

Влияние ультразвука на электрофизические параметры композитных материалов с углеродными микро- и нановключениями в СВЧ-диапазоне

Романов Андрей Вячеславович

Соискатель

*Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского
нано- и биомедицинских технологий, Саратов, Россия*

E-mail: andrey82@inbox.ru

Воздействие ультразвука широко используется при создании композитных материалов для достижения равномерного распределения микро- и наночастиц наполнителя в объеме связующей матрицы.

Целью данной работы было проведено исследование влияния длительности ультразвукового воздействия на электрофизические параметры композитных материалов на основе эпоксидной связующей (ЭД-20 и полиэтилполиамин) с углеродными микро- и нановключениями в СВЧ-диапазоне.

С помощью анализатора цепей *N5230A Agilent PNA-L Network Analyzer* были получены частотные зависимости коэффициента прохождения электромагнитного излучения СВЧ-диапазона (0.3-6ГГц) через микрополосковую фотонную структуру, один из отрезков с воздушной полосковой линии был заполнен композитным материалом, характеризующимся различным временем ультразвуковой обработки (0-90 минут) и материалом наполнителя. Для определения комплексной диэлектрической проницаемости композитного материала решалась обратная задача. Значение диэлектрической проницаемости композитного образца определялось методом наименьших квадратов. Характер изменения комплексной диэлектрической проницаемости композитного материала от длительности воздействия ультразвука зависит от материала наполнителя. Для композитного материала, содержащего мелкодисперсный графит (диаметр частиц ~ 8мкм), наблюдается уменьшение как действительной, так и мнимой части диэлектрической проницаемости с увеличением длительности воздействия ультразвука. Такое поведение диэлектрической проницаемости может быть связано с разрушением структуры графита. Для композитного материала с включениями из углеродных нанотрубок наблюдается немонотонное изменение диэлектрической проницаемости. При воздействии на композитный материал ультразвуковых колебаний наблюдается не монотонная зависимость (с явно выраженным максимумом) на мнимой части диэлектрической проницаемости композита. Первоначальное увеличение мнимой части диэлектрической проницаемости композитного материала может быть связано с разрушением микроскопических агломератов из углеродных нанотрубок, при котором жгутовая структура наполнителя распадается на отдельные волокна из углеродных нанотрубок. Последующее уменьшение величины мнимой части диэлектрической проницаемости с увеличением длительности ультразвукового воздействия связано с возникновением дефектов на стенках углеродных нанотрубок и частичному разрушению структуры отдельной углеродной трубки. Косвенным подтверждением деградации структуры углеродных нанотрубок является ухудшение механических свойств композитов с наполнителем из углеродных нанотрубок при длительной ультразвуковой обработке (>1.5часов).

Таким образом, электрофизические свойства композитного материала с добавлением наполнителя из углеродных нанотрубок медленнее деградируют при обработке ультразвуком, чем при использовании в качестве наполнителя графитовых микрочастиц, также установлено, что существует время ультразвукового воздействия, при котором достигается максимальная электропроводность композитного материала, зависящее от концентрации наполнителя в виде углеродных нанотрубок.

Литература

1. Усанов Д.А., Скрипаль А.В., Абрамов А.В. Боголюбов А.С., Куликов М.Ю., Пономарев Д.В. Микрополосковые фотонные кристаллы и их использование для измерения параметров жидкостей // ЖТФ. 2010. Т. 80. В. 8. С. 143–148.
2. P.-C. Ma, N. A. Siddiqui, G. Marom, J.-K. Kim, "Dispersion and functionalization of carbon nanotubes for polymer-based nanocomposites: A review" //Composites: Part A. 2010. V. 41. P. 1345–1367.
3. P. He, Y.Gao, J. Lian, L. Wang, D. Qian, J. Zhao, W. Wang, M. J. Schulz, X. Ping Zhou, D. Shi. "Surface modification and ultrasonication effect on the mechanical properties of carbon nanofiber/polycarbonate composites" //Composites: Part A. 2006. V. 37. P. 1270–1275.

Изменение диффузионной активности атомов индия в фольгах сплава Pd-In-Ru в процессе релаксации после гидрирования

Левин И.С.

Физик

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия*

E-mail: lyovin-ivan@rambler.ru

В настоящее время особо чистый водород востребован во многих сферах науки и промышленного производства (например, для получения особо чистого кремния для нужд микроэлектроники). Особо чистый водород, как правило, получают из синтез-газов конверсии углеводородов с помощью мембран на основе палладия [1]. Допирование чистого палладия другими элементами позволяет улучшить механические свойства мембран и повысить их водородопроницаемость, а также увеличить срок их службы. Одними из перспективных, с точки зрения водородной проницаемости, в настоящее время являются сплавы системы *Pd-In-Ru*, способность которых поглощать водород в некотором интервале концентраций индия в 2-3 раза выше, чем у сплавов системы *Pd-Ag* и *B₁*, используемых в настоящее время для получения водорода [2].

Кроме того, в промышленности широко стали использовать мембраны из сплава *Pd-In-Ru* для разделения смесей хлорсиланов с водородом, что обеспечивает возможность реализации безотходной, технологически замкнутой схемы получения высокочистого кремния.

Однако данные об изучении структурных характеристик сплавов *Pd-In-Ru* и *Pd-In-Ru-H* в литературе отсутствуют. Таким образом, именно фольги сплава системы *Pd-In-Ru* после насыщения их водородом в процессе длительной релаксации стали объектом исследования данной работы.

Методами рентгеновской прецизионной дифрактометрии проведены исследования изменения структурных характеристик 50 мкм фольги сплава Pd-5.3ат.% In-0.5ат.% Ru после ее электролитического гидрирования при плотности тока 10мА/см² в течение 0,5ч и последующей длительной релаксации (8200 ч.). Использование фокусировки по Бреггу-Брентано позволило установить концентрацию атомов индия на разных глубинах исследованной фольги после ее гидрирования, поскольку при такой схеме фокусировки объем ОКР, участвующих в образовании любого дифракционного максимума, остается одним и тем же. Однако глубина проникновения рентгеновских лучей зависит от угла дифракции: так 99% интенсивности дифракционной линии (111) регистрируется от

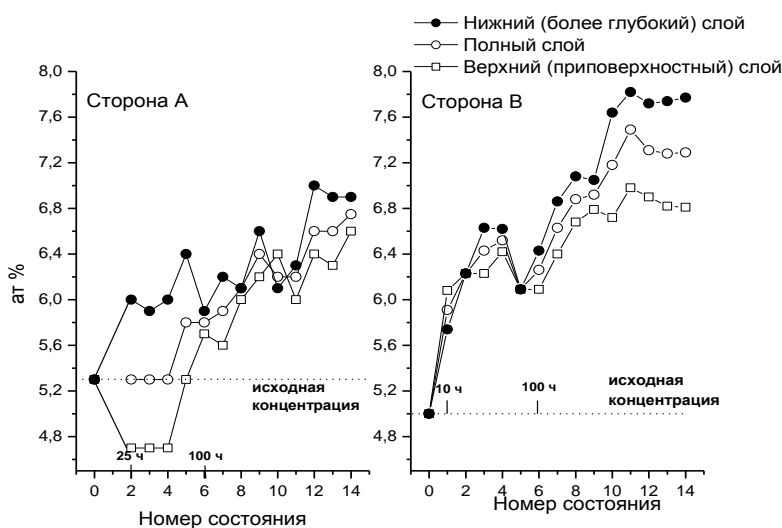


Рис. 1 Изменение концентрации атомов индия по глубине образца

со стороны насыщения (А) и со стороны,
противоположной насыщению (В).

слоя глубиной в 3 мкм, а линии (400) – от слоя глубиной в 6 мкм.

Обнаружено что гидрирование приводит к образованию двух фаз, обогащенных водородом: β - фазы, содержащей количество водорода 0.35, и α - фазы с содержанием водорода 0.04.

Было установлено, что в результате первых 500 часов релаксации после гидрирования фольги концентрация индия в ней повышается с обеих сторон образца (см. рис. 1). Так, в слое толщиной в 3 мкм со стороны насыщения концентрация индия составляет 6.5 ат.%, что на 1.2 ат.% больше, чем в исходном состоянии, а с противоположной стороны – 6.8 ат.%, что на 1.8 ат.% больше, чем в исходном состоянии. Перераспределение индия по глубине образца происходит еще в процессе насыщения его водородом. При этом со стороны насыщения концентрация атомов индия уменьшается, а с противоположной стороны, наоборот, возрастает.

Обнаружено, что в процессе релаксации со стороны насыщения процесс перераспределения атомов индия, начиная с 75 часов, идет в одном направлении: из глубины образца к поверхности. С противоположной стороны движение индия на некоторых участках идет вглубь образца, а не к его поверхности. Процесс движения индия к поверхности образца явно замедляется с увеличением времени после гидрирования.

На 500 часов релаксации наибольшая концентрация атомов индия наблюдается на глубине (3-6) мкм с обеих сторон фольги, однако разница в его концентрации в

приповерхностном слое (до 3 мкм) и более глубоком слое (3-6) мкм со стороны насыщения составляет 0.3 ат.%, тогда как со стороны, противоположной насыщению, она составляет 0.5 ат.% индия.

Длительная релаксация в течение 8200 часов привела к существенному увеличению разброса концентрации атомов индия в ОКР всех ориентаций с обеих сторон фольги. Средняя концентрация атомов индия увеличилась с обеих сторон исследуемой фольги, что свидетельствует об увеличении диффузионной подвижности атомов индия после гидрирования фольги в процессе релаксации и их перемещении преимущественно из глубины образца к поверхности. Причем, скорость перемещения атомов индия имеет ориентационную зависимость.

Также можно констатировать, что вся совокупность полученных экспериментальных данных свидетельствует не только о существовании структурных превращений, но и о немонотонном характере структурной эволюции в фольге исследуемого сплава *Pd-In-Ru* после насыщения его водородом в процессе релаксации. Подобный немонотонный характер структурной эволюции был ранее обнаружен и для других сплавов палладия [3,4].

Наблюдаемые в эксперименте изменения структурного состояния фольг сплава *Pd-In-Ru* будут влиять на их эксплуатационные характеристики при получении особоочистого водорода, поскольку концентрация атомов индия существенно меняется по глубине образца после гидрирования в процессе релаксации и эти изменения носят немонотонный характер.

Литература

1. Водород в металлах. Под ред. Алефельда Г.И. и Фелкля М.: Мир. 1981. Т.2. 430с.
2. Бурханов Г.С., Н.Б. Горина, Н.Б. Кольчугина, Рошан Н.Р. // Рос. Хим. Журнал (Ж. Рос. хим. об-ва им. Д.И. Менделеева), 2006 № 4. С. 36.
3. Chatter S.K., Halder S.K., Sen Gupta S.P. // J. App. Phys. 1976. Vol.47. №2. P.411.
4. Авдюхина В.М., Кацнельсон А.А., Ревкевич Г.П. / Кристаллография. 1999. Т. 44. №1.С. 49.

Магнитоэлектрический коэффициент гетерогенных структур при наличии послойно локализованных электромагнитных полей звуковой частоты**Терентьев Артем Вадимович**

Студент

Педагогический институт Южного Федерального Университета
Факультет технологии и предпринимательства, Ростов-на-Дону, РоссияE-mail: grig1980@mail.ru

Магнитоэлектрические композиты вызывают повышенный интерес исследователей во всем мире. Это связано с уникальными возможностями композитных материалов по преобразованию магнитного поля в электрическое (прямой магнитоэлектрический (МЕ) эффект) и электрического поля в магнитное (обратный МЕ эффект). МЕ композиты могут найти применение в качестве компонент твердотельной электроники (сенсоры, актюаторы, МЕ читающие головки, линии задержки, датчики магнитного поля, резонаторы, фазовращатели, фильтры, микроволновые приборы [1]).

Как впервые показано нами, учет электромеханической и магнитомеханической связи в слоистых композитах на высоких частотах приводит к тому, что электрические и магнитные поля в слоях частично начинают колебаться со звуковой частотой. Непосредственный расчет показывает, что решения для них имеют два члена и выглядят, например, для электрического поля так: $E_0 + E_1 \sin(kx)$. Первый член, - это обычное решение, которое присутствует в работах [1-6]. Это составляющая поля, которая распространяется со скоростью света, деленной на $\sqrt{\epsilon\mu}$. Пространственными колебаниями данной составляющей в пределах образца можно пренебречь из-за очень большой длины волны. Второй член, - это электромеханическая составляющая электрического поля, которая имеет звуковую частоту и подчиняется линейному закону дисперсии на данных частотах. Для пьезоэлектриков данный эффект хорошо известен и проявляется в пространственной зависимости электрического поля при пьезоэффекте и акустических колебаниях [7]. Для магнитного поля теоретические соображения такие же. Среднее же значение электрического и магнитного полей не имеет звуковой составляющей в полном соответствии с [7]. Зондирующее электрическое поле звуковой частоты, сильно осциллируя в пределах образца, в результате обратного пьезоэффекта «зажимает» колебания, делая их более слабыми. Зондирующее магнитное поле также «зажимает» колебания в результате магнитострикции. Данный эффект для МЕ коэффициента композитов феррит-пьезоэлектрик обнаружен впервые. Для пьезоэффекта и МЕ восприимчивости композитных структур этот эффект описан в работе [8].

