</sup>Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [danila.korotin@gmail.com](mailto:danila.korotin@gmail.com)

Материалы для медицинских имплантов должны быть биосовместимыми, нетоксичными и не должны вызывать аллергических реакций, обладая при этом необходимыми механическими свойствами. Если поверхность крупнозернистого коммерчески чистого титана *cp*-Ti (99.85% Ti) удовлетворяет всем этим требованиям, то вопрос о биосовместимости наноструктурированного титана, полученного интенсивной пластической деформацией (ИПД) [1] с повышенным пределом прочности (1240 МПа) остается открытым.

В данной работе представлены результаты измерения рентгеновских фотоэлектронных спектров основных (*core level*) уровней (Ti 2*p*, O 1*s*, C 1*s*, F 1*s*) и валентной зоны до и после химической обработки в 40% растворе плавиковой (HF) кислоты. Для каждой серии экспериментов было проведено травление образцов ионами аргона (Ar<sup>+</sup>) с 1 до 84 минут с интервалом в одну минуту.

Обзорный рентгеновский фотоэмиссионный спектр образцов в энергетическом интервале 0 – 600 эВ (Рис. 1а) показал, что процесс ИПД уменьшает количество углеводородных соединений на поверхности наноструктурированного образца. Кроме того, обнаружено, что содержание углеводородных загрязнений уменьшается после химического травления образцов.

Анализ спектра Ti 2*p* основного уровня с высоким энергетическим разрешением (Рис. 1б) показал, что поверхности обоих видов образцов до и после химического травления покрыты слоем диоксида титана TiO<sub>2</sub> (Ti<sup>4+</sup>).

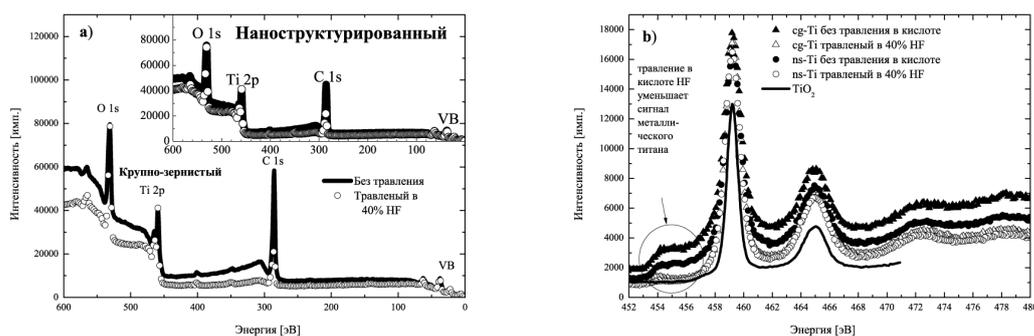


Рис. 1. а) Рентгеновский фотоэмиссионный спектр образцов наноструктурированного и крупнозернистого титана до и после химического травления в широком энергетическом интервале.

б) Рентгеновский фотоэмиссионный спектр Ti 2*p* основного уровня образцов наноструктурированного и крупнозернистого титана до и после химического травления с высоким энергетическим разрешением.

Установлено, что химическая обработка увеличивает содержание TiO (Ti<sup>2+</sup>), что положительно сказывается на биосовместимости титановых имплантов.

1. Valiev R.Z., Nature Materials, **3**, 511 (2004)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛИВИНИЛИДЕНФТОРИДА И ЕГО КАРБОНИЗОВАННЫХ ПРОИЗВОДНЫХ МЕТОДОМ РЕНТГЕНОВСКОЙ АБСОРБЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Морилова В.М.<sup>1\*</sup>, Песин Л.А.<sup>1</sup>, Бржезинская М.М.<sup>2</sup>, Байтингер Е.М.<sup>1</sup>, Евсюков С.Е.<sup>3</sup>,  
Вилков О.Ю.<sup>4,5</sup>, Нелюбов А.В.<sup>4,6</sup>

<sup>1</sup>Челябинский государственный педагогический университет, Челябинск, Россия

<sup>2</sup>ALBA Synchrotron Light Source, Barcelona, Spain

<sup>3</sup>Evonik Technochemie GmbH, Dossenheim, Germany

<sup>4</sup>НИИ Физики имени В.А. Фока СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

<sup>5</sup>Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Dresden, Dresden, Germany

<sup>6</sup>Institut für Chemie und Biochemie, Freie Universität Berlin, Berlin, Germany

\*E-mail: [vika\\_m@list.ru](mailto:vika_m@list.ru)

Проведены исследования радиационной карбонизации поливинилиденфторида (ПВДФ) методом рентгеновской абсорбционной спектроскопии (NEXAFS) с использованием оборудования Российско-Германского канала вывода и монохроматизации синхротронного излучения электронного накопителя BESSY-II в Helmholtz Zentrum Berlin für Materialien und Energie (Berlin, Germany). Образцы-плёнки частично кристаллического ПВДФ марки Kynar (фирма-производитель Atofina) толщиной 50 мкм размером  $10 \times 10 \text{ мм}^2$  проводящим клеем фиксировали непосредственно на медных держателях, что позволяло существенно уменьшить зарядку образцов. Ближняя тонкая структура спектров поглощения была получена путем регистрации полного электронного выхода внешнего рентгеновского фотоэффекта в режиме измерения тока утечки с образца при варьировании энергии падающих на него фотонов. Энергетическое разрешение  $\Delta E$  монохроматора в области F1s-края поглощения (энергия квантов  $\sim 680 \text{ эВ}$ ) и C1s-края поглощения ( $\sim 285 \text{ эВ}$ ) составляло примерно 150 мэВ и 70 мэВ, соответственно. Радиационная карбонизация ПВДФ проводилась потоком монохроматического излучения с энергией фотонов 1030 эВ.

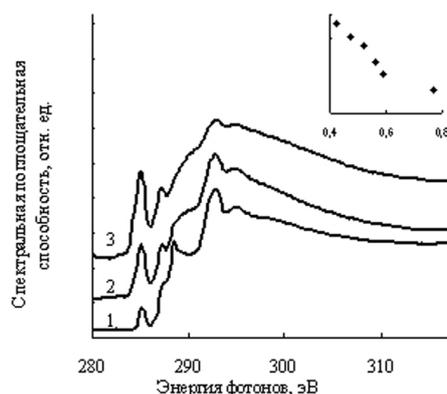


Рис. 1. Модификация формы NEXAFS спектров при начальной (1), промежуточной (2) и минимальной (3) концентрациях фтора; на вставке – зависимость интенсивности C1s  $\rightarrow$   $\pi^*$  пика (285 эВ) от концентрации фтора в образце.

