

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
імені В.Н. КАРАЗІНА
ФІЗИЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ

ФІЗИЧНІ ЯВИЩА В ТВЕРДИХ ТІЛАХ

Матеріали 9-ої Міжнародної конференції
(1-4 грудня 2009 р.)



Харків 2009

УДК 539.2:548:538.9-405:669.018

Фізичні явища в твердих тілах. Матеріали 9-ої Міжнародної конференції 1-4 грудня 2009 р. / Під ред. В.С. Криловського, В.П. Пойди. – Харків: ХНУ, 2009.- 146 с.

Представлені результати теоретичних і експериментальних досліджень, які направлені на вивчення фізичних процесів і явищ в нових матеріалах і речовинах в різних станах під дією різних зовнішніх чинників.

Збірник містить короткі повідомлення, які відображають сучасний стан теоретичних, експериментальних, технологічних і прикладних розробок українських і зарубіжних вчених в галузі фізики твердого тіла.

© Харківський національний університет
імені В.Н. Каразіна, 2009

1 декабря,

вторник

10.15 – 12.30

Секция «Структурные свойства твердых тел. Физические явления в наноразмерных структурах»

Сопредседатели:

проф. Бойко Б.Ю., проф. Пугачев А.Т.

Устные доклады:

1. Михайловский И.М., Саданов Е.В., Мазилова Т.И., Ксенофонов В.А., Великодная О.А. Новые возможности полевой электронной микроскопии: сверхвысокое разрешение и наблюдение атомных орбиталей углеродных моноатомных цепочек.
2. Азаренков Н. А., Семененко В. Е. Диффузионные процессы в естественных композиционных материалах.
3. Багмут А.Г., Шипкова И.Г., Жучков В.А.. Нанодисперсные пленки, осажденные совместным лазерным распылением Ni и Pd.
4. Сухов Р.В., Гладких Н.Т., Крышталь А.П. Размерный эффект контактного плавления в слоистой пленочной системе Ge/Au.
5. Белобров П. И. Свойства композитов на основе алмазной и графеновой фаз
6. Калинин А.И., Лаптев И.Н., Пархоменко А.А., Стрельницкий В.Е. О двух видах мартенситных превращений при реакторном облучении.
7. Дукаров С.В., Сухов В.Н., Чурилов И.Г. Особенности плавления металлических пленок на несмачиваемых поверхностях.
8. Колендовский М.М., Богатыренко С.И., Крышталь А.П., Гладких Н.Т. Изучение плавления – кристаллизации в тонких пленках при помощи кварцевого резонатора.
9. Водорез О.С., Пинегин В.И., Рогачева Е.И. Исследование механизма дефектообразования в полупроводниковых твердых растворах на основе теллурида свинца.
10. Зленко В.О., Чешко І.В., Проценко І.Ю. Формування твердих розчинів у плівкових матеріалах із спин-залежним розсіюванням електронів.
11. Лоза Е.И., Приходько Я.В., Рохмистров Д.В., Зыман З.З. Изменение фазового состава образцов в процессе кристаллизации гидроксилapatита.
12. Приходько Я.В., Лоза Е.И., Рохмистров Д.В., Зыман З.З. Возможность получения аморфного фосфата кальция без примесей.

1 декабря,

вторник

14.00 – 17.00

Секция «Физические свойства твердых тел»

Сопредседатели:

проф. Оболенский М.А., проф. Соколенко В.И.

Устные доклады:

1. Завгородний А.А., Вовк Р.В., Оболенский М.А., Самойлов А.В. Продольное магнитосопротивление в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Al}_x\text{O}_{7-\delta}$.
2. Леденёв О.П., Черевань Ю.А., Чупиков А.А., Колобродов В.Г., Соколенко В.И., Бовда А.М., Бовда В.А., Онищенко Л.В., Барбашова М.В. Электрические и магнитные свойства металлического стекла NdFeH.
3. Бакай С.А., Бакай А.С., Булатов А.С., Клочко В.С., Корниец А.В. Низкотемпературная и частотная зависимость коэффициента поглощения продольного ультразвука в объемном металлическом стекле $\text{Zr}_{52.5}\text{Ti}_5\text{Cu}_{17.9}\text{Ni}_{14.6}\text{Al}_{10}$.
4. Андерссон О., Ризак И.М., Чобаль А.И., Чугай О., Ризак В.М. Влияние давления на коэффициент теплопроводности сегнетоэлектрических кристаллов $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$.
5. Ризак И., Райферс М., Илькович С., Чугай О., Головей В., Чобаль А., Ризак В. Теплоемкость $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ в интервале температур 2-400К: к вопросу о фазовых переходах.
6. Сынашенко О.В., Салтыкова А.И., Ширзадфар Х., Проценко И.Е. Диффузионные процессы в двухслойных пленочных системах на основе Fe и Cr или Fe и Cu.
7. Ванькевич А.В., Гнездилов В.П., Таранова И.А., Андерс А.Г., Анализ температурного поведения внутренних колебаний тетраэдров SO_4 в кристалле $(\text{CuSO}_4)(\text{C}_2\text{H}_8\text{N}_2)_2\text{H}_2\text{O}$.
8. Орлова Д.С., Рогачева Е.И., Сипатов А.Ю., Волобуев В. В. Зависимости кинетических свойств тонких пленок твердого раствора $\text{Bi}_{91}\text{Sb}_9$ от толщины и температуры.
9. Рогачева Е.И., Ольховская С.И., Сипатов А.Ю., Федоров А.Г. Размерные эффекты в тонких пленках селенида свинца.
10. Васильев А.А., Ковтун К.В., Малыхин С.В., Мерисов Б.А., Пугачёв А.Т., Трембач О.В., Хаджай Г.Я.. Сверхпроводимость объемного аморфного сплава $\text{Zr}_{41.2}\text{Be}_{22.5}\text{Ti}_{13.8}\text{Cu}_{12.5}\text{Ni}_{10}$, стимулированная водородом.

2 декабря,

среда

10.00 – 12.30

Секция «Физика прочности и пластичности»

Сопредседатели:

проф. Лебедев В.П., проф. Пойда В.П.

Устные доклады:

1. Неклюдов И.М., Соколенко В.И., Ткаченко В.И.. О релаксации дефектных структур и внутренних напряжений в металлах.
2. Неклюдов И.М., Соколенко В.И., Мац А.В., Горбатенко В.М., Оковит В.С., Черняк Н.А. Изменение структуры и физико-механических свойств деформированной стали 15Х2НМФА в результате магнитных воздействий.
3. Замлер Е.Г., Хаймович П.А. Влияние общего случая барокриодеформирования на механические свойства стали Х18Н10Т.
4. Пойда В.П., Пойда А.В., Брюховецкий В.В., Кузнецова Р.И., Крышталь А.П., Каафарани Али Махмуд. Механизмы зарождения и развития волокнистых образований в ходе высокотемпературной сверхпластической деформации конструкционных алюминиевых сплавов.
5. Дубинко В.И., Довбня А.Н., Кушнир В.А., Митроченко В.В., Ходак И.В., Лебедев В.П., Крыловский В.С., Лебедев С.В., Клепиков В.Ф.. Влияние импульсов электронного облучения на деформацию алюминия и меди.
6. Григорова Т. В. Неустойчивость пластической деформации ультрамелкозернистого алюминия в интервале температур 0,5-4,2 К.
7. Забродин П. А. Влияние размера зерна на скоростную чувствительность напряжения течения алюминия.
8. Крыловский В.С., Лебедев С.В. Скачкообразная деформация сплава Рb-27 ат.% In в интервале температур (1,65-4,2) К.
9. Милый М.В., Пахомова И.Н., Мацокин В.П.. Дислокационные структуры в монокристаллах с решеткой типа NaCl, полученные изгибом при высоких температурах.
10. Мацокин Д.В., Пахомова И.Н.. Особенности протекания высокотемпературной ползучести в монокристаллах щелочных галоидов на начальной стадии.
11. Шаповалов Ю.А., Коршак В.Ф., Паль-Валь П.П.. Исследование упругих свойств сверхпластичного сплава Sn-38вес.%Pb методом акустической спектроскопии.
12. Ватажук Е.Н., Паль-Валь П.П., Паль-Валь Л.Н., Москаленко В.А., Смирнов А.Р. Влияние направления прокатки и отжига на поведение модуля юнга в наноструктурном Ti при низких температурах.
13. Псарук И. А., Табачникова Е. Д., Иванисенко Ю.Г.. Механические свойства нанокристаллического сплава Pd – Au в интервале температур 300 - 4,2 К.

2 декабря,

среда

14.00 – 17.00

Секция «Оптические и магнитные свойства твердых тел»

Сопредседатели:

проф. Андерс А.Г., проф. Агеев Л.А.

Устные доклады:

1. Белошенко К.С., Агеев Л.А. Имплантация в оптическое кварцевое стекло голографических и спонтанных решеток, образованных наноразмерными частицами серебра.
2. Тюрин А.В., Жуков С.А., Берков Ю.Н., Ахмеров А.А. Взаимодействие молекул красителя с его H- и J- агрегатами, адсорбированными на поверхности микрокристаллов AgBr.
3. Kats A.V., Spevak I.S., Timchenko M.A.. Design of the metallic gratings realizing before given diffraction efficiencies.
4. Лымарь В.И. О резонансном возбуждении волноводных мод при дифракции плоской монохроматической волны на структурах внутри планарного волновода.
5. Безносков А. Б., Десненко В. А., Фертман Е. Л., Орел Е. С., Пашенко А. В., Пашенко В. П. Магнитные состояния $\text{La}_{0.6}\text{Sr}_{0.2}\text{Mn}_{1.2}\text{O}_3$: эффекты температуры и одноосного сжатия .
6. Пашенко М.И., Бедарев В.А., Кутько В.И., Безматерных Л.Н., Темеров В.Л. Исследование ик активных колебаний в ферроборате $\text{TbFe}_3(\text{BO}_3)_4$.
7. Борисова Н.М., Ванькевич А.В., Шеин В.О., Сидоренко Д.Ю., Николова Э.П. Спектр резонансного поглощения микрокристаллов $\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$.
8. Чекрыгина Ю.И., Девизенко А.Ю., Лебедева Е.В., Шипкова И.Г. Магнитные и структурные особенности слоистых наносистем $\text{CoFeZr}(\text{t}_m)/\text{Si}(\text{t}_{\text{Si}})$.
9. Ефимова Н.Н. Роль локализации фрустраций в решетке магнетоплюмбита $\text{BaFe}_{12-x}\text{In}_x\text{O}_{19}$ в процессе формирования магнитных состояний и их свойств.

3 декабря,

четверг

10.00 – 12.30

Секция «Теоретическая физика»

Сопредседатели:

проф. Ермолаев А.М., проф. Богдан М.М.

Устные доклады:

1. Нацик В. Д., Смирнов С. Н. Континуальное описание краудионов.
2. Перетятко А.А., Ковалев А.С. Трансформация квазилинейных и квазисолитонных состояний при локальном воздействии на нелинейные системы.
3. Богдан М. М., Чаркина О. В. Локальные и квазилокальные возбуждения, связанные с топологическими дефектами в сильно диспергирующих средах.
4. Шевченко С. И., Рукин А. С. К теоретическому описанию электрической поляризации бозе-газа ускорением.
5. Ермолаев А. М., Рашба Г. И., Соляник М. А. Магнитоплазменные волны на поверхности нанотрубки.
6. Ермолаев А.М., Кофанов С.В., Рашба Г.И. Сверхпроводимость электронного газа на поверхности нанотрубки.
7. Господарев И.А., Гришаев В.И., Котляр А.В., Кравченко К.В., Манжелий Е.В., Сыркин Е.С., Феодосьев С.Б., Клочко М.С. Квазилокальные колебания и «бозонные пики» в неупорядоченных твердых растворах. Формирование и эволюция с ростом концентрации примеси.
8. Господарев И.А., Гришаев В.И., Котляр А.В., Кравченко К.В., Манжелий Е.В., Сыркин Е.С., Феодосьев С.Б. Фононный спектр графита, интеркалированного металлами.
9. Сорокина М.А., Апостолов С.С., Майзелис З.А., Ямпольский В.А. Гистерезисная амплитудная зависимость коэффициента прохождения электромагнитной волны через пластину слоистого сверхпроводника.
10. Майзелис З.А., Апостолов С.С., Ямпольский В.А., Савельев С.Е., Nori F. Температурная зависимость силы казимировского притяжения металлических пластин конечных размеров.

КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ПРОВОДИМОСТИ ГРАФЕНА ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

С.С. Апостолов¹, З.А. Майзелис¹, В.А. Ямпольский¹, А.А. Левченко^{1,2}, F. Nori³

1 Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина

2 Advanced Science Institute, RIKEN, Japan

3 Institute for Theoretical Physics, University of California, USA

Поразительные транспортные свойства графена привлекают внимание ученых во всем мире. Вскоре после его экспериментального открытия [1] многочисленные исследования обнаружили необычный квантовый эффект Холла, возможность экспериментальной проверки парадокса Клейна, зеркальное андреевское отражение и эффект Джозефсона, линзирование электронных волн и многие другие удивительные явления. Высокая подвижность носителей тока при комнатной температуре делает его перспективным материалом для использования в самых различных приложениях, в частности, как будущую основу наноэлектроники и возможную замену кремния в интегральных микросхемах. Из-за особенностей энергетического спектра носителей данный материал проявляет специфические электродинамические свойства.

В работе изучен новый квантовый эффект, связанный с электронным транспортом в графене с потенциальным барьером, сформированном за счет прикладываемого электростатического поля. Этот эффект проявляется в виде осцилляций продольной (вдоль барьера) проводимости при изменении амплитуды и/или ширины барьера. Причина этих осцилляций связана с формированием в графене электронных состояний, локализованных внутри барьера. В отличие от нерелятивистской квантовой механики, где состояния могут быть локализованы только внутри потенциальных ям, дираковские «релятивистские» электроны в графене могут находиться в состояниях, локализованных внутри барьера. При достаточно большой интенсивности барьера зависимость плотности локализованных состояний от энергии имеет сингулярности. Это приводит, в свою очередь, к особенностям в зависимостях проводимости листа графена от амплитуды/ширины барьера. Такие осцилляции имеют сходство с известными магнитоосцилляциями Шубникова-Де-Гааза (см., например, [2]). Однако, в рассматриваемом эффекте осцилляции возникают благодаря наличию электрического поля, в то время как шубниковские осцилляции управляются магнитным полем. Кроме того, уровни энергии локализованных состояний в графене не эквидистантны, и результирующая плотность состояний имеет довольно сложную энергетическую зависимость.

1. K.S. Novoselov et al., Science 306, 666 (2004).

2. V.P. Gusynin, S.G. Sharapov, Phys. Rev. Let. 95, 146801 (2005).

МАГНИТНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ В СИСТЕМЕ $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$: РОЛЬ ДВОЙНОГО ОБМЕНА И СУПЕРОБМЕНА

А. Б. Безносков

Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина

Механизмы магнитного упорядочения в оксидах марганца со смешанной валентностью, обладающих колоссальным магниторезистивным эффектом, привлекают в последнее время повышенное внимание [1]. Обмен валентностями ближайших ионов Mn^{3+} и Mn^{4+} приводит к появлению металлической проводимости и ферромагнитному «двойному обмену» Зинера [2], а крамеровский «суперобмен» [3] формирует конкурирующую с последним антиферромагнитную связь ионов Mn независимо от их валентности. Расчет в модели молекулярного поля, проведенный в настоящей работе, в сравнении с экспериментальными значениями температур магнитного упорядочения [1], позволил определить эффективные параметры ферро- и антиферромагнитного взаимодействия в системе $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$.

Эффективный параметр $I_{\text{FM}}(x)$ ферромагнитного взаимодействия в системе вычислен на основе квазиклассического приближения $S \gg 1$ (S – локализованный спин на узлах Mn) для гамильтониана двойного обмена [4], позволившего свести задачу вычисления обменной энергии к модели молекулярного поля, формально в том же виде, что следует из модели Гейзенберга, справедливой, в свою очередь, при описании суперобмена. Для вычисления парамагнитной температуры Кюри системы использовано стандартное выражение $\theta_p(x) = 2zI_{\text{eff}}(x)S(S+1)/3$, где $I_{\text{eff}} = I_{\text{FM}}(x) - I_{\text{AF}}$ определяется разностью ферромагнитного и антиферромагнитного обменных параметров, $S=3/2$ – спин магнитной решетки, и $z=6$ – число ближайших соседей в простой кубической решетке, к которой близка решетка атомов Mn в соединении. Далее для $I_{\text{FM}}(x)$ использовалось уточненное выражение $I_{\text{FM}}(x) = D(S,z)W_e x^{2/3} \sin(\pi x^{1/3}) / (1.5 + x/2)$, где фактор $D(S,z) = 4.123 \times 10^{-3}$ определен величиной спина и структурой решетки, а W_e – ширина электронной зоны, представляющая собой, в данном случае, свободный параметр. Такой вид $I_{\text{FM}}(x)$ получен сравнением выражения для температуры Кюри системы с двойным обменом, полученным методом функций Грина в [5], с приведенным выше выражением для $\theta_p(x)$ без учета I_{AF} . Свободные параметры $W_e = 3.75$ eV и $I_{\text{AF}} = 17.3$ K получены методом наименьших квадратов при сравнении полного выражения для $\theta_p(x)$ с данными эксперимента [1].

1. E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo, Phys.Reports, 344: 1 (2001).
2. C. Zener, Phys. Rev., 82: 403 (1951).
3. H.A.Kramers, Physica, 1: 182 (1934).
4. A. J. Millis, P. B. Littlewood, B. I. Shraiman, Phys. Rev. Lett., 74: 5144 (1995).
5. А. Б. Безносков, Е.С. Орел, ФНТ, 30: 958 (2004).

ФАЗОВИЙ СКЛАД ПРИЛАДОВИХ ПЛІВКОВИХ

СТРУКТУР Fe/Pd і Fe/Mo

І.П. Бурик, О. П. Ткач, Л.В. Однодворець

*Сумський державний університет
protsenko@aph.sumdu.edu.ua*

На сучасному етапі розвитку сенсорної техніки, мікро- і магнітоелектроніки особлива увага приділяється розробці нових приладових структур з наперед заданими або керованими електрофізичними властивостями. Не дивлячись на розвинуту сучасною промисловістю практику виготовлення мікроелектронних приладів і сенсорів, актуальним залишається їх застосування в умовах впливу зовнішніх магнітних полів, підвищених температур або в області пластичної деформації. Мета роботи полягала у вивченні фазового складу приладових структур Fe/Pd (магніто-неоднорідні матеріали для створення носіїв інформації з високою щільністю запису, елементів спінової електроніки та магнітооптичних систем) і Fe/Mo (плівкові матеріали для створення чутливих елементів термостабільних тензодатчиків).

Методом електронної мікроскопії (мікроскоп ПЕМ-125К) проведені дослідження структурно-фазового складу двошарових плівкових матеріалів Fe/Pd і Fe/Mo загальною товщиною до 100 нм, отриманих в умовах високого вакууму $\sim 10^{-4}$ Па та їх одношарових компонент.

У випадку плівок ОЦК-Fe і ГЦК-Pd параметр решітки добре відповідав величині a_0 для масивних зразків, але при відпалюванні до 600 К спостерігалось деяке збільшення параметра решітки, що можна пояснити поглинанням плівкою газів із залишкової атмосфери. Таким чином, відпалювання плівок Pd і α -Fe до 600 К не спричиняє зміни фазового складу. Для плівок Mo, осаджених зі швидкостями конденсації $\omega < 0,8$ нм/с, відмічено активну взаємодію з вуглецевими компонентами мінеральних масел, та зроблено висновок про утворення при 750 К поряд з ОЦК Mo додаткової гексагональної фази Mo_2C . Перехід до двошарових плівок Pd/Fe/П (П - підкладка) спричинило зміну фазового складу у процесі їх відпалювання, що пов'язано із утворенням твердого розчину (т.р.)(Pd, Fe). При $T_b = 900$ К зафіксовано фазу ГЦТ-PdFe. Фазоутворення у плівкових системах Fe/Mo/П відбувалося не в повній відповідності із діаграмою стану для систем Fe-Mo. Підвищена концентрація дефектів кристалічної будови та дрібнодисперсна структура сприяла утворенню інтерфейсного шару у вигляді плівкового сплаву. При відпаленні до 800 К у двошарових плівкових системах поряд з ОЦК-Fe фіксуються лінії гексагонального Mo_2C .

Таким чином, у роботі проведені дослідження фазових і хімічних перетворень в одно- і двошарових плівках на основі α -Fe, Pd або Mo; встановлені температурні інтервали утворення і величини параметрів решітки т.р. (Pd, Fe), ГЦК-FePd, ГЦТ-FePd і гексагонального Mo_2C .

Робота виконана в рамках держбюджетної тематики № 68.01.05.09 - 11 за фінансової підтримки МОН України.

НАНОРАЗМЕРНЫЙ МАРГАНЦЕВЫЙ ФЕРРИТ: МИКРОСТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Е. Фертман¹, А. Безносов¹, В. Десненко¹, В. Баумер², А. Коваль³

¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАНУ

²НТК «Институт монокристаллов» НАНУ

³Национальный фармацевтический университет

Марганцевый феррит MnFe_2O_4 известен, как технический материал, имеющий широкий спектр применения. В последнее время внимание привлекают магнитные свойства наноразмерных частиц этого соединения в связи с перспективами использования в технике и медицине. В данной работе мы исследовали свойства таких частиц в малых магнитных полях $H=5-50$ Э в интервале температур $T=5-300$ К.