Литература

- [1] M. I. Bichurin, D. A. Filippov, V. M. Petrov et al. // Phys. Rev. B. 2003. V. 68, P. 132408.
- [2] M. I. Bichurin, V. M. Petrov and Y. V. Kiliba // Phys. Rev. B. 2002. V. 66, P. 134404.

- [3] M. I. Bichurin, V. M. Petrov, O. V. Ryabkov et al., // Phys. Rev. B. 2005. V. 72, P. 060408.
- [4] C.-W. Nan, M.I. Bichurin, S. Dong et al. // J. of Appl. Phys. 2008. V. 103, P. 031101.
- [5] M. Vopsaroiu, J. Blackburn and M. Cain // J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. V. 40, P. 5027.
- [6] Д.А. Филиппов, М.И. Бичурин, В.М. Петров et al. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30, С. 15.
- [7] Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц, Электродинамика сплошных сред, М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005
- [8] Г.С. Радченко // Письма в ЖТФ. 2008. Т. 34, С. 14.

Границы применимости метода фазового контраста Цернике для жесткого рентгеновского излучения¹**Орлов М.А.²***Аспирант**Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,**физический факультет, Москва, Россия**E-mail: mikhorlov@yandex.ru*

С появлением синхротронных источников 3-го поколения, характеризующихся высокой степенью пространственной когерентности рентгеновских пучков, широкую распространенность получили методики фазового контраста для рентгеновского излучения [1]. Среди них выделяется метод рентгеновского фазового контраста Цернике с преломляющей линзой в качестве объектива [2], на данный момент экспериментально не реализованный. Известно, что метод фазового контраста в оптике позволяет исследовать лишь объекты, вносящие малые сдвиги фаз в пучок падающего излучения ($\varphi \ll 1$). Однако оказывается, что в рентгеновском диапазоне это ограничение, вообще говоря, можно обойти. В данной работе рассматривались случаи, когда сдвиги фаз, вносимые объектами, сравнимы с единицей или даже много больше единицы.

Анализ проводился методом численного моделирования эксперимента. В расчетах использовались параметры пучков, характерные для источников синхротронного излучения 3-го поколения (ESRF, APS, SPring-8). Перенос излучения в воздухе вдоль оптической оси, параллельной оси z , описывался с помощью одномерного пропагатора Кирхгофа $P(x, z) = (i\lambda z)^{-1} \exp(i\pi x^2 / \lambda z)$. Здесь ось x перпендикулярна оси z , λ – длина волны излучения. Прохождение излучения через объекты учитывалось с помощью трансмиссионной функции $T(x) = \exp(-i(2\pi/\lambda)[\delta - i\beta]t(x))$, где параметры δ и β есть действительная и мнимая части комплексного показателя преломления $n = 1 - \delta + i\beta$ материала объекта, t – толщина образца вдоль пучка на координате x . Такое описание возможно вследствие малых продольных размеров образцов и соответствует приближению геометрической оптики. Численный расчет свертки пропагатора Кирхгофа с трансмиссионной функцией осуществлялся с помощью метода быстрого преобразования Фурье.

Численный расчет показал, что в рентгеновском методе Цернике адекватно отображаются даже образцы со значениями $\varphi \approx 1$. При дальнейшем росте фазы начинаются отклонения. Интересная особенность заключается в том, что по достижении определенного значения φ интенсивность начинает опускаться, изображение будто бы переворачивается. Механизм такого поведения становится понятен при дальнейшем росте φ : после увеличения

¹ Тезисы доклада основаны на материалах работ, проведенных в рамках гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 09-02-12239-офи_м).

² Автор выражает признательность научному руководителю Кону В.Г. за помощь в выполнении работы.

фазы на π (фактически, когда функция пропускания объекта умножается на $\exp(i\pi) = -1$) изображение снова переворачивается, интенсивность продолжает расти в исходном направлении. При дальнейшем росте фазы наблюдаются колебания интенсивности с периодом по фазе 2π . В результате по полному числу осцилляций и высоте центрального пика можно восстановить структуру объекта. Аналогичная ситуация наблюдается при изображении пор в веществе, однако колебания в этом случае происходят с определенной задержкой по фазе относительно колебаний, соответствующих выпуклым объектам.

Литература

1. A. Snigirev et al., Rev. Sci. Instrum., Vol. 66, N. 12, p. 5486-5492 (1995)
2. В.Г. Коң, М.А. Орлов. Поверхность, вып. 11, с.76-81 (2010)

**Создание и исследование нанокompозитов с включением углеродных нанотрубок, полученных методом пиролитического газофазного осаждения.
Воробьева Екатерина Андреевна¹, Бачурин Кирилл Евгеньевич²**

¹Студентка

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: vorkate89@mail.ru*

²Младший научный сотрудник,

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Москва,
Россия*

В данном докладе сообщаются некоторые результаты работ, проведенных в ОФАЯ НИИЯФ МГУ по синтезу и исследованию свойств нанокompозитных материалов на основе полимерной матрицы и добавлением небольшого количества углеродных нанотрубок (УНТ). Следует отметить, что создание таких нанокompозитов - довольно трудоемкая задача, состоящая из пяти основных этапов: подготовка подложки, нанесение катализатора на подложку, рост углеродных нанотрубок в процессе пиролитического газофазного осаждения (ПГО), очистка продуктов ПГО от примесей и создание нанокompозитных материалов с включением УНТ. Далее исследуются физические свойства (механические, электрические или тепловые) полученных нанокompозитов, которые сопоставляются со свойствами материала без добавления УНТ и с добавлением других количеств и видов УНТ.

В данном докладе представлены результаты исследований, где полимерными матрицами были выбраны эпоксидная смола и полиуретан.

Микротвердость и упругость были исследованы при помощи наноиндентера, а прочность на разрыв – с помощью специально созданного стенда.

При помощи наноиндентера были исследованы свойства трёх образцов (№1, №2, №3) на полимерной матрице из эпоксидной смолы. Они отличались процентным содержанием УНТ содержащей среды «Таунит» (0%, 0.8%, 1.2% соответственно). Модуль Юнга у данных образцов составил для экспериментального образца №1 $E=3,139\pm 0,044$ ГПа, для экспериментального образца №2 $E=3,045\pm 0,058$ ГПа, для экспериментального образца №3 $E=3,470\pm 0,245$ ГПа. Микротвердость составила для экспериментального образца №1 $H=0.147$ ГПа, для экспериментального образца №2 $H=0.145$ ГПа, для экспериментального образца №3 $H=0.22$ ГПа. Полученные результаты свидетельствуют, что увеличение концентрации УНТ-содержащей среды, после определенного порога, увеличивает модуль Юнга и микротвердость композитов.

Была проведена серия экспериментов по измерению прочности на разрыв нанокompозитов на основе полиуретана и эпоксидной смолы, в состав которых входили УНТ-содержащие нанокompозитные среды, полученные разными методами. В докладе обсуждается влияние структурных характеристик УНТ-содержащих сред на прочность нанокompозитов.

Структурные и динамические особенности аморфного сплава FeCr

Воробьев А.С.

ученик

Муниципальное Образовательное Учреждение Средняя Общеобразовательная Школа №24,

11а класс, Альметьевск, Республика Татарстан, Россия

vorobey-artem@mail.ru

Аморфные металлические сплавы (или металлические стекла) были впервые полученные еще в 50-е годы и до сих пор вызывают широкий интерес, благодаря уникальному комплексу физико-механических свойств, отличающихся от свойств металлов с кристаллическим строением. Важной особенностью металлических стекол является то, что их атомный ансамбль характеризуется топологическим и/или композиционным ближним порядком, сохраняющимся в пределах пяти-шести межатомных расстояний (т.е. в пределах расстояний порядка нескольких нанометров); обычный для кристаллов дальний порядок в этих системах отсутствует. Атомы образуют неупорядоченные локальные сгущения и разрежения, позволяющие также рассматривать металлические стекла как неоднородные и неупорядоченные наноструктуры. металлические стекла очень тверды, прочны и пластичны, т.е. в отличие от силикатных стекол не хрупки. Они хорошо проводят электричество; их проводимость сравнима с проводимостью обычно используемых в электротехнике сплавов, поэтому металлические стекла - хороший материал для резисторов, термометров сопротивления, низкотемпературных нагревательных элементов и т.п.

В работе использован метод молекулярной динамики. В его основе лежит определение временной эволюции системы взаимосвязанных атомов или частиц с помощью интегрирования их уравнения движения, в данном случае к изучению динамически свойств сплава Fe₅₀Cr₅₀.

Было обнаружено, что парциальные и радиальные функции распределения частиц для Fe, полученные моделированием молекулярной динамики находятся в лучшем согласии с экспериментом, чем для атомов Cr.

По пересечению интерполяционных линий в параметре Вендта–Абрахама и по изменению наклона в температурной зависимости энтропии была найдена критическая температура стеклования сплава FeCr, которая составляет $T_c \approx 1140\text{K}$.

Фрактальный анализ модификации поверхности монокристаллического кремния при термическом воздействии

Ашиккалиева Куралай Хамитжановна

Аспирант

Оренбургский государственный университет,

физический факультет, Оренбург, Россия

E-mail: kuralai1986@mail.ru

В последние годы фрактальный анализ становится одним из основных методов характеристики шероховатости поверхности различных материалов [1, 3]. Фрактальная размерность, количественно характеризующая степень развитости поверхности, отражает ее состояние в процессе деформации, разрушения и различных видов обработок. Определение фрактальной размерности возможно различными методами, в том числе и атомно-силовой микроскопией (АСМ). Метод АСМ, позволяющий не только визуализировать исследуемые объекты, но и проводить различные виды анализа изображений, является уникальным инструментом для проведения фрактального анализа.

Различные участки поверхности материалов могут характеризоваться разными значениями фрактальной размерности [3, 5, 6]. В этом случае говорят о локальной фрактальной размерности и о самоаффинности поверхности. Самоаффинные поверхности фрактальны в локальном пределе, тогда как в глобальном пределе их фрактальная размерность равна топологической [3, 5, 6]. Поэтому при проведении фрактального анализа самоаффинных поверхностей методом АСМ необходимо либо уменьшать шаг сканирования для возможности разрешения наименьшего масштаба [3], либо уменьшать площадь сканирования при неизменном шаге сканирования [5]. Реальные поверхности самоаффинны, поэтому они характеризуются средним значением фрактальной размерности [3, 5].

Особенностью фрактального анализа при помощи АСМ является то, что фрактальная размерность поверхности зависит от количества точек в АСМ-изображении. Так, в работе [3] показано, что с увеличением числа точек (пикселей) фрактальная размерность возрастает, но по достижении размера в 200 пикселей она стремится к своему насыщению.

В настоящей работе методом фракталов посредством АСМ исследовалась модификация поверхности кремния при термическом воздействии. Температурное воздействие обуславливает изменение объемной и поверхностной структуры кремния за счет образования и диффузии точечных дефектов, движения и размножения дислокаций, увеличения подвижности поверхностных атомов и т.д. [1]. Поскольку фрактальная размерность количественно характеризует состояние поверхности, постольку ее величина позволит судить о степени структурных изменений поверхности кремния под температурным воздействием.

Исследованию подвергались осколочные пластины полупроводникового монокристаллического кремния (КЗМХ «АСТРА») ориентации (111) в исходном состоянии и после отжига при температурах 300, 500, 700, 800 и 900°C. Сканирование проводили при обычных условиях в контактном режиме на атомно-силовом микроскопе СММ2000 (ЗАО «КПД», г. Зеленоград). Полагая, что поверхность кремния самоаффинна, снимали серию

АСМ-изображений исходного и подверженного температуре кремния. Для получения стабильного значения фрактальных размерностей исследовали одинаковые кадры размером $(1,5 \text{ мкм})^2$ с числом точек (пикселей) $(247)^2$. По каждому кадру методом триангуляции вычисляли значения фрактальной размерности. В силу самоаффинности поверхности кремния фрактальную размерность определяли не менее чем по пяти кадрам, снятым с различных участков поверхности каждого образца. Общую фрактальную размерность для каждого случая получали путем усреднения значений пяти фрактальных размерностей с погрешностью $\pm 0,00001$.

Результаты фрактального анализа показали, что фрактальная размерность кремния, оттоженного при 300°C , увеличилась по сравнению с первоначальной (рис.1). Это может быть обусловлено атомной реконструкцией поверхности кремния, когда метастабильная структура (2×2) необратимо переходит в реконструкцию (7×7) при прогреве около 400°C [1, 7].