Полученные спектры рентгеновского поглощения вблизи C1s-края качественно согласуются с данными [1,2]. При воздействии излучения появляются и увеличиваются спектральные особенности, обусловленные аморфизацией образца, а также образованием  $\pi$ -связей (рис. 1).

1. K.K. Okudaira et al., Surface Review and Letters, **9**, 1, 335 (2002)

2. C.G. Duan et al., J. Phys.: Condens. Matter, **15**, 3805 (2003)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ СТАБИЛЬНОСТИ МАЛЫХ КЛАСТЕРОВ ЗОЛОТА И МЕДИ В РАМКАХ ПОТЕНЦИАЛА СИЛЬНОЙ СВЯЗИ

Мясниченко В.С.\*

Алтайский государственный технический университет, г. Барнаул, Россия

\*E-mail: [viplabs@yandex.ru](mailto:viplabs@yandex.ru)

Настоящая работа является результатом проведенного моделирования процесса плавления кластеров золота и меди с плавным нагреванием от 1 К. Рассмотрено 24 различных размеров  $N$ . Модельные кластеры данных размеров являются представителями восьми рядов базовых многогранников [1], по три кластера в каждом ряду: усеченный ромботетраэдр УРТ ( $N = 16, 68, 176$ ), усеченный октаэдр УО (19, 79, 201), ромботетраэдр РТ (28, 92, 216), УО (38, 116, 260), УРТ (40, 128, 288), усеченный кубоктаэдр УКО (43, 135, 297), УО (44, 140, 314), кубоктаэдр КО (55, 147, 309).

Кластер следующего размера в каждом из перечисленных рядов получается путем добавления к кластеру текущего размера плотноупакованной оболочки из атомов. Большинство граней перечисленных базовых тетраэдрических и кубических многогранников имеют индексы нормалей (1,1,1), реже встречаются (1,0,0), детальное описание индексов плоскостей и узлов многогранников приводится в работе [1]. Все кластеры с четным числом атомов не имеют единого центрального атома. В кластерах же с нечетным числом атомов всегда можно выделить центральный атом, соответствующий центру масс. Среди рассмотренных  $N$  это кластеры размеров 19, 43, 55, 79, 135, 147.

Для вычисления сил, действующих между атомами, использовался модифицированный tight-binding потенциал [2] с фиксированным радиусом обрезания – по пятой координационной сфере включительно. Скорость изменения температуры  $U$  равнялась  $1 \text{ пс}^{-1}$ .

Температура в процессе моделирования определялась средней кинетической энергией атомов, которая рассчитывалась на основе скоростного алгоритма Верлета [3] с шагом по времени  $h = 2.5 \text{ фс}$ . Моделирование проводилось в микроканоническом ансамбле на основе методов, изложенных в [3].

Точки структурной перестройки кластеров фиксировались по скачку доли атомов с пятичастичной локальной симметрией как функцией температуры. Симметрия в ближайшем окружении атома определялась с помощью метода анализа общих соседей (Common neighbour analysis) [4]. Кроме этого, дополнительно в течение всего времени эксперимента, параллельно с визуализацией трехмерной структуры кластера, рассчитывалась функция радиального распределения  $g(r)$ .

Полученные результаты свидетельствуют о влиянии формы поверхности кластера на его термодинамическую стабильность, для малых Cu кластеров данная зависимость проявляется более существенно, чем для Au кластеров. Наименее стабильны РТ, УКО и КО конфигурации атомов меди.

1. И.В. Лощина, М.Д. Старостенков, *Фундаментальные проблемы современного материаловедения*, **3**, 4, с.94-100 (2006)
2. F. Cleri and V. Rosato, *Phys. Rev. B*, **48**, 22 (1993)
3. T. Pang, *An Introduction to Computation Physics*, University Press, Cambridge (2006)
4. J.D. Honeycutt and H.C. Andersen, *J. Phys. Chem.*, **91**, 4950 (1987)

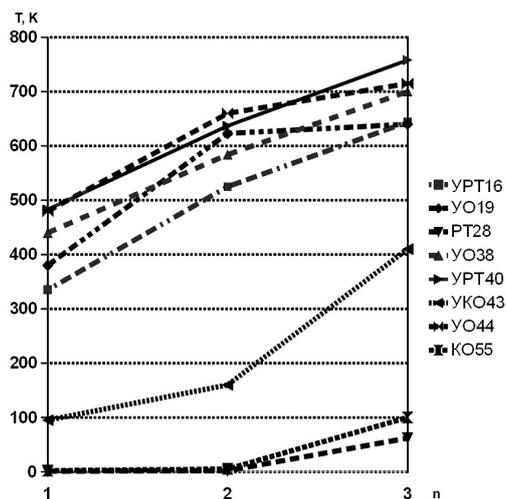


Рис. 1. График зависимости температуры структурно-фазового перехода в кластерах Cu от формы кластера и его размера ( $n$ , номера в ряду).

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫХ СВОЙСТВ И ТЕМПЕРАТУРНОЙ СТАБИЛЬНОСТИ СВЕРХРЕШЕТОК CoFe/Cu

Рябова Т.А.\* , Миляев М.А., Наумова Л.И., Проглядо В.В., Банникова Н.С.

Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [ryabova.t.a@yandex.ru](mailto:ryabova.t.a@yandex.ru)

Искусственно синтезированные периодические системы, состоящие из чередующихся магнитных и немагнитных металлов с антиферромагнитным взаимодействием между магнитными слоями, обладают эффектом гигантского магнитосопротивления (МС) и широко применяются в различных практических приложениях. Повлиять на свойства готовых структур можно посредством постростового отжига [1].

Основываясь на результатах нашей работы [2], были выбраны образцы с лучшими магниторезистивными характеристиками  $N(t, \text{Å})/[\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(15 \text{ Å})/\text{Cu}(23 \text{ Å})]_n$ , и проведены исследования свойств сверхрешёток в зависимости от температуры и продолжительности отжига. Сверхрешётки были приготовлены на высоковакуумной установке MPS-4000-C6 (Ulvac) и отличались толщиной, материалом буферного слоя ( $N = \text{Cr}, \text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ ,  $t$  – толщина слоя), количеством пар слоев ( $n$ ) и типом подложки ( $\text{Al}_2\text{O}_3$  и стекло). Отжиг проводился в вакууме при давлении  $10^{-5}$  Па. Первый вариант отжига: образцы выдерживались 1 час при заданной температуре в интервале от  $220^\circ\text{C}$  до  $420^\circ\text{C}$ , второй вариант отжига циклический – при выбранной оптимальной температуре в  $300^\circ\text{C}$  образцы отжигались 1 час, измерялось МС стандартным четырёхконтактным методом при комнатной температуре, далее цикл в 1 час повторялся.