Нанодисперсный порошок MnFe_2O_4 получен методом химического осаждения из водных растворов солей железа и марганца. Рентгенофазовый анализ полученных образцов выполнен на порошковом дифрактометре Siemens D500 в медном излучении с никелевым фильтром. Установлен нанодисперсный характер исследуемого порошка. Анализ дифрактограммы показал, что основной фазой исследуемого соединения является MnFe_2O_4 (10-319, Jaccobsite [1]). Магнитные измерения проведены с помощью СКВИД-магнитометра в процессе охлаждения и отогрева порошка.

Обнаружен небольшой рост намагниченности M при охлаждении образца в магнитном поле (FC) от 300 К до 5 К: $M(300 \text{ К})=0.74M(5 \text{ К})$ для $H=50$ Э. Это указывает на достаточно высокое значение температуры магнитного упорядочения (по-видимому, близкое к ее значению в массивном образце этого ферримангнетика: $T_N=573$ К [2]). Сравнение с данными измерений в процессе нагрева образца, предварительно охлажденного в нулевом магнитном поле (ZFC), выявило типичное магнитостекольное поведение во всем исследованном температурном интервале. Такое поведение обусловлено спиновой фрустрацией на поверхности наночастиц, которая во многом определяет свойства этих объектов, поскольку на приповерхностные области приходится значительная доля их объема, а также взаимодействием между наночастицами. Ниже ~ 50 К намагниченность заметно падает с понижением температуры, что особенно выражено на ZFC кривой ($M_{FC}/M_{ZFC} = 6$ при $T=5$ К). Весьма вероятно, что это указывает на переход в антиферромагнитное состояние множественных небольших по объему областей образца, соответствующих дополнительным (сверх указанной выше) фазам в исследуемом веществе.

1. JCPDS PDF-1 File. International Committee for Diffraction Data, release 1994. PA, USA.

2. С. Крупичка, Физика ферритов, Т. 1, «Мир», Москва, 1976.

О СТЕПЕННЫХ АНАЛОГАХ ФРАКТАЛЬНЫХ МНОЖЕСТВ МАНДЕЛЬБРОТА И ЖЮЛИА

А.В.Лымарь, В.В.Ульянов
Физический факультет, ХНУ имени В.Н.Каразина

Рассматриваются особенности фрактальных объектов, являющихся обобщением канонических множеств Мандельброта и Жюлиа. Степенной аналог множества Мандельброта (ММ) – это множество всех комплексных чисел P , для которых абсолютная величина выражения $Z^k + P$ с некоторым показателем степени K остается конечной даже после бесконечно большого количества итераций $Z \leftarrow Z^k + P$, стартующих от точки $Z=0$, или

$$Z_{n+1} = Z_n^k + P, Z_0 = 0, n=0, 1, 3, \dots \quad (1)$$

Наиболее интересны случаи целых K . При $K=2$ получается стандартное, каноническое множество Мандельброта, основное тело которого, окрашиваемое черным цветом в плоскости P , имеет вид распластанной птицы. При $K=3$ формируется 8-образная структура. При $K>3$ имеем сглаженные $(K-1)$ -угольники с бородавочными наростами [1]. По форме эти аналоги отличаются от канонического ММ, однако многие особенности сохраняются: наличие основного тела с изрезанными границами и характерными наростами-бородавками с усиками-антеннами, многочисленные тонкие нити-отростки, пронизывающие всю плоскость P (обнаруживаемые при изменении масштаба, т. е. разрешающей способности изображений в этой плоскости), появление на этих отростках форм, подобных основному телу. Как и в каноническом случае, существует тесная связь между множествами Жюлиа (МЖ) и соответствующим множеством Мандельброта. Каждой точке плоскости P соответствует некоторое МЖ. При этом для точек, принадлежащих ММ, получается связанное (однокомпонентное) МЖ, а при выходе за пределы точек ММ, возникает несвязное (многокомпонентное) МЖ, так называемая «пыль Фату». Существенной частью нашей работы являются компьютерные разработки, созданные для исследования описываемых фракталов, в частности анимационные программы дают возможность проследить за тем, какие деформации претерпевают отдельные части основного тела ММ при непрерывном переходе от одного аналога к другому. Более подробно основные результаты по теме степенных аналогов множеств Мандельброта и Жюлиа предполагается изложить в готовящейся к изданию второй части монографии [2] с приложением наших компьютерных разработок в явном виде.

1. А.А.Лымарь, В.В.Ульянов. О математических и физических фракталах. II // Вестник ХНУ им. В.Н.Каразина. Серия “Физика”. – 2008. – № 821, в. 11. – С. 24-26.
2. Е.Н.Синельник, В.В.Ульянов. Фракталы: от математики к физике. – Х.: ХНУ им. В.Н.Каразина, 2005. – 52 с.

МИКРОТВЕРДОСТЬ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ТИТАНА В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 77-300 К

Л.С. Фоменко, С.В. Лубенец, В.А. Москаленко, А.В. Русакова, А.Р. Смирнов

Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина, НАН Украины

Для усовершенствования технологии получения с помощью интенсивной пластической деформации высокопрочного нанокристаллического состояния во всем объеме материала важными являются исследования однородности созданной микроструктуры и ее стабильности. В данной работе для исследования структурной однородности чистого нанокристаллического титана, полученного криопрокаткой до деформации $\epsilon \approx 1$ [1], был использован метод микроиндентирования. Были измерены и проанализированы зависимости микротвердости от глубины внедрения индентора и от координаты индентирования. Микротвердость по Виккерсу H_V не зависела в пределах разброса данных от координаты в плоскости индентирования. Текстура, созданная в процессе приготовления нанокристаллического образца, проявилась в существенном различии средних значений $\bar{H}_V$ и стандартной ошибки среднего в плоскости прокатки и в плоскости, перпендикулярной направлению прокатки.

Сильная зависимость микротвердости от нагрузки на индентор в области малых нагрузок обусловлена, очевидно, повышенной концентрацией газовых примесей в поверхностном слое, обусловленной условиями отжига.

При понижении температуры от 300 К до 77 К микротвердость линейно возрастала примерно от 3 до 5 ГПа. Во всем изученном интервале температур величина микротвердости примерно в 3 раза превосходила значения предела текучести, измеренного в опытах по сжатию. Оценены активационный объем и энергия активации процесса пластической деформации нанокристаллического титана: $\gamma \approx 1,8 \times 10^{-28} \text{ м}^3$ ($\sim 7 \text{ б}^3$), $\Delta H \approx 1 \text{ эВ}$, что указывает на дислокационный механизм деформации (взаимодействие дислокаций с локальными барьерами). Отжиг нанокристаллического титана, приводящий к процессу рекристаллизации, сопровождался уменьшением величины микротвердости и увеличением активационного объема.

Показано, что чистый нанокристаллический титан, полученный криомеханической обработкой, является структурно однородным и стабильным материалом и может быть с успехом использован для различных целей, в том числе, и в медицине.

1. В.А. Москаленко, А.Р. Смирнов, А.В. Москаленко, ФНТ, 35, 1160-1164 (2009).

DESIGN OF THE METALLIC GRATINGS REALIZING BEFORE GIVEN DIFFRACTION EFFICIENCIES

A.V. Kats, I.S. Spevak, M.A. Timchenko

Surface plasmon-polaritons (SPPs) are light waves that occur at metal-dielectric interface, where they interact with the electron plasma near the metal surface [1]. The resonant excitation of the SPP at the metallic grating results in interaction strengthening of the incident light with grating and substantial rearrangement of the diffractive spectra [2]. Though the resonance condition is determined essentially by the grating period, wavelength and angle of incidence, the diffraction energy redistribution is governed basically by the grating profile. In particular, the total suppression of the specular reflection can be achieved for some grating profiles [2, 3].

In the work we solve the reverse problem: we find the necessary profile of the metallic grating resulting in a predetermined energy redistribution between the outgoing waves at resonance diffraction. Our approach is based on the results of the resonance perturbation theory [2]. This theoretical approach allows finding analytical solutions of the multivariate diffraction problems without exhausting numerical calculations. The grating profile is characterized by some finite number of the Fourier harmonics: the minimal number is equal to the number of the propagating diffracted orders. Both nonresonance and resonance processes are taken into account in our analysis.

We start from the known solution of the direct diffraction problem [2]. Then, supposing that complex amplitudes of the diffracted waves are given, the reverse problem is reduced to the nonlinear system for the complex grating amplitudes. This system can be solved numerically relative to complex harmonic amplitudes. The grating profile found is verified then by the direct solution of the diffraction problem both analytically [2] and numerically [4,5].

Results of the direct and reverse problem are in good accordance. The method proposed allows easy designing of various diffractive gratings with unique properties.

1. H. Raether, Surface plasmons (Springer, Berlin, 1988).
2. A.V. Kats, I.S. Spevak, N.A. Balahonova, Phys. Rev. B, 76, 075407 (2007).
3. D. Maystre, R. Petit, Opt. Commun., 17, 196 (1976).
4. L. Li, J. Opt. Soc. Am., 13, 1024 (1996).
5. L. Li, J. Opt. Soc. Am. A 14, 2758 (1997).

ELECTRICAL DC CONDUCTIVITY OF KDP SINGLE CRYSTALS: EFFECTS OF LATTICE IMPERFECTIONS AND γ -IRRADIATION

A.N.Levchenko¹, I.M.Pritula², V.B.Tyutyunnik¹, A.P.Gavrik¹,
Yu.N.Velikhov², O.T.Nikolov¹, V.M.Puzikov², O.N.Khomenko¹

¹*V.N.Karazin Kharkiv National University,
Alexander.N.Levchenko@univer.kharkov.ua*

²*STC "Institute for Single Crystals", NASU,*

Electrical dc conductivity of undoped KDP crystals grown under different conditions has been investigated. The value of conductivity is found to rise, diminish or change non-monotonically with the dose of γ -irradiation, depending on the lattice imperfections present in the crystals. At low irradiation doses the conductivity obeys the exponential law:

$$\sigma(D) = Y_0 + K \cdot \exp\left\{-\frac{D}{D_0}\right\},$$

where σ is bulk dc electrical conductivity, D is the dose of γ -irradiation and Y_0 , K , D_0 are the parameters of exponent. Depending on the crystal sample's history, the parameters Y_0 , K and D_0 change within rather wide range of values.

The temperature dependences of the conductivity measured within 20–150 °C interval are exponential and described by the Arrhenius relation:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \exp\left\{-\frac{E_a}{kT}\right\},$$

where σ_0 is the pre-exponential factors, E_a is the activation energies of conductivity.

For the non-irradiated and irradiated crystals the activation energy and pre-exponential factor are determined. It is found that the radiation-induced changes of the conductivity are mainly defined by its extrinsic component.

The logarithm of the pre-exponential factor is found to be proportional to the activation energy of conductivity, irrespective of the crystal structure imperfection and the irradiation dose.

$$\lg \sigma_0 = A \cdot E_a + B,$$

where A and B are constant coefficients. The calculated coefficients and their standard errors are $A = 15.0 \pm 0.3 \text{ S} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{eV}^{-1}$, $B = -9.6 \pm 0.2 \text{ S/cm}$.

This testifies that the mechanisms of conductivity in the irradiated and non-irradiated crystals grown from the stoichiometric solutions are similar.

Analysis of the obtained results shows that the essential factor which defines the value of conductivity is the presence of L-defects in the crystal lattice. The concentration of L-defects and its change depending on the dose of γ -irradiation is determined.

It is shown that γ -irradiation can be used for raising the electrical resistance of the crystals with lattice imperfections.

КОНТИНУАЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ КРАУДИОНОВ

В. Д. Нацик, С. Н. Смирнов

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины

Дефекты кристаллической структуры, названные краудионами, являются одним из интересных объектов исследований в современной физике кристаллов. Однако теория краудионов в физике кристаллов еще далека от завершения. В частности, в настоящее время существует достаточно хорошо разработанное решеточное описание краудионов, но отсутствует их последовательное описание в рамках механики сплошной упругой среды, в отличие от континуальной теории дислокаций, дисклинаций и классических точечных дефектов [1-5].

В данной работе в рамках линейной эластостатики построена модель точечного дефекта, которая сопоставляется краудиону. В континуальном приближении краудион определен по аналогии с дислокациями как сингулярный “носитель” пластической и источник упругой деформации среды. Геометрические и силовые параметры такой сингулярности сопоставлены с характеристиками решеточного краудиона. Использован принятый для описания дислокаций в теории упругости подход, в котором дефект определяется путем сопоставления ему тензора пластической дисторсии. Для адекватного определения пластической дисторсии, соответствующей краудиону как точечному источнику поля упругих деформаций в сплошной среде, его модель строится в два этапа. Сначала задается геометрический аналог краудиона макроскопических размеров в сплошной среде, учитывающий его специфические кристаллогеометрические свойства как дефекта кристаллической решетки. Показано, что роль такого аналога играет плоская дислокационная петля с вектором Бюргерса, перпендикулярным её плоскости (петля Франка). Затем путем предельного перехода при стремлении радиуса петли к нулю получается модель точечного дефекта.

Показано, что описание упругого поля, порождаемого краудионом в анизотропной среде, сводится к стандартным задачам линейной теории упругости. Выведены уравнения, позволяющие получить континуальное описание упругих деформаций кристалла на макроскопических расстояниях от центра краудиона. В общем виде описана структура полей деформаций и напряжений краудиона в анизотропном упругом континууме. Получены явные выражения для этих полей в изотропной среде.

1. Эшелби Дж. Континуальная теория дислокаций. М.: Ин. лит., 1963. 248 с.
2. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. 600 с.
3. Де Вит Р. Континуальная теория дисклинаций. М.: Мир, 1977. 208 с.
4. Косевич А.М. Дислокации в теории упругости. К.: Наук. Думка, 1978. 220 с.
5. Теодосиу К. Упругие модели дефектов в кристаллах. М.: Мир, 1985. 352 с.

МЕХАНИЗМЫ ЗАРОЖДЕНИЯ И РАЗВИТИЯ ВОЛОКНИСТЫХ ОБРАЗОВАНИЙ В ХОДЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ КОНСТРУКЦИОННЫХ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ

² В.П. Пойда, ¹ А.В. Пойда, ¹ В.В. Брюховецкий, ¹ Р.И. Кузнецова,
² А.П. Крышталь, ³ Каафарани Али Махмуд

¹ *Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины*

² *Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина*

³ *Арабский университет*

Экспериментально установлено, что в рабочей части образцов некоторых сложнолегированных алюминиевых сплавов и композиционных материалов на основе алюминия, сверхпластично деформируемых при высоких гомологических температурах, присутствует небольшое количество жидкой фазы. Об этом, в частности, косвенно свидетельствует образование и развитие специфических волокон (fibers), которые обнаруживаются в рабочей части (в приповерхностных порах и трещинах), а также на поверхности изломов продеформированных образцов. В докладе на основе обобщения собственных научных результатов и учета литературных данных изложены представления о причинах зарождения и механизмах развития волокнистых образований в ходе сверхпластической деформации промышленных конструкционных алюминиевых сплавов 01420Т, 1420, 1450, 1460, АМгб, 6111 и АК4-1ч.

Установлено, что волокнистые образования формируются на ранних стадиях сверхпластического течения образцов. Общий вид, морфологические особенности и химический состав волокон свидетельствуют о том, что они образуются в ходе зернограничного проскальзывания с участием зернограничных пор в результате вязкого течения жидко-твердого материала (расплава с повышенной вязкостью), обогащенного атомами легирующих элементов и содержащего мелкодисперсные оксидные пленки.

В зернограничных несплошностях волокна расположены параллельно направлению оси растяжения. Они одним или обоими концами закреплены за кромки зерен, между которыми находятся зернограничные поры и трещины. Волокна не имеют кристаллографической огранки. В образцах исследованных сплавов обнаружены волокна двух видов: толстые волокна, имеющие лентовидную форму и тонкие волокна, имеющие цилиндрическую форму. Средний диаметр тонких волокон составляет один-два микрометра. Длина большинства из них коррелирует с линейным размером приповерхностных несплошностей в направлении оси растяжения. В трещинах и в порах тонкие волокна образуют пучки. Установлено, что многие волокна в таких пучках имеют изгибы. На некоторых волокнах обнаружены отвердевшие капли.

Скорость развития волокон, по-видимому, определяется скоростью раскрытия деформационных зернограничных пор в ходе сверхпластической деформации.

Проанализированы вероятные причины появления жидкой фазы в исследованных сплавах в результате их частичного плавления.

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ СТРУКТУРНАЯ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТЬ АЛЮМИНИЙ-ЛИТИЕВОГО СПЛАВА 01420Т

² В.П. Пойда, ¹ А.В. Пойда, ¹ В.В. Брюховецкий, ¹ Р.И. Кузнецова,
² А.П. Крышталь, ² А.Л. Самсонник, ² Д.Е. Педун

¹ *Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины*

² *Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина*

В результате проведения механических испытаний на воздухе в режиме ползучести при постоянном действующем напряжении течения определены температурно-скоростные условия, в которых образцы промышленного алюминиево-литиевого сплава 01420Т проявляют эффект высокотемпературной структурной сверхпластичности.

Установлено, что максимальное относительное удлинение до разрушения образцов, деформированных при температуре $T = 520^{\circ}\text{C}$, составляет 530%. Интервал скоростей истинной деформации $10^{-5} - 10^{-4} \text{ c}^{-1}$.

Изучено структурное состояние и фазовый состав сплава. Установлено, что в образцах, подготовленных к испытаниям, средний размер зерна составляет 5 мкм. Показано, что в ходе сверхпластической деформации в рабочей части образцов происходит рост зерен.

В приповерхностных порах и трещинах, образовавшихся в ходе сверхпластического течения в рабочей части образцов, обнаружены специфические волокнистые образования. Они являются косвенным подтверждением того, что образцы сплава 01420Т проявили структурную сверхпластичность при наличии на межзеренных и (или) на межфазных границах включений вязкой жидкой фазы.

По-видимому, одной из наиболее вероятных причин образования жидкой фазы при сверхпластической деформации образцов исследованного сплава при высоких гомологических температурах может быть локальное плавление тех участков зерен и межзеренных границ, которые состоят из твердого раствора на основе алюминия, содержащего повышенную концентрацию легирующих элементов (лития и магния), снижающих температуру плавления сплава. Частичное плавление данного сплава может осуществляться из-за неоднородности в распределении легирующих элементов в тех микрообъемах, где их концентрация из-за наличия сегрегаций на границах зерен или же из-за внутрикристаллитной ликвации повышена по сравнению с их средней концентрацией в сплаве. Поскольку температура испытания для этих микрообъемов может оказаться равной и даже превосходящей температуру солидус для этих концентраций, то при нагревании образцов до температуры испытаний, или же в ходе их сверхпластического течения, может произойти плавление этих участков. В результате этого на границах зерен может образоваться небольшое количество жидкой фазы, а сверхпластическая деформация образцов будет осуществляться за счет кооперированного развития деформационных и аккомодационных, (в том числе и диффузионных), процессов в твердой и в жидкой фазах.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФРУСТРИРОВАННОГО ФЕРРИМАГНЕТИКА Cu_2OSeO_3

А.И. Рыкова¹, П.С. Калинин¹, Е.Н.Хацько¹, Черный А.С.¹,
P. Lemmens², D. Wulferding², H. Berger³

¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины

²Institute for Condensed Matter Physics, TU Braunschweig, D-38106 Braunschweig, Germany

³Institute de Physique de la Matière Complexe, EPFL, CH-1015 Lausanne, Switzerland

rykova@ilt.kharkov.ua

Соединение Cu_2OSeO_3 — относится к кубической сингонии с пространственной группой симметрии $P2_13$ и параметром решетки $a=8.923$ Å при комнатной температуре [1]. Магнитные моменты Cu^{2+} , образуют тетраэдры, в вершинах которых находится два типа ионов меди с разной симметрией окружения кислородом. Магнитные моменты Cu^{2+} выстроены вдоль пространственной диагонали [111]. Согласно теории [2], в кубических кристаллах с отрицательной постоянной анизотропии ось легкого намагничивания направлена вдоль диагонали куба.

Нами были проведены комплексные исследования магнитных свойств монокристалла Cu_2OSeO_3 .

Были изучены температурные зависимости статической магнитной восприимчивости χ образца Cu_2OSeO_3 в интервале температур 4,2 – 300 К и во внешних магнитных полях от 30 Э до 5 кЭ. Выше температуры 60 К соединение демонстрируют парамагнитное поведение и подчиняются закону Кюри-Вейса: $\chi = C/(T-\theta)$ с положительной постоянной Кюри-Вейса $\theta \approx 25,9$ К. Вблизи $T=60$ К наблюдается аномалия, которая типична для перехода в ферримагнитно-упорядоченное состояние. Кроме этого в малых внешних полях наблюдается дополнительный пик, который мы связываем с неколлинеарностью магнитной структуры. При увеличении магнитного поля пик исчезает в поле ≈ 500 Э.