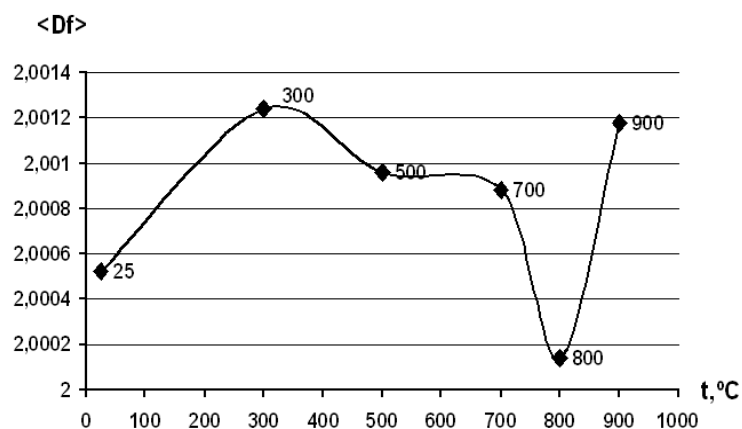


Рис.1 Зависимость средней фрактальной размерности поверхности кремния от температуры

При температурах отжига $500, 700^\circ\text{C}$ наблюдалось снижение величины фрактальной размерности кремния, а при 800°C фрактальная размерность стремится к топологическому значению. Величина фрактальной размерности поверхности кремния, подверженного отжигу при 900°C , резко возрастает. Это может быть обусловлено двумя причинами. Во-первых, движением и размножением дислокаций в интервале пластичности кремния ($900 - 1412^\circ\text{C}$). Во-вторых, реакцией кремния с кислородом при температурах выше 800°C и образованием кремнеземистой оболочки [2].

Таким образом, проведенное исследование позволило установить, что посредством фрактального анализа можно регистрировать даже небольшие изменения в морфологии поверхности кремния при термическом воздействии. В связи с этим, фрактальный анализ посредством АСМ может быть использован для характеристики состояния реальных (самоаффинных) поверхностей в процессе различных видов обработки.

Литература

1. Горелик С.С., Дашевский М.Я. Материаловедение полупроводников и диэлектриков. М.: Металлургия, 1988.
2. Лелевкин В.М., Каныгина О.Н. Моделирование и технология получения керамики на основе кремния. Бишкек: Кыргызско-Российский Славянский университет, 2007.
3. Панин А.В., Шугуров А.Р. Фрактальный анализ поверхностей тонких пленок. Прикладная синергетика, фракталы и компьютерное моделирование структур / Под ред. А.А. Оксогоева. Томск: Томский государственный университет, 2002.
4. Потапов А.А, Булавкин В.В., Герман В.А., Вячеславова О.Ф. Исследование микрорельефа обработанных поверхностей с помощью методов фрактальных сигнатур // Журнал технической физики. 2005. Т 75. №5. С 28-45.
5. Торхов Н.А., Божков В.Г., Ивонин И.В., Новиков В.А. Определение фрактальной размерности поверхности эпитаксиального n-GaAs в локальном пределе // Физика и техника полупроводников. 2009. Т 43. №1. С.38-46.
6. Федер Е. Фракталы. М.: Мир, 1991.
7. Шаныгин В.Я., Яфаров Р.К. Получение атомарно-чистых поверхностей кремния в низкоэнергетичной СВЧ-плазме низкого давления // Журнал технической физики 2009. Т. 79. Вып.12. С. 73-78.

**Химическая модификация поверхности пористого и
профилированного кремния в растворе полиакриловой кислоты****Ципенюк В.Н.***Студент**Воронежский государственный университет,**физический факультет, Воронеж, Россия**E-mail: explosimeter@gmail.com*

Химическая модификация поверхности пористого кремния с помощью раствора полиакриловой кислоты позволяет заменить непрочные кремний-водородные связи, образованные в процессе получения образцов пористого кремния при анодном травлении, на более прочные связи Si-C или Si-O. Это приводит к стабилизации свойств пористого кремния и, как следствие, отсутствию эффекта "старения" в атмосфере. Также карбидизация пористого кремния сдвигает спектр фотолюминесценции и изменяет её интенсивность [1,2].

Действие полиакриловой кислоты варьируется в зависимости от пористости обрабатываемых образцов. Анализ образцов проводился методами растровой электронной микроскопии (РЭМ), спектроскопии рентгеновского поглощения и ИК-спектроскопии. После обработки нанопористого кремния в водном растворе полиакриловой кислоты происходит сглаживание рельефа поверхности, выступов на поверхности пор и впадин на стенках пор. В макропористом кремнии практически не наблюдается размывания рельефа и изменения морфологии пор. Морфология профилированного кремния так же существенно не изменяется.

В нанопористом кремнии происходит дополнительное окисление поверхностного несовершенного оксида SiO_x до SiO_2 . На поверхности макропористого кремния частично удаляется поверхностный оксид без изменения его состава, появляются участки кристаллического кремния. На поверхности профилированного кремния формируется слой разупорядоченного кремния, также образуются связи типа Si-C или Si-O-C, что свидетельствует об образовании химических связей между поверхностью и полиакриловой кислотой из раствора.

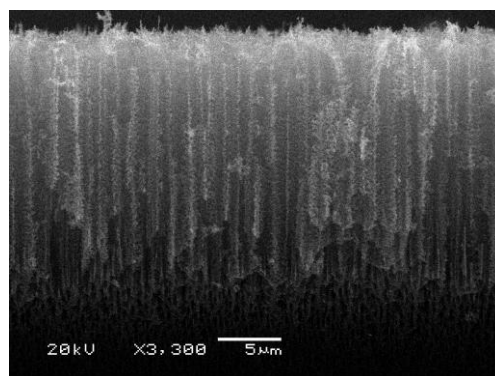


Рис.1 Макропористый кремний,
обработанный в полиакриловой кислоте

Литература

1. О.М. Сресели, Д.Н. Горячев Приготовление и исследование карбидизированного пористого кремния. Физика и техника полупроводников, 2002, том 36, вып. 5, 604-610.
2. О.М. Сресели, Д.Н. Горячев Влияние фуллерена на фотолюминесценцию пористого кремния. Физика и техника полупроводников, 2004, том 38, вып. 1, 124-127.

Контактные процессы в системе металл-оксид цинка

Гуйдалаева Таисия Абакаровна

Аспирант

Дагестанский государственный университет, физический факультет

О механизме формирования поверхностно-барьерных структур на окиси цинка в настоящее время в литературе имеются противоречивые данные. Установлено, что высота барьеров контактов Au и Pt с окисью цинка описывается теорией Шоттки. Образование поверхностного барьера на окиси цинка связывают с существованием поверхностного объединенного слоя на полупроводнике, возникающего из-за адсорбции кислорода.

Нами проведены исследования прижимных (Pt, W, Mo) и напыленных (Ag, Al, Ni, Sn, In) контактов к пленкам окиси цинка. Напыленные контакты имели выпрямляющие вольт-амперные характеристики с высотой барьера на контакте 0.3-0.5 эВ. Высота барьера не зависит от работы выхода электрона из металла и зависит от сродства металла к кислороду. Выпрямляющие свойства контактов ухудшались при помещении образца в вакууме[1]. После длительного пребывания на воздухе выпрямляющие свойства контактов восстанавливались. С отжигом пленок в среде кислорода высота барьера и дифференциальное сопротивление контактов повышается. Установлено, что при этом повышается и поверхностное сопротивление окиси цинка. Термообработка пленок в вакууме приводит к десорбции кислорода с поверхности и увеличению в приповерхностном слое сверхстехиометрического Zn^{+} , который служит в окиси цинка донором ($\Delta E_a=0,05\text{эВ}$). Наличие на поверхности пленок слоя с избыточной концентрацией носителей заряда способствует формированию омического контакта типа Me- P^{+} - P^{-} с контактным сопротивлением равным $2 \cdot 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. Зависимость контактного сопротивления от концентрации носителей заряда и температуры подтверждает наличие туннельного механизма переноса тока в омических контактах[2].

Установлено, что термообработка пленок окиси цинка в среде кислорода приводит к адсорбции кислорода и соединению его с межузельным цинком, который диффундирует к поверхности пленки с энергией активации диффузии равной 1.72 эВ.

Свойства поверхностно-барьерных структур чувствительны к влажности (с повышением влажности дифференциальное сопротивление контактов уменьшается, напряжение пробоя увеличивается). Эти изменения связываются с осаждением на

поверхности окиси радикалов OH^\cdot и соответствующими изменениями поверхностного барьера.

Таким образом, проведенные исследования показали, что на поверхности окиси цинка вследствие адсорбции кислорода образуется загиб энергетических зон и этот поверхностный барьер определяет свойства контактов металл-окись цинка.

Литература

1. Верещагин. И.К. Электролюменесценция кристаллов. Из-во «Наука», М.1974г., стр. 132-136.
2. Mead. C.A. Physics Letters 1965. v 18.№3.p.218.

Экситонные состояния в кремниевых квантовых точках

Исакова К.Я.

Научный сотрудник

Молдавский Государственный Университет, Р.Молдова, Кишинев, ул.Матеевича,60, MD-2009.

E-mail:isacova.calina@gmail.com

Квазиупорядоченные массивы кремниевых нанокристаллов (НК) продолжают привлекать внимание исследователей как перспективные кандидаты для оптоэлектронных, фотонных и термоэлектрических применений [1-2]. Недавно было показано, что кремниевые НК обладают также большим потенциалом для использования в биомедицине в качестве фотосенсибилизаторов синглетного кислорода [2].

В представленной работе были исследованы экситонные состояния Si квантовых точек (КТ) помещенных в диэлектрическую матрицу SiO₂. Изучено влияние разброса размеров и возможного слияния КТ на уширение полосы фотолюминесценции, полученной экспериментально в работе [3].

Численные расчеты спектров носителей заряда и экситонов были выполнены в рамках приближения эффективной массы на базе однозонного гамильтониана для электронов и трехзонного гамильтониана для дырок. Расчеты проводились с учетом конечности высоты потенциального барьера на границе точка/среда и различных эффективных масс в КТ и диэлектрической матрице.

Экситонная энергия была посчитана в рамках первого приближения теории возмущений, согласно которому она может быть представлена следующим выражением:

$$E_{exc}^{n(n_e, n_h)} = E_{gap} + E_e^{n_e} + E_h^{n_h} + E_{binding} \quad (2)$$

где E_{gap} — энергия запрещенной зоны в Si; $E_e^{n_e}$ и $E_h^{n_h}$ — размерно-квантованные энергии электрона и дырки, $n(n_e, n_h)$, n_e, n_h — квантовые числа экситона, электрона и дырки соответственно, $E_{binding}$ — энергия связи экситона, полученная с учетом различия между диэлектрическими проницаемостями КТ и среды.

Уширение люминесцентной полосы было посчитано с использованием гауссовского распределения по радиусам КТ. Теоретическая кривая фотолюминесценции была построена по следующей формуле:

$$I_{PL}(\varepsilon(R)) = I_{PL}(\varepsilon_{max}) e^{-a \left(\frac{R(\varepsilon) - R_0(\varepsilon_{max})}{R_0(\varepsilon_{max})} \right)^2} \quad (4),$$

где, R_0 — радиус КТ, ε_{max} — энергия экситона в КТ с радиусом R_0 , a - параметр, который зависит от разброса размеров КТ.

Аналогичные вычисления были сделаны для изучения распределения экситонной энергии слившихся квантовых точек по их радиусам в зависимости от расстояния d между центрами «слившихся» КТ.

На Рисунке 1 представлена зависимость экситонной энергии системы из двух квантовых точек в зависимости от расстояния между их центрами для КТ радиусом 2 нм. Как видно из графика, энергия в сдвоенных КТ падает на 10% по сравнению с одинарными КТ. Расчет энергии был произведен таким образом, чтобы общий объем системы для любых расстояний между квантовыми точками оставался равен объему 2-х соприкасающихся КТ (см. схему на рисунке 1).

В работе [4] были получены образцы кремниевых НК при разных температурах отжига. Авторы установили, что с увеличением температуры отжига падает энергия экситона в НК и предположили, что это может быть связано с возможным слиянием квантовых точек. Наши теоретические результаты подтверждают это предположение: на Рис. 1 точками мы отметили энергии экситона, полученные в [4] для образцов с разной температурой отжига: 950 – 1200°C.