Для сверхрешёток с  $n = 8$ , напылённых на стекле с буферными слоями CoFe ( $t = 15 \text{ Å}$  и  $35 \text{ Å}$ ) и Cr ( $t = 15 \text{ Å}$  и  $35 \text{ Å}$ ), были найдены оптимальные значения температур, отжиг при которых в течение одного часа значительно увеличивал МС без изменения величины гистерезиса. Исследования магнитных свойств показали, отжиг при температурах от  $220^\circ\text{C}$  до  $350^\circ\text{C}$  сверхрешёток с буферным слоем CoFe ( $15 \text{ Å}$ ), напылённых на стекле, не меняет заметно величину намагниченности и коэрцитивную силу, а при  $T > 350^\circ\text{C}$  гистерезис увеличивается с 21 Э до 36 Э.

Было обнаружено, что для образцов, напылённых на  $\text{Al}_2\text{O}_3$  с буферным слоем CoFe ( $15 \text{ Å}$ ) и числом пар слоев  $n = 4 \div 16$ , отжиг при оптимальной температуре  $300^\circ\text{C}$  и оптимальной продолжительности 2 часа значительно увеличивает МС – для образцов с числом пар слоев  $n = 8 \div 10$  максимальное значение МС изменилось с 22,5% до 25%.

Малоугловые рентгеновские исследования сверхрешёток с буферным слоем CoFe ( $15 \text{ Å}$ ) и  $n = 16$  показали, что отжиг образцов при  $300^\circ\text{C}$  в течение двух часов не меняет вид рефлектограммы – брегговский пик вблизи угла  $2\Theta = 3^\circ$ , соответствующий сумме толщин слоев CoFe и Cu, не меняет своего положения, что указывает на сохранение слоистой структуры и периодичности при отжиге сверхрешётки.

Воздействие температуры  $300^\circ\text{C}$  в течение часа для образцов с буферным слоем Cr ( $t = 15 \text{ Å}$  и  $35 \text{ Å}$ ) и в течение 2 часов для образцов с CoFe ( $15 \text{ Å}$ ) буфером максимально увеличило МС. Дальнейшее добавление циклов отжига продолжительностью в 1 час при этой же температуре привело к значительному уменьшению МС у образца с тонким буферным слоем Cr ( $15 \text{ Å}$ ) и небольшому уменьшению МС у других образцов.

Работа выполнена в рамках темы «Спин», при поддержке Программы Президиума УрО РАН (№ 09-П-2-1037), РФФИ (№ 10-02-00590) и ОФИ УрО РАН № 11-2-23-НПО.

1. Tumanski S., Thin Film Magnetoresistive Sensors, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 215 (2001)
2. Миляев М.А., Наумова Л.И., Проглядо В.В., Криницина Т.П., Бурханов А.М., Банникова Н.С., Устинов В.В., ФММ, **112**, 2 (2011)

ЧЕТЫРЁХЪЯДЕРНЫЙ КЛАСТЕР  $Mn_4(hmp)_6$  – МОНОМОЛЕКУЛЯРНЫЙ МАГНИТСемяняк Д.Н.<sup>1\*</sup>, Стариченко Д.В.<sup>2</sup>, Швачко Ю.Н.<sup>2</sup><sup>1</sup>Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия<sup>2</sup>Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия\*E-mail: [semenyak.d@gmail.com](mailto:semenyak.d@gmail.com)

Создание элементной базы для молекулярной спинтроники, квантового компьютера, сенсоров нового поколения невозможно без использования магнитов молекулярного масштаба – мономолекулярных магнетиков. Традиционные материалы теряют магнитные свойства на масштабах нескольких нанометров ( $\sim 10^{-10}$  м). Вместе с тем физика магнитного упорядочения в молекулярных кластерах качественно отличается от магнетизма твёрдого тела и существенно определяется квантовыми эффектами [1, 2]. К мономолекулярным наномангнетикам (Single Molecule Magnets) мы будем относить полиядерные металлокомплексные кластеры, в которых магнитные моменты отдельных ионов металлов связаны между собой обменными взаимодействиями, в результате чего вся молекула становится наномангнетиком.

Магнитные свойства SMM определяются структурой кластера, углами и длинами связей. Сопоставление магнитных свойств и структурных деталей является предметом физических исследований. Понимание взаимосвязи структурных и магнитных характеристик позволит вести направленный синтез молекулярных магнетиков с более качественными параметрами. В данной работе на примере цепочечных магнетиков  $Mn_4(hmp)_6 - Np$  ( $hmp$  – гидроксиметилпиридин,  $Np = FeNO(CN)_5$  – нитропруссид) и  $Mn_4(hmp)_6 - Cl$  мы показываем, что тип мостика влияет на характер магнитного упорядочения в цепочке [3, 4]. В то же время углы определённых химических связей формируют магнитное упорядочение в отдельном кластере [5, 6].

В работе показано, какие углы и длины связей в кластере  $Mn_4(hmp)_6$  являются оптимальными для ферромагнитного типа упорядочения.

1. Bogani L. et al., *Nature Materials*, **7**, 179 (2008)
2. Bogani L. et al., *J. Mater. Chem.*, **18**, 4750 (2008)
3. Kushch L. et al., *Book of abstracts V Int. Conf. "High-Spin Molecules and Molecular Magnets"*, N. Novgorod, Russia, **017** (2010)
4. Shvachko Yu. et al., *Book of abstracts V Int. Conf. "High-Spin Molecules and Molecular Magnets"*, N. Novgorod, Russia, **030** (2010)
5. Семяняк Д.Н., Стариченко Д.В., Швачко Ю.Н., Сборник тезисов XI всероссийской молодежной школы-семинара по проблемам физики конденсированного вещества, Екатеринбург (2010)
6. Семяняк Д.Н., Стариченко Д.В., Швачко Ю.Н., Материалы XVII всероссийской научной конференции студентов-физиков и молодых ученых, Екатеринбург (2011)

## ВЫЧИСЛЕНИЕ НАЧАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ВЫСОКОКОНЦЕНТРИРОВАННОЙ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ

Елфимова Е.А., Турышева Е.В.\*

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [tais\\_kat@list.ru](mailto:tais_kat@list.ru)

Настоящая работа посвящена вычислению начальной магнитной восприимчивости высококонцентрированных магнитных жидкостей. Магнитная жидкость – устойчивая коллоидная взвесь наноразмерных частиц ферромагнитных материалов в жидкости-носителе. Форма частиц близка к сферической, диаметр частиц имеет порядок 10 нм.

Одной из важнейших характеристик магнитной жидкости является начальная магнитная восприимчивость. В экспериментальной работе [1] описываются очень высокие значения начальной магнитной восприимчивости: при комнатных температурах восприимчивость достигает значений 80 – 100. Ни одна из существующих на сегодняшний день теоретических моделей не способна предсказать столь высоких значений магнитной восприимчивости. Однако результаты компьютерного моделирования хорошо описывают теоретические данные, в отличие от результатов физического эксперимента.