Изучены полевые зависимости намагниченности M фрустрированного ферримагнетика Cu_2OSeO_3 в магнитных полях до 14 Тл при в интервале температур от 100 К до 4,2 К. При гелиевой температуре в поле 500 Э наблюдается метамгнитный фазовый переход с дальнейшим выходом намагниченности на насыщение в поле порядка 0,8 Тл. При повышении температуры нелинейные эффекты сглаживаются и выше 100 К намагниченность линейно зависит от внешнего магнитного поля и насыщения не наблюдается вплоть до поля 14 Тл.

1. Jan-Willem G. Bos, Claire V. Colin, et al., Phys. Rev. B 78, 094416 (2008).

2. N. S. Akulov, Ferromagnetism, (in Russian), ONTI, Moscow-Leningrad (1939).

для случаев слабого и сильного электрон-вибронного взаимодействия в доте. Выявлено нетривиальное поведение «сателлитных» пиков дифференциального кондактанса, соответствующих неупругим каналам туннелирования в рассматриваемой системе ($g=1/2$), по сравнению, например, с известным случаем невзаимодействующих электронов в берегах ($g=1$), (см. [2]).

1. A.Komnik and A.O.Gogolin, Phys. Rev. Lett., 90, 246403 (2003).
2. U.Lundin, R.M.McKenzie, Phys. Rev. B, 66, 075303 (2002).

ВЛИЯНИЕ ОКИСЛЕНИЯ НА БИОИНЕРТНОСТЬ МЕТАЛЛОВ IV ГРУППЫ

А. В. Тарануха, В. В. Стариков

*Национальный технический университет «ХПИ»
e-mail: taranukha_al@ukr.net*

Материалы на основе металлов IV группы на данный момент имеют широкую сферу применения и особенно активно используются в медицине. Эксплуатационные характеристики этих материалов в большинстве своем определяются свойствами поверхностной оксидной пленки.

Знание электродного потенциала позволяет определить способность материала растворяться в ходе коррозионного процесса и определить, катодом или анодом будет система при электрохимической коррозии. При проведении исследований активности материалов в процессе их электрохимической коррозии измерялись электродные потенциалы металл-оксидных систем, полученных путем анодного окисления металла-носителя. Измерения проводились в электрохимической ячейке, заполненной 0,9 % - водным раствором NaCl. В качестве электрода сравнения использовался стандартный хлорсеребряный электрод.

В работе было проведено измерение электродных потенциалов металлов IV группы ПСЭ Менделеева (Ti, Zr и Hf), имеющих ГПУ решетку. Сравнительный анализ показывает, что при возрастании массы элемента пассивность поверхностной оксидной пленки повышается. Такое же поведение электродных потенциалов наблюдается и для металлов соседней V группы ПСЭ Менделеева – Ta и Nb, имеющих другой тип кристаллической решетки.

Исследования влияния напряженного состояния металла-носителя на пассивационные свойства пленки показали, что при наличии механических напряжений в подложке активность системы металл-оксид возрастает, а следовательно, ухудшаются антикоррозионные свойства оксидной пленки. Такой эффект можно объяснить тем, что возрастает пористость оксидной пленки и толщина самого оксидного покрытия не является одинаковой для всей площади образца.

Экспериментально этот дефект был устранен путем вакуумного отжига при температурах, ниже границы фазового перехода.

ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ТЕТРАРНІХ ШПІНЕЛЕЙ

Ж. І. Тишковець¹, С. В. Воронюк¹, О. Ю. Хижун²

¹Волинський національний університет імені Лесі Українки,

²Інститут проблем матеріалознавства імені І. М. Францевича НАН України,

У даній роботі досліджувались нові полікристалічні сполуки $\text{Cu}_2\text{B}^{\text{II}}\text{Ti}_3\text{S}_8$ (B^{II} —Cr, Mn, Fe, Co, Ni). Для їх вирощування застосовували твердофазний синтез у дві стадії. На першій стадії кварцові контейнери з шихтою поміщали в шахтні печі, де проходило повне зв'язування Сульфуру. Отримані продукти реакції перетирали в агатовій ступці до дрібнодисперсного стану і пресували в таблетки. На другій стадії при максимальній температурі ($T=1173$ K) розплавляли витримували 48 годин. Охолоджували зразки з швидкістю 10-20 K/год до температури відпалу ($T=670$ K) та відпалювали 250-500 годин для встановлення рівноважного стану.

В роботі досліджено температурну залежність коефіцієнта термо-е.р.с. (s) (рис.1) та питомої електропровідності (σ) полікристалічних сполук $\text{Cu}_2\text{B}^{\text{II}}\text{Ti}_3\text{S}_8$ (B^{II} —Cr, Mn, Fe, Co, Ni) в температурному інтервалі 300–390 K. По знаку s встановлено, що сполуки мають n-тип провідності. На основі експериментальних даних показано, що всі сполуки належать до низькоомних матеріалів з питомою провідністю $\sim 4\text{--}50 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$ ($T=293$ K) для різних зразків. Дослідження температурної залежності питомої електропровідності показало, що вона має особливості характерні для провідності металічного типу.

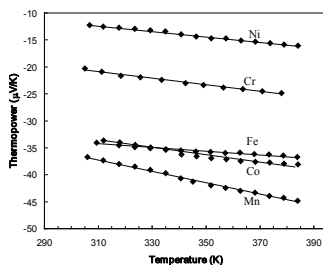


Рис. 1. Залежність коефіцієнта термо-ЕРС від температури полікристалічних сполук $\text{Cu}_2\text{B}^{\text{II}}\text{Ti}_3\text{S}_8$ (B^{II} —Cr, Mn, Fe, Co, Ni)

ВЛИЯНИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ПРОКАТКИ И ОТЖИГА НА ПОВЕДЕНИЕ МОДУЛЯ ЮНГА В НАНОСТРУКТУРНОМ Ti ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Е.Н. Ватажук, П.П. Паль-Валь, Л.Н. Паль-Валь,
В.А. Москаленко, А.Р. Смирнов

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины
vatazhuk@ilt.kharkov.ua

В области температур 2.5–20 К на частотах $f \sim 70$ кГц проведено исследование температурных зависимостей динамического модуля Юнга $E(T)$ в наноструктурном и крупнозернистом поликристаллическом титане, содержащем 0.15 ат. % примесей внедрения. Объемные наноструктурные образцы титана получались путем криопробки при $T \sim 110$ К ($\epsilon_{pl} = 65\%$) [1]. Согласно электронномикроскопическим данным средний размер структурных фрагментов составлял 35 нм.

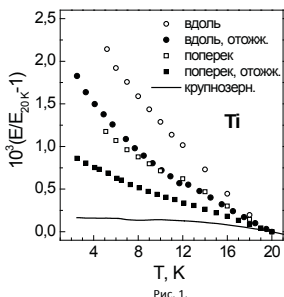


Рис. 1.

В крупнозернистых образцах зависимость $E(T)$ (рис. 1) соответствовала температурной зависимости адиабатического модуля упругости металлов с простыми электронными и фононными спектрами:

$$E(T) = E_0 - \beta_e T^2 - \beta_{ph} T^4, \quad (1)$$

где $\beta_e T^2$ и $\beta_{ph} T^4$ – электронный и фононный вклады, E_0 – величина модуля упругости при 0 К.

В наноструктурных образцах зависимости $E(T)$ имели гораздо большую крутизну и не могли быть описаны выражением (1). При этом величина dE/dT в образцах, вырезанных вдоль прокатки, была заметно большей, чем в образцах, вырезанных поперек прокатки. Отжиг приводил к уменьшению крутизны зависимостей $E(T)$ для образцов обоих типов.

Наблюдаемое поведение модуля упругости может быть объяснено в терминах феноменологической модели термоактивированной релаксации двухуровневых систем (ДУСов) [2,3]. Уменьшение крутизны $E(T)$ в отожженных образцах может быть обусловлено уменьшением плотности ДУСов в результате высокотемпературного отжига.

1. В.А. Москаленко, А.Р. Смирнов, A.V. Moskalenko, ФНТ 35, 1160 (2009).
2. S. Hunklinger and A.K. Raychaudhuri, Progress in Low Temp. Physics, Vol. IX, Ch. 3, Ed. D.F. Brewer, Elsevier, Amsterdam, Netherlands (1986), 265.
3. G. Bellessa, Phys. Rev. Lett. 40, 1456 (1978).

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА СТРУКТУРУ И СУБСТРУКТУРУ Ti-Zr-Ni КВАЗИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ЛЕНТ

В.М. Ажажа¹, С.Д. Лавриненко¹, С.В. Крячко²,
С.В. Малыхин², А.Т. Пугачёв²

¹ *Институт физики твердого тела, материаловедения и технологий ННЦ “Харьковский физико-технический институт»*

azhazha@kpt.kharkov.ua

² *Национальный технический университет “Харьковский политехнический институт”*
malykhin@kpi.kharkov.ua

Методом рентгеновской дифракции исследовали фазовый состав, структуру и субструктуру ленточных образцов, подвергнутой облучению потоками рентгеновских квантов с энергией ≤ 1 МэВ и дозой до 10^4 рад. Образцы состава $\text{Ti}_{41,5}\text{Zr}_{41,5}\text{Ni}_{17}$ и толщиной 20-40 мкм получали методом скоростной закалки из расплава на медном диске, вращающемся с линейной скоростью 15 м/с.

Установлено, что в исходном состоянии единственной фазой в образцах является икосаэдрическая квазикристаллическая фаза. Анализ картин дифракции облученных образцов показывает, что каких-либо стимулированных радиацией фазовых превращений не происходит даже при максимальной дозе облучения. Показано, что при увеличении дозы облучения наблюдается изменение вида дифракционной картины. Оно заключается в изменении положения, интенсивности и ширины дифракционных максимумов. Параметр квазикристалличности уменьшается от 0,52049 нм до 0,52005 нм. Замечено, что изменение относительной интенсивности и ширины дифракционных максимумов носит немонотонный характер: до дозы примерно 4500...5000 рад интенсивность снижается, ширина растет, а затем интенсивность увеличивается. Оказалось, что поведение интенсивности, во-первых, хорошо описывается функцией Гаусса, а, во-вторых, масштаб изменений зависит от величины двух составляющих дифракционного вектора (в физическом и перпендикулярном пространстве). Опираясь на положения, изложенные в теории рассеяния рентгеновских лучей М.Я. Кривоглазом, делается вывод о накоплении и перераспределении хаотически расположенных дефектов дислокационного и фазонного типов под действием радиации.

(NbC, ZrC). В приграничных областях матрицы возникает повышенная плотность дислокаций, формируя субзеренную структуру, которая влияет на диффузионные характеристики ЭК. Проведенный анализ (абсорбционный метод) параметров диффузии Ni^{63} в Ni – NbC показывает, что имеет место вакансионный механизм диффузии. Обнаружено, что эффективный коэффициент диффузии в ЭК линейно зависит от протяженности межфазных границ, наблюдается снижение энергии активации с ростом R. Установлена корреляция термической стабильности ЭК, дефектов структуры и их перераспределения в объеме композита в процессе высокотемпературного отжига. Термостабильность совершенных бимонокристаллических структурой $\sim 0,9 T_{пл}$. Обнаружен эффект очистки металлической матрицы от углерода и охрупчивающих карбидов в процессе отжига ($T = 1300 - 1500$ К, $\tau \geq 5 - 7$ час). Наблюдается диффузионная «перекачка» углерода с матричной фазы на поверхность карбида: чистота по углероду молибденовой матрицы (Mo – ZrC) составляет $\sim 10^{-4}$ мас %, что обуславливает рост на 15 – 20 % пластичности тугоплавких карбидных микрокомпозитов. Показана эффективность композиционного механизма упрочнения тугоплавких ЭК при $T > 2000$ К, когда неэффективны механизмы твердорастворного и дисперсионного упрочнения. Полученные результаты могут быть использованы для получения структурно-стабильных, монолитных конструкционных материалов различного назначения, повышения технологической пластичности тугоплавких сплавов, создания износостойких покрытий на их основе.

НАНОДИСПЕРСНЫЕ ПЛЕНКИ, ОСАЖДЕННЫЕ СОВМЕСТНЫМ ЛАЗЕРНЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ Ni И Pd

А.Г. Багмут, И.Г. Шипкова, В.А. Жучков

*Национальный технический университет “Харьковский политехнический институт”
Физико-технический факультет*

Интерес к пленкам и наночастицам Ni и сплава никеля с палладием обусловлен их магнитными, электрофизическими и каталитическими свойствами. Кроме того, сплавы Ni с Pd перспективны при их использовании в медицинских целях в качестве материалов для саморегулируемой гипертермии. В массивном состоянии Ni, Pd, а также твердые растворы на основе Ni и Pd имеют гранецентрированную кубическую (ГЦК) кристаллическую решетку. Система Ni-Pd характеризуется наличием полной взаимной растворимости компонентов в твердом и жидком состояниях.

Методом электронографии, просвечивающей электронной микроскопии и вибрационной магнитометрии исследованы пленки Pd, Ni и сплава Ni-Pd, полученные импульсным лазерным распылением составных мишеней. Установлено формирование немагнитной метастабильной гексагональной фазы в пленках Ni и Ni-Pd сплава. В результате отжига пленки приобретают равновесную кубическую структуру. Обнаружено положительное отклонение от закона Вегарда зависимости постоянной решетки твердого раствора от концентрации, что характерно для сплавов с вогнутой линией ликвидуса.

Измерения показали, что пленки Ni и сплава Ni-Pd с метастабильной структурой ГПУ при намагничивании в магнитных полях до 1000 Э не проявляют магнитный момент, превышающий порог чувствительности магнитометра.

После отжига, инициирующего фазовое превращение ГПУ → ГЦК, магнитное состояние пленок Ni-Pd резко изменяется: магнитный момент значительно увеличивается, а при перемагничивании наблюдается гистерезис. Анизотропия в плоскости слоя отсутствует. Для Ni коэрцитивная сила $H_c \approx 110$ Э, поле насыщения $H_s \approx 420$ Э. Аналогичные данные для пленки Ni-Pd: $H_c \approx 120$ Э, $H_s \approx 460$ Э. Подобное изменение магнитного момента пленок Ni в результате отжига, сопровождавшегося изменением структуры от ГПУ к ГЦК, наблюдали в [1]. Пленки с высокой концентрацией Pd не обнаруживали магнитного момента ни до, ни после отжига.

1. Bagmut A.G., Shipkova I.G., Zhuchkov V.A. // Functional Materials. 2009. V.16. № 2. P. 161-169.

НОРМАЛЬНЕ ПАДІННЯ РЕНТГЕНІВСЬКИХ ПРОМЕНІВ НА ТРИВИМІРНУ ГРАТКУ АТОМІВ

С.А. Безуглий, А.В. Безуглий, О.М. Петченко

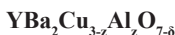
В роботі пропонується квантово-механічна модель явища дифракції рентгенівських фотонів на кристалі. Розглядається примітивна комірка кристала, що являє собою паралелепіпед з гранями a_1 , a_2 , a_3 .

Вважається, що на поверхню розподілу вакуум-кристал падає нормально монохроматичний пучок рентгенівських променів. Опис квантових станів електронів базується на уявленні, що вільні електрони рухаються в періодичному полі кристала (модель Кроніга-Пенні [1]). Спектр імпульсів електронів, що знаходяться в тривимірній потенціальній ямі розраховується методом розділу змінних [2].

Виходячи з припущення, що фотони, взаємодіють з електронами речовини (пружна взаємодія фотона з електроном описується рівнянням, приведеним в [3]) показано, що вид дифракційної картини, яка спостерігається на екрані, визначається врешті решт спектром імпульсів електронів. Отримано співвідношення, що визначає дискретний ряд дифракційних кутів, під якими спостерігаються максимуми і виділяє у просторі дискретне сімейство конусів, вздовж утворюючих яких можуть розповсюджуватися розсіяні фотони. У випадках малих значень кутів дифракції, коли падаючі і розсіяні фотони рухаються в одній з кристалографічних площин, отримане рівняння збігається з відомими співвідношеннями Лауе [4].

1. Kronig R., Penny W.G. – Prog. Roy. Soc. 1931, v. 180, p. 499
2. Ландау А.Д., Лифшиц Е.М.; Теоретическая физика, т.3 – М; 1963. с.63
3. Ахнезер А.И., Берестецкий В.Б.; Квантовая электродинамика; «Наука», 1969, изд. 3-е., с. 437.
4. Сивухин Д.В., Общий курс физики, т. 4 – М. «Наука», 1985, с. 307 .

ПРОДОЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В МОНОКРИСТАЛЛАХ



А.А.Завгородний, Р.В.Вовк, М.А.Оболенский, А.В. Самойлов

Харьковский национальный университет имени В.Н.Каразина

В работе исследовано влияние постоянного магнитного поля до 12.7 кЭ при ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ на различные режимы проводимости монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ ($z \leq 0.5$) с однонаправленной системой ДГ при геометрии протекания транспортного тока $\mathbf{I} \parallel \text{ДГ}$, когда влияние двойников на процессы рассеяния носителей минимизировано. Методика получения экспериментальных образцов и проведения резистивных измерений подробно описана в [1].

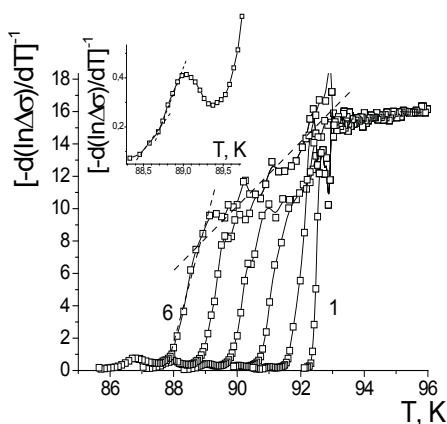


Рис.1. Резистивные переходы в сверхпроводящее состояние монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$: 0; 1,9; 4,5; 7,3; 10; 12,7 - кривые 1 - 6, соответственно

в координатах $\left[\frac{-d(\ln \Delta \sigma)}{dT} \right]^{-1} - T$.

На вставке показан низкотемпературный участок резистивного перехода, измеренного при поле $\mathbf{H} = 7.3$ кЭ.

На рис.1 показаны резистивные переходы монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ в координатах

$$\left[\frac{-d(\ln \Delta \sigma)}{dT} \right]^{-1} - T,$$

полученные при различной величине магнитного поля. Здесь $\Delta \sigma$ – избыточная проводимость, определяемая как: $\Delta \sigma = \sigma - \sigma_0$, где $\sigma_0 = \rho_0^{-1} = (A + BT)^{-1}$ – проводимость, определяемая экстраполяцией линейного участка в нулевое значение температуры, а $\sigma = \rho^{-1}$ – экспериментально определяемое значение проводимости в нормальном состоянии [1].

Из теории [2] известно, что вблизи критической температуры (T_c) $\Delta \sigma$ обусловлена процессами флуктуационного спаривания носителей и в общем виде, в зависимости от размерности

системы, определяется степенной зависимостью вида: $\Delta \sigma_D = A_D \varepsilon^{-\alpha}$ где A_D – некоторая константа, а $\varepsilon = (T - T_c)/T_c$ – приведенная температура. При этом степенной показатель α , согласно [2] определяется как $\alpha = 2 - D/2$, где D – размерность системы. Таким образом, рассчитав из экспериментальных данных

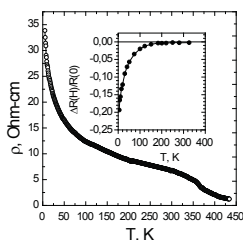
ПРОЯВЛЕНИЕ ТУННЕЛЬНОГО ХАРАКТЕРА МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В ПРЕССОВАННОМ ПОРОШКЕ ДИОКСИДА ХРОМА CrO_2

Б.И. Белевцев, Н.В. Далакова, Е. Ю. Беляев

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины

Диоксид хрома (CrO_2) является металлическим ферромагнетиком ($T_c \approx 390$ K), в котором зона проводимости содержит носители только одной спиновой поляризации [1]. В связи с этим этот материал перспективен для использования в спинтронике и нанотехнологиях. Мы исследовали резистивные и магниторезистивные свойства прессованного порошка CrO_2 со средним диаметром частиц CrO_2 около 120 нм. Округленные поликристаллические частицы CrO_2 были покрыты тонким диэлектрическим слоем немагнитного $\beta\text{-CrOON}$. Плотность таблеток составляла примерно 60% от рентгеновской плотности материала.

Измерения проводились в омическом режиме. Обнаружен неметаллический ход температурной зависимости сопротивления $\rho(T)$ и довольно высокие значения ρ . При направлении поля перпендикулярно току магнитосопротивление (МС), составило около 20% при 1,2 Тл и $T \approx 5$ K. Как известно, остаточное сопротивление чистого CrO_2 составляет около 10^{-5} Ом·см



[2], а собственное (intrinsic) МС кристаллов CrO_2 является малым (около 1%/Тл при комнатной температуре). Высокое сопротивление и наблюдаемые гигантские значения МС несомненно обусловлены, магнитным туннелированием между гранулами с высокой спиновой поляризацией. Температурная зависимость МС исследованного образца при $H = 1,2$ Тл (вставка к рисунку) хорошо описывалась выражением для магнитного туннелирования $[R(H)-R(0)] / R(0) \propto -\exp(-T/T_{mr})$, где $T_{mr} \approx 45$ K.