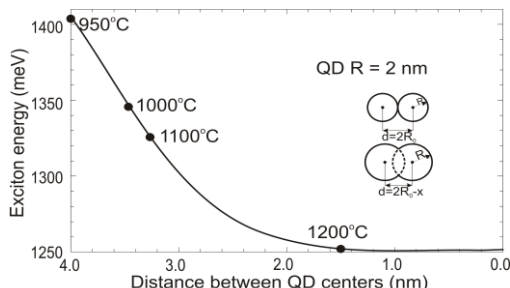


Рисунок 1

Слияние точек и вариация их размеров могут являться также причиной уширения полосы фотолюминесценции, полученной для кремниевых нанокристаллов экспериментально [5]. Для их интерпретации на Рисунке 2 представлены распределение интенсивности излучения по энергиям. Сплошные линии – кривые фотолюминесценции, полученные экспериментально, штриховые – получены в результате теоретического моделирования разброса размеров точки, штрих-пунктирные – в результате моделирования «слившихся» КТ. Разброс размеров одинарных КТ может объяснить уширение кривых только для малых радиусов; для больших радиусов разброс размеров позволяет объяснить только область высоких энергий. Чтобы объяснить уширение в области низких энергий необходимо учесть слияние КТ.*

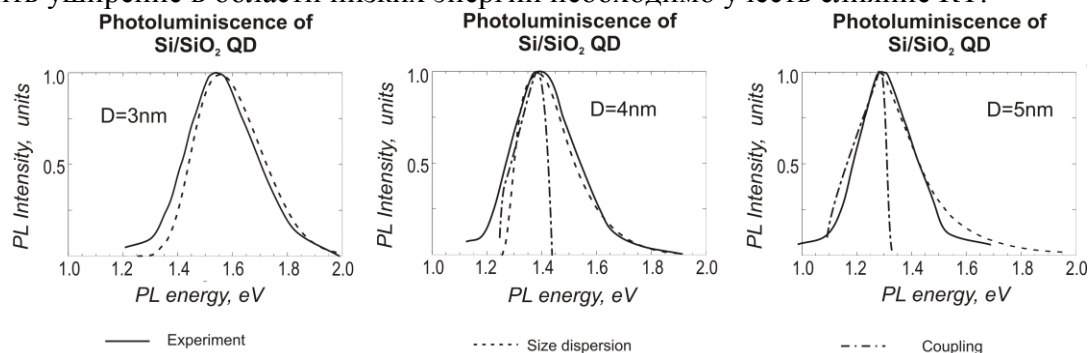


Рисунок 2

Литература

1. Kashkarov P.K. et. al., Photonic bandgap materials and birefringent layers based on anisotropically nanostructured silicon // J. Opt. Soc. Am. B, 2002, №19, p. 2273.
2. Timoshenko V.Yu et. al., Free charge carriers in mesoporous silicon // Phys. Rev. B, 2001, №64, p. 085314.
3. Timoshenko V.Yu. et. al., Highly efficient sensitizing of erbium ion luminescence in size-controlled nanocrystalline Si/SiO₂ superlattice structures // Appl. Phys. Lett., 2004, №84, p. 2512.
4. Zhigunov D.M. et al. Effect of thermal annealing on structural and photoluminescence properties of silicon-rich silicon oxides // Physica E, 2009, №41, p. 1006-1009.
5. Kashkarov P.K. et. al., Photoluminescence of Er³⁺ ions in layers of quasi-ordered silicon nanocrystals in a silicon dioxide matrix // JETP, 2003, №87(6), p. 1123-1130.

Транспортные коэффициенты углеродных зигзагообразных нанотрубок

Судоргин Сергей Александрович

Студент

Волгоградский государственный университет, факультет физики и телекоммуникаций,
Волгоград, Россия

E-mail: sergsud@mail.ru

Создание наноструктур с заданными свойствами и контролируемыми параметрами входит в число важнейших проблем современной физики. Углеродные нанотрубки (УНТ) [8] в силу их уникальных свойств нашли широкое применение в различных областях современной электроники, материаловедения, химии и медицины [2]. Несмотря на уже 20-летнюю историю открытия нанотрубок, не ослабевает интерес к исследованию транспортных свойств УНТ. Большое количество работ посвящено исследованию их проводимости [2 - 7], т.к. определение транспортных характеристик и связанных с ними особенностей переноса электрического заряда, позволяет рассчитать параметры электронных устройств, работающих на базе УНТ. Т.к. в практических применениях, например, в наноэлектронике, гораздо более широко применимы материалы, свойства которых можно предсказывать и моделировать, то в настоящее время в основном исследуются системы УНТ одного типа или одиночные УНТ [10]. В данной работе сделан акцент на изучение диффузионных транспортных свойств углеродных нанотрубок. Предложен аналитический метод расчета коэффициентов диффузии электронов УНТ во внешнем электрическом поле.

Для зигзагообразных УНТ типа $(n, 0)$ дисперсионное соотношение имеет вид:

$$E(\mathbf{p}) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(ap_x) \cos(\pi s/n) + 4 \cos^2(\pi s/n)} \quad (1)$$

где $\mathbf{p} = (p_x, s)$ – квазиимпульс электронов углеродной нанотрубки, p_x – параллельная оси нанотрубки компонента квазиимпульса, $s = 1, 2, \dots, n$ – нумерует квантование компоненты импульса по окружности нанотрубки.

Из периодичности закона дисперсии следует, что его можно представить в виде ряда Фурье [1]:

$$E_s(\mathbf{p}) = - \sum_{m,s} A_{ms} \cos\left(\frac{mp_x d}{\hbar}\right), \quad (2)$$

где $d = 0.142$ нм – расстояние между соседними атомами углерода, A_{ms} – коэффициенты разложения в ряд Фурье дисперсионного соотношения электронов.

В рамках квазиклассического приближения функция распределения электронов $f_s(\mathbf{p}, \mathbf{r})$ находится из кинетического уравнения Больцмана. Интеграл столкновений выбираем в виде, используемом в τ -приближении. Можно считать, что время релаксации $\tau = \text{const}$, т.к.

экспериментально установлено, что в нанотрубках уже при температурах порядка 40 К время релаксации постоянно и не зависит от температуры [9].

Для случая однородного распределения температуры $T(r) = \text{const}$ получены выражения для транспортных коэффициентов УНТ: нелинейной проводимости и коэффициента диффузии электронов.

Нелинейная проводимость углеродной зигзагообразной нанотрубки в безразмерном виде задается следующим выражением:

$$\sigma(E) = \sum_s \int_{-\pi}^{\pi} \sum_m A_{ms} m f_{0s}(p_x, x) \frac{E}{E^2 m^2 + 1} [\sin(mp_x) + Em \cos(mp_x)] dp_x \quad (3)$$

Выражение для коэффициента диффузии электронов в полупроводниковой углеродной нанотрубке имеет следующий вид:

$$D(E) = \sum_s \int_{-\pi}^{\pi} f_{0s}(p_x, x) \sum_m A_{ms} m \sum_{m'} A_{m's} m' \left\{ \frac{E^2(m^2 + m'^2) + 1}{K(E, m, m')} * \right. \\ * [EmR(E, m, m', p_x) + M(E, m, m', p_x)] + \frac{E^3(m'^3 - 2m^2 m') + Em'}{K(E, m, m')} * \\ * T(E, m, m', p_x) \} dp_x + \sum_s \int_{-\pi}^{\pi} f_{0s}(p_x, x) \sum_m A_{ms} m \sum_{m'} A_{m's} m' \frac{1}{P(E, m, m')} F(E, m, m', p_x) dp_x \quad (4)$$

здесь обозначено: $K(E, m, m') = [E^4(m^4 + m'^4 - 2m^2 m'^2) + 2E^2(m^2 + m'^2) + 1][E^2 m^2 + 1]$,

$$P(E, m, m') = [E^2 m^2 + 1]^2 [E^2 m'^2 + 1],$$

$$R(m, m', p_x) = \cos(mp_x) \sin(m'p_x) + \cos(m'p_x) \cos(mp_x) - \sin(mp_x) \sin(m'p_x),$$

$$M(m, m', p_x) = \sin(mp_x) \sin(m'p_x) + \sin(m'p_x) \cos(mp_x) + \cos(m'p_x) \sin(mp_x)$$

$$T(E, m, m', p_x) = [\cos(mp_x) \cos(m'p_x) - Em \sin(mp_x) \cos(m'p_x)]$$

$$F(E, m, m', p_x) = [\sin(m'p_x) + Em \cos(m'p_x)][\sin(mp_x) + 2Em \cos(mp_x) - E^2 m^2 \sin(mp_x)]$$

где A_{ms} и $A_{m's}$ - коэффициенты разложения энергии электронов в ряд Фурье.

Работа проведена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 годы (проект № НК-16(3)).

Литература

1. Белоненко М.Б., Лебедев Н.Г., Демушкина Е.В. ФТТ. **50**, 367 (2008).
2. Дьячков П.Н. Углеродные нанотрубки: строение, свойства, применения. БИНОМ, Лаборатория знаний, М. (2006). 293 с.
3. Елецкий А.В., УФН, **172** (4), 401, (2002).
4. Елецкий А.В. Транспортные свойства углеродных нанотрубок // УФН. 2009. Т. 179. № 3. С. 225 - 242.
5. Иванченко Г.С., Лебедев Н.Г. Проводимость двухслойных углеродных нанотрубок в рамках модели Хаббарда // Физика твердого тела. 2007. т. 49. вып. 1. с. 183 - 189.
6. Иванченко Г.С., Лебедев Н.Г. Проводимость углеродных нанотрубок, обусловленная миграцией протонов по их поверхности // Физика твердого тела, 2009, т. 51, вып. 11, с. 2281 – 2286.
7. Островский П.М. Проводимость углеродных нанотрубок в продольном магнитном поле // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72. № 8. С. 600 - 604.
8. Харрис П. Углеродные нанотрубы и родственные структуры. Новые материалы XXI века. Техносфера. М. (2003). 336 с.
9. Grahn H.T., Klitzing K., Ploog K., Dohler G.H.. Phys. Rev. **B43**, 12095 (1991).
10. Maksimenko S.A., Slepyan G.Ya., Kalosha V.P., Herrmann J., Campbell E.E.B., Hertel I.V. Phys. Rev. A. **60**, R 777 (1999).
11. Maksimenko S.A., Slepyan G.Ya. Nanoelectromagnetics of low-dimensional structure. In “Handbook of nanotechnology. Nanometer structure: theory, modeling, and simulation”. Bellingham: SPIE press (2004). 576 p.

Исследование тонких пленок Ленгмюра-Блоджетт методом диэлектрической спектроскопии**Воробьев Андрей Владимирович**

Студент

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия**E-mail: universum@fryazino.net*

Предметом исследования являлись пленки сополимера поливинилиденфторида с трифторэтиленом П(ВДФ/ТрФЭ) состава 70/30 толщиной ~ 2нм (1 монослой), полученные методом Ленгмюра-Блоджетт [1]. Этот метод позволяет получать состоящие из одного или нескольких молекулярных слоев пленки, которые имеют хорошую кристаллическую структуру. Пленки получили широкое применение при изготовлении химических сенсоров, датчиков температур и элементов электроники (конденсаторы). К достоинствам данных пленок можно отнести дешевизну их изготовления, хотя непродолжительное время жизни (2-3 месяца) является существенным недостатком в их использовании. Пленки Ленгмюра-Блоджетт оказались двумерными сегнетоэлектриками [2]. В пленках П(ВДФ/ТрФЭ) наблюдается температурный гистерезис, так как температура сегнетоэлектрического фазового перехода при нагревании равна ~ 110°C, а при охлаждении ~ 75°C. Пленки исследовались методом диэлектрической спектроскопии на установке Broadband Dielectric Spectrometer "Concept 40" компании NOVOCONTROL Technologies GmbH&Co.[5]. Проводились измерения действительной и мнимой части диэлектрической проницаемости в широком частотном и температурном диапазонах. Было обнаружено развитие двух релаксационных процессов [3]. Экспериментальные данные были аппроксимированы с помощью модельной функции Гавриляка-Негами [4]. По расчетным данным построены зависимости времён релаксации от температуры. При аппроксимации были получены времена релаксации, которые дают новый импульс для исследования структуры пленки, подвижности сегментов и цепей сополимера П(ВДФ/ТрФЭ).

Литература

1. Блинов Л.М. УФН 155,443 (1988).
2. Блинов Л.М., Фридкин В.М., Палто С.П. и др. УФН 170,247 (2000).
3. Верховская К.А., Плаксеев А.А., Гаврилова Н.Д. и др. ВМУ. Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 2010. №4 стр. 85-88.
4. Schönhals A., Kremer F. Broadband Dielectric Spectroscopy. Springer 2003. p. 729
5. www.novocontrol.de

Электрические свойства графенов
Ильясов Фардин Касаинович

Магистр

*Астраханский государственный университет, факультет физики и электроники, Астрахань,
Россия*

E-mail: ilyasov@aspu.ru

Графен по своим свойствам является полуметаллом с малым перекрытием зоны проводимости и валентной зоны [5]. Носители заряда обладают высокой подвижностью, при комнатной температуре она достигают $10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, что значительно превышает подвижность носителей заряда основного материала современной электроники – кремния [9]. Это объясняется особой электронной энергетической структурой вблизи уровня Ферми. Дисперсия валентных состояний электронов здесь носит линейный характер, вследствие чего носители заряда обладают практически нулевой эффективной массой [5, 9, 14] и аномально высокой подвижностью [5]. Вследствие чего графен является лучшим проводником электрического тока, по сравнению с любой другой плёнкой такой толщины.