Этот факт свидетельствует о том, что модель, используемая для теоретического обоснования и компьютерного моделирования, плохо подходит для высококонцентрированных магнитных жидкостей. Целью данной работы является вычисление начальной магнитной восприимчивости, моделируя взаимодействия между феррочастицами суммой двух потенциалов: диполь-дипольным и «Прямоугольной потенциальной ямой», и сравнение полученного результата с результатами, основанными на модели «Дипольные твёрдые сферы», широко применяемой в этой области. На рисунке 1 показана зависимость начальной магнитной восприимчивости от параметра диполь-дипольного взаимодействия  $\lambda = m^2/d^3kT$ , где  $m$  – величина магнитного момента,  $d$  – диаметр частицы,  $kT$  – тепловая энергия. Из графика хорошо видно, что использование модели «Прямоугольная потенциальная яма» может объяснить anomalously высокие значения начальной магнитной восприимчивости, описанные в работе [1].

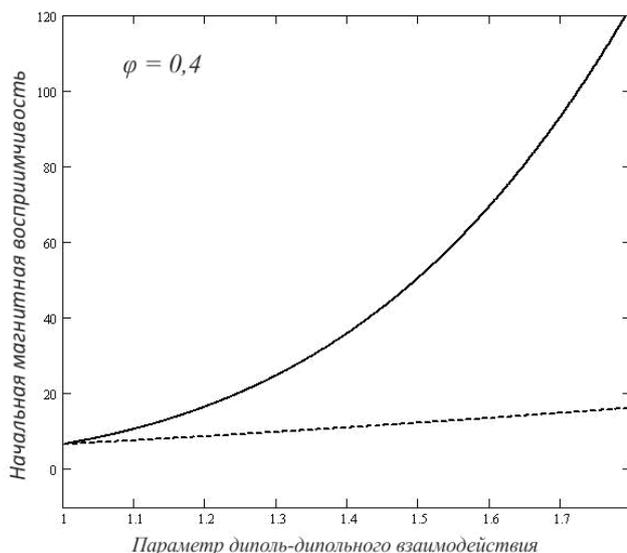


Рис. 1. График начальной магнитной восприимчивости в зависимости от  $\lambda$ . Объемная концентрация  $\varphi = 0,4$ . Сплошная линия – значение восприимчивости, вычисленное с использованием потенциала взаимодействия «прямоугольная потенциальная яма». Пунктирная – «твёрдые сферы».

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента МК-1673.2010.2.

1. A.F. Pshenichnikov, A.V. Lebedev, J. Chem. Phys., **121**, 5455 (2004)

## ПРИМЕНЕНИЕ НАНОМЕХАНИЧЕСКОГО ИСПЫТАТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ МАРКИРОВКИ ОПТИЧЕСКИХ НОСИТЕЛЕЙ ИНФОРМАЦИИ

Харитонов Д.В.\*, Вохминцев А.С., Вайнштейн И.А.

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина  
НОЦ «Наноматериалы и нанотехнологии», г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [haritonovd@gmail.com](mailto:haritonovd@gmail.com)

В настоящее время актуальны вопросы защиты продукции от подделок и несанкционированного использования. Большинство традиционных методов: голографические наклейки, каплеструйная, ударно-механическая маркировки не обеспечивают размеров меток  $< 10$  мкм и оставляют возможность фальсификации защищаемой продукции. В этой связи перспективны способы скрытой маркировки, обнаружение и, тем более, подделка которой обычными средствами чрезвычайно затруднены. В то же время, быстрое установление подлинности изделия официальными лицами обеспечивается за счёт обладания необходимым оборудованием и информацией о местоположении меток. Цель настоящей работы состояла в разработке программного модуля к сканирующему наноиндентеру для маркировки поверхности оптических носителей информации в нанометровом масштабе.

Аппаратная база для размещения разрабатываемого модуля – наномеханический испытательный комплекс TI 750 Ubi (Hysitron, Inc.), в котором реализованы режимы прецизионного индентирования с использованием пирамиды Берковича в диапазоне нагрузок 1 – 13000 мкН и СЗМ с нанометровым разрешением. Сканирование в режиме зондового микроскопа возможно для областей в диапазоне 1 – 90 мкм, что позволяет сначала получить изображение поверхности, выбрать зону маркировки, учитывая ее шероховатость, наличие неоднородностей, и выполнить нанесение меток. Для технологии локального деформирования поверхностей с помощью используемого типа наноинденторов характерна треугольная форма маркировочных углублений. Стандартное ПО платформы TI 750 Ubi позволяло задавать координаты точек индентирования только в ручном режиме, что не обеспечивало требуемую скорость, вариативность и качество нанесения информации. С целью устранения указанных недостатков был разработан внешний программный модуль текстовой маркировки.

В ходе выполнения настоящей работы создан графический интерфейс, позволяющий размещать любую символьную информацию в виде надписей-меток на виртуальном рабочем поле, задавать величину силы нагружения, сопоставлять меткам координаты реальной отсканированной области для нанесения маркировочных углублений. Реализовано преобразование пользовательского ввода в символы точечного шрифта размером  $6 \times 8$  точек, а также их перемещение и масштабирование в пределах рабочей области.

По результатам тестов на серийных компакт-дисках установлено, что оптимальной для нанесения является рабочая поверхность накопителя из поликарбоната, средняя шероховатость которой  $< 3$  нм, толщина до слоя алюминиевой фольги – 1.2 мм. При силе вдавливания 10 – 2000 мкН получены отпечатки размером 50 – 5000 нм и глубиной 5 – 2000 нм. Показано, что более высокая шероховатость ( $> 20$  нм) и малая толщина защитного слоя препятствуют получению устойчиво считываемой наномаркировки на обратной поверхности оптического диска, покрытой лаком и краской.

Таким образом, в результате выполнения настоящей работы продемонстрирована возможность нанесения скрытой маркировки оптических носителей информации с высокой плотностью записи. Разработан и протестирован программный модуль, позволяющий методами индентирования наносить в заданной области поверхности изделий любые наноразмерные надписи. Рассмотрены перспективы применения комплекса TI 750 Ubi с использованием созданного модуля для защиты маркируемых объектов от фальсификации, несанкционированного копирования, промышленного шпионажа, а также для изготовления сувенирной продукции.

## ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ОХЛАЖДЕНИЯ И КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ НАНОКЛАСТЕРОВ МЕДИ, СКОНДЕНСИРОВАННЫХ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ

Чепкасов И.В.\* , Гафнер Ю.Я., Гафнер С.Л.