Вероятность туннелирования определяется взаимной ориентацией намагниченности в смежных гранулах, и, следовательно, сильно зависит от внешнего магнитного поля. Быстрое уменьшение МС при повышении температуры является характерной особенностью туннельного МС. Основной причиной этого может быть быстрое падение спиновой поляризации с ростом температуры [3].

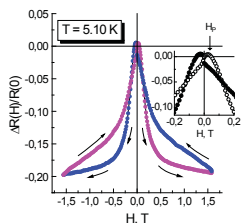
1. M. Ziese, Rep. Progr. Phys. 65, 143 (2002).
2. J. M. D. Coey, A. E. Berkowitz, L. Balcells, F. F. Putris, and A. Barry, Phys. Rev. Lett. 80, 3815 (1998).
3. Gupta and J. Z. Sun, J. Magn. Magn. Mater. 200, 24 (1999).

МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА ПРЕССОВАННОГО ПОРОШКА ДИОКСИДА ХРОМА CrO_2

Б.И. Белевцев, Н.В. Далакова, Е. Ю. Беляев

¹Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины

Исследовано магнитосопротивление (МС) спрессованных порошков CrO_2 с субмикронным (~ 120 нм) размером частиц, покрытых тонким слоем диэлектрического $\beta\text{-CrOOH}$. Сопротивление имело резко выраженное неметаллическое поведение ($dR/dT < 0$) в интервале ($5 \div 430$) К. Магнитопольевые зависимости МС записывались аналогично обычной процедуре измерений



гистерезисных циклов намагниченности. На рисунке показана кривая гистерезиса, снятая при температуре 5.1 К. Обнаружено два типа гистерезисного поведения. В малых полях наблюдаются два небольших пика положительного МС, расположенных симметрично относительно $H=0$ (при $H=H_p$ и $H=-H_p$). Гистерезис такого типа

характерен для туннельного МС гранулированных половинных металлов с перколяционным типом проводимости. Он отражает гистерезисные циклы намагниченности. Выше

$|H_p|$ ясно виден дополнительный гистерезисный эффект (пересечение кривых ввода и вывода поля). Этот тип гистерезиса наблюдается только при низких температурах (< 15 К). В реальных гранулированных металлах проводимость определяется наличием «оптимальных» цепочек гранул с максимальной вероятностью туннелирования между соседними парами гранул, образующих цепочку. В условиях активационной проводимости количество проводящих цепочек уменьшается с понижением температуры, так что при достаточно низкой температуре перколяционная сетка может свестись к единственному проводящему каналу [1]. Эти «оптимальные» каналы имеют несколько слабых связей (высокорезистивные туннельные контакты) с повышенной энергией активации, которые определяют активационный характер общей измеренной проводимости. Дополнительный гистерезис МС в области полей выше H_p , очевидно, возникает в условиях переключения небольшого числа перколяционных токовых каналов при достаточно низких температурах. Это может указывать на то, что в этой области полей меняющаяся последовательность перколяционных токовых каналов является различной при вводе и выводе магнитного поля.

1. P. Sheng, Philos. Mag., v. B65, 357 (1992).

ИМПЛАНТАЦИЯ В ОПТИЧЕСКОЕ КВАРЦЕВОЕ СТЕКЛО ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ И СПОНТАННЫХ РЕШЕТОК, ОБРАЗОВАННЫХ НАНОРАЗМЕРНЫМИ ЧАСТИЦАМИ СЕРЕБРА

К.С. Белошенко, Л.А. Агеев

*Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина,
кафедра физической оптики
Leonid.A.Ageev@univer.kharkov.ua*

Имплантация металлических частиц в диэлектрики привлекает к себе внимание в связи с развитием физики наноразмерных объектов, нелинейной оптики, оптоэлектроники [1]. Недавно, с помощью пучка CO_2 -лазера ($\lambda = 10,6$ мкм, $P \approx 30$ Вт), реализована термостимулированная имплантация Ag- коллоида в оптическое кварцевое стекло (ОКС) [2]. В настоящей работе осуществлено внедрение в ОКС голографической и спонтанной решеток (ГР и СР), образованных частицами серебра. Для этого на поверхность ОКС в вакууме была нанесена светочувствительная двуслойная пленка AgCl-Ag. Для записи в ней голографической решетки применена двухлучевая интерференционная схема: источник света - лазер, излучающий линейно поляризованный параллельный пучок ($\lambda_0 = 532$ нм, $P = 25$ мВт) ; пучок делится на два в призме Волластона, далее они проходят поляризатор и бипризму, после которой пересекаются друг с другом под углом α . В плоскости, где пучки полностью перекрываются, образуется интерференционная картина с параллельными друг другу экстремумами и с периодом $\Lambda \approx \lambda_0 / \alpha$. В эту плоскость помещался образец с пленкой AgCl-Ag, в которой происходила запись ГР с периодом Λ . В условиях выполненного эксперимента $\Lambda = 4$ мкм. Механизм фотоувеличиваемости в AgCl-Ag приводит к распаду исходных частиц Ag на мельчайшие частицы, которые переносятся в объем поликристаллической пленки AgCl и на подложку [2]. В интерференционном поле это происходит в максимумах интерференции, тогда как в минимумах пленка сохраняет исходное состояние. Кроме того, в максимумах интерференции в пленке возбуждаются волноводные моды и в результате в этих местах развиваются СР с периодом $d \approx 0,35$ мкм [2]. Таким образом, штрихи ГР образованы частицами Ag, которые, в свою очередь, образуют штрихи СР. На подложке штрихи ГР, образованные частицами серебра, собранными в СР, разделены друг от друга прозрачными промежутками, где серебро в AgCl и на подложку не проникает. Эта комбинированная серебряная периодическая структура закрепляется на подложке после растворения AgCl в фиксаже. Имплантация структуры в подложку ОКС затем осуществляется путем облучения образца пучком от CO_2 -лазера.

1.Kreibig U., Vollmer M. Optical Properties of Metal Clusters. – Berlin, Heidelberg : Springer-Verlag, 1995. 529 p.; 2.Агеев Л.А., Милославский В.К., Маковецкий Е.Д. // Опт. и спектр. 2007. Т.102. № 3. С.489.

СПЕКТР РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ МИКРОКРИСТАЛЛОВ

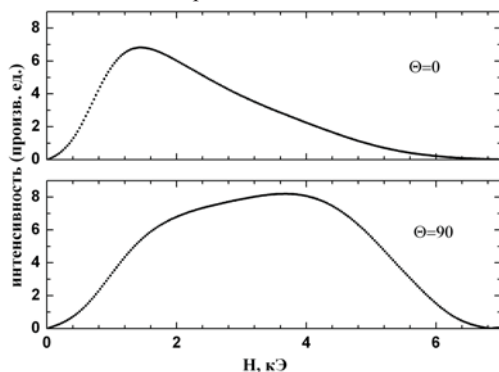


Н.М.Борисова, А.В.Ванькевич, В.О.Шеин, Д.Ю.Сидоренко, Э.П.Николова¹⁾

*Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина
ФТИНТ НАН Украины им. Б.И.Веркина¹⁾*

Исследован спектр ферромагнитного резонанса микрокристаллических образцов $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$. По данным электронной микроскопии частицы порошка имеют хорошо выраженную удлиненную форму с длиной $l = 0,2 \div 0,5$ мкм и отношением длины к поперечному размеру $l/d = 6 \div 12$. Для уменьшения в образце межчастичных магнитодипольных взаимодействий была приготовлена суспензия частиц в этиленгликоле в концентрации 0,2 мг/мл.

Спектр ферромагнитного резонанса исследовался на образцах, подвергнутых предварительному текстурированию по следующей методике. После обработки в ультразвуковом диспергаторе при нагреве до ~ 50 С° суспензия в кварцевой ампуле помещалась в магнитное поле напряженностью 10 кЭ, где охлаждалась до 90 К в течение ~ 20 мин, после чего снималась угловая зависимость спектра.



На рисунке представлены примеры записи полосы резонансного поглощения для двух экстремальных направлений внешнего измерительного поля относительно направления текстуры. Существенное изменение формы полосы свидетельствует о значительной степени предварительного ориентирования частиц магнитным полем. Обсуждаются вклады одноионной кубической анизотропии и анизотропии

Полоса ФМР образца в режиме ФС. $\Theta = 0$ – $H \parallel$ направлению ориентирования, $\Theta = 90$ – $H \perp$ направлению ориентирования
формы частиц в формирование контура полосы поглощения.

АНАЛИЗ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОВЕДЕНИЯ ВНУТРЕННИХ КОЛЕБАНИЙ ТЕТРАЭДРОВ SO_4 В КРИСТАЛЛЕ $(\text{CuSO}_4)(\text{C}_2\text{H}_8\text{N}_2)\cdot 2\text{H}_2\text{O}$

А.В. Ванькевич, В.П. Гнездилов*, И.А. Таранова, А.Г. Андерс,

Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина, физический факультет,

** Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины*

Металлоорганические кристаллы привлекают повышенный интерес исследователей, с одной стороны, в качестве квазиодномерных и квазидвумерных модельных систем при изучении различных типов взаимодействий в магнитных системах, а с другой - перспективой их практического использования в медицине, биологии и т.д.

В работах [1, 2] нами было изучено температурное поведение колебательного спектра решетки металлоорганического кристалла $(\text{CuSO}_4)(\text{C}_2\text{H}_8\text{N}_2)\cdot 2\text{H}_2\text{O}$ в области частот внутренних колебаний хелатного комплекса этилендиамин- Cu . Было установлено, что при низких температурах в данном кристалле имеет место структурный фазовый переход типа «порядок-беспорядок», связанный с упорядочением хелатного кольца этилендиамина в решетке кристалла. В настоящей работе методом рамановского рассеяния света изучены колебательные спектры данного кристалла в области частот внутренних колебаний тетраэдра SO_4 в широком температурном диапазоне. Проанализировано температурное поведение частот и полуширин соответствующих линий спектра и обнаружен их аномальный характер. Установлено, что характерные изломы на температурной зависимости частот внутренних колебаний тетраэдра SO_4 наблюдаются при более высокой температуре, нежели температура упорядочения хелатного кольца этилендиамина [1, 2].

1. Ванькевич А.В., Гнездилов В.П., Таранова И.А., Андерс А.Г., Кравчина О.В. Вісник Харківського національного університету, серія «Фізика», - 2007, №783, вип.10, с.121-125.
2. Ванькевич А.В., Гнездилов В.П., Таранова И.А., Андерс А.Г., Кравчина О.В. Вісник Харківського національного університету, серія «Фізика», - 2008, №821, вип.11, с.128-131.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ УЛЬТРАМЕЛКОЗЕРНИСТОГО АЛЮМИНИЯ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 0,5-4,2 К

Т. В. Григорова

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАН Украины
grigорова@ilt.kharkov.ua*

Изучению структуры и свойств материалов, подвергнутых интенсивной пластической деформации, к примеру, равноканальному угловому прессованию (РКУП), последнее время уделяется большое внимание. Уникальность таких материалов, прежде всего, заключается в высоких прочностных свойствах. ГЦК-материалы после РКУП, например алюминий, обладают при низких температурах наряду с высокой прочностью значительной пластичностью, при этом деформация уже при 4,2 К носит скачкообразный характер [1] в отличие от крупнозернистых поликристаллов [2]. Таким образом, РКУП-алюминий, как представитель нового класса материалов, являющийся к тому же сверхпроводником при низких температурах, представляет собой интересный объект для исследования с целью получения дополнительных сведений об особенностях низкотемпературной пластичности.

В работе была изучена низкотемпературная скачкообразная деформация (НТСД) ультрамелкозернистого (УМЗ) алюминия после 1 (В1), 4 (В4) и 8 (В8) проходов РКУП, деформированных при температуре 4,2 и 0,5 К в нормальном и сверхпроводящем состояниях ($T_c=1,17$ К). Проведен статистический анализ амплитуд скачков напряжения. Обнаружено, что при $T=4,2$ К интенсивность скачкообразной деформации увеличивается с увеличением числа проходов от 1 до 4 и 8 проходов РКУП. С ростом деформации амплитуда скачков увеличивается, достигая значений порядка 30-35 МПа. Понижение температуры до 0,5 К приводит к изменению характера скачкообразной деформации, выражающегося в изменении статистики распределения амплитуд скачков напряжения на фоне увеличении общего числа скачков. Влияние электронного состояния при малых степенях деформации проявляется в виде отсутствия либо частичного подавления НТСД в сверхпроводящем состоянии. Статистический анализ амплитуд скачков напряжения показал, что только для В8, где плотность структурных несовершенств меньше, чем в В1 [1], при $T=0,5$ К статистика амплитуд скачков в нормальном состоянии описывается степенным законом, правда, с несколько большим показателем степени, чем это предполагает теория самоорганизующейся критичности.

1. Ю.З. Эстрин, Т.В. Григорова, Н.В. Исаев, В.В. Пустовалов, В.С. Фоменко, С.Э.Шумилин, И.С. Брауде и др. ФНТ, 34, №8, 842 (2008)
2. Д. А. Диденко, В. В. Пустовалов. ФММ, 27, 1097 (1969)

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА ЗЕРНА НА СКОРОСТНУЮ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ НАПРЯЖЕНИЯ ТЕЧЕНИЯ АЛЮМИНИЯ

П. А. Забродин

Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАН Украины
pavel.a.zabrodin@gmail.com

Изучено влияние размера зерна на механизмы взаимодействия дислокаций, контролирующих пластическую деформацию алюминия в интервале температур 4,2-295 К. С этой целью образцы крупнозернистого (КЗ) и ультрамелкозернистого (УМЗ) алюминия, полученного путем равноканального углового прессования (РКУП) деформировались растяжением с постоянной скоростью $\dot{\epsilon}$, а также в режиме циклирования скорости вдоль деформационной кривой. Сравнивалось влияние температуры на деформационное упрочнения и скоростную чувствительность напряжения течения K

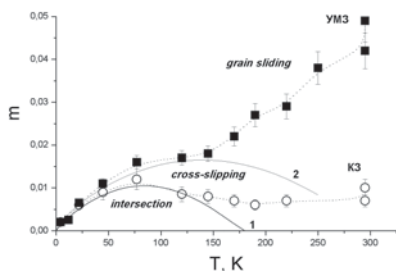


Рис. 1. Зависимости параметра скоростной чувствительности m от температуры T

пластическая деформация УМЗ и КЗ алюминия обусловлена единым механизмом пересечения дислокаций «леса». В интервале 120-295 К для КЗ и 77-140 К для УМЗ алюминия увеличение параметра m объясняется активацией механизма поперечного скольжения дислокаций. При температурах выше 140 К высокая скоростная чувствительность напряжения и низкая скорость деформационного упрочнения УМЗ алюминия могут быть обусловлены активацией зернограницной диффузии и зернограницным проскальзыванием.

З и УМЗ материала. В результате термоактивационного анализа экспериментальных данных показано, что зависимость параметра скоростной чувствительности $m = [\partial \ln \sigma / \partial \ln \dot{\epsilon}]_T$

от размера зерна и температуры объясняется изменением дислокационных механизмов, контролирующих пластическую деформацию алюминия. В интервале температур 4,2–40 К

КВАЗИЛОКАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ И «БОЗОННЫЕ ПИКИ» В НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ. ФОРМИРОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ С РОСТОМ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИМЕСИ.

И.А.Господарев, В.И.Гришаев, А.В.Котляр, К.В.Кравченко, Е.В.Манжелей,
Е.С.Сыркин, С.Б.Феодосьев, М.С.Ключко*

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина
НАН Украины*

**Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина,*

В последние годы повышенный интерес вызывает изучение условий возникновения и свойств так называемых «бозонных пиков» (БП), присущих фоновым спектрам неупорядоченных систем, обнаруженных в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов, рентгеновских лучей или света (рассеяние Мандельштама-Рамана) как максимум на частотной зависимости отношения плотности колебательных состояний $g(\omega)$ (или интенсивности рассеяния) к квадрату частоты ω^2 . Этот максимум проявляется в низкочастотной области колебательной плотности состояний. в частотном интервале значительно ниже частоты Дебая

При анализе природы БП прежде всего отметим, что отношение $g(\omega) / \omega^2$ характеризует отклонение фонового спектра кристалла от его дебаевской аппроксимации и может быть записано через частотную зависимость дебаевской частоты ω_D , то есть через частотные зависимости скоростей звука (групповых скоростей фононов) $s_i(\omega)$:

$$\frac{g(\omega)}{\omega^2} = \frac{3}{\omega_D^3(\omega)} = \frac{V_0}{6\pi} \sum_{i=1}^3 s_i^{-3}(\omega).$$

Показано, что БП формируются на частоте, при которой отличие фонового спектра кристалла от его дебаевской аппроксимации приобретает качественный характер из-за рассеяния быстро распространяющихся фононов на квазилокализованных колебаниях. При малых концентрациях примеси БП служат верхней границей частотного диапазона быстрых квазичастиц. При более высоких концентрациях примеси БП аналогичны зафиксированным в [1,2] и с ее дальнейшим ростом трансформируется в первую особенность ван Хофа идеального кристалла растворенного вещества.

1. N.Ahmad, K.W.Hutt, and W.A.Phillips, J.Phys.C, 19, 3765 (1986).
2. D.Engberg, et al., Phys.Rev., 59, 4053 (1999).

ПРОВЕДЕННЯ ТОЧНИХ ЕЛЕКТРИЧНИХ ВИМІРЮВАНЬ У СПІН-ВЕНТИЛЬНИХ СТРУКТУРАХ У МАГНІТНОМУ ПОЛІ

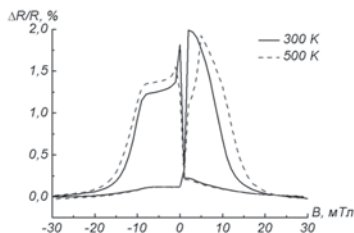
М.Г. Демиденко, С.І. Проценко, Р. Сафаріч*

Сумський державний університет
protsenko@aph.sumdu.edu.ua

*Університет м.Марібор, Словенія,
riko.safaric@uni-mb.si

Для проведення вимірювань магнітоопору було розроблено програмно-апаратний комплекс на основі вимірювальних приладів Keithley та графічного середовища програмування LabVIEW (рис. 1,а). До складу даного розробленого комплексу входить: комп'ютер; блок живлення Keithley 6221; нановольтметр Keithley 2182A; 2-канальний 16-ти бітний універсальний інтерфейс-контролер EPS UTA12; блок живлення електромагніта EPS 3257.3; мультиметр HP 3457A; перетворювача інтерфейсів NI GPIB-USB-HS; електромагніт та механічні контактори Schneider electric. Для створення зовнішнього магнітного поля змінної полярності, було використано електромагніт та уніполярний блок живлення. Зміна полярності електромагніту була реалізована за допомогою двоступінчатої системи реле, переключення якої відбувається за допомогою контролера інтерфейсів EPS UTA 12. Контроль величини магнітної індукції проводився датчиком Холла та мультиметром HP 3457A.

У магнітному полі були досліджені багатошарові плівкові системи зі спіновим розсіюванням електронів на основі Co, Au та Cu. Вимірювання магнітоопору проводилося до та після незначної термічної обробки при $T=500\text{K}$ (рис. 1,б). Наведені результати вказують на зміну опору $\Delta R/R$ до 2% при внесенні зразка у магнітне поле до 30 мТл. У процесі термічної обробки величина магнітоопору незначно зменшилась.



а



б

Рис. 1. Зовнішній вигляд комплексу (а); експериментальна залежність зміни опору у спін-вентильній системі $\text{Au}(1\text{ нм})/\text{Co}(20\text{ нм})/\text{Cu}(6\text{ нм})/\text{Co}(3\text{ нм})/\text{SiO}_2/\text{Si}$ у магнітному полі (б).

Робота виконана в рамках спільного проекту про науково-технічне співробітництво № М/54 – 2009 між Сумським державним університетом та Університетом у м.Марібор (Словенія) під керівництвом доцента Проценка С.І.

МАГНИТОПЛАЗМЕННЫЕ ВОЛНЫ НА ПОВЕРХНОСТИ НАНОТРУБКИ

А. М. Ермолаев, Г. И. Рашба, М. А. Соляник

*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина
Физический факультет*

После открытия углеродных нанотрубок [1] прошло 18 лет, однако интерес к этим системам попрежнему велик. В науке и технике уже возникло новое направление – углеродное материаловедение. Развитие этого направления стимулируется потребностями техники, наличием дополнительного параметра в теории – кривизны структуры, позволяющей увеличить число способов управлять свойствами нанотрубок. Наряду с углеродными были получены полупроводниковые нанотрубки [2]. В результате появилось множество статей, в которых используется приближение эффективной массы электрона проводимости. Известно [3], что энергетический спектр электронов на поверхности углеродной нанотрубки далек от параболического.