Авторами работ [2, 6] были изучены электрические свойства двухслойной и трехслойной формы мультиграфена. Показано, что электронные состояния двухслойного графена весьма отличаются от монослоя графена из-за сильных взаимодействий прослойки.

Аномальный эффект Холла в графене был подробно рассмотрен в ряде теоретических работ [12, 13]. Теория, с помощью которой можно объяснить наблюдаемый в эксперименте качественный переход между графеном и ультратонким графитом, основывается на предположении, что носителями заряда в графене (в отличие от ультратонкого графита) являются безмассовыми фермионами и, соответственно, подчиняются релятивистскому уравнению Дирака. Экспериментальное обнаружение в графене дираковских фермионов, открыло уникальную возможность исследовать некоторые аспекты релятивистской квантовой электродинамики в твердом теле [5].

Многочисленные теоретические и экспериментальные работы показали, что графеновые «наноленты» шириной не более 100 нм эффективно ограничивают движение носителей заряда в одном измерении (это напоминает процесс, имеющий место в углеродной нанотрубке). Ленты правильной ширины и кристаллической структуры, обладают полупроводниковыми свойствами и демонстрируют поведение, присущее квантам, в относительно существенном масштабе.

В обычных полупроводниках, движение электрона характеризуется дифференциальным уравнением второго порядка. В этом случае волновая функция имеет исчезающе малую амплитуду на границе. Для графена уравнение Шредингера имеет вид системы уравнений первого порядка. В результате, амплитуда волновой функции по краям почти такая же, как внутри графеновой ленты, поэтому электронные состояния в графеновой ленте весьма чувствительны к форме края структуры.

В зависимости от краевой структуры, наноленты из графена проявляют металлические свойства (в случае границы типа «зигзаг»), так как в этом случае существуют краевые состояния без дисперсии, локализованные в непосредственной близости от края, либо полупроводника, имеют запрещенную зону, ширина которой определяется поперечным размером ленты (в случае границы типа «кресло»).

Измерения проводимости таких лент при различных температурах показали, что при комнатной температуре электропроводность постепенно увеличивается вместе с напряжением и значительно уменьшается с уменьшением ширины ленты, это связано с тем, что энергетическая ширина запрещенной зоны обратно пропорциональна ширине ленты [7, 11] и не зависит от выбора направления.

Как известно, графен легко адсорбирует на своей поверхности различные примеси, и учет взаимодействия электронной системы представляет сложную задачу. В частности, учет взаимодействия электронов графена и электронов примеси может привести к качественному изменению энергетического спектра (например, образованию щели в спектре) и, следовательно, к возможности распространения оптических импульсов. При этом энергетический спектр электронов становится непараболическим, приводит к существенной нелинейности электронных свойств углеродной наночастицы.

Уникальные электрические свойства делают графен одним из самых перспективных материалов в области нанoeлектроники [1, 5, 8, 9, 14] и приборов спинтроники [9, 10]. В частности, рассматривается возможность создания на основе графена быстродействующего транзистора с узким каналом [4, 8], а также электронных устройств, основанных на управлении спином электронов [3, 4].

Работа проведена в рамках реализации Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 годы научно-исследовательские работы по лоту «Проведение научных исследований коллективами под руководством приглашенных исследователей в области химии и новых материалов», номер ГК 02.740.11.5177.

Литература

1. Bolotin K. I., Sikes K. J., Jiang Z., Klima M., et al. Ultrahigh electron mobility in suspended graphene // *Solid State Communications*. – 2008. – Vol. – 146. – Pp. 351-355.
2. Edward McCann and Vladimir I. Fal'ko Landau-Level Degeneracy and Quantum Hall Effect in a Graphite Bilayer // *Phys. Rev. Lett.* 96, 086805 (2006).
3. Hill E.W., Novoselov A.K., Schedin K., Blake P. Graphene spin valve devices // *IEEE Trans. Magn.* – 2006. – Vol. 42. – Pp. 2694 – 2696.
4. Karpan V.M., Giovannetti G., Khomyakov P.A. et al. Graphite and graphene and perfect filters // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – Vol. 99. – P. 176602.

5. Morozov S.V., Novoselov K.S., Katsnelson M.I. et al. Giant Intrinsic Carrier Mobilities in Graphene and Its Bilayer // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – Vol. 100. – P. 016602.
6. Mikito Koshino and Tsuneya Ando Orbital diamagnetism in multilayer graphenes: Systematic study with the effective mass approximation // *Phys. Rev. B* 76, 085425 (2007).
7. M. Y. Han, B. Ozyilmaz, Y.-B. Zhang, P. Kim, *Phys. Rev. Lett.* 98, 206805 (2007).
8. Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V. et al. Electric field effect in atomically thin carbon films // *Science.* – 2004. – Vol. 306. – Pp. 666 – 668.
9. Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V. et al. Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene // *Nature.* – 2005. – Vol. 438. – Pp. 197 – 200.
10. O. V. Yazyev and M. I. Katsnelson. Magnetic Correlations at Graphene Edges: Basis for Novel Spintronics Devices // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – Vol. 100. – P. 047209.
11. P. Avouris, Z.-H. Chen, V. Perebeinos, *Nat. Nano.* 2, 605 (2007).
12. Xiaochen Dong, Ching-Yuan Su, Wenjing Zhang, Jianwen Zhao, Qidan Ling, Wei Huang, Peng Chen and Lain-Jong Li. Ultra-large single-layer graphene obtained from solution chemical reduction and its electrical properties // *Phys. Chem. Chem. Phys.* – 2010. - Vol. 12. – Pp. 2164 – 2169.
13. Yenny Hernandez et al. High-yield production of graphene by liquid-phase exfoliation of graphite // *Nature Nanotech* (2008). V. 3. P. 563–568.
14. Zhang Y., Tan Y.-W., Stroemer H.L., Kim P. Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene // *Nature.* – 2005. – Vol. 438. – Pp. 201 – 204.

Обнаружение сверхтекучести в аэрогеле тора

Макарова А.П.

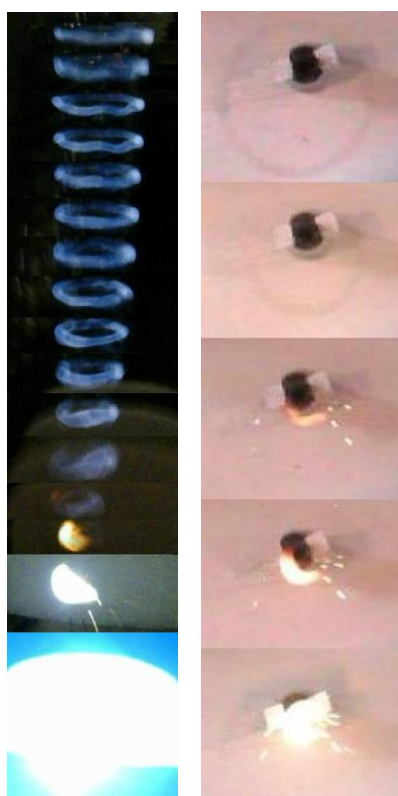
Студентка

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

Физический факультет, Москва, Россия

E-mail: aiti812@mail.ru

Вещество под действием температуры проходит все стадии термодинамических превращений, начиная от супернизких температур, когда оно находится в конденсированном состоянии, до стадии распыления, с образованием тороидальных структур [1].



а

б

Рис.1. Взрыв. Кадры кино: а) Первые кольца летающего токамака еще содержат медь. Начиная с 5-го кольца меди и её соединений нет. Несмотря на растяжение тора его объем и количество молекул остаются постоянными.

б) Вид сверху тора. Окружности тора сохраняют правильную форму от начала жизни тора до его развала. Цементирующую роль в сохранении формы геле – газового плазмоида играют заряды противоположного знака – электроны и дырки (позитроны)

На рис.1 представлены кадры этого процесса и движение тороидальных колец после локального, точечного взрыва медной проволоочки. Торы из аэрогелей наблюдали многие исследователи. Наиболее распространенная модель объяснения явления – механико – математическая модель. При построении компьютерной модели, считается, что взрывной импульс из вещества создает тор, движение которого от поверхности земли обеспечивается импульсом взрыва и температурой тора. Трение вещества тора о воздух приводит к его распаду. Мы полагаем, что при взрыве образуются заряды противоположного знака (+ и -) и сохраняются внутри нового образования. Это служит основанием для утверждения, что тор аэрозольного вещества содержит аналоги зарядов типа куперовских пар электронов, а сам тор может представлять собой высокотемпературный сверхпроводник. Известно, что при образовании устойчивых пар возможно появление сверхтекучести в среде, именно эта модель представляет наибольшее значение для описания продолжительной жизни тора.

В тор нет натекания дополнительных молекул воздуха. Данные рентгеновского спектрального анализа показывают, что в геле тора атомов и соединений меди с положительным зарядом – нет. Медь и её химические соединения покинули тор на стадии его начального образования. Тор электрически нейтрален. Небольшое количество положительных и отрицательных зарядов могут создавать парные конфигурации. Работает закон Кулона общий для всех зарядов кольца. Заряды, прилипшие к молекулам воздуха, создают долго живущую конфигурацию тора, несмотря на процесс его непрерывного растяжения. Появление солитонов (9кольцо, левой колонки, рис.1) сигнализирует о неустойчивости движения вещества внутри кольца, которое со временем все же распадается. Постоянство формы идеальной окружности тора (рис.2 б) – факт, подтверждающий существование

зарядов противоположного знака позитрона и электрона. Это аналоги дырки и электрона в полупроводниках. Нельзя отвергать образование позитрония и антипозитрония.

Нами экспериментально было установлено, что в устойчивом конденсате тора сохраняется постоянное число частиц. Это следует из закона сохранения массы расширяющегося тора, отраженного в гиперболической зависимости диаметра тора от его ширины (рис.2) и газового закона Менделеева – Клапейрона $V = RT/P = const$.

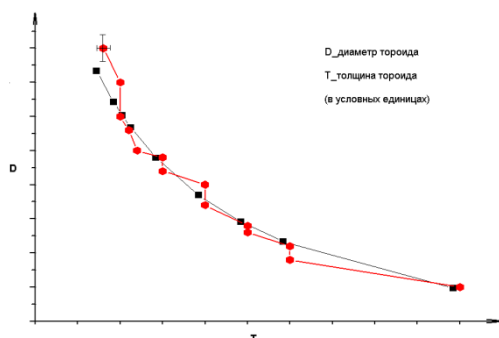


Рис.2 Зависимость диаметра тора D от его толщины T .

● – экспериментальные данные
■ – аппроксимация $D \sim 1/T$

Наконец, всеобщая аналогия взрыва проволоочки от микропроцесса, ядерного взрыва, нейтронных звезд до Вселенной, позволяет принять гипотезу о тороидальной форме вакуумного правещества – преона (струнная модель с завитком – тороида). В книге [1] рассматриваются состояния фермионов в дираковском вакууме. В этой же книге на стр.235 написано, что «представление о частицах и дырках вполне адекватно в физике твердого тела». Последнее замечание надо признавать, как отождествление положительного заряда дырки с позитроном. С чем мы также согласны.

Литература

1. Р.Н.Кузьмин, Н.А.Мискинова, Б.Н.Швилкин Лабораторная шаровая молния // Химическая физика, т.25, №3, с.90-93. Распад темной материи // Советский физик, №2, 2009
2. В.А.Рубаков «Классические калибровочные поля», первое издание, 1999г.

Излучательное время жизни движущихся двумерных экситонов

Параскевов А. В.

Инженер-исследователь
Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,
123182, Москва, Россия
E-mail: avp.workbox@yandex.ru

Механизм оптической рекомбинации свободно движущихся двумерных (2D) экситонов в полупроводниковых квантовых ямах остается интересным открытым вопросом физики экситонов, особенно учитывая недавние эксперименты [1] по наблюдению пространственного распределения люминисценции, которое показывает нетривиальную диффузию экситонов в плоскости квантовых ям.

Проблема возникает из-за (1) «смешанной» размерности, когда оптический распад 2D экситона приводит к образованию трехмерного (3D) фотона и (2) возможного влияния на оптический распад экситонов их взаимодействия с акустическими фононами и с дефектами. Эти факторы вызывают некоторую неопределенность в использовании закона сохранения импульса при оптическом распаде экситона.

В работах [2-4] рассмотрен случай, когда свободно движущийся 2D экситон может распасться излучательно непосредственно за счет взаимодействия между 2D экситонами и 3D фотонами. При этом закон сохранения импульса работает только в плоскости (X-Y) движения экситонов, а Z-компонента импульса фотона неопределенна и по ней проводится суммирование. Однако, присутствие «третьего тела» (например, 3D акустических фононов) может восстановить 3D закон сохранения импульса.