Хакасский государственный университет им. Н.Ф. Катанова, г. Абакан, Россия

\*E-mail: [ilya\\_chepkasov@mail.ru](mailto:ilya_chepkasov@mail.ru)

Для исследования процесса конденсации нанокластеров меди из газовой фазы была использована компьютерная модель, основанная на методе молекулярной динамики. Для вычисления сил межатомного взаимодействия применялся модифицированный потенциал сильной связи [1]. Начальной точкой процесса конденсации была конфигурация, содержащая 85000 атомов меди, равномерно распределённых в пространстве объёмом  $V = 42600 \text{ нм}^3$ , с использованием периодических граничных условий. Для удаления этой избыточной энергии из системы использовался термостат Андерсена [2]. В данном стохастическом методе атомы испытывают случайные столкновения с некими виртуальными частицами. Эффект этих столкновений проявляется в том, что скорость реальных частиц понижается случайным образом по сравнению с распределением Максвелла-Больцмана при предыдущей температуре. В нашем случае такие столкновения имитируют взаимодействие с атомами охлаждающего инертного газа, применяемого в реальных экспериментах по синтезу нанокластеров из газовой среды. Используя данный метод при частоте столкновений частиц  $U = 0.025 \text{ пс}^{-1}$  и  $U = 0.005 \text{ пс}^{-1}$ , мы охлаждали исследуемые системы до двух конечных температур 77 и 373 К.

Основной задачей данной работы являлось исследование методом компьютерной имитации процессов возникновения наночастиц меди из газовой фазы относительно размера синтезированных частиц формирующейся при этом структуры, а также нахождение зависимостей между различными физическими параметрами. При этом моделировании была показана чёткая зависимость между числом образующихся кластеров, их размером, структурой и временем синтеза. Для изучения влияния скорости охлаждения и конечной температуры на синтезированные частицы и их структуры было смоделировано охлаждение системы с двумя различными частотами  $U = 0.025 \text{ пс}^{-1}$  и  $U = 0.005 \text{ пс}^{-1}$  и двумя конечными температурами. Выбор двух конечных температур был связан с тем, что на промышленно-экспериментальных установках по получению нанопорошков металлов используют в качестве охлаждающей среды как жидкий азот с температурой кипения 77 К, так и обычную воду с температурой кипения 373 К. И очень важно, с точки зрения эффективности промышленных производств понимать, как различные конечные температуры влияют на размер и структуры получаемых наночастиц.

В результате данных исследований была показана корреляция между скоростью охлаждения системы и размером получаемых кластеров. Если необходимо получать частицы большего размера со значительной поверхностной площадью, то в экспериментально-промышленных установках нужно в качестве охлаждающей жидкости использовать обычную воду. Это позволит достаточно эффективно отводить энергию из системы, не внося значительный вклад в механизмы столкновения и объединения кластеров, что позволит им формировать большие конгломераты. Но если же нам необходим нанопорошок, состоящий из более мелких дисперсных частиц, то в качестве охлаждающей жидкости необходимо использовать жидкий азот.

1. Ohno T., Journal of Nanoparticle Research, **4**, 255 (2002)
2. Andersen H.C., J. Phys. Chem., **72**, 2384 (1980)



*Биофизика*  
*Предисловие*

~ o ~



## ИЗУЧЕНИЕ БИОЛОГИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ КЛЕТОК СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Бибенина Н.В.<sup>1\*</sup>, Малыгин А.С.<sup>1</sup>, Владимиров А.П.<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup>Институт машиноведения УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [tatushechka@e1.ru](mailto:tatushechka@e1.ru)

При освещении когерентным светом рассеивающего объекта в свободном пространстве и в области его изображения наблюдается пятнистая картина рассеянного излучения. Пятна, или спеклы, случайного размера и яркости образуются в результате взаимной интерференции многих волн со случайными амплитудами и фазами.

Перспективным инструментом для изучения микроскопических процессов, происходящих в биологических средах, является метод регистрации динамики лазерных спеклов или биоспеклов. В настоящее время биоспеклы успешно применяются для изучения активности различных биологических объектов [1]. В данной работе динамика биоспеклов использована для изучения процессов, происходящих в биологических мембранах. В качестве объекта исследования была выбрана культура клеток Л-41. В качестве основного фактора влияния для первичных экспериментов была выбрана температура окружающей среды.

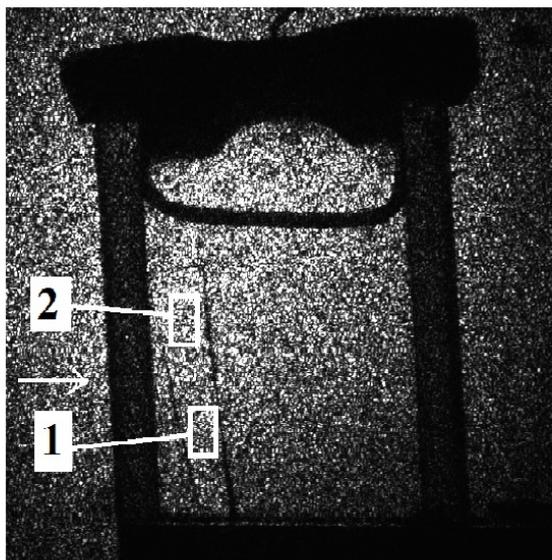


Рис. 1. Типичная картина спеклов с выделенными участками. Стрелкой показан верхний уровень пластины с клетками.

Исследование проводилось на установке, оптическая система которой описана в работе [2]. На рис. 1 представлена типичная картина спеклов, наблюдаемая оператором в фиксированный момент времени на экране компьютера. На рис. 1 отмечены участки, соответствующие разным биологическим объектам, сигналы которых подвергались дальнейшей обработке. Участок 1 соответствует клеткам, помещенным в питательный раствор, участок 2 – питательный раствор без клеток.

Параметром, характеризующим биологическую активность клеток, являлась вариация оптических длин путей. Показано, что при увеличении температуры в диапазоне от 26°C до 36°C происходит увеличение значения вариации оптических длин путей в клетках от 16 до 26 нм. Предположительно, изменение вариации оптических длин путей связано с физиологической активностью клеток – захватом крупных молекул или их конгломератов.

1. Da Silva et al., *Optics Communications*, **284**, 1798 (2011)

2. Владимиров А.П., Кружалов А.В., Малыгин А.С., Бибенина Н.В., Микитась К.Н., Проблемы спектроскопии и спектрометрии: межвузовский сборник научных трудов, **28**, 192 (2011)

МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИКИ ТУННЕЛЬНОГО ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОНА ДЛЯ  
БИОЛОГИЧЕСКИ ЗНАЧИМЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ И НЕОРГАНИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

Киселева М.С.\* , Огородников И.Н.

Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [kisemka@el.ru](mailto:kisemka@el.ru)

Важным этапом изучения различных фотохимических и биологических процессов является исследование кинетики реакций, сопровождающихся туннельным переносом электрона. В частности, перенос электрона сопровождается такой важной процесс, как фотосинтез [1]. Скорость фотоокисления в белке реакционного центра фотосинтезирующих бактерий имеет низкотемпературный предел, обусловленный туннельным механизмом переноса электрона [2]. В 1974 г. Дж. Хопфилдом была предложена теория туннельного переноса электрона в биологических молекулах с учетом термической активации [3]. Позднее были разработаны кинетические модели как чисто туннельных, так и диффузионно-контролируемых туннельных реакций (см., например, [4]). Однако кинетика нестационарной диффузионно-контролируемой реакции при сильной туннельной перезарядке не поддается аналитическому исследованию и в каждом случае требует применения численных методов. Целью данной работы является численное моделирование кинетики туннельного переноса электрона, стимулированного подвижностью реагентов в органических и неорганических веществах, играющих важную роль в фотохимии и биологии.

Детальное описание разработанной модели приведено нами в [5]. В основе модели лежит численное решение уравнения Смолуховского для парных корреляционных функций  $Y(r, t)$  разнотипных дефектов. С помощью полученных решений для  $Y(r, t)$  определяются временные зависимости функции скорости реакции  $K(t)$  и концентрации дефектов  $n(t)$ . Для параметризации модели были использованы:

- I. экспериментальные данные по образованию комплексов Fe(III) с оксикислотами в присутствии метил виологена, полученные с помощью лазерного фотолиза [6];
- II. экспериментальные данные по первичным процессам фотосинтеза, полученные по кинетике фосфоресценции  $^1\text{O}_2$  в насыщенных воздухом растворах фотосенсибилизаторов в органических средах и воде при импульсном лазерном возбуждении [7].

На основании разработанной нами модели и созданного программного комплекса мы провели моделирование кинетики первичного фотохимического процесса внутрисферного переноса электрона в возбужденном светом комплексе. Результаты наших расчетов свидетельствуют о том, что скорость реакции в неравновесных процессах, протекающих после импульсного возбуждения, является функцией времени и изменяется в диапазоне нескольких порядков. Таким образом, предложенная в настоящей работе модель может внести значимый вклад в интерпретацию экспериментальных данных по кинетике фотохимических процессов.

1. Рубин А.Б., Биофизика, МГУ (2004)
2. DeVault D., Chance B., Biophys. J., **6**, 825 (1966)
3. Hopfield J.J., Proc. Natl. Acad. Sci., **71**, 9, 3640 (1974)
4. Пармон В.Н., Хайрутдинов Н.Ф., Замараев К.И., ФТТ, **16**, 2572 (1974)
5. Огородников И.Н., Киселева М.С., Седунова И.Н., Проблемы спектроскопии и спектрометрии, **28**, 51 (2011)
6. Glebov E.M., Plyusnin V.F., Grivin V.P., et al., Photobiolog. A.: Chem., **182**, 75 (2006)
7. Красновский А.А., Проблемы регуляции в биологических системах: биофизические аспекты, М. – Ижевск, С. 223 (2006)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕСТРУКЦИИ ШЛАМОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ БАКТЕРИЙ *E. SHAPOSHNIKOVII* МЕТОДАМИ ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Петухова Д.С.<sup>1\*</sup>, Шур В.Я.<sup>1</sup>, Шишкина Е.В.<sup>1</sup>, Фирсов Н.Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>)УЦКП «Современные нанотехнологии» ИЕН ЦКО УрФУ им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup>)Биологический факультет ИЕН ЦКО УрФУ им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург, Россия

\*E-mail: [Daria.Petuhova@gmail.com](mailto:Daria.Petuhova@gmail.com)

Общеизвестно, что сложнейшие экологические ситуации формируются на территориях с интенсивной горнорудной экономикой, где полезные ископаемые в процессе освоения подвергаются воздействию разнообразных факторов в процессе реализации технологических цепочек. Урал характеризуется обилием рудных месторождений. В процессе их разработки на земной поверхности формируются техногенные отвалы с нарушенным (по сравнению с природной средой) содержанием тяжелых металлов. Особенность тяжелых металлов заключается в том, что, поступая в живой организм в количествах, превышающих пороговые значения, они проявляют токсические свойства. Использование экологически безопасных методов переработки отходов горнорудной промышленности (шламов) позволит осуществить добычу металлов из шламов, а также рекультивировать земли, занимаемые отвалами, и улучшить экологическую обстановку в регионе. К таким методам относится бактериальное выщелачивание металлов.

В данной работе проведено исследование изменения морфологии поверхности шламов под действием бактерий *E. Shaposhnikovii* методами атомно-силовой микроскопии и сканирующей электронной микроскопии, и определен механизм деструкции минералов.

Бактерии *E. Shaposhnikovii* были выбраны в качестве модельного объекта вследствие их неприхотливости. Данный вид бактерий является фотоавтотрофами: способны жить на неорганической среде и как источник энергии для своей жизнедеятельности используют свет. В данной работе исследуется шлам с Качканарского горно-обогачительного комбината им. Я.М. Свердлова. Шлам по цвету делили на два вида: светлый и темный.

Визуализация поверхности шлама была осуществлена методами высокоразрешающей сканирующей электронной микроскопии с помощью рабочей станции AURIGA CrossBeam (Carl Zeiss, Германия) и методами атомно-силовой микроскопии при помощи зондовой нанолаборатории NTEGRA Thermo (ЗАО «НТ-МДТ», Зеленоград). Обработка изображений проведена при помощи современных программных пакетов SPIP – Scanning Probe Image Processor (Image Metrology, Дания), Nova (НТ-МДТ, Россия) и SIAMS-CP Nanotech (СИАМС, Россия).

В ходе работы получены следующие результаты.

1. Обнаружено различие в исходной морфологии поверхности темного и светлого шлама: темный шлам имеет слоистую структуру с характерными ступенями; рельеф поверхности светлого шлама неоднороден и образован беспорядочно ориентированными «пластинами».
2. Разрушение как темного, так и светлого шлама под действием бактерий происходит в областях с многочисленными неровностями и углублениями поверхности: на срезах ступеней темного шлама (уменьшение угла наклона среза ступени на 5 – 10%); в углублениях между «пластинами» светлого шлама (увеличение шероховатости поверхности в 1,5 – 2 раза).
3. Показано, что механизм разрушения шлама под действием бактерий носит механический характер: слизь, производимая бактериями, проникает между слоями шлама и, вымывая ионы металлов из минерала, способствует разрушению с образованием плоских частиц размером 2 – 5 мкм и высотой 0,2 – 0,4 мкм.