В этом сообщении мы приводим результаты расчета спектра и затухания плазменных волн на поверхности полупроводниковой цилиндрической нанотрубки в продольном магнитном поле. Дисперсионное уравнение для магнитоплазмонов в приближении хаотических фаз имеет вид

$$1 - v_m(q) P_m(q, w) = 0$$

где m и q – азимутальное квантовое число электрона и проекция волнового вектора на ось трубки, $v_m(q)$ – цилиндрическая гармоника кулоновского потенциала, $P_m(q, w)$ – поляризационный оператор, зависящий от волнового вектора и частоты w . С каждым значением числа m связана ветвь спектра магнитоплазмонов. Найдены окна прозрачности для них на плоскости волновое число – частота в вырожденном электронном газе. Показано, в частности, что незатухающих решений дисперсионного уравнения в параболическом окне прозрачности нет. Рассчитаны спектры внутриволноводных и межволноводных плазмонов. Показано, что частоты волн испытывают осцилляции типа де Гааза – ван Альфена и Ааронова – Бома с изменением плотности электрона или радиуса трубки и магнитного потока через ее сечение. Рассмотрены также магнитоплазменные волны в невырожденном электронном газе. Их частота и декремент затухания осциллируют лишь с изменением магнитного потока через сечение трубки. Численные расчеты выполнены для нанотрубки на основе арсенида галлия.

1. S. Iijima, Nature 354, 56 (1991).
2. Л. И. Магарилл, А. Б. Чаплик, М. В. Энтин, УФН 175, 995 (2005).
3. Yu. V. Skrypnik, V. M. Loktev, Fiz. Nizk. Temp. 34, 1040 (2008).

ИЗМЕНЕНИЕ ФАЗОВОГО СОСТАВА ОБРАЗЦОВ В ПРОЦЕССЕ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ГИДРОКСИЛАПАТИТА

Е.И. Лоза, Я.В. Приходько, Д.В. Рохмистров, З.З. Зыман

*Харьковский национальный университет имени В.Н.Каразина
Физический факультет*

Гидроксилапатит (ГА) является основной минеральной компонентой твердых тканей человека и животных. Вследствие этого он широко используется в медицине в качестве имплантата. Согласно традиционным представлениям [1], зародыши кристаллической фазы формируются из аморфного фосфата кальция (АФК) через некоторое время после начала синтеза. Недавние исследования [2] показали, что частицы аморфного фосфата кальция содержат гидратированный слой из ионов кальция, которые способствуют кристаллизации ГА. При этом формирование кристаллов ГА происходит внутри частиц (АФК) [3]. Исследование таких кристаллов представляет экспериментальные трудности, поскольку они имеют размеры порядка 1 нм. Однако увеличение числа кристаллов ГА в частицах АФК в процессе синтеза ГА должно приводить к изменению фазового состава образцов, который можно исследовать методами структурного анализа. Целью работы было изучение фазового состава образцов в процессе синтеза ГА.

Получение ГА проводили на основе реакции осаждения из водных растворов [4] путем быстрого смешивания реактивов. Компоненты реакции выбирали из расчета, чтобы получить в результате синтеза стехиометрический ГА. Синтез проводили при 20°C в течение 30 часов. В процессе синтеза из раствора делали выборки образцов с интервалом 2 часа. После этого пробы очищались от ионов кальция путем промывки дистиллированной водой. Полученные образцы сушились при 70°C в течение 3 суток. Далее порошки отжигали при 1000°C в течение часа. Фазовый анализ образцов изучали при помощи рентгеноструктурного анализа. Было установлено, что в процессе синтеза происходит изменение фазового состава. При этом преобладающее количество β -ТКФ уменьшается в процессе синтеза в сторону фазы ГА. Эти результаты свидетельствуют в пользу предложенной модели строения частиц АФК [1] и показывают, что образование частиц ГА происходит непрерывно в процессе синтеза, а не мгновенно, как предполагалось ранее.

1. E.D. Eanes, I.H. Gillesen, A.S. Posner. Nature, 208, 365-367 (1965).
2. Z.Z. Zyman, D.V. Rokmistrov, V.I. Glushko. J. Mater. Sci: Mater Med., DOI: 10.1007/s10856-009.3856-42009. (2009).
3. E.Hayek, W.Stadlmann. Angew. Chem. Int. Ed., 67, 327 (1955).
4. C.G. Wang, J.W. Liao, B.D. Gou, J. Huang, R.K. Tang, J.H. Tao, T.L. Zhang, K. Wang. Crystal Growth & Design, 9, 2620-2626 (2009).

ВЛИЯНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ НА НЕМОНОТОННУЮ ПОЛЗУЩЕСТЬ СВИНЦА

Т.Т. Могильникова

Национальный Научный Центр «Харьковский физико-технический институт»

Исследовалось влияние периодических колебаний на немонотонную ползучесть поликристаллического свинца, проявляющуюся в виде ступенек, а также связь ступенчатой ползучести с внутренним трением. Проволочные образцы были изготовлены из свинца чистоты 99,98%. Измерения проводились при комнатной температуре в процессе одновременного действия на образец постоянного касательного напряжения и периодических крутильных колебаний. Напряжение ползучести было ниже макроскопического предела упругости и составляло 2,04 МПа. Максимальный относительный сдвиг на поверхности образца, возникающий под действием крутильных колебаний был $7 \cdot 10^{-6}$ отн. ед., что соответствует амплитуде напряжения 0,042 МПа. Частота колебаний изменялась от 0,79 до 4,6 кол/сек.

Установлено, что периодические колебания приводят к изменению основных параметров (рис.1), характеризующих ступенчатую ползучесть.

В результате проведенных опытов установлено, что:

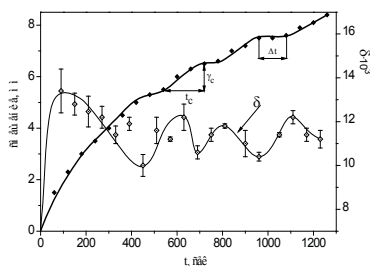


Рис.1. Изменение внутреннего трения в процессе немонотонной ползучести.

1. Скорость ползучести возрастает.

2. Время до появления первой ступеньки t_0 при увеличении частоты от 0,79 до 4,6 кол/сек сначала резко снижается, при $\nu \approx 3$ кол/сек приобретает минимальное значение и затем резко возрастает.

3. Период между двумя соседними ступеньками Δt (длина участка с постоянной скоростью), протяженность ступеньки t_c (время ускоренной ползучести) немонотонно зависят от частоты колебания, достигают максимального значения при $\nu \approx 3$ кол/сек.

4. Высота ступеньки γ_c в использованном диапазоне частот изменяется немонотонно, γ_c возрастает при $\nu = 0,79$ кол/сек от $0,5 \cdot 10^{-6}$ до $2 \cdot 10^{-6}$ при $\nu \approx 3$ кол/сек, с повышением частоты γ_c резко снижается.

5. Количество ступенек, образующихся в процессе ползучести за одно и то же время, также зависит от частоты колебания.

6. Внутреннее трение δ в процессе ползучести изменяется сложным образом. На стадии установившейся ползучести наблюдается пик внутреннего трения, обусловленный, по-видимому, пластической деформацией. На стадии установившейся ползучести внутреннее трение меняется периодически. На участках с постоянной скоростью величина δ минимальна. На участках с возрастающей скоростью (ступенька) δ достигает максимального значения.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СИСТЕМ Mo/Si ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ДАВЛЕНИЯХ РАБОЧЕГО ГАЗА

Е.Н. Зубарев, В.В. Кондратенко, Ю.П. Першин, В.А. Севрюкова

Национальный технический университет "ХПИ"

Наиболее перспективным методом изготовления многослойной рентгеновской оптики является метод магнетронного распыления, позволяющий получать многослойные системы с высокой периодичностью и гладкостью межфазных границ раздела. Одним из основных технологических параметров данного метода является давление рабочего газа. В данной работе методом электронной микроскопии поперечных срезов и малоугловой рентгеновской дифрактометрии в сочетании с моделированием малоугловых спектров проведено исследование структуры и морфологии межфазных границ раздела многослойных периодических систем Mo/Si с периодами $H \approx 10 \div 21$ нм в зависимости от давления аргона $P_{Ar} = 1 \div 4$ мТорр.

Установлено, что толщина аморфной перемешанной зоны (АПЗ) на межфазной границе Mo-на-Si составляет $h_{Mo-на-Si} = 1.1$ нм при $P_{Ar} = 1$ мТорр и $h_{Mo-на-Si} = 0,77$ нм при $P_{Ar} = 4$ мТорр. Плотность АПЗ при давлении $P < 2,8$ мТорр составляет $\rho_{Mo-на-Si} \approx 6,7$ г/см³, что больше, чем табличное значение для дисилицида молибдена $\rho_{MoSi_2} = 6,24$ г/см³ и плотности АПЗ на смежной границе Si-на-Mo $\rho_{Si-на-Mo} \approx 6,0$ г/см³. При давлении $P_{Ar} = 4$ мТорр плотность АПЗ на границе Mo-на-Si уменьшается и составляет $\rho_{Mo-на-Si} \approx 6,0$ г/см³. Толщина АПЗ на границе Si-на-Mo составляет $h_{Si-на-Mo} \approx 0,5$ нм и в пределах точности измерений не зависит от рабочего давления.

С увеличением давления от 1 мТорр до 4 мТорр шероховатости всех слоев увеличиваются. Для АПЗ Mo-на-Si, АПЗ Si-на-Mo, и кремния рост шероховатостей в среднем составляет 0,2 нм. При этом увеличение шероховатости слоя молибдена достигает 0,55 нм.

Приведенные особенности изменения структуры границ раздела в многослойных периодических системах Mo/Si обусловлены изменением энергии частиц, прибывающих на подложку с изменением давления рабочего газа. На формирование структуры каждого слоя при магнетронном распылении влияют два типа частиц: собственно распыленные атомы Mo и Si и атомы Ar, отраженные от молибденовой мишени. Отраженные атомы Ar являются наиболее энергетичными и определяют перемешивание на границе Mo-на-Si при формировании аморфной перемешанной зоны и подвижность атомов Mo при росте молибденового слоя. Атомы Ar практически не отражаются от кремниевой мишени и поэтому не оказывают влияние на формирование АПЗ Si-на-Mo и слоя кремния.

ВЛИЯНИЕ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ ПОДЛОЖКИ KCl НА ПЛАЗМЕННЫЙ РЕЗОНАНС В ГРАНУЛЯРНЫХ ПЛЕНКАХ Au

Н.А.Макаровский, Л.М.Летяго

Физический факультет

Харьковский национальный университет имени В.Н.Каразина

В данной работе проведено исследование возможного влияния рельефа поверхности монокристаллической подложки KCl на плазменный резонанс в гранулярных пленках золота. При этом появляется возможность определения действительной части диэлектрической постоянной, связанной с межзонными переходами в Au [1]. Гранулярные пленки золота осаждались на гладкую и на шероховатую (ступенчатую) поверхности монокристалла KCl. Кроме этого, на пленки, напыленные на шероховатую поверхность, после проведения спектрофотометрических измерений наносился тонкий дополнительный слой KCl. В случае гладкой подложки KCl получается одна ярко выраженная полоса поглощения, а в случае шероховатой ее поверхности обнаруживаются две полосы. Напыление дополнительного слоя KCl приводит к сдвигу обеих полос в низкочастотную область. Появление двух полос поглощения в гранулярных металлических пленках, осажденных на шероховатые подложки может быть объяснено тем, что в этом случае формируется два слоя гранул с различным фактором заполнения и с различной эффективной диэлектрической проницаемостью окружающей среды [2]. Можно предположить, что за образование высокочастотной полосы ответственны гранулы верхнего слоя, а за образование низкочастотной - гранулы нижнего слоя. Они расположены между выступами рельефа подложки и уже в значительной мере окружены материалом подложки, а не воздухом. Поэтому нанесение дополнительного слоя KCl не сильно меняет для них эффективную величину диэлектрической проницаемости окружающей среды. Гранулы, соответствующие второй высокочастотной полосе, расположены на выступах рельефа и со всех сторон окружены воздухом. Именно для них нанесение дополнительного слоя KCl сильно изменит частоту собственных колебаний электронов в грануле и поэтому максимум высокочастотной полосы смещается сильнее. В этом случае положение высокочастотной полосы определяется собственной частотой колебаний электронов в грануле. Действительная часть диэлектрической постоянной, связанная с межзонными переходами в золоте оказалась приблизительно равной 2,3. Эта величина хорошо согласуется с результатами расчетов для массивных образцов золота.

1. Макаровский Н.А., Шкляревский И.Н.//Опт.и спектр.-1994.-Т.77.-Вып.4.-С.648-650.
2. Бондаренко Ю.Ю., Макаровский Н.А., Шкляревский И.Н.//Опт.и спектр.-1998.-Т.65.-Вып.5.-С.799-803.

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕРМИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ВТОРИЧНО-ТВЕРДЕЮЩИХ СПЛАВОВ НА ИХ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

В. Г. Мищенко, И.С. Краснокутская

Запорожский национальный университет

Принцип упрочнения цементованных сталей повышенной теплостойкости аналогичен упрочнению быстрорежущих сталей в процессе термической обработки. В связи с этим, легирование цементуемых сталей повышенной теплостойкости осуществляли элементами, способствующими повышению устойчивости мартенсита, выделению дисперсных карбидов, увеличению вязкости стали: молибден, вольфрам, хром, ванадий, ниобий, никель, редкоземельные элементы. Их влияние на процесс химико-термической обработки и упрочнение цементуемых и инструментальных сталей достаточно полно рассмотрено в научно-технической литературе.

На основании отечественного и мирового опыта, а также дополнительных исследований разработаны стали 13ХЗНВМ2ФА, 27ХЗАНМ2ЮФБч в качестве материалов для чеканочных штампов и штамповой оснастки. Основу в дисперсионном упрочнении цементованного слоя и повышения его теплостойкости составляют карбиды Mo, W, V, Nb. Хром, главным образом, упрочняет твёрдый раствор цементованного слоя и сердцевины. После закалки с цементационного нагрева 1000...1050°С в диффузионном слое при содержании углерода 0,90...1,15 % фиксируется аустенитная структура с небольшим количеством (3...5 %) дисперсных карбидов типа MeC. Магнитометрическим способом установлена температура начала мартенситного превращения и построены кривые изотермического распада аустенита рассматриваемых сталей. Применение цементуемых вторично-твердеющих сталей, как варианта чеканочных штампов, позволило радикально повысить их теплостойкость, твёрдость и износостойкость.

ДИФфуЗИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ДВУХСЛОЙНЫХ ПЛЕНОЧНЫХ СИСТЕМАХ НА ОСНОВЕ Fe И Cr ИЛИ Fe И Cu

О.В.Сынашенко, А.И.Салтыкова*, Х.Ширзадфар, И.Е.Проценко

Сумский государственный университет

**Сумский государственный педагогический университет
protsenko@aph.sumdu.edu.ua*

Среди многих исследуемых многослойных структур, в которых наблюдается эффект гигантского магнитного сопротивления, пленочные системы на основе Fe и Cu или Fe и Cr остаются в поле зрения исследователей благодаря их широкому применению в современной электронике. Эти пленочные системы являются представителями двух противоположных тенденций с точки зрения взаимной диффузии атомов: крайне ограниченная взаимная растворимость атомов Fe и Cu или неограниченная растворимость в случае атомов Fe и Cr.

Цель наших исследований состояла в изучении диффузионных процессов на стадии конденсации отдельных слоев и отжига до различных температур. Для получения диффузионных профилей использовались методы оже-электронной спектроскопии (ОЭС) и вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Толщина слоев изменялась в пределах от 1 до 10 нм (при использовании методики ОЭС) и от 10 до 40 нм (ВИМС).

На основании полученных данных был проведен расчет эффективных коэффициентов конденсационно-стимулированной ($D_{\text{КСД}}$) и термодиффузии ($D_{\text{ТД}}$) с помощью соотношений:

$$l_k \cong (D_{\text{КСД}} \tau_k)^{1/2}, (l_r - l_k) \cong (D_{\text{ТД}} \tau_r)^{1/2},$$

где l – длина диффузионного пробега атомов (определялась, как и в работе [1], по толщине верхнего слоя, при которой исчезает оже-сигнал от атомов нижнего слоя, или по толщине стравленного нижнего слоя, при которой исчезает сигнал от атомов верхнего слоя на ВИМС-спектре); τ_k и τ_r – время конденсации и термоотжига соответственно.

Расчеты показали, что величина $D_{\text{КСД}}$ на два порядка больше $D_{\text{ТД}}$, что объясняется насыщением границ зерен атомами другого сорта уже на стадии конденсации верхнего слоя. При этом для системы Fe/Cu $D_{\text{КСД}}$ на порядок больше по сравнению с Fe/Cr (по данным ВИМС $D_{\text{Cr} \rightarrow \text{Fe}} = 4,4 \cdot 10^{-19}$, $D_{\text{Fe} \rightarrow \text{Cr}} = 19,6 \cdot 10^{-19}$, а $D_{\text{Cu} \rightarrow \text{Fe}} = 87,7 \cdot 10^{-19}$ и $D_{\text{Fe} \rightarrow \text{Cu}} = 248,9 \cdot 10^{-19}$ м²/с).

Зависимости $D(T)$, перестроенные в координатах $\ln D - (1/RT)$, позволяют рассчитать энергию активации диффузии и предэкспоненциальный множитель D_0 в уравнении диффузии. Полученные данные для системы Fe/Cu сведены в таблице и записаны в виде уравнений диффузии:

$$D_{\text{Cu} \rightarrow \text{Fe}}(T) = 3,29 \cdot 10^{-19} \cdot \exp\left(-\frac{24150}{RT}\right), D_{\text{Fe} \rightarrow \text{Cu}}(T) = 2,41 \cdot 10^{-19} \cdot \exp\left(-\frac{4980}{RT}\right),$$

где энергия активации диффузии выражена в Дж/моль.

Необходимо отметить, что при исследованиях диффузионных процессов методом ВИМС имеет место эффект ионно-стимулированной диффузии (ИСД)

ОПТИЧНЕ ПОГЛИНАННЯ ТА ФОТОПРОВІДНІСТЬ ТВЕРДИХ РОЗЧИНІВ $\text{AgCd}_{2-x}\text{Mn}_x\text{GaSe}_4$

А.П. Третяк, В.В. Божко, Л.В. Булатецька, О.В. Парасюк, М.С. Богданюк,
В.В. Булатецький

*Волинський національний університет імені Лесі Українки,
talina@univer.lutsk.ua*

В даній роботі проведено дослідження спектрального розподілу коефіцієнта поглинання світла та фотопровідності твердих розчинів $\text{AgCd}_{2-x}\text{Mn}_x\text{GaSe}_4$ з ізовалентним заміщенням $\text{Cd} \Rightarrow \text{Mn}$. Згідно із рентгенофазовим аналізом у системі $\text{AgCd}_{2-x}\text{Mn}_x\text{GaSe}_4$ спостерігається утворення твердого розчину, граничний склад якого, обмежується складом $\text{AgCd}_{0,74}\text{Mn}_{1,26}\text{GaSe}_4$. При $x > 1,26$ сплави є трифазними і складаються із $\text{AgCd}_{0,74}\text{Mn}_{1,26}\text{GaSe}_4$, AgGaSe_2 і MnSe . Вихідний склад системи „ $\text{AgMn}_2\text{GaSe}_4$ ” є двофазним і містить AgGaSe_2 та MnSe .

По положенню краю смуги власного поглинання для $K=100 \text{ cm}^{-1}$ була оцінена ширина забороненої зони сполук $\text{AgCd}_{2-x}\text{Mn}_x\text{GaSe}_4$ при $T=293 \text{ K}$. В межах твердого розчину вона збільшується від 1,67 eV для $\text{AgCd}_2\text{GaSe}_4$ до 1,9 eV для 60 мол.% „ $\text{AgMn}_2\text{GaSe}_4$ ”. В області 77–300 K зі зменшенням температури відбувається зсув краю поглинання, в область більших енергій на величину 0,02–0,05 eV, очевидно внаслідок зростання ширини забороненої зони.

З досліджень спектрального розподілу фотопровідності (ФП) при кімнатній температурі для твердого розчину з 100 мол.% $\text{AgCd}_2\text{GaSe}_4$ спостерігається два максимуми ФП з $\lambda_1 \approx 614 \text{ nm}$ (2,02 eV) і $\lambda_2 \approx 711 \text{ nm}$ (1,74 eV). При збільшенні вмісту „ $\text{AgMn}_2\text{GaSe}_4$ ” максимуми зміщуються в короткохвильову область і при вмісті 40 мол.% „ $\text{AgMn}_2\text{GaSe}_4$ ” вони перекриваються утворюючи широку смугу. При зниженні температури до $T \approx 77 \text{ K}$ максимум фотопровідності з λ_2 зміщується в короткохвильову область приблизно на 0,05–0,09 eV, очевидно за рахунок збільшення ширини забороненої зони та появляється домішковий максимум з $\lambda_3 \approx 812 \text{ nm}$ (1,53 eV), інтенсивність якого зменшується при зростанні вмісту компонента „ $\text{AgMn}_2\text{GaSe}_4$ ”. Для сполук з вмістом другого компонента більше 40 мол.% „ $\text{AgMn}_2\text{GaSe}_4$ ” появляється максимум $\lambda_3 \approx (690\text{--}730) \text{ nm}$, який стає домінуючим для сполук зі складом 60 мол.% „ $\text{AgMn}_2\text{GaSe}_4$ ”. Можна припустити, що центр, відповідальний за домішкову фотопровідність з $\lambda \approx 812 \text{ nm}$ в твердих розчинах $\text{AgCd}_{2-x}\text{Mn}_x\text{GaSe}_4$, є вакансією кадмію або комплексом, до складу якого вона входить. При зростанні вмісту „ $\text{AgMn}_2\text{GaSe}_4$ ” відбувається заміна атомів Cd атомами Mn. Атоми мангану, маючи менші розміри, можуть займати пусті вузли в кадмієвій підрешітці розчину, зменшуючи при цьому концентрацію V_{Cd} , про що свідчить зменшення інтенсивності домішкової фотопровідності розчину з $\lambda \approx 812 \text{ nm}$.

ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРА ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В $\text{Mo}_{0,9}\text{Re}_{0,1}$

С.В. Морлок, Б.Л. Конопацкий, Т.А.Игнатьева*, А.В. Хоткевич

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина
НАН Украины*

** Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт» НАН
Украины*

Перестройка электронного спектра металлических систем при электронно-топологических фазовых переходах обуславливает аномалии физических свойств, в том числе – существенные изменения критической температуры сверхпроводящего перехода T_c . Целью настоящей работы было экспериментальное исследование методом микроконтактной спектроскопии электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) в MoRe для случая, когда примесь Re приводит к возникновению дополнительной электронной полости поверхности Ферми, и сопоставление результатов с данными для чистого молибдена.

Для точечных контактов скользящего типа между электрополированными электродами измерялись при температуре 1,5 К зависимости сопротивления и второй производной вольт-амперной характеристики от напряжения на образце в нормальном состоянии. Сверхпроводимость MoRe разрушалась постоянным внешним магнитным полем. Из экспериментальных данных восстановлен график спектральной функции ЭФВ $g_{\text{pc}}(\omega)$ и получено значение средней частоты фононов $\langle\omega\rangle = 18,5$ мэВ. Абсолютные значения $g_{\text{pc}}(\omega)$ определены при электронной концентрации 6,1 эл/атом и учтено изменение постоянной ОЦК-решетки сплава. В связи с сильным импульсным рассеянием электронов в $\text{Mo}_{0,9}\text{Re}_{0,1}$, константа ЭФВ $\lambda = 0,58$ для этого твердого раствора подсчитана из формулы Макмиллана по величине $\langle\omega\rangle$ и $T_c = 3,1$ К. Получена также оценка средней длины свободного пробега электрона в исследованном сплаве.

Отличия спектра ЭФВ $\text{Mo}_{0,9}\text{Re}_{0,1}$ в сравнении с $g_{\text{pc}}(\omega)$ для чистого молибдена проявляются в возрастании абсолютной интенсивности спектра ЭФВ, увеличении относительной интенсивности низкочастотной части спектра и смещении абсолютного максимума спектра сплава в сторону меньших частот. Количественно эти различия характеризуются уменьшением средней частоты фононов и увеличением константы ЭФВ по сравнению с полученными нами значениями $\langle\omega\rangle = 22,4$ мэВ и $\lambda = 0,44$ для молибдена.

РОЛЬ ДИСЛОКАЦИЙ В ГРАВИТАЦИОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ.

В.Н. Никифоренко, М.Е. Босин

Институт измерительной техники «Циклон»

Существует мнение о гравитационном взаимодействии как о наиболее слабом из всех известных фундаментальных взаимодействий. Вместе с тем в настоящее время установлено [1, 2], что пороговые энергии величиной $E_c \approx 10^{-3}$ ТэВ, реализуемые в процессе пластического течения некоторых металлов, вполне достаточны для определения планковской длины в твердом теле, ответственной за квантовое гравитационное взаимодействие. Таким образом предполагается, что по достижении E_c вполне вероятно доминирующее действие гравитационного взаимодействия при движении дислокаций в металле. Для проверки этой гипотезы мы обратились к экспериментальным результатам по подвижности дислокаций в монокристаллах цинка при пирамидальном скольжении [3]. При этом обращалось внимание на наиболее достоверные данные, выполненные в основном при комнатной температуре. Здесь необходимо отметить, что с методической точки зрения результаты по подвижности дислокаций, полученные при низких температурах, вызывают сомнения, поскольку образцы при таких измерениях подвержены термоциклированию, которое уже при 77 К приводит к их разрушению. Тем самым искажается картина наблюдения эволюционирующих внутренних напряжений, что может найти отражение на зависимости скорости движения дислокаций V_p от приложенного напряжения.

Из имеющихся экспериментальных данных следует, что зависимость $V_p^4(F)$ (F - механическое усилие) линейна с угловым коэффициентом $K_p = 8,7 \cdot 10^{-11} \text{ м}^4 \text{ Гц}^4 / \text{Н}$.

Обращает на себя внимание сопоставимость величины K_p с гравитационной постоянной $G_p = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^4 \text{ Гц}^4 / \text{Н}$, что позволяет предположить: определяющим взаимодействием в данном случае является гравитационное взаимодействие, обусловленное гравитационными силами, рождаемыми в ядрах дислокаций при пластическом течении металлов.

Это обстоятельство представляется важным, поскольку в сильных гравитационных полях могут происходить квантовые процессы образования частиц, аналогичные процессам рождения пар в сильных электромагнитных полях, а при пластической деформации доля гравитационного взаимодействия возрастает.

1. Никифоренко В.Н., Босин М.Е. Труды XVIII Петербургских чтений по проблемам прочности и роста кристаллов. Т.2, С.204. 2008.
2. Никифоренко В.Н., Босин М.Е. Труды Международной конференции «Физика твердого тела». Минск. Беларусь. 2009.
3. Лаврентьев Ф.Ф. Деформационное упрочнение и динамика дислокаций в гексагональных плотноупакованных металлах. Докторская диссертация. С.465. 1975.

ТЕПЛОЕМКОСТЬ $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 2-400К: К ВОПРОСУ О ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ

И. Ризак¹, М. Райферс², С. Илькович³, О.Чугай¹, В.Головей⁴, А.Чобаль⁵,
В. Ризак⁵

¹Национальный аэрокосмический университет «ХАИ», Харьков, Украина

²Институт экспериментальной физики САН, Кошице, Словакия

³Пряшевский университет, Пряшев, Словакия

⁴Институт электронной физики НАН Украины

⁵Ужгородский национальный университет

rizak@univ.uzhgorod.ua

Монокристалл тетрабората лития $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ (LTB) благодаря удачной совокупности свойств считается перспективным материалом для изготовления на его основе термостабильных устройств на поверхностной и объемной акустической волнах, пьезоэлектрических и акустоэлектронных датчиков температуры, датчиков давления, преобразователей лазерного излучения и т. д.

Несмотря на интенсивные исследования этих материалов, среди исследователей до сих пор отсутствует единая точка зрения относительно фазовых переходов в LTB. Часть авторов наблюдала при температурах ~ 230 К аномалии на температурных зависимостях ряда физических параметров, которые они объясняют наличием изоструктурного фазового перехода, обусловленного скачкообразным изменением одного из углов в кислородных цепочках [1] или переходом ионов лития в другие позиции [2]. Авторы [3-5], исходя из результатов оптических и рентгеновских исследований, указывают на наличие в монокристаллах LTB несоизмерной фазы, тогда как в работах [6,7] несоизмерная фаза не обнаружена.

Известно, что исследования теплоемкости являются эффективным методом изучения фазовых переходов. В настоящей работе приведены результаты исследования температурной зависимости теплоемкости тетрабората лития в монокристаллическом и стеклообразном состояниях. Измерения проводили на установке PPMS (Quantum Design) [8] используя 2-τ модель релаксационного метода. Дискретность измерения c_p в широком интервале температур составляла 1К, а в областях ожидаемых аномалий – 0.1К. Погрешность измерения теплоемкости не превышала 2%. Во всем изученном температурном интервале аномалий теплоемкости не обнаружено. На основании полученных результатов сделан вывод об отсутствии фазовых переходов в тетраборате лития в интервале температур 2-400К. Обсуждаются возможные причины аномального поведения других физических свойств исследуемых объектов.

1. Ya.V. Burak, I.E. Moroz. Isostructural phase transition in $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ // Phys. Chem. Glasses. - 2003. - Vol.44, № 3. - P. 241-243.
2. В.С. Горелик, А.В. Вдовин, В.Н. Моисеенко. Комбинационное и гиперрелеевское рассеяние света в кристаллах тетрабората лития / - М. ФИАН им. П.Н. Лебедева, 2003. - 99 с. (Препр. № 14 / ФИАН им. П.Н. Лебедева).
3. O.S. Kushnir On the existence of incommensurate phase in $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ crystals. - 1999. - <http://sotka.ktf.franko.lviv.ua/JPS/1999/2/abs/99.2.139U.html>.
4. В.В. Зарецкий, Я.В. Бурак. Новый несоизмеримый кристалл $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ // ФТТ - 1989.

ВЛИЯНИЕ ДВИЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ НА РАССЕЯНИЕ ОДНОРОДНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ

А.И. Спольник, И.В. Волчок, Л.М. Калиберда, М.А. Чегорян

*Харьковский национальный технический университет сельского хозяйства
им. П. Василенко*

В настоящее время достаточно полно изучены особенности рассеяния однородной спиновой волны, возбуждаемой при ферромагнитном резонансе (ФМР), на неподвижных дислокациях (см., например, [1]). В настоящей работе рассмотрено взаимодействие однородной спиновой волны с упругим полем движущейся дислокации. Исходя из учета энергии взаимодействия спиновых волн с упругим полем равномерно движущейся дислокации [2], получены выражения для вероятности рассеяния однородной спиновой волны и, соответственно, ширины линии ФМР, обусловленной движущейся дислокацией.

Исследована роль малых и больших скоростей движения дислокации.

В случае малых скоростей $v \ll v_0/N$, где v_0 – минимальная фазовая скорость спиновых волн, N – параметр, пропорциональный радиусу «экранирования» упругого поля деформации дислокации ($N \gg 1$), движение дислокации практически не влияет на вероятность рассеяния однородной спиновой волны.

В случае больших скоростей $v \gg v_0$ вероятность рассеяния однородной спиновой волны убывает $\sim (v_0/v)^2$, что означает уменьшение ширины линии ФМР.

Для оценки влияния всех движущихся дислокаций на ширину линии ФМР рассмотрен монокристаллический образец в виде пластины, в котором под действием внешних напряжений дислокации движутся в одной плоскости (стадия легкого скольжения). Полученное в этом случае выражение для ширины линии показывает, что при малых скоростях величина ΔH существенно зависит от ориентации намагниченности по отношению к плоскости скольжения дислокаций: при углах менее 45° движение дислокаций приводит к уширению линии, а при углах более 45° – сужает линию ФМР. Для случая дислокаций, движущихся с большой скоростью, ширина линии ФМР всегда уменьшается.

Исходя из полученных результатов, представляется возможным по данным о ширине линии ФМР, полученным в процессе упругой деформации ферромагнетика (например, при усталостных испытаниях), оценить долю подвижных дислокаций в общей плотности дислокаций.

1. А.И. Ахиезер, В.В. Ганн, А.И. Спольник. ФТТ, 17, 8, 2340 (1975)
2. В.Г. Барьяхтар, Е.И. Друинский. ЖЭТФ, 72, 218 (1977).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОЛЕКУЛ КРАСИТЕЛЯ С ЕГО Н- И J- АГРЕГАТАМИ, АДсорбированными на Поверхности Микрокристаллов AgBr.

А.В. Тюрин, С.А. Жуков, Ю.Н. Берков, А.А. Ахмеров

НИИ физики Одесского национального университета имени И.И. Мечникова

Адсорбция молекул красителя (Кр) на поверхности микрокристаллов (МК) AgBr, обуславливает не только спектральную сенсibilизацию, т.е. расширение области спектральной чувствительности фотоэмульсии за счет передачи фотовозбуждения от Кр к МК, но и самодесенсибилизацию, когда фотовозбуждение от Кр передается не МК, а различным агрегатам Кр, образующихся на поверхности МК.

Так в работе [1] нами показано, что взаимодействие между молекулами и J-агрегатами Кр на поверхности МК приводит к самодесенсибилизации фотоэмульсии. Однако, взаимодействие молекул Кр с его Н-агрегатами на поверхности МК AgHal до сих пор не установлено.

В данной работе, на примере AgBr эмульсии содержащей агрегирующий Кр пиридиновую соль 3,3'-ди-γ-сульфопропил-9-этил-4,5,4',5'-дибензокарбоцианинбетаина при $T=4,2$ К, показано, что на поверхности МК AgBr образуются как J- так и Н-агрегаты Кр и фотовозбуждение от молекулярного Кр передается не только его J-агрегатам, но и Н-агрегатам. Причем, в отличие от работы [1], в которой рассмотрен случай передачи фотовозбуждения от J-агрегатов к молекулам Кр в стоксовом и антистоксовом режиме при $T=77$ К, в нашем случае, передача фотовозбуждения от молекул Кр к Н-агрегатам происходит в антистоксовом режиме, которая наиболее ярко проявляется при низких температурах ($T=4,2$ К).

В обсуждении механизма передачи фотовозбуждения между различными агрегатными формами Кр, предлагаются новые методы снижения процессов самодесенсибилизации и тем самым увеличения эффективности спектральной сенсibilизации фотоэмульсий [2].

1. Тюрин А.В., Чурашов В.П., Жуков С.А., Манченко Л.И., Левицкая Т.Ф., Свиридова О.И. // Взаимодействие молекулярных и полимолекулярных форм красителя / Оптика и спектроскопия, 2008, №1, стр. 97-103.
2. Tyurin A.V., Popov A.Yu., Pavlova O.V., Churashov V.P., Zhukov S.A., Akhmerov A.Yu. // Spectral sensitization of the emulsions with heterophase microcrystals / Prosidings of SPIE 2008, Chernovci, vol. 7008, pp.7008 14.1-7008 14.6.

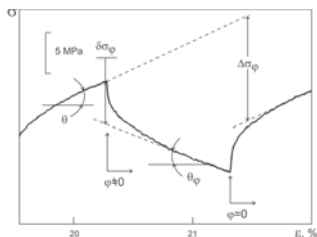
ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСОВ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ДЕФОРМАЦИЮ АЛЮМИНИЯ И МЕДИ

В.И. Дубинко¹, А.Н. Довбня¹, В.А. Кушнир¹, В.В. Митроченко¹, И.В. Ходак¹,
В.П. Лебедев², В.С. Крыловский², С.В. Лебедев², В.Ф. Клепиков³

*1 ННЦ ХФТИ НАН Украины
2 ХНУ им. В.Н. Каразина
3 ИРТЭ НАН Украины*

Выполненные ранее пионерские работы по изучению влияния высокоэнергетичного электронного пучка на деформацию некоторых ГПУ и ГЦК кристаллов [1,2] в виду ограниченного объема экспериментальных данных не позволили на макро- и микроскопическом уровне установить и достаточно полно проанализировать механизм воздействия на дислокационную систему. В связи с этим фактор облучения ускоренными электронами металлов в процессе деформирования подлежит дальнейшему полному и тщательному изучению.

Поликристаллический алюминий (99,5%) и медь (99,5%) деформировали со скоростью $2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ при $T=300\text{К}$ с чувствительностью регистрации усилия (0,1-10) Н. Воздействие электронного пучка с энергией $E=0,5 \text{ МэВ}$ и плотностью потока $\varphi=5 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ на пластическое течение металла проводили в импульсном режиме (время выдержки $\sim 10\text{-}100 \text{ с}$). Регистрацию поверхностной температуры образца осуществляли пирометром FLUKE.



При оптимальной длительности импульса облучения ($t>10 \text{ с}$) возникает таяние быстрого разупрочнения металла σ_{φ} , последующее линейное во времени снижение нагрузки с коэффициентом прочтения $\theta_{\varphi} < \theta$ и невозврат уровня деформирующего напряжения $\Delta\sigma_{\varphi}$ (см. рис).

Начальный спад $\delta\sigma_{\varphi}$ наблюдается при напряжениях от предела текучести до предела прочности материала, величина

на $\delta\sigma_{\varphi}$ линейно нарастает с развитием деформации и снижается с увеличением толщины образца.

Коэффициент упрочнения θ для алюминия и меди в состояниях $\varphi=0$ и $\varphi\neq 0$ убывает с ростом деформации и всегда ниже в менее прочном состоянии ($\theta_{\varphi} < \theta$). Различие $\theta - \theta_{\varphi}$ увеличивается по мере деформирования образца и больше у меди по сравнению с алюминием.

Измеренное повышение поверхностной температуры на $\Delta T \sim 20\text{К}$ не позволяет считать определяющим вклад термоактивационного механизма в движение дислокаций. Обсуждаются возможные атермические механизмы воздействия высокоэнергетичного электронного пучка на пластическое течение ГЦК металлов.

Работа была выполнена при финансовой поддержке НТЦУ (проект №4368).

1. О.А. Троицкий, В.И. Лихтман, ДАН СССР, 148, 332 (1963).

2. В.И. Спицын, 20.А. Троицкий, Металлофизика, 51, 18 (1974).

СКАЧКООБРАЗНАЯ ДЕФОРМАЦИЯ СПЛАВА Pb-27 ат.% In В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР (1,65-4,2) К

В.С. Крыловский, С.В. Лебедев

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина

Ранее было показано [1], что в сверхпроводящем состоянии при температуре испытания $T=3,5$ К и широком интервале деформаций у сплавов системы Pb-(0,1-55) ат. % In наблюдается неустойчивое пластическое течение с различной величиной амплитудой скачка $\sim (10^{-2}-10^{-1})$ МПа. Если амплитуда крупномасштабных скачков нарастает с понижением температуры, то температурная зависимость малоамплитудной неустойчивости пластического течения остается невыясненной, хотя в работе [2] приведены разрозненные данные для чистого свинца в интервале (1,9-4,2) К.

В связи с этим необходимо определения температурного интервала проявления как малоамплитудной, так и крупномасштабной скачкообразной деформации при фиксированной концентрации сплава.

С этой целью поликристаллический сплав Pb-27 ат. % In деформировали растяжением со скоростью $3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ в сверхпроводящем и нормальном состояниях в интервале температур (1,65- 4,2) К.

В качестве параметров, определяющих скачкообразную деформацию, использовали количество скачков $n_{\text{др}}$ на 1% относительного удлинения и их усредненную амплитуду $\delta\sigma_{\text{др}}$ на интервале $\Delta\epsilon = (0,3-0,5)\%$.

Характерной особенностью неустойчивости пластического течения в этом температурном интервале является переход от малоамплитудной деформации в сверхпроводящем состоянии при $T > 2$ К к деформации со скачками тоже малой амплитудой, но уже в нормальном состоянии ($T < 2$ К), а также интерференция скачков малой и большой амплитуд при средних и больших степенях относительного удлинения сплава.

Разделение скачков малой и большой амплитуд позволило определить температурный интервал неустойчивого пластического течения в нормальном и сверхпроводящем состояниях металла. Снижение температуры деформирования от 4,2 К до 2 К приводит сначала к росту, а затем к снижению интенсивности малоамплитудной неустойчивости пластического течения в сверхпроводящем состоянии. При $T < 2$ К возникают и развиваются только скачки малой амплитуды в нормальном состоянии.

Рассмотрены возможные причины проявления малоамплитудной деформации при различных состояниях электронной системы металла.

1. В.П. Лебедев, В.С. Крыловский, С.В. Лебедев, С.В. Савич, ФНТ, 34, 300 (2008).
2. E.Y. Gutmanas, Y.Estrin, Phys. Status Solidi, 92, 137, (1985).

ТРАНСФОРМАЦИЯ КВАЗИЛИНЕЙНЫХ И КВАЗИСОЛИТОННЫХ СОСТОЯНИЙ ПРИ ЛОКАЛЬНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НЕЛИНЕЙНЫЕ СИСТЕМЫ

А.А.Перетяtko, А.С.Ковалев

Харьковский Национальный университет им.В.Н.Каразина

Эксперименты по влиянию локального ВЧ поля на структуру флаксонов в длинных джозефсоновских контактах и нелинейных таммовских состояний в слоистых фотонных системах продемонстрировали скачкообразный переход от квазилинейных поверхностных возбуждений к нелинейным состояниям солитонного типа с большой амплитудой. Численное исследование этого вопроса в [1,2] на примере SGE и NSE подтвердило наличие при учете затухания в системе этого порогового эффекта. В [2] все возможные возбуждения, связанные с областью ВЧ-поля были исследованы аналитически в случае отсутствия затухания. При учете диссипации задача рассматривается в рамках NSE

$$i\dot{\psi} + \psi'' - \omega_0 \psi + i\gamma \psi + |\psi|^2 \psi = h e^{-i\omega t} \delta(x)$$

В линейном пределе (квазилинейные состояния) получается следующая зависимость амплитуды решения в точке приложения внешнего поля от его амплитуды $|\psi_1(0)| = h/2 \sqrt{\varepsilon^4 + \gamma^2}$. При качественном рассмотрении в качестве

квазисолитонного возбуждения можно взять солитонное решение в отсутствии затухания и накачки $|\psi_s(0)| = \sqrt{2} \varepsilon \operatorname{sech} h(x) \exp(-i\omega t - i\delta)$, учитывающее фазовый

сдвиг солитона по отношению к внешнему полю δ . Амплитуда этого решения в нуле равна $|\psi_s(0)| = \sqrt{2} \varepsilon$. После интегрирования по x закона сохранения

энергии $\partial E / \partial t = -2f + \partial J / \partial x$, где f - диссипативная функция и J -плотность потока энергии, и использования граничных условия исходного уравнения в нуле, условие стационарности (сохранения со временем полной энергии) сводится к соотношению $h = \gamma 2\sqrt{2} / \sin \delta$. Минимальная амплитуда накачки, при которой

возможно существование квазисолитонных возбуждений, соответствует сдвигу фазы $\delta = \pi/2$, при котором $h_{cr} = \gamma 2\sqrt{2}$. При использованном в [2] значении параметра затухания $\gamma = 0.05$ значение критического поля равно $h_{cr} \approx 0.141$, что очень близко к результату численных расчетов $h_{cr} \approx 0.16$. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Deutsche Forschungsgemeinschaft (грант MA 1074/9-1).