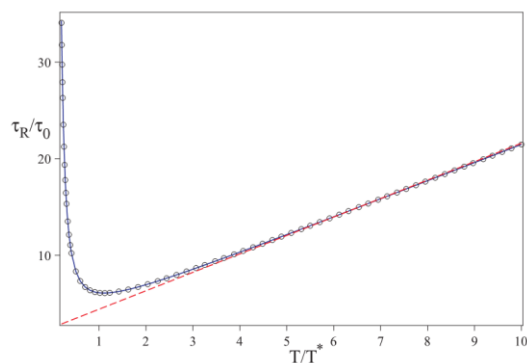


Рис.1 Излучательное время жизни экситона как функция температуры T в экситонной системе (температура решетки $T_0=0$) [5]

В работе [5] показано, что учет экситон-фононного взаимодействия устраняет неопределенность Z-компоненты импульса фотона и приводит к нетривиальным следствиям. В частности, для зависимости излучательного времени жизни экситона от эффективной температуры T в экситонной системе теория [5] предсказывает, что существует характерная температура T^* (порядка нескольких кельвинов), при которой время жизни экситона минимально (рис.1). В пределе высоких температур ($T \gg T^*$) непосредственно воспроизводится классическая линейная зависимость [6]. При низких температурах ($T < T^*$) время жизни растет с понижением температуры (в отличие от результатов работ [3, 4], где время жизни экситона всегда уменьшается с понижением эффективной температуры).

Литература

3. A. L. Ivanov et al., Europhys. Lett. 73, 920 (2006)
4. E. Hanamura, Phys. Rev. B 38, 1228 (1988)
5. L. C. Andreani, F. Tassone, F. Bassani, Solid State Commun. 77, 641 (1991)
6. A. L. Ivanov, P. B. Littlewood, H. Haug, Phys. Rev. B 59, 5032 (1999)
7. A. V. Paraskevov, [arXiv](#): 1009.2046 (2010)
8. J. Feldmann et al., Phys. Rev. Lett. 59, 2337 (1987); J. Martinez-Pastor et al., Phys. Rev. B 47, 10456 (1993)

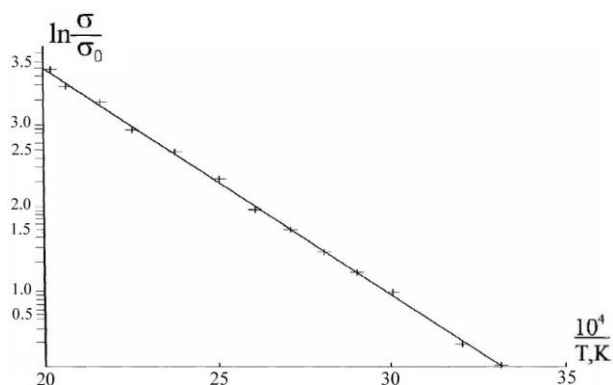
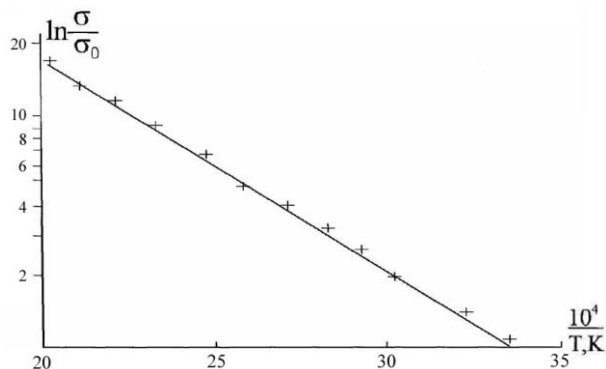
Температурная зависимость электропроводности обогащенных сульфидных руд цинка и свинца месторождения Акжал**Таймасова Ш.Т.¹, Айранбаев А.М.²**¹*Институт проблем комплексного освоения недр, Караганда, Казахстан*²*АО “Казакмыс”, Джезказган, Казахстан**E-mail: shynar.taimassova@mail.ru, knb_89-89@mail.ru*

Сфалерит (ZnS) и галенит (PbS) основные рудные минералы цинка и свинца. Сфалерит известен как самый плохой проводник электричества среди обычных сульфидов, а галенит во всех случаях ведет себя как весьма хороший проводник [1,2]. В данной работе исследуется электропроводность обогащенных сульфидных руд цинка и свинца месторождения Акжал, которое находится в Центральном Казахстане.

Основной частью лабораторной установки является электрический нагреватель, внутри которого помещались образец и термopара. Термоизоляция практически исключала теплообмен с окружающей средой. Температура внутри нагреваемого объема измерялась хромель-алюмелевой термopарой. Конструкция нагревателя и способ управления им позволяли при необходимости повысить точность измерений, делая несколько (до 5-6) температурных остановок в интервале 350-600°C. Скорость нагрева составила около 5 град./мин. Погрешность измерений напряжения и тока при использовании приборов с цифровой индикацией не превышала 0,1%.

Очевидно, если уравнение $\delta = \delta_0 \exp(-\Delta E/2kT)$ построить графически в координатах $\ln \delta$ от T^{-1} , т.е., $\ln \delta/\delta_0 = (-\Delta E/2k) * (1/T)$ по ширине запрещенной зоны значение ΔE может быть определено из наклона этой линейной зависимости. Действительно, тангенс угла наклона этой прямой $tg \alpha = |d \ln \delta / d(1/T)| = \Delta E/2k$ и $\Delta E = 2k |\Delta \ln \delta / \Delta(1/T)| = 2k |[\ln\{\delta(T_1)/\delta(T_2)\}] / [(T_1 - T_2)/(T_1 * T_2)]|$

На рисунках 1 и 2 представлены экспериментальные результаты в виде графиков зависимости $\ln \delta/\delta_0$ от $1/T$ для образцов PbS и ZnS. Увеличение электропроводности с ростом температуры, однозначно свидетельствует о полупроводниковом характере электропроводности.

Рис.1 Температурная зависимость
электропроводности PbSРис.2 Температурная зависимость
электропроводности ZnS

Проведенный расчет показал, что ширина запрещенной зоны для PbS составляет 0,45 эВ, а для ZnS – 1,8 эВ, что согласуется с литературными данными. Сфалерит показал себя как слабый проводник. Причиной этого являются примеси в данном образце, наличие которых подтверждается рентгенофазовым анализом.

Литература

1. Уткин Н.И., Производство цветных металлов. М.: «Интермет Инжиниринг», 2002
2. Шуи Р.Т., Полупроводниковые рудные минералы. Изд. «Недра», 1979

Сверхтонкие магнитные поля в системе сплавов $Tb(Fe_{1-x}Al_x)_2$ **Солодов Евгений Викторович***Сотрудник**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия**E-mail: solodov@phys.msu.ru*

В работе были синтезированы сплавы на основе интерметаллического соединения $TbFe_2$ с замещением атомов железа немагнитными атомами алюминия: $Tb(Fe_{1-x}Al_x)_2$ с концентрациями $x=0.05, 0.1$ и 0.2 . Рентгеновский анализ показал наличие однофазной кубической структуры типа C15, параметр решетки a линейно увеличивается с ростом x .

Измерены мессбауэровские спектры при комнатной температуре. Обработка каждого спектра дает суперпозицию нескольких секстетов сверхтонкого магнитного поля на ядре Fe^{57} . Для концентрации $x=0.05$ получается четыре секстета со значениями сверхтонкого поля $H_1=214$ кэ, $H_2=200$ кэ, $H_3=170$ кэ и $H_4=140$ кэ. Первые два поля с отношением интенсивностей, близким к 3:1, мы трактуем как относящиеся к случаю, когда в ближайшем окружении атома железа нет атомов алюминия ($m=0$). Третье поле отвечает наличию одного атома алюминия ($m=1$) в ближайшем окружении атома железа и четвертое поле отвечает наличию двух атомов алюминия ($m=2$). Суммарная интенсивность H_1 и H_2 составляет 73%, для H_3 интенсивность равна 20% и для H_4 – 3%. Эти цифры полностью соответствуют однородному распределению атомов примеси в ближайшем окружении атома железа, определяемом по формуле биномиального распределения $P_6(x)^m$ для вероятности нахождения $m(Al)$ в первой координационной сфере, состоящей из 6 атомов для кубической структуры C15, и концентрации $x=0.05$. И, наконец, отношение интенсивностей двух первых секстетов 3:1 свидетельствует о направлении оси легкого намагничивания по оси кристалла [111].

Спектр сплава с $x=0.1$ также разлагается на 4 секстета: два из них отвечают случаю $m=0$ с суммарной интенсивностью 55%, третий – для $m=1$ с интенсивностью 30%, и четвертый – для $m=2$ с интенсивностью 10%. Эти цифры соответствуют биномиальному распределению для $x=0.1$ и подтверждают однородное распределение примеси в сплаве. Величины сверхтонких полей почти такие же большие, как и для $x=0.05$.

Спектр сплава с $x=0.2$ состоит из 4х секстетов и дублета. Поле $H=195$ кэ соответствует $m=0$, поле $H=160$ кэ для $m=1$, поле $H=130$ кэ для $m=2$, поле $H=100$ кэ для $m=3$. Интенсивности секстетов близки к расчету по биномиальному распределению. Появление дублета с малой интенсивностью (5%) свидетельствует о начале перехода сплава в парамагнитное состояние.

В результате эксперимента определены вклады в магнитное поле от различных конфигураций окружения атома железа. Оказалось, что величина поля уменьшается по линейному закону с ростом m с коэффициентом $\Delta H/\Delta m = (35 \pm 2)$ кэ/атом.

Исследование температурной зависимости параметров мессбауэровских спектров замороженных водных растворов хлорида железа(II) и ферроина**Шишаков Александр Иванович¹, Хенкин Лев Вадимович²***Студент¹, аспирант²**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия**E-mail: rithcie@mail.ru ; levkhenkin@gmail.com*

Целью проведенной работы было исследование образования и структуры сольватных и металло-органических комплексов железа в водных растворах, являющихся одной из наиболее распространенных сред для проведения химических реакций при создании высокомолекулярных соединений [1]. Анализ замороженных водных растворов комплексов железа проводился методом мессбауэровской спектроскопии. Сохранение важных свойств и структуры жидких растворов после быстрой заморозки, дающее возможность для изучения методом мессбауэровской спектроскопии, показано в [2]. В нашей работе было проведено исследование динамики формирования и устойчивости комплексов железа в двух системах растворов - водном растворе комплекса двухвалентного хлорида железа $\text{FeCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ и водном растворе ферроина – комплекса железа с фенантролином $\text{Fe}(\text{H}_8\text{N}_2\text{C}_{12})_3$.

Были получены мессбауэровские спектры этих двух систем растворов в широком диапазоне температур от 115К до 215К. В результате анализа спектров были рассчитаны температурные зависимости для сверхтонких параметров спектров: площади спектра (интенсивности), ширины линий, изомерного сдвига и квадрупольного расщепления. Сравнение полученных результатов для обоих образцов показывает, что температурная зависимость площади спектров для растворов хлорида железа и ферроина имеет схожий характер. Экспоненциальное падение площади спектров с увеличением температуры имеет характерную точку перегиба в районе температуры -80°C . Эта особенность, как показано авторами [3], связана с изменением кристаллической структуры льда - кубическая решетка трансформируется в гексагональную. Ширина линий для обоих растворов экспоненциально возрастает – что свидетельствует о возрастании диффузионной подвижности комплексов железа в структуре льда. Причем линии мессбауэровского спектра значительно шире для раствора хлорида, что позволяет говорить о том, что силы связи железа в молекуле ферроина больше по сравнению со связями в сольватном комплексе. Изомерный сдвиг с температурой линейно уменьшается, что связано в основном с эффектом Доплера второго порядка.

Важную информацию дают температурные зависимости квадрупольного расщепления мессбауэровских спектров растворов. Вследствие фазового превращения льда для раствора хлорида с повышением температуры происходит уменьшение квадрупольного расщепления на 0.4 мм/с, а следовательно, сольватная оболочка железа непосредственно встраивается в кристаллическую структуру растворителя и меняется симметрия ближайшего окружения иона

железа. Для достаточно крупной молекулы ферроина перестройка молекул воды в кристалле сказывается лишь опосредовано и не влияет на значение квадрупольного расщепления.

Литература

1. Т. Е. Григорьев, К. Х. Нгуен, И. В. Скрябин, Е. Е. Махаева, А. Р. Хохлов. Формирование комплексов Fe^{2+} -фенантролин в объеме гидрогеля // Высокомолекулярные соединения. Серия А, 2008, Т. 50, № 1, С. 83-90.
2. A. Vertes, D.L. Nagy. Mossbauer spectroscopy of frozen solutions. Mossbauer Spectroscopy of Frozen Solutions/ Budapest, Akademiai Kiado, 1990, P. 303.
3. A.J.Nozik, M. Kaplan. Mossbauer resonance studies of ferrous ions of ice // J. Chem. Phys., 1967, V. 47, P.2960

**Моделирование теплофизических свойств диоксида урана при высоких температурах
методом молекулярной динамики**

Лунёв Артем Владимирович, Тарасов Борис Александрович

студенты

НИЯУ МИФИ,

Физико-технический факультет, Москва, Россия

E-mail: alounev@list.ru, ulens.up@gmail.com

Широкое использование UO_2 в коммерческих ядерных реакторах требует как можно более точного знания его теплофизических свойств.