## Авторский указатель

- Berger H., 42
- Lemmens P., 42
- Szewczyk A., 27
- Агафонов Л.Ю., 25
- Алейникова М.В., 146
- Александров И.А., 86
- Аминева Н.А., 33
- Андбаева В.Н., 139, 150
- Анисимов В.И., 35
- Анисимов М.А., 101
- Аниховская С.С., 133
- Антонова О.В., 105, 107, 124
- Арапов Ю.Г., 70
- Артемьев Г.А., 147
- Астафьев В.В., 116
- Афанасова М.М., 69
- Ахматханов А.Р., 78
- Бабанов Ю.А., 87
- Бабушкина Г.В., 61, 64
- Багдасарова К.А., 163
- Баделин А.Г., 46
- Байтимиров Д.Р., 93
- Байтингер Е.М., 171
- Банникова Н.С., 164, 173
- Бараз В.Р., 55
- Бараковская Е.П., 26
- Баранов Н.В., 11, 26, 45
- Барашов Д.В., 131
- Бартковски С., 170
- Батурин И.С., 78
- Бахарев С.М., 140
- Бибенина Н.В., 181
- Белоненко М.Б., 77
- Белоусова Е.Ю., 81
- Бельский И.Е., 25
- Бида Г.В., 132
- Блудов А.Н., 27, 42
- Бобров К.С., 49
- Богач А.В., 101
- Боева М.К., 33
- Бойченко С.В., 82
- Бокштейн Б.С., 145
- Болячкин А.В., 31
- Болячкин А.С., 28
- Борич М.А., 29
- Бржезинская М.М., 171
- Брызгалов А.Н., 106
- Брытков Д.А., 124
- Будовских Е.А., 120
- Бузлуков А.Л., 95, 96
- Буйнова Л.Н., 108
- Букреев Д.А., 30
- Бусов К.А., 141
- Бучельников В.Д., 44
- Бушкова О.В., 83, 126
- Вайнштейн И.А., 81, 88, 176
- Валиев Р.З., 170
- Василенко О.Н., 132
- Васильев Л.С., 57, 58
- Васильев С.Г., 165
- Васьковский В.О., 32, 133
- Васюхно Н.В., 30
- Величко Е.С., 38
- Верховский С.В., 94–96
- Вилков О.Ю., 171
- Владимиров А.П., 181
- Власова А.М., 105
- Власова Н.И., 122
- Волегов А.С., 26, 28, 31, 41, 45, 64
- Волков А.Ю., 59
- Волков П.В., 106
- Волкова А.Ю., 107
- Волкова З.Н., 94
- Волкова Я.Ю., 74
- Волосников Д.В., 142, 147
- Воронин Н.А., 36
- Воронова Л.М., 117
- Вохминцев А.С., 81, 88, 176
- Гавико В.С., 122
- Гаврилова Т.П., 40
- Галкин В.А., 83
- Гамзатов А.Г., 50
- Гапонцева Т.М., 127
- Гареева М.Я., 33
- Гаузин И.С., 51
- Гафнер С.Л., 167, 177

- Гафнер Ю.Я., 177  
Герашенко А.П., 94–96  
Гламазда Д.В., 12  
Глушков В.В., 101  
Гнатченко С.Л., 27, 42  
Горбачев И.И., 52  
Горбунова Ю.Н., 69  
Горьковенко А.Н., 32  
Гохфельд Н.В., 108  
Гринберг Б.А., 107  
Громов В.Е., 120  
Груздев Н.Б., 89  
Губайдуллин Р.Р., 33  
Гудина С.В., 70, 73  
Гурашкин А.Л., 143  
Данилов Ю.А., 43  
Дегтярев М.В., 13, 117  
Демидов А.А., 34  
Демишев С.В., 101  
Дерягина И.Л., 168  
Дзидзигури Э.Л., 163  
Дмитриев А.И., 43  
Дмитриев С.В., 63  
Добросмыслов С.С., 71  
Добрынин Н.В., 144  
Дорохин М.В., 43  
Дробосюк М.О., 44  
Дровосеков А.Б., 14  
Евсеева А.В., 46  
Евсюков С.Е., 171  
Егорова Л.Ю., 110  
Елкина О.А., 107  
Елсуков Е.П., 119  
Елфимова Е.А., 166, 175  
Емельянов М.А., 109  
Епифанов Ю.А., 166  
Еремина Р.М., 40, 46  
Ермаков Г.В., 62  
Есин А.А., 78  
Ефремов А.В., 35  
Жданова О.В., 36  
Журавлев К.С., 86  
Задворных И.В., 72  
Зайцев С.В., 43  
Замулин И.С., 167  
Захаревская Е.Г., 168  
Заяц С.В., 155  
Звонков Б.Н., 43, 70  
Зельдович В.И., 125  
Зубарев Н.М., 156, 157  
Иванов А.А., 75, 76  
Иванов И.С., 108  
Иванов Р.П., 37  
Игнатенко А.Н., 53  
Игошев П.А., 54  
Ильин Д.О., 81  
Ильтуганов А.А., 33  
Иноземцев А.В., 107  
Ионина А.В., 120  
Ирхин В.Ю., 54  
Исмагилов З.Р., 111  
Ицкович А.А., 145  
Казанцев В.А., 45  
Каменецкий Б.И., 112  
Каменский И.Ю., 164  
Карпачева Г.П., 163  
Кастро Р.А., 158  
Катаев В.А., 159  
Катанин А.А., 35, 54  
Кирко В.И., 71  
Киселева М.С., 84, 182  
Клепикова А.С., 73  
Клюева С.Ю., 110  
Клюкин И.А., 112  
Клюкина М.Ф., 55  
Козин Р.В., 169  
Козлов К.А., 113  
Колодкин Д.А., 119  
Кондратьев Д.В., 85  
Корабельников Д.В., 146  
Корнеев Д.В., 111  
Королев А.В., 75  
Коротин Д.М., 170  
Коротин М.А., 35  
Костин В.Н., 132  
Коуров Н.И., 108  
Кочурин Е.А., 156, 157  
Крейнес Н.М., 14  
Кругликов Н.А., 112, 131  
Кудрин А.В., 43  
Кудрявцев В.О., 30  
Кузнецов Д.Д., 123  
Кузнецов Д.К., 169  
Кузнецова У.О., 15