1. О.Н.Оlsen, M.R.Samuelsen, Phys. Rev., B 34, 3510, 1986.

2. А.С.Ковалев, А.А.Степанов, А.А.Перетяtko, Нелинейный мир, 4, 417, 2008.

ПОЛЗУЧЕСТЬ И ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА Zr, ДЕФОРМИРОВАННОГО ПРОКАТКОЙ ПРИ 100 К И 300 К

Е.В.Карасева, В.И.Соколенко, В.А.Фролов

ННЦ «ХФТИ»
vsokol@kipt.kharkov.ua

Проведено исследование зависимости электросопротивления, термоэда и характеристик ползучести Zr, деформированного прокаткой при 100 К и 300 К на различные степени, от величины истинной деформации.

Показано, что характер и скорость накопления дефектов, судя по изменениям электрофизических характеристик, зависят от температуры деформирования только на начальных стадиях прокатки ($\varepsilon < 0,7$). При дальнейшем увеличении степени прокатки удельное электросопротивление и термоэд практически не зависят ни от температуры, ни от величины деформации.

В процессе ползучести при 300 К для всех образцов прокатанного Zr характерно увеличение скорости ползучести при больших напряжениях ($\sigma > 0,8\sigma_B$) и, как следствие, переход от логарифмического закона ползучести к степенному. При этом электросопротивление уменьшалось на всех этапах ползучести.

Выполнение логарифмического закона ползучести на начальных этапах деформирования означает, что пластическое течение осуществляется за счет подвижности индивидуальных дислокаций. Однако эта мода пластичности быстро исчерпывается, о чем свидетельствует уменьшение удельного электросопротивления материала. По сути, реализуется механизм истощения дислокаций. Изменение закона ползучести на степенной свидетельствует об уменьшении уровня внутренних напряжений в образцах прокатанного циркония под действием растягивающих напряжений. Скорость и степень релаксации напряжений зависят от величины и температуры деформации прокаткой.

Представляется, что изменение геометрии нагружения циркония в структурно-упрочненном состоянии приводит к преобразованию дефектной структуры материала. Этот процесс включает разрушение исходной структурной конфигурации, созданной прокаткой, и формирование новой, менее напряженной и более устойчивой к растягивающим напряжениям структуры [1]. Обсуждаются наиболее вероятные причины структурной неустойчивости и механизмы трансформации структуры в условиях деформации ползучести.

1. Е.В.Карасева, А.В. Мац, В.И.Соколенко. Влияние дефектной структуры на характеристики ползучести ниобия при низких температурах // ВАНТ, Серия: Вакуум, чистые материалы, сверхпроводники (16). – 2007. – №4. – с.34-37.

ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОЇ ПРОВІДНОСТІ ГЕТЕРОКОНТАКТІВ Au-SWNT В ГАЗОВОМУ СЕРЕДОВИЩІ

А.В.Савицький¹, О.П.Поспелов², Г.В.Камарчук¹

¹Фізико-технічний Інститут Низьких Температур ім. Б.І.Веркіна

²Національний Технічний Університет «Харківський Політехнічний Інститут»
asavitsky@ilt.kharkov.ua

Зразки, створені на основі вуглецевих нанотрубок (ВНТ), належать до числа об'єктів найбільш перспективних для широкого кола застосувань. Такий рейтинг багато в чому визначається сполученням специфічних властивостей вуглецю та переваг наноструктурної конфігурації, що забезпечує реальні передумови для створення приладів з унікальними параметрами, недосяжними для пристроїв на основі традиційних матеріалів і структур. Серед багатьох специфічних особливостей ВНТ особливий інтерес викликає їх висока сорбційна здатність. Один з напрямків досліджень, що найбільш інтенсивно розвиваються та використовують високі сорбційні властивості вуглецю та специфічність поверхневої структури, пов'язаний з розробкою сенсорів газових середовищ. Серед багатьох аналогів чутливих елементів на основі ВНТ провідне місце займають мікроконтактні сенсори [1]. Тому є вкрай актуальним дослідження електричної провідності точкових гетероконтактів з вуглецевих нанотрубок в газовому середовищі.

Дослідження газової чутливості точкових гетероконтактів проводилось на контактах «золото-одностінні вуглецеві нанотрубки» (Au-SWNT), які створювались за методом зсуву. В якості золотого електроду звичайно використовувався провід діаметром 0,2 мм. Зразки вуглецевих нанотрубок мали вигляд плівок товщиною 10-15 мкм, які були нанесені на підкладки з полімеру нафін. Досліджувалась вольт-амперна характеристика (ВАХ) гетероконтактів в повітряному середовищі. Виявлено, що гетероконтакти Au-SWNT, як правило, демонструють лінійну поведінку ВАХ в діапазоні ± 200 мВ. Це може свідчити про відсутність теплового режиму протікання струму в зразках, що вивчалися. При впливі імпульсу газоподібного аміаку на гетероконтакт спостерігалось значне збільшення електричного опору гетероконтакту, що корелює зі знаком зміни електропровідності ВНТ під дією донорного газу. Оскільки одностінні ВНТ мають р-тип провідності, то донорні властивості NH_3 обумовлюють зменшення концентрації діркових носіїв заряду, що призводить до зростання опору зразка.

1. G.V.Kamarchuk, I.G.Kolobov, A.V.Khotkevich, I.K.Yanson, A.P.Pospelov, I.A.Levitsky, and W.B.Euler. Sensors and Actuators B 134 (2008) 1022-1026.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРИДА СВИНЦА

О.С. Водорез, В.И. Пинегин, Е.И. Рогачева

*Национальный технический университет
«Харьковский политехнический институт»*

Твердые растворы на основе PbTe широко используются в настоящее время в различных областях науки и техники. Управление свойствами твердых растворов невозможно без знания механизма дефектообразования и характера изменения свойств, которое имеет место при введении примеси.

Висмут принадлежит к числу важнейших донорных легирующих добавок в PbTe. Легирование PbTe висмутом может осуществляться различным образом: путем катионного замещения $Pb \rightarrow Bi$, введением в PbTe элементарного Bi, соединения Bi_2Te_3 и т.д.

Объекты настоящего исследования – твердые растворы на основе PbTe в системе $PbTe-Bi_2Te_3$ в области концентраций 0-10 мол. % Bi_2Te_3 .

Цель работы - получить зависимости параметра элементарной ячейки a , ширины дифракционных линий B и микротвердости H твердых растворов $PbTe-Bi_2Te_3$ от состава с целью определения размера области гомогенности и выявления эффектов, связанных с возможными процессами самоорганизации, идущими в системе при увеличении концентрации примесного компонента.

Поликристаллы твердых растворов $PbTe-Bi_2Te_3$ были получены методом прямого сплавления исходных компонентов в вакуумированных кварцевых ампулах и последующего отжига при 820 К в течении 300 часов. Рентгенографические исследования проводили на дифрактометре ДРОН-2 в Си - излучении с использованием никелевого селективного фильтра. Микротвердость измеряли на микротвердомере ПМТ-3 при постоянной нагрузке 50 г.

Получены зависимости a , B и H от содержания Bi_2Te_3 при комнатной температуре. Установлено, что зависимости a от состава – линейны до ~7 мол. % Bi_2Te_3 , что соответствует границе области гомогенности после используемой термообработки. Зависимость ширины дифракционных линий от состава сложна: после первоначального резкого роста B в интервале концентраций до ~ 0.5 мол. % Bi_2Te_3 зависимость приобретает осциллирующий характер до ~ 4 мол. % Bi_2Te_3 , свидетельствующий о сложных процессах дефектообразования в указанном интервале концентраций. В дальнейшем от 4 мол. % Bi_2Te_3 до границы области гомогенности ширина дифракционных линий резко возрастает, оставаясь далее практически неизменной в двухфазной области. Немонотонный характер имеет и концентрационная зависимость микротвердости.

Дана интерпретация полученных экспериментальных данных с учетом возможных механизмов дефектообразования и процессов самоорганизации, идущих в системе при увеличении содержания Bi_2Te_3 .

ЗАВИСИМОСТИ КИНЕТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПЛЕНОК ТВЕРДОГО РАСТВОРА $\text{Bi}_{91}\text{Sb}_9$ ОТ ТОЛЩИНЫ И ТЕМПЕРАТУРЫ

Д.С. Орлова, Е.И. Рогачева, А.Ю. Сипатов, В. В. Волобуев

Национальный технический университет «ХПИ»

Твердые растворы между полуметаллами Bi и Sb известны как перспективные термоэлектрические материалы для области температур ниже ~ 200 К. Максимальные значения термоэлектрической добротности отвечают полупроводниковой области составов (7 - 22 ат.% Sb). Интенсивное развитие нанотехнологий и возможность повышения термоэлектрических характеристик твердых растворов Bi-Sb в низкоразмерных структурах определяет целесообразность исследования твердых растворов Bi-Sb в тонкопленочном состоянии.

В имеющихся немногочисленных работах по изучению тонких пленок Bi-Sb для получения пленок использовался в основном метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Полученное нами ранее хорошее соответствие между составами шихты и пленки при использовании метода термического испарения в вакууме, являющегося более простым и дешевым по сравнению с методом МЛЭ, привлекает внимание к изучению свойств пленок Bi-Sb, полученных термическим испарением.

Цель настоящей работы - исследовать гальваномангнитные и термоэлектрические свойства пленок Bi-Sb, полученных из кристаллов, содержащих 9 ат.% Sb, в зависимости от толщины d ($d = 7\div 300$ нм) и температуры ($T = 80\div 300$ К). Пленки получали термическим испарением шихты $\text{Bi}_{91}\text{Sb}_9$ в вакууме (10^{-5} - 10^{-6} Па) и последующей конденсацией на поверхность (111) слюды при температуре 380 К. Измерения электропроводности σ , магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho$ и коэффициента Холла R_H проводили в интервале температур 80-300 К методом постоянного тока и постоянного магнитного поля; а измерения коэффициента Зеебека S - при температуре 300 К относительно медных электродов.

Измерения R_H и S показали, что полученные пленки Bi-Sb, как и исходный кристалл $\text{Bi}_{91}\text{Sb}_9$, обладали электронным типом проводимости. При увеличении температуры σ возрастает, а R_H и $\Delta\rho/\rho$ снижаются. Учитывая, что твердый раствор $\text{Bi}_{91}\text{Sb}_9$ - это скомпенсированный полупроводник, в котором концентрации электронов и дырок равны, был проведен расчет подвижности электронов и дырок, а также их концентрации. Концентрация носителей в пленках $\text{Bi}_{91}\text{Sb}_9$ с ростом температуры увеличивается, а подвижность уменьшается. Значения подвижности носителей заряда для пленки толщиной $d \sim 300$ нм в 20 раз ниже, чем в массивном кристалле $\text{Bi}_{91}\text{Sb}_9$.

Установлено, что характер наблюдаемых зависимостей σ , R_H , μ_n и S от толщины пленок $\text{Bi}_{91}\text{Sb}_9$ свидетельствует о наличии классического размерного эффекта.

Работа выполнена при поддержке ДФФД МОН Украины (грант № ФУ / 408-2008).

РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ КОНТАКТНОГО ПЛАВЛЕНИЯ В СЛОИСТОЙ ПЛЕНОЧНОЙ СИСТЕМЕ Ge/Au

Р.В. Сухов, Н.Т. Гладких, А.П. Крышталъ

*Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина
sukhov@univer.kharkov.ua*

Эвтектическое плавление характерно не только для высокодисперсных структур, но происходит также при нагревании соприкасающихся кристаллов двух веществ, образующих эвтектическую систему. При этом такое плавление при температуре, более низкой, чем температура плавления каждого из компонентов, получило название контактного плавления. Считается, что эффект контактного плавления не связан с определенным соотношением масс соприкасающихся кристаллов. В тоже время имеющиеся теоретические работы указывают на то, что при уменьшении характерного размера в бинарной системе возможно существование некоторого критического размера, ниже которого контактное плавление не происходит. Поэтому целью данной работы являлось экспериментальное исследование размерных эффектов при контактном плавлении в бинарных пленочных системах эвтектического типа.

В качестве объекта исследования была выбрана слоистая пленочная система Ge/Au, компоненты которой образуют фазовую диаграмму типа “простая эвтектика”. Геометрия эксперимента обеспечивала получение пленок германия одинаковой толщины на всех образцах, а толщина золота изменялась.

С использованием электронной микроскопии показано, что как при конденсации на подложку, находящуюся при комнатной и затем нагретую до эвтектической температуры, так и при осаждении на подложку, предварительно нагретую до температуры около 250°C, до толщины пленки золота около 0.4 нм в системе наблюдаются сферические частицы, что указывает на факт образования жидкой фазы. На образцах с толщиной пленки золота ниже 0.4 нм сферические частицы не наблюдаются, что указывает на отсутствие контактного плавления в системе. Это подтверждают и электронографические исследования таких систем. Известно, что пленка германия, осажденная на подложку, находящуюся при комнатной температуре, вплоть до температур ~400°C остается аморфной. Таким образом, наличие кристаллической фазы германия служит критерием образования жидкой фазы с последующей ее кристаллизацией. Так, в обеих сериях экспериментов до толщины пленки золота ~0.4 нм на электронограммах четко видны кристаллические фазы золота и германия. На образцах с меньшей толщиной пленки золота кристаллический германий не наблюдается.

Таким образом, в результате выполненных исследований показано, что при толщине пленки золота ~0.4 нм массовой толщины в слоистой пленочной системе эвтектического типа Ge/Au контактное плавление не происходит.

ФОРМИРОВАНИЕ ПЫЛЕВЫХ МАКСИМУМОВ В АЭРОЗОЛЬНОМ ПОТОКЕ В ДИСПЕРСНОЙ СРЕДЕ

И.М. Неклюдов, О.П. Леденёв, Л.И. Фёдорова, П.Я. Полтинин

ННЦ ХФТИ, ИФТТМТ

Особенности переноса крупно- и мелкодисперсных масс в аэрозольном потоке, распространяющемся в вертикальных угольных адсорбционных фильтрах (ВФ) АЭС были исследованы в [1-2]. Установлено наличие максимумов в распределении пыли по длине фильтров и определены аэродинамические характеристики адсорберов. Для горизонтально расположенных фильтров (ГФ) [3] было обнаружено отличающееся от ВФ распределение крупнодисперсных масс, обусловленное несовпадением направления гравитационных сил с силами увлечения со стороны воздушного потока.

В настоящем сообщении представлены результаты изучения переноса в ГФ пылевых угольных аэрозолей, частицы которых имели микронные и субмикронные размеры. Экспериментальная установка представляла собой макет адсорбера цилиндрической формы диаметром 10 см с длиной насыпного гранулированного угольного слоя в 30 см, которая была равна толщине слоя адсорбента фильтра АЭС. Усредненная скорость воздуха соответствовала скорости прокачки в фильтрах АЭС. Пылевая масса вводилась дозированным образом и перемещалась вдоль ГФ под действием воздушного потока. Макет был разбит по длине на десять, последовательно расположенных контейнеров, каждый из которых был вдоль разделен на четыре разъемных сегмента. Массу пыли, накопившейся в каждом из сегментов, регистрировали путем взвешивания в конце цикла продувки. В результате исследований было выяснено, что сдвиг основной части пыли в нижние два сегмента начинает происходить уже в приповерхностном слое адсорбента. Верхние сегменты оказываются относительно свободными от пылевых масс и, тем самым, ГФ становится устойчивым по отношению к пылевому аэродинамическому «запиранию». В нижних сегментах пылевая масса располагается вдоль ГФ в виде явно выраженных максимумов (до 3-х на его длине), как ранее наблюдалось и в вертикальном фильтре, что подтверждает их общий характер возникновения, связанный с зависимостью скорости переноса пыли от размера частиц и с характером взаимодействия однородных пылевых частиц между собой. Получены данные по аэродинамическому сопротивлению ГФ и проведено сравнение их с результатами [1-3]. Проведенные исследования позволяют прогнозировать продленный срок эксплуатации ГФ без существенного увеличения аэродинамического сопротивления.

1. О.П. Леденёв, 2. П.Я. Полтинин, И.М. Неклюдов, О.П. Леденёв, ВАНТ, Серия: ФРПРМ, 2005, № 3 (86), с. 115-121.
2. И.М. Неклюдов, Л.И. Фёдорова, П.Я. Полтинин, О.П. Леденёв, ВАНТ, П.Я. Полтинин, И.М. Неклюдов, О.П. Леденёв, ВАНТ, Серия: ФРПРМ, 2009, № 2 (93), с. 104-107.
3. И.М. Неклюдов, О.П. Леденёв, Л.И. Фёдорова, П.Я. Полтинин, И.М. Неклюдов, О.П. Леденёв, ВАНТ, Серия: ФРПРМ, 2009, № 2 (93), с. 104-107.

СТРУКТУРА И СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ СИСТЕМЫ Zr-Ti-Si-N, СФОРМИРОВАННЫХ ИОННО-ПЛАЗМЕННЫМ МЕТОДОМ

В.М. Береснев¹, А.Д. Погребняк², О.В. Соболев³,
П.В. Турбин⁴, Е.В. Фурсова⁴

¹ Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина

² Сумской институт модификации поверхности

³ Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»

⁴ Научный физико-технологический центр МОН и НАН Украины
turbin-scpt@yandex.ru

Интерес, проявляемый к нитридным и карбидным многокомпонентным покрытиям во многом обусловлен их высокими механическими свойствами [1 – 3]. Современные исследования показали, что добавление атомов циркония к нитриду титана приводит к существенному увеличению износостойкости покрытия по сравнению с TiN, TiC и (Ti, Al)N, которые, как известно, также обладают высокой износостойкостью. Целью данной работы является изучение структуры и свойств многокомпонентных покрытий системы Zr-Ti-Si-N.

Образцы для исследования получены распылением цельнолитых мишеней Zr, Zr + Si, Zr + Ti + Si. Распыление проводилось в двух режимах: стандартный вакуумно-дуговой метод осаждения и с высокочастотной стимуляцией. Покрытия, толщиной 1 ÷ 2 мкм наносились на подложки из стали 45 и кремния без дополнительного подогрева. В качестве реакционного газа использовался молекулярный азот.

Проведенные исследования показали, что полученные конденсаты, полученные распылением циркониевой мишени, являются однофазными, состоящими из кристаллитов ZrN-фазы с кубической решеткой. Изменение режимов осаждения от стандартного до ВЧ приводят к изменению на субструктурном уровне формируемых кристаллитов, при этом твердость конденсатов повышается при уменьшении размеров кристаллитов до 25 нм и сопровождается понижением микродеформации. Конденсаты системы Zr-Ti-Si-N содержат кристаллиты двух фаз ZrN и TiN. Размер кристаллитов у TiN составляет 25 нм, у ZrN – не превышает 10 нм. Присутствие в материале покрытия кристаллитов разных фаз с отличающейся твердостью может являться причиной появления большого (более 5 %) разброса в данных по твердости, определенной методом наноиндентирования.

1. Veprek S., Veprek-Heijman M.G.J., Karvankova P., Prochazka J. // Thin Solid Films. – 2005. – Vol. – 476. – P. 1-29.
2. Соболев О.В. // ФТТ. – 2007. – Т. 49. – В. 6. – С. 1104-1110.
3. Погребняк А.Д., Шпак А.П., Азаренков Н.А., Береснев В.М. // УФН. – 2009. Т. – 179. – В. 1. – С. 35-64.

ИК – СПЕКТРОСКОПИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ ПОСЛЕ ДЕФОРМАЦИИ В РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРНО-СИЛОВЫХ УСЛОВИЯХ

Э.Н.Метоледи, В.И.Соколенко, Л.А.Чиркина

*НИЦ «ХФТИ»
vsokol@kipt.karkov.ua*

В докладе приведены результаты исследования методом ИК-спектроскопии кристаллических материалов (металлов и сплавов, полупроводников, ВТСП и ионных кристаллов) в сочетании с изучением механических, структурных, сверхпроводящих и электрофизических свойств. Установлено влияние на отражательную способность, как высокочувствительную характеристику, концентрации и вида деформационных дефектов, уровня внутренних полей напряжений, создаваемых при различных температурно-силовых воздействиях.

Полученные экспериментальные результаты и имеющиеся теоретические данные позволяют сделать вывод, что при любом виде деформации, в результате которой в эпоре напряжений существует преобладание одноосных сил, возникающие особенности дефектных структур обуславливают изменения электронного и фононного спектров. Для случая деформации в условиях всестороннего сжатия с высокими уровнями давления, формируются дефектные структуры, для которых изменения ИК-спектров отражения могут быть связаны также и с возможностью появления дополнительных энергетических уровней в области полосы межзонных электронных переходов.