В диоксиде урана экспериментально наблюдается рост теплопроводности при высоких температурах. Существующие теории, объясняющие рост теплопроводности, связаны с образованием электронных дефектов, однако эти теории не имеют экспериментального подтверждения. Поэтому представляет интерес проведение компьютерного моделирования диоксида урана при высоких температурах.

В данной работе было проведено моделирование бездефектного кристалла стехиометрического диоксида урана методом классической молекулярной динамики (МД) в интервале температур 300-3000К.

Моделирование проводилось в периодических граничных условиях, максимальный размер расчетной ячейки составил 6144 иона. Равновесные свойства определялись в NPT ансамбле. Для описания межионного взаимодействия в модели использовались несколько типов парных потенциалов, и все они дают схожие результаты. Дальнодействующие силы учитывались суммированием по Эвальду, а кинетические свойства определялись в NVE-ансамбле в рамках теории автокорреляционных функций. При расчете теплопроводности учитывались как тепловые потоки, так и потоки заряда, используя теорию Онзагера.

Полученные температурные зависимости теплопроводности, теплоемкости и ионной проводимости приведены на рис.1. Получено хорошее численное согласие результатов моделирования теплопроводности с экспериментом.

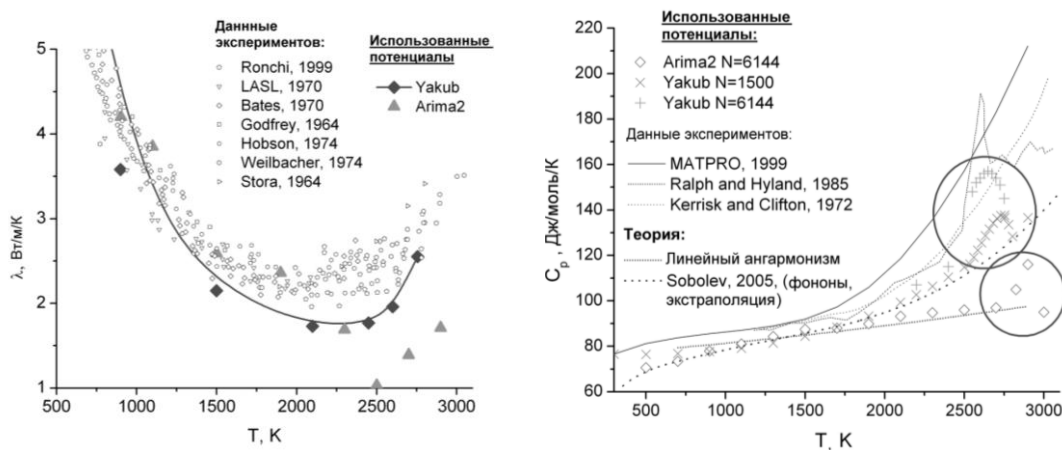


Рис.1. Температурные зависимости теплоемкости и теплопроводности стехиометрического диоксида урана, полученные в работе

Выше температуры Дебая и до температуры ~ 2000 К полученная методом молекулярной динамики зависимость решеточной теплопроводности подчиняется закону $\sim 1/T$. Установлено, что закон $\sim 1/T$ для теплопроводности в диоксиде урана нарушается при температурах выше ~ 2500 К и наблюдается ее рост.

На зависимости теплоемкости от температуры наблюдается пик при температуре ~ 2500 К. Именно при этой температуре начинается аномальный рост теплопроводности, который не может быть объяснен в рамках ангармонической теории. Однако выше 2500К наблюдается появление высокой анионной проводимости, что может быть связано с возможным переходом диоксида урана в суперионное состояние [1].

В нашей работе не наблюдалось полного плавления анионной подрешетки, но только возникновение френкелевского разупорядочения кислородной подрешетки. По видимому, миграция ионов кислорода приводит к увеличению локальных тепловых потоков, что и приводит к возрастанию теплопроводности, что отмечалось для других соединений со структурой флюорита [2]. Именно при этой температуре начинается аномальный рост теплопроводности, который не может быть объяснен в рамках ангармонической теории. Однако выше 2500К наблюдается появление высокой анионной проводимости, что может быть связано с возможным переходом диоксида урана в суперионное состояние [1].

В нашей работе не наблюдалось полного плавления анионной подрешетки, но только возникновение френкелевского разупорядочения кислородной подрешетки. По видимому, миграция ионов кислорода приводит к увеличению локальных тепловых потоков, что и приводит к возрастанию теплопроводности, что отмечалось для других соединений со структурой флюорита [2]. Путем анализа траекторий ионов кислорода, полученных в методе молекулярной динамики, обнаружены диффузионные скачки двух типов. Диффузионные скачки первого типа занимают короткое время и происходят по направлениям типа $\langle 111 \rangle$ и $\langle \bar{1}\bar{1}0 \rangle$ внутри элементарной ячейки. Диффузионные скачки второго типа приводят к выходу ионов кислорода за пределы исходной элементарной ячейки.

Полученные в работе результаты показывают возможность объяснения аномального поведения теплофизических свойств диоксида урана без привлечения электронных дефектов.

Проведенное исследование показало, что повышение миграционной подвижности атомов кислорода при температуре выше 2500К приводит к возрастанию теплопроводности диоксида урана. Полученные температурные зависимости теплоемкости и теплопроводности качественно совпадают с экспериментальными

Литература

1. T. Arima et al, Evaluation of Melting Point of UO_2 by Molecular Dynamics Simulation //Journal of Nuclear Materials, Vol. 389, pp. 149-154 (2009).
2. А.К. Иванов-Шиц, Мурин И.В. Ионика твердого тела. В 2 т. Т. 1.- СПб.: Изд-во С.-Петербур. ун-та, 2000. – 616 с.

Исследование влияния легирования на электронную структуру и дефекты структуры сплавов систем V-Ti-Cr методом аннигиляции позитронов*Ней Аунг Со**Аспирант**Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», кафедра «Прикладная ядерная физика», Москва, Россия**E-mail- nayaung3@gmail.com*

В настоящее время сплавы системы V-Ti-Cr, обладающие высокой работоспособностью при температуре 750-800⁰С, являются перспективным конструкционным материалом для первой стенки и оболочек ТВЭлов ядерных космических реакторов. В работе [1] было показано, что основными преимуществами сплавов систем V-Ti-Cr по сравнению с другими конструкционными сплавами и сталями являются низкий уровень наведенной активности, быстрый ее спад и высокое значение параметра термостойкости. В данной работе исследуется изменение электронной структуры и распределения неоднородностей структуры сплавов на основе ванадия при различных режимах термообработки и легирования с помощью метода аннигиляции позитронов. Известно, что метод аннигиляции позитронов является наиболее чувствительным для выявления изменений характеристик электронной структуры и свойств дефектов. Наиболее информативными разновидностями метода являются измерения углового распределения аннигиляционных фотонов (УРАФ) и времени жизни позитронов.

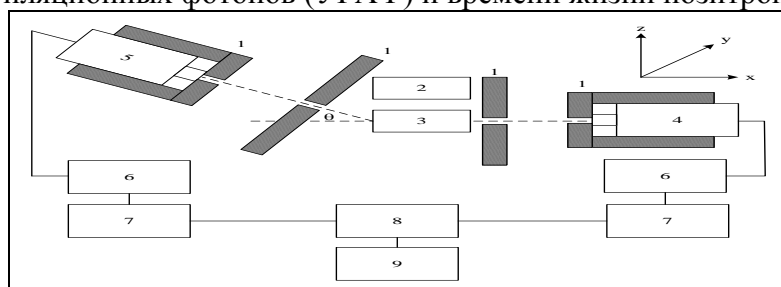


Рис.1. Структурная схема одномерного спектрометра УРАФ:

В настоящей работе образцы исследовались методом аннигиляции позитронов с измерением углового распределения аннигиляционных фотонов. Структурная схема установки для измерения с помощью метода УРАФ было показано на рис.1. Источником позитронов является радионуклид ⁶⁴Cu, получаемый путем облучения образцов меди на реакторе пучком нейтронов. Угловое разрешение установки порядка 0.5 мрад. Для обработки результатов использовалась программа ACARFIT. При обработке экспериментальный угловой спектр разделялся на одну параболу – один гауссиан и на две параболы один гауссиан. Определены параметры электронной структуры (энергия Ферми ϵ_F , число электронов проводимости Z_c , приходящих на один атом метода и их концентрация $n_p(\theta)$, и.т.д.) для чистых V, Ti и сплавов систем V-Ti-Cr. В сплаве, содержащем 4% титана и 4% хрома, электронное состояние изменилось по сравнению с чистым титаном и чистым ванадием: число электронов проводимости уменьшилось, а оно опять увеличилось при содержании 10%Ti и 5% Cr. Величины θ_p и ϵ_F для всех образцов получились больше, чем величины, полученные в результате расчета. Это объясняется тем, что в реальном металле число заполненных энергетических уровней больше, чем в идеальном.

Литература

1. Вотинов С.Н., Дедюрин А.И., ВАНТ. Сер. Материаловедение и новые материалы. 1995. Вып. 1 (52). - С. 66-73.
2. S. N. Votinov and A. I. Dedyurin, Series Materials Science and New Materials [in Russian] (1995), Issue 1(52), pp. 66 – 73.
3. S. N. Votinov, A. I. Dedyurin, L. I. Ivanov, et al. Issue 2, pp. 3–12.

Искажение формы отпечатков алмазной пирамидки при зарождении деформационных двойников

Гей Снежана Лаврентьевна

Аспирант

Гродненский государственный университет имени Янки Купалы,

Факультет физико-технический факультет, Гродно, Беларусь

E-mail: sneg-mail@list.ru

Механическое двойникование наряду со скольжением является основным видом пластической деформации кристаллов. Двойникование обнаружено во всех типах кристаллических решеток, оно стимулируется низкими температурами, динамическими нагрузками, термоциклическими напряжениями и наиболее выражено в кристаллах с низкой симметрией. Механическое поведение деталей конструкции при наличии двойникования не поддается прогнозированию. С другой стороны, современная техника все чаще эксплуатируется в экстремальных условиях, способствующих развитию двойникования, появляются новые кристаллические гетерогенные материалы с кристаллической решеткой низкой симметрии, в которых возможно зарождение и развитие деформационных двойников.[1-3]

В работе изучены механизмы и закономерности деформационных двойников в условиях предшествующего и сопутствующего скольжения в монокристаллах цинка. Остаточные деформационные двойники клиновидной форма в цинке легко получить, воздействуя на плоскость спайности монокристалла сосредоточенной нагрузкой, в частности, алмазной пирамидкой Виккерса. Изучена серия отпечатков, полученных на плоскости спайности монокристалльного образца цинка. Эксперименты проводились с использованием автоматического микротвердомера НWММТ-Х7.

Анализ характера искажений формы отпечатков и расположения клиновидных двойников показал, что у всей совокупности отпечатков достаточно полно представлены механические двойники всех плоскостей двойникования, однако у каждого из отдельных отпечатков возникают двойники преимущественно одной из трех возможных ориентаций.

Сравнительное изучение двойниковых прослоек, возникающих у сторон и вершин отпечатков, показывает их существенное отличие. Механические двойники, искажающие стороны, не всегда зарождаются на границах отпечатка и имеют клиновидную форму. В этих областях могут возникать двойники в виде тонких линз с максимальной толщиной на середине длины и не имеющих контакта с отпечатком. Способность двойников искажать стороны отпечатка не зависит от их геометрии. [4]

Установленные закономерности характеризуют различные проявления анизотропии в зарождении деформационного двойникования при микроиндентировании монокристаллов цинка.

Литература

1. Физическое материаловедение: Том.1. Физика твердого тела. / Под общей ред. Б.А. Калина. М., 2007.
2. Классен-Неклюдова М.В. Механическое двойникование кристаллов. М., 1960.
3. Федоров В.А., Тялин Ю.И., Тялина В.А. Дислокационные механизмы разрушения двойникующихся материалов. М., 2004.
4. Башмаков В.И., Чикова Т.С., Ховатов П.А., Гнядек Э.Г., Гей С.Л. Анизотропия в зарождении деформационных двойников при индентировании монокристалла цинка / Вестник Тамбовского университета, 2010, Серия: Естественные и технические науки Том 15 вып.3. С.1045-1046.