- Кулеев И.Г., 140  
 Кулеш Н.А., 133  
 Купченко Д.Ю., 93  
 Курмаев Э.З., 170  
 Куртанов Н.И., 38  
 Кучер Д.С., 39  
 Лаюров Е.П., 56  
 Лебедев Н.Г., 77  
 Левченко А.В., 101  
 Леонова Т.М., 158  
 Лепаловский Н.В., 32  
 Липнягов Е.В., 62  
 Литвинов А.В., 113  
 Ломаев С.Л., 57, 58  
 Ляшков К.А., 113  
 Мажейко Н.А., 141  
 Маканов С.В., 114  
 Малин Т.В., 86  
 Малыгин А.С., 181  
 Мальцева Л.А., 115  
 Мамедов Д.В., 40  
 Матвеева И.Н., 144  
 Мельникова Н.В., 61, 64, 72  
 Менькович Е.А., 134  
 Меренцов А.И., 41, 90  
 Мигранов Н.Г., 85  
 Миляев М.А., 17, 164, 173  
 Мингалиева Л.В., 46  
 Михалев К.Н., 18, 94–96  
 Михалицына Е.А., 159  
 Могилюк Т.И., 102  
 Моисеев А.А., 30  
 Моргунов Р.Б., 43  
 Морилова В.М., 171  
 Муковский Я.М., 40  
 Мурзанов М.С., 39  
 Мясниченко В.С., 172  
 Нагибин Г.Е., 71  
 Наумова Л.И., 164, 173  
 Неверов В.В., 75  
 Неверов В.Н., 70, 73  
 Нелюбов А.В., 171  
 Новикова О.С., 55, 59  
 Ногин В.С., 135  
 Нойманн М., 170  
 Нугаева Л.Л., 64  
 Оглобличев В.В., 95, 96  
 Огородников И.Н., 84, 182  
 Огурцов К.Н., 151  
 Озерец Н.Н., 115  
 Осадченко В.Х., 144  
 Осинных И.В., 86  
 Памятных Л.А., 25  
 Панков А.С., 60  
 Пасынков А.Ю., 52  
 Пащенко В.А., 27, 42  
 Песин Л.А., 171  
 Петров С.В., 140  
 Петрова А.Н., 116  
 Петрова Е.В., 114  
 Петросян Т.К., 74  
 Петухов Д.С., 75, 76  
 Петухова Д.С., 165, 183  
 Петухова О.Е., 75, 76  
 Пилюгин В.П., 108, 124, 127  
 Пинигина К.С., 61  
 Пискунов Ю.В., 95, 96  
 Плотников А.В., 105  
 Подгорных С.М., 70  
 Покрышкина Д.К., 117  
 Пономарев Д.А., 87  
 Попов А.Г., 122  
 Попов В.В., 52, 123  
 Попов З.И., 118  
 Попов С.Э., 83, 126  
 Попова Е.Н., 123, 168  
 Потеряев А.И., 35  
 Пролядо В.В., 164, 173  
 Протасов А.В., 119  
 Пудов В.И., 97  
 Пузик И.И., 163  
 Пустоваров В.А., 89  
 Пушин В.Г., 108  
 Решетников А.В., 141  
 Романов Д.А., 120  
 Рыльцев Р.Е., 121  
 Рютин С.Б., 19  
 Рябова Т.А., 173  
 Савина Ю.А., 27, 42  
 Садыков А.Ф., 95, 96  
 Саламатов Ю.А., 87  
 Самарин Н.А., 101  
 Санников Е.В., 56  
 Свитова К.В., 62

- Селезнева Н.В., 26  
Семеняк Д.Н., 174  
Синицина Ж.С., 151  
Скориков Н.А., 90  
Скорняков С.Л., 35  
Скрипов П.В., 19, 142  
Случанко Н.Е., 101  
Смольников А.Г., 96  
Смотрецкий А.А., 142, 147, 152  
Соколов А.Л., 131  
Соколов В.И., 89  
Спирidonов Д.М., 88  
Стариченко Д.В., 174  
Старостин А.А., 142  
Сташков А.Н., 135  
Сташкова Л.А., 122  
Степанов Е.И., 71  
Столбовский А.В., 123  
Судоргин С.А., 77  
Счастливец В.М., 110  
Табатчикова Т.И., 110  
Таланцев А.Д., 43  
Тарасов Е.Н., 144  
Тарасов С.А., 134  
Тебеньков А.В., 64  
Тетерин А.С., 148  
Типеев А.О., 149  
Титов А.Н., 20, 90  
Тихомирова Г.В., 74  
Толмачев Т.П., 124, 127  
Турьшева Е.В., 175  
Тюрнина А.Е., 165, 169  
Удодов В.Н., 56  
Ульянов А.Л., 119  
Устинов В.В., 17  
Фазлижанов И.И., 40  
Файзуллин Р.Р., 44  
Федоров А.С., 118  
Федоров Д.А., 118  
Филимонова Т.В., 34  
Филипов В.Б., 101  
Фирсов Н.Н., 183  
Фролова Н.Ю., 125  
Хайдаршина Л.В., 97  
Халиков А.Р., 63  
Харитонов Д.В., 176  
Харус Г.И., 75  
Хейфец А.Э., 125  
Хейфец О.Л., 61, 64, 65  
Холин Д.И., 14  
Хотиенкова М.Н., 139, 150  
Чарикова Т.Б., 75, 76  
Чашухина Т.И., 117  
Чезганов Д.С., 78  
Чепкасов И.В., 177  
Чернецов В.В., 151  
Чиркова А.М., 45  
Чичков В.И., 40  
Чолах С.О., 170  
Чукин А.В., 114  
Чурманов В.Н., 89  
Шакиров Э.Ф., 64, 65  
Шарапова В.А., 115  
Шарипов К.Р., 46  
Швачко Ю.Н., 93, 174  
Шелушинина Н.Г., 75  
Шерокалова Е.М., 26  
Шикина Н.В., 111  
Ширинкина И.Г., 116  
Шицевалова Н.Ю., 101  
Шишкина Е.В., 165, 183  
Шкварин А.С., 41, 90  
Шкварина Е.Г., 90  
Шматов Г.А., 25  
Шориков А.О., 35  
Шорохов Е.В., 123  
Шур В.Я., 78, 165, 169, 183  
Щеголева Н.Н., 122  
Щербинин В.Е., 21  
Эркабаев А.М., 83, 126  
Ювченко А.А., 32  
Яблонских М.В., 90  
Яковлева И.Л., 110  
Якунин М.В., 70, 73  
Якушина Е.Б., 170  
Ямпольский А.Д., 143, 147, 152  
Ярмошенко Ю.М., 90  
Ярославцев А.А., 127



*Орфография, а также оформление рисунков соответствуют качеству  
предоставленных оригиналов.*

*Ответственные за выпуск — А.А. Тапозева, Э.А. Волкова.*

---

*ИЛМ УрО ДАД*

*620990 ТСП-170, 1. Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18.*

---