Исследование методом ИК-спектроскопии монокристаллов GaAs после термоциклирования дало возможность выявить изменение их энергетического спектра и показать, что этот вид обработки приводит к уменьшению величины запрещенной зоны и увеличению концентрации носителей заряда, что улучшает электрофизические характеристики.

Результаты комплексных исследований влияния программного нагружения на ИК-спектры пропускания ионных кристаллов (LiF) позволили получить одновременно улучшение их оптических и механических характеристик.

На основании проведенных исследований показана возможность использования метода ИК-спектроскопии как альтернативного неразрушающего способа для определения температуры вязко-хрупкого перехода в металлах с ОЦК решеткой, глубины упрочнённого слоя металлов после поверхностной обработки обкаткой в поле УЗ-колебаний и без УЗ-воздействий, качественной оценки концентрации кислорода в иттриевой керамике, что, как известно, определяет сверхпроводящие характеристики ВТСП материалов.

Полученные результаты свидетельствуют о возможности использования метода ИК-спектроскопии для эффективного решения ряда важных материаловедческих задач.

ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ И ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ДЕФОРМИРОВАННОЙ СТАЛИ 15Х2НМФА В РЕЗУЛЬТАТЕ МАГНИТНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

И.М.Неклюдов, В.И.Соколенко, А.В.Мац, В.М.Горбатенко, В.С.Оковит, Н.А.Черняк

НИЦ «ХФТИ»
vsokol@kipt.kharkov.ua

Открытие магнитоэластического (МЭ) эффекта в никеле [1] стимулировало проведение широких исследований влияния постоянного и переменного магнитных полей различной величины на структуру и механические свойства ферро- и антиферромагнетиков [2], а также ионных и ковалентных кристаллов, у которых отсутствует магнитный порядок [3]. Наблюдаемые эффекты связываются с изменением динамики дислокаций при их взаимодействии со спиновой подсистемой и характеристик преодолеваемых барьеров. Отметим, что МЭ исследовался в условиях активной деформации и ползучести.

В докладе представлены результаты исследований изменений структуры, механических, магнитных и диссипативных свойств феррито-перлитной стали 15Х2НМФА после большой пластической деформации прокаткой при $T=90$ К и воздействия переменного магнитного поля. Для деформированных образцов, обработанных магнитным полем в определенном режиме, во всей температурной области испытаний (138...293 К) наблюдаются более низкие значения предела текучести, рост напряжения разрушения и характеристик пластичности, увеличение вязкой компоненты разрушения.

Показано, что в результате магнитной обработки в неоднородной структуре деформированных образцов в микрообъемах с высоким уровнем локальных напряжений характерно перераспределение и рассредоточение дислокаций в скоплениях, уменьшение углов разориентации микрообъемов, формирование границ на месте мощных скоплений одноименных дислокаций. Подтверждением того, что после наложения магнитного поля структурное состояние материала становится более равновесным, являются данные измерений низкочастотного внутреннего трения и магнитных характеристик: сильное снижение фона внутреннего трения и коэрцитивной силы.

Обсуждаются возможные механизмы наблюдаемых эффектов, связанные с воздействием магнитострикционных знакопеременных напряжений, взаимодействием подвижных границ доменов с дислокациями, магнитной релаксацией типа ориентационного последствия, вызывающей перераспределение примесей внедрения, генераций и перемещением двойных перегибов на дислокациях.

1. Hayashi S., Takahashi S., Yamamoto M. // J. Phys. Soc. Japan. – 1968. – 25, №3. – P.381-387.
2. Неклюдов И.М., Стародубов Я.Д., Соколенко В.И. // УФЖ. – 2005 – 50, №8А, с.А113-А121.
3. Моргунов Р.Б. // УФН. – 2004. – 174, №2. – С.131-153.

РОЛЬ ЛОКАЛИЗАЦИИ ФРУСТРАЦИЙ В РЕШЕТКЕ МАГНЕТОПЛОМБИТА $\text{BaFe}_{12-x}\text{In}_x\text{O}_{19}$ В ПРОЦЕССЕ ФОРМИРОВАНИЯ МАГНИТНЫХ СОСТОЯНИЙ И ИХ СВОЙСТВ

Н.Н.Ефимова

Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина

В докладе обсуждаются результаты экспериментальных исследований магнитных свойств разбавленной фрустрированной системы ферримангнитных оксидов $\text{BaFe}_{12-x}\text{In}_x\text{O}_{19}$ с $x \leq 3.6$ (In_xM), которые показывают, что разрушение дальнего магнитного порядка обычного типа (в нашем случае ферримангнитного – ФМ) с последующим концентрационным переходом в состояние спинового стекла (СС) зависит не только от общей концентрации фрустрированных обменных связей, но и от их локализации в решетке. Конкретный тип локализации фрустраций может способствовать более значительному, чем принято считать, их влиянию на макроскопические магнитные свойства, в том числе процессы намагничивания – перемагничивания, при сохранившемся дальнем ФМ порядке. В системе In_xM немагнитные ионы In^{3+} локализованы преимущественно в позициях R – блока гексагональной структуры. При замещении $\text{In}^{3+} \rightarrow \text{Fe}^{3+}$ эти R – блоки становятся фрустрированными прослойками, плоскости которых перпендикулярны оси $\vec{C}$.

Нами установлено, что в системе In_xM дальний ФМ порядок отсутствует при всех $T \geq 0$ К уже при $x = x_c = 3.6$ (30 %, мол.) и сменяется состоянием СС. Для сравнения, в разбавленных шпинелях $\text{Li}_{0.5}\text{Fe}_{2.5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$ и магнетопломбите Ga_xM , где нет локализации фрустраций, $x_c = 67$ %, мол. При изучении гистерезисных свойств моно- и поликристаллических образцов при $\vec{H} \perp \vec{c}$ и $\vec{H} \parallel \vec{c}$ была установлена их анизотропия, которую нельзя связать с кристаллографической, а также необычно резкая температурная зависимость коэрцитивной силы H_c . В совокупности такое поведение можно объяснить присутствием и локализацией в решетке фрустраций.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ И ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ ПРОДОЛЬНОГО УЛЬТРАЗВУКА В ОБЪЕМНОМ МЕТАЛЛИЧЕСКОМ СТЕКЛЕ $Zr_{52,5}Ti_5Cu_{17,9}Ni_{14,6}Al_{10}$

С.А.Бакай, А.С.Бакай, А.С.Булатов, В.С.Клочко и А.В.Корниец

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
НАН Украины
bulatov@kfti.kharkov.ua.

В интервале температур $T=77-300$ К и при частотах $\omega=50$ и 150 МГц изучена зависимость коэффициента поглощения $\alpha_L(T, \omega)$ упругих продольно-поляризованных ультразвуковых волн в аморфном сплаве с композицией $Zr_{52,5}Ti_5Cu_{17,9}Ni_{14,6}Al_{10}$. Образец диаметром 3 мм и длиной 4 мм получен отливкой в медной изложнице в атмосфере чистого аргона [1]. Согласно оценки [2] величина среднего размера кластеров ~ 10 нм при этом плотность их границ $\sim 10^6$ см $^{-3}$. Ультразвуковые исследования выполнены импульсной

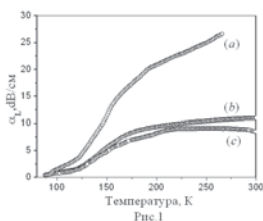


Рис. 1

техникой с пьезопреобразователями Li-Nb по методу акустического моста с относительной точностью $\sim 10^{-3}$ и с температурным шагом $0,2$ К со стабилизацией в измерительных точках на уровне $0,01$ К. На рисунке 1 представлена температурная зависимость $\alpha_L(T)$ без учета фона, где данные (a) $\omega=150$ МГц, (b) $\omega=50$ МГц получены для исходного состояния; (c) вакуумный отжиг при температуре 500°C в течение 10 мин. для $\omega=50$ МГц. По данным рентгеноструктурного анализа отжиг не изменил аморфное состояние. Затухание

звука в твердом теле происходит вследствие рассеяния на элементарных возбуждениях и на структурных дефектах. Предварительный анализ показывает, что затухание на структурных дефектах (в нашем случае – на межкластерных границах) определяет температурный ход затухания при температурах выше Дебаевской (237 К для металлического Zr). На это указывает сравнение результатов измерений на образцах, отличающихся плотностью границ. Судя по характеру хода кривой рис.1(c), отжиг повлиял на снижение плотности межкластерных границ.

1. J. Eckert, A.Reger-Leonard, B. Weiss, M. Heilmaier. Mat. Sci. Eng. A301 (2001), 1.
2. A.S.Bakai, S.A.Bakai, J. Eckert, I.M.Neklyudov, V.I.Savchenko. J. of Non-Crystaline Sol. 353 (2007) 3754.

ОСОБЕННОСТИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ И РЕЛАКСАЦИИ ФОТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ V-Al₂O₃

О.П. Леденёв, Ю.А. Черевань, А.А. Чупиков, А.Н. Стеценко¹

ННЦ ХФТИ, ИФТТМТ

¹НТУ «Харьковский политехнический институт»

В широком температурном диапазоне (300 - 4,2 К) исследовано влияние светового потока на электрическое сопротивление нанокристаллических пленок ванадия толщиной 50 и 150 нм, полученных на слюдяных подложках электронно-лучевым испарением в вакууме 2×10^{-6} мм.рт.ст. С целью защиты от внешних условий пленки были покрыты сверху тонким (~5 нм) слоем Al₂O₃. Электрические измерения проводились четырехточечным методом. Измерительный ток был достаточно малым и не влиял на вольтамперные характеристики образца во всем температурном интервале. Включение светового потока, падающего на пленку, который создавался разными типами источников от тепловых до лазерных, приводило при исследованных температурах к появлению добавочного сопротивления $\Delta\rho_{ph}$, которое было пропорционально излучаемой световой мощности. При температуре $T = 300$ и 77 К выключение света вызывало медленное (в течение нескольких минут), экспоненциально изменяющееся от времени уменьшение сопротивления к нормальному значению. При этом скорость восстановления сопротивления зависела от температуры. При гелиевой температуре при выключении света наблюдалось быстрое уменьшение $\Delta\rho_{ph}$ на ~10% от достигнутого уровня, что, видимо, связано с возвратом температуры пленки к равновесной, а оставшаяся величина $\Delta\rho_{ph}$ оказывалась “замороженной” и ее релаксация к нулю происходила только при нагреве до более высоких температур. Отметим, что нанокристаллические ванадиевые пленки при температурах до ~ 2,68 К не переходили в сверхпроводящее состояние. Наблюдалось слабое влияние на сопротивление пленок магнитного поля величиной до 5 Т, создававшегося сверхпроводящим соленоидом.

Как известно, в полупроводниковых фоточувствительных устройствах падающий поток света как видимого, так и инфракрасного диапазона, создает добавочную концентрацию носителей тока в зоне проводимости, что приводит к уменьшению сопротивления и соответствующему токовому фотоотклику. В случае металлов, в которых плотность носителей тока на много порядков выше, чем в полупроводниках, такого рода эффекты, как правило, не наблюдаются. В исследованном случае сопротивление возрастает, а не уменьшается, что позволяет предположить, что под действием фотонов в переходном слое металл-изолятор возникают связанные электронные состояния полярного типа, находящиеся в щели над заполненной зоной диэлектрика и имеющие время жизни, активационным образом зависящее от температуры, что, по нашему мнению, и позволяет объяснить наблюдаемые особенности.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ АКУСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЛЕНТОЧНЫХ МЕДЬ-НИОБИЕВЫХ МИКРО- И НАНОКОМПОЗИТОВ

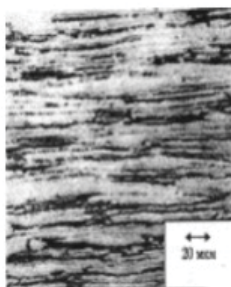
Ю.А. Семеренко¹, М.А. Тихоновский², В.И. Колодий²

¹Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины

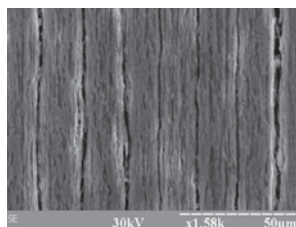
²Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт"

В области температур $5 \div 325$ К, изучены температурные зависимости декремента δ , динамического модуля Юнга E микро- и наноккомпозитов Cu-Nb.

Микро- и наноккомпозиты состава Cu-35% Nb с низкой концентрацией примесей внедрения (C, O<0.03%, H, N<0.006%) получены по методике [1]. Структура микрокомпозитов представляет собой вытянутые ниобиевые дендриты, равномерно распределенные в медной матрице. Растровые электронномикроскопические снимки наноккомпозитов выявляют только макроструктурные элементы, представляющие собой исходные микрокомпозитные ленты. Внутренняя наноструктура этих элементов при таких увеличениях не выявляется (рис. 1).



а)



б)

Рис. 1 Микроструктура: а) микрокомпозитной ленты продольное сечение $\times 500$; б) наноккомпозитной ленты (поверхность шлифа протравлена).

Экспериментальные данные позволяют утверждать, что акустические свойства композита, в основном, определяются свойствами медной матрицы.

1. М.А.Тихоновский, А.А.Куприянов, А.И.Пикалов, П.И.Стоев, С.П.Стеценко, Металлофиз. новейшие технол. 28 (2006).

К ТЕОРИИ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ СО СТРУКТУРОЙ

М.Ю. Ковалевский, А.Я. Разумный

*Белгородский государственный университет,
Харьковский физико-технический институт
Харьковский национальный университет
имени В.Н.Каразина*

В описании радиационных повреждений твердого тела и других конденсированных сред необходимо учитывать эволюцию протяженных дефектов. Под действием облучения, или других внешних воздействий, происходит как возникновение новых дефектов, так и изменение формы и размера дефектов, которые присутствовали в среде до облучения [1]. Нами изучено взаимное влияние формы и размера неоднородной макроструктуры на процессы переноса в таких конденсированных средах. Динамика этих сред рассмотрена на том этапе эволюции, когда структура дефектов уже сформировалась и в системе достигнуто локальное равновесие. Такие состояния описываются, наряду со стандартными параметрами, дополнительными физическими величинами, которые задают форму и размер протяженных структурных элементов среды. Детально рассмотрены среды с диско- и стержнеподобными дефектами. Геометрические характеристики этих величин нами введены как определенные функции тензора дисторсии [2]. Получены аналитические решения описывающие стационарное и неоднородное распределение плотности числа частиц и неоднородное распределение размеров дефектов диско- и стержнеподобной формы в условиях различной геометрии и дана их физическая интерпретация.

Найдены диссипативные потоки и показана возможность существования дополнительных кинетических коэффициентов, описывающих новые механизмы релаксации в среде, обусловленные наличием внутренней структуры протяженных дефектов.

1. Неклюдов И.М., Воеводин В.Н. Эволюция структурно-фазовых состояний и радиационная стойкость конструкционных материалов // Киев, Наукова думка, 2006. - 376 с.
2. М.Ю. Ковалевский, В.Т. Мацкевич, А.Я. Разумный Особенности массопереноса в конденсированных средах с учетом формы и размеров частиц Международный симпозиум «Методы дискретных особенностей в задачах математической физики»// Херсон - Лазурное, 11-16 июня 2007 г. Сборник трудов с. 178-181.

А

Агеев Л.А. 62
Ажажа В.М. 48
Азаренков Н.А. 49
Андерс А.Г. 66
Андерссон О. 51
Апостолов С.С. 16, 31, 41
Ахмеров А.А. 100

Б

Багмут А.Г. 52
Бадиян Е.Е. 53, 127
Бакай А.С. 128
Бакай С.А. 128
Барабашко М.С. 99
Барбашова М.В. 131
Баумер В. 22
Бедарев В.А. 33
Безлепкин А.А. 55
Безматерных Л.Н. 33
Безносов А. 22
Безносов А.Б. 18, 19
Безуглий А.В. 54
Безуглий С.А. 54
Белевцев Б.И. 58, 60, 61
Белобров П.И. 25
Белошенко К.С. 62
Беляев Е.Ю. 58, 60, 61
Березняк Е.П. 119
Береснев В.М. 120
Берков Ю.Н. 100
Бовда А.М. 131
Бовда В.А. 131
Богатыренко С.И. 109
Богдан М.М. 29

Богданюк М.С. 90
Божко В.В. 63, 90
Борисова Н.М. 64
Борц Б.В. 65
Босин М.Е. 94
Брюховецкий В.В. 34, 36
Булатецька Л.В. 90
Булатецкий В.В. 90
Булатов А.С. 128
Бурик И.П. 20

В

Ванькевич А.В. 64, 66
Васильев А.А. 111
Ватажук Е.Н. 46
Великодная О.А. 79
Водорез О.С. 112
Воеводин В.Н. 59
Волобуев В. В. 114
Волчок И.В. 98
Волчок О.И. 67
Воробьева И.В. 125
Воронюк С.В. 44
Вовк Р.В. 56

Г

Гиржон В.В. 71
Гладких Н.Т. 109, 116
Гнездилов В.П. 66
Головей В. 96
Горбатенко В.М. 124
Господарев И.А. 72, 73
Григорова Т.В. 68
Гришаев В.И. 72, 73

Ксенофонов В.А. 79
Кузнецова Р.И. 34, 36
Кузьменко В.М. 129
Кунцевич С.П. 55
Куприянова Ю.Э. 59
Кутний К.В. 67
Кутько В.И. 33
Кушнир В.А. 102

Л

Лавриненко С.Д. 48
Лаптев Д.В. 29
Лаптев И.Н. 103
Лебедев В.П. 102
Лебедев С.В. 102, 104
Лебедева Е.В. 21
Левченко А.А. 16
Леденёв О.П. 118, 130, 131
Летяго Л.М. 84
Лоза Е.И. 78, 87
Лубенец С.В. 26
Лыках В.А. 83
Лымарь А.В. 24
Лымарь В.И. 113

М

Мазилова Т.И. 79
Майзелис З.А. 16, 31, 41
Макаровский Н.А. 84
Малыхин С.В. 48, 41
Манжелый Е.В. 72, 73
Мац А.В. 123, 124
Мацокин В.П. 35
Мацокин Д.В. 85
Мерисов Б.А. 111

Метоледи Э.Н. 122
Милый М.В. 35
Митроченко В.В. 102
Михайловский И.М. 79
Мищенко В. Г. 86
Могильникова Т.Т. 80, 133
Мозуль К.А. 55
Морлок С.В. 92
Москаленко В.А. 26, 46

Н

Нацик В.Д. 32
Неклюдов И.М. 65, 93, 118, 124
Нетесов В.М. 123
Никифоренко В.Н. 94
Николова Э.П. 64
Никулин И.С. 67
Новосад А.В. 63

О

Одноворець Л.В. 20
Оковит В.С. 67, 124
Ольховик Л.П. 105
Ольховская С.И. 115
Онищенко Л.В. 131
Орел Е.С. 19
Орлова Д.С. 114
Оболенский М.А. 56

П

Паль-Валь Л.Н. 46
Паль-Валь П.П. 46, 121
Панфилов А.С. 61
Парасюк О.В. 63, 90
Пархоменко А.А. 103

Т

Табачникова Е.Д. 45
Танцюра И.В. 71
Таранова И.А. 66
Тарануха А.В. 42
Темеров В.Л. 33
Тихоновский М.А. 67, 132
Тишковец Ж.И. 44
Тканов Д.А. 117
Ткач О. П. 20
Ткаченко В.И. 65, 93
Ткаченко М.Н. 105
Ткаченко Н.В. 99
Тонкопряд А.Г. 53, 127
Трембач О.В. 111
Третьяк А.П. 90
Турбин П.В. 120
Тюрин А.В. 100

У

Ульянов В.В. 24
Усатенко О.В. 117

Ф

Федоров А.Г. 115
Фёдорова Л.И. 118
Феодосьев С.Б. 72, 73
Фертман Е. 22
Фертман Е.Л. 19
Фоменко Л.С. 26
Фролов В.А. 108, 135
Фурсова Е.В. 120

Х

Хаджай Г.Я. 111
Хаймович П.А. 91
Хацько Е.Н. 38
Хижун О.Ю. 44
Ходак И.В. 102
Хоткевич А.В. 92

Ч

Чаркина О.В. 17
Чегорян М.А. 98
Чекрыгина Ю.И. 21
Черановский В.О. 43
Червонный Ю.В. 27
Черевань Ю.А. 130, 131
Черный А.С. 38
Черняк Н.А. 124
Чешко И.В. 47
Чиркина Л.А. 122
Чобаль А. 96
Чобаль А.И. 51
Чугай О. 51, 96
Чупиков А.А. 130, 131
Чурилов И.Г. 75

Ш

Шаповалов Ю.А. 121
Шевченко С.И. 101
Шевякова Э.П. 119
Шеин В.О. 64
Шеховцов О.В. 53, 127
Шиляев Б.А. 59
Шипкова И.Г. 21, 52
Ширзадфар Х. 88
Шкоп А.В. 117

Наукове видання
доповідей

ФІЗИЧНІ ЯВИЩА В ТВЕРДИХ ТІЛАХ
Матеріали 9-ої Міжнародної конференції
(1-4 грудня 2009 р.)

Відповідальні за випуск В.С. Криловський, В.П. Пойда

Оригінал-макет виготовлено на
фізичному факультеті ХНУ імені В.Н.Каразіна
Комп'ютерна верстка С.В. Лебедєв

Підписано до друку 24.11.2009