Электромагнитные свойства джозефсоновских контактов на микротрещине в
многочелевом сверхпроводнике $Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10-x}$ ($T_c=118K$)Кульбачинский С.В.^{1,2}, Усольцев А.С.^{3,4}

Аспирант

¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, кафедра Физики низких температур и
сверхпроводимости, vasil@mig.phys.msu.ru² Всероссийский электротехнический институт, 111250 Москва³ ФИАН им. П.Н. Лебедева, pudalov@sci.lebedev.ru⁴ МФТИ(ГУ), факультет Общей и прикладной физики, кафедра Проблем квантовой физики

E-mail: ru@pop3.ru

Исследованы $I(V)$ - и dI/dV - характеристики наноконтактов на микротрещине в оптимально допированных монокристаллах трехслойного сверхпроводника $Ta_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10-d}$ с критической температурой $T_c = (118 \pm 3)$ К. На ВАХ Ta -2223- наноконтактов в андреевском режиме (ScS- тип) при $T = 4.2$ К впервые обнаружены три независимые субгармонические щелевые структуры, являющиеся следствием многократных андреевских отражений в контакте (Рис. 1). Указанные структуры соответствуют трем сверхпроводящим щелям: $\Delta_{OP1} = 50$ meV, $\Delta_{OP2} = 45$ meV и $\Delta_{IP} = 5.5$ meV (Рис. 2). Согласно теоретическим исследованиям [1], щели Δ_{OP1} и Δ_{OP2} относятся к внешним плоскостям, а малая щель Δ_{IP} относится к внутренней плоскости. У Ta -2223- наноконтактов в джозефсоновском режиме (SNS- тип) исследованы зависимости критического джозефсоновского тока I_c от магнитного поля B (Рис. 3) и геометрические резонансы Фиске (Рис. 4) [2-5]. Зависимость критического тока I_c от магнитного поля B (Рис.3) определяется формулой [2, 3]: $I_c(B)/I_c(0) = |\sin(\phi_0 + \frac{\pi}{2} \frac{B}{B_0})|$, где $\phi_0 = \mathbf{B} \cdot \mathbf{S} / \Phi_0$

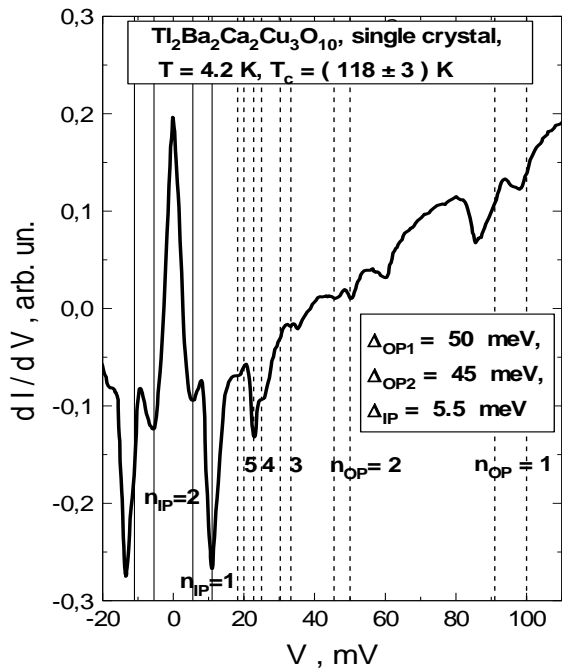


Рис. 1. dI/dV -характеристика ТВССО андреевского наноконтакта при $T = 4.2$ К.

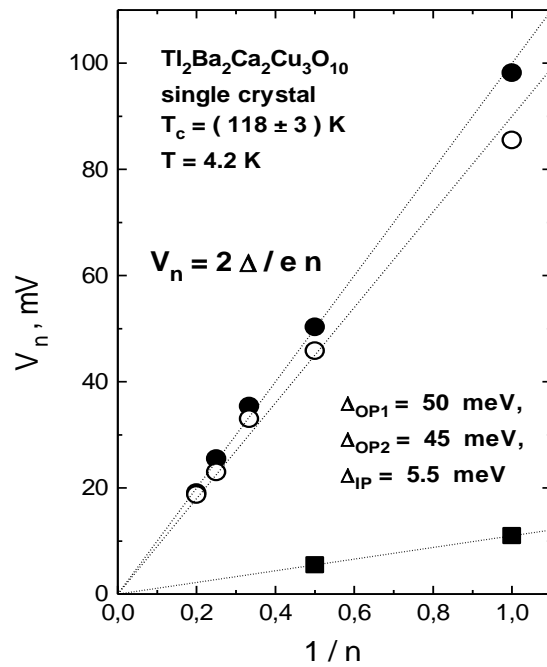


Рис. 2. Зависимости напряжений $V_n = 2\Delta/en$ от $(1/n)$ при $T = 4.2$ К.

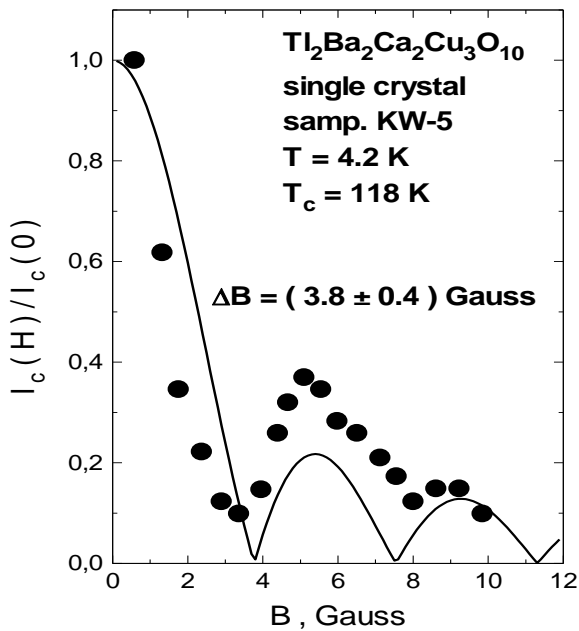


Рис.3. Зависимость I_c от магнитного поля.

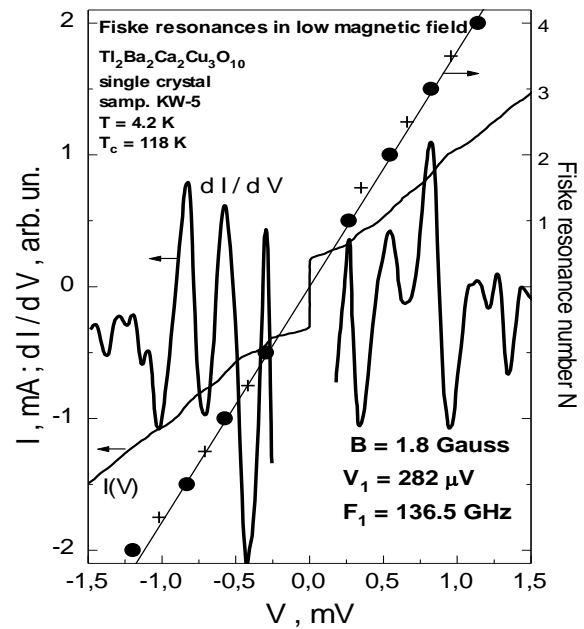


Рис.4. Резонансы Фиске в поле $B=1.8$ Гаусс.

$\Phi_0 = hc/2e$ - квант потока ($\Phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-7}$ Гаусс \cdot см²), $S = L(2 \cdot d_I + d_I) \approx 2Ld_I$ - эффективное сечение контакта, d_I - глубина проникновения ($d_{I,2} = 2.5 \cdot 10^{-5}$ см), d_I - толщина диэлектрического слоя, L - ширина контакта. Из Рис.3 следует, что период осцилляций I_c в магнитном поле $B = 3.8$ Гаусс. Отсюда сечение контакта $S = \Phi_0 / B = 5.45 \cdot 10^{-8}$ см² и ширина контакта $L = S / 2d_I = 10.9$ мкм.

Джозефсоновский контакт на высоких частотах обладает свойствами сверхпроводящего резонатора. В слабом внешнем магнитном поле на ВАХ контакта наблюдаются ступеньки Фиске (Рис.4) при смещениях: $V_n = h \cdot \omega_n / 2e$, где $\omega_n = n \hat{c} / 2L$ - резонансные моды контакта, \hat{c} - скорость Свихарта, L - ширина контакта. Для исследованного контакта (Рис.4) фундаментальная частота резонанса Фиске: $\omega_1 = 2eV_1/h$, где V_1 - напряжение первого резонанса: $V_1 = 282$ мВ. Отсюда фундаментальная частота: $\omega_1 = 136.5$ ГГц и скорость Свихарта у исследованного джозефсоновского ТВССО контакта (Рис.4) $\hat{c} = 2 \omega_1 L \approx 3 \cdot 10^6$ м/сек ($\hat{c}/c = 0.01$).

В пренебрежении потерями электродинамика джозефсоновского контакта описывается уравнением [2, 3]: $\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} - (1/\hat{c}^2) \cdot \frac{\partial \phi}{\partial t^2} = (1/\lambda_J^2) \cdot \sin \phi$, где скорость Свихарта $\hat{c} = c(d_I / \epsilon_I d)^{1/2}$, ϵ_I - относительная диэлектрическая проницаемость барьера, $d = 2d_I + d_I$ - эффективная толщина контактной области. Для "электрической" толщины исследованного контакта получим $d_I / \epsilon_I \approx 2(\hat{c}/c)^2 \lambda_J^2 = 0.5$ Å. При условии $\epsilon_I \approx 5$, получим для толщины диэлектрического слоя $d_I \approx 2.5$ Å.

Литература

1. G.P. Malik, U. Malik, J. Supercond. Nov.Magn., DOI:10.1007/s10948-010-1009-0(2010).
2. К.К. Лихарев, Введение в динамику джозефсоновских переходов, Москва, 1985.
3. А. Бароне, Дж. Патерно, Эффект Джозефсона, Москва, МИР, 1984.
4. D. Winkler et al., Phys. Rev. Lett. 72, 1260 (1994).
5. M. A. Navacerrada et al., Phys. Rev. B 74, 024507 (2006).

Теоретическая оценка прочности изделий из наноматериалов для космонавтики
Иванова Дарья Дмитриевна^{1,2,3}, Азуреев Леонид Евгеньевич^{1,2,4}, Матюшин Кирилл
Сергеевич^{1,2}, Соколова Наталья Алексеевна^{1,2,3}, Иванов Сергей Александрович^{1,2}
студент, аспирант, инженер, аспирант, инженер
¹*Федеральное космическое агентство*

²*Государственный научный центр – федеральное государственное унитарное предприятия*
«Исследовательский центр имени М.В. Келдыша»

³*Национальный исследовательский ядерный университет «Московский инженерно-*
физический институт»

⁴*Национальный исследовательский технологический университет «Московский институт*
стали и сплавов»

Москва, Россия
E-mail: trynano@gmail.com

Условия эксплуатации изделий и узлов РКТ предъявляют особые, повышенные требования к используемым материалам. Многие узлы находятся в контакте с агрессивными средами – элементами топлив и продуктами сгорания. Головные обтекатели ракет испытывают на себе комплексное (химическое, термическое, динамическое) воздействие газов атмосферы. Некоторые узлы, например высокоскоростные подшипники турбонасосных агрегатов, требуют сверхвысокой износостойкости, причём в условиях агрессивных сред и высоких температур. Наиболее жёсткие условия у стенок камеры сгорания реактивных двигателей [1-5].

Для оценки напряжений, возникающих в стенках камеры сгорания двигателя 11Д457Ф (рис. 1), необходимо определение условий работы камеры сгорания при стационарном распределении температуры вдоль стенок камеры сгорания и о механических нагрузках стенок камеры сгорания, а так же данные о физико-химических и механических свойствах материала камеры сгорания.

Для решения поставленной задачи в работе использовались основные характеристики карбидокремниевой керамики, армированной нанотрубками. Физико-механические свойства такого материала сохраняются на достаточно высоких уровне даже при температурах около 1800 - 2200°С.

Предлагаемая нанокерамика состоит из матрицы на основе карбида кремния (SiC) с включениями углеродных нанотрубок. Основные свойства и характеристики нанокерамики изменяются в зависимости от пористости керамической матрицы и от объемного содержания углеродных нанотрубок (рис. 2).

Моделирование воздействия напряжений на стенку камеры сгорания при высокой температуре среды показало, что предлагаемый наноконпозиционный материал является перспективным для дальнейшего применения в ракетно-космической технике со значительным запасом по значению механических свойств.

Авторы выражают благодарность в проведении работы учёным Исаченко В.В., Касимовскому А.А., Ризаханову Р.Н.

Литература

1. Гаршин А.П., Гропянов В.М., Зайцев Г.П., Семёнов С.С.. Керамика для машиностроения. М.: Научтехлитиздат. 2003.
2. Основы теории и расчёта жидкостных ракетных двигателей. Под ред. В.М. Кудрявцева. М.: Высшая школа. 1975.
3. Проект РФФИ N 09-01-13533-офи-ц «Моделирование и прогноз термомеханических и прочностных свойств наноструктурированных высокотемпературных композитов (керамик, керамикообразующих полимеров и пр.) на основе градиентных моделей межфазного слоя»
4. Раков Э.Г. Нанотрубки и фуллерены. М.: Логос. 2006.
5. Тарнопольский Ю. М., Жигун И. Г., Поляков В. А. Пространственно-армированные композиционные материалы: Справочник. М.: Машиностроение. 1987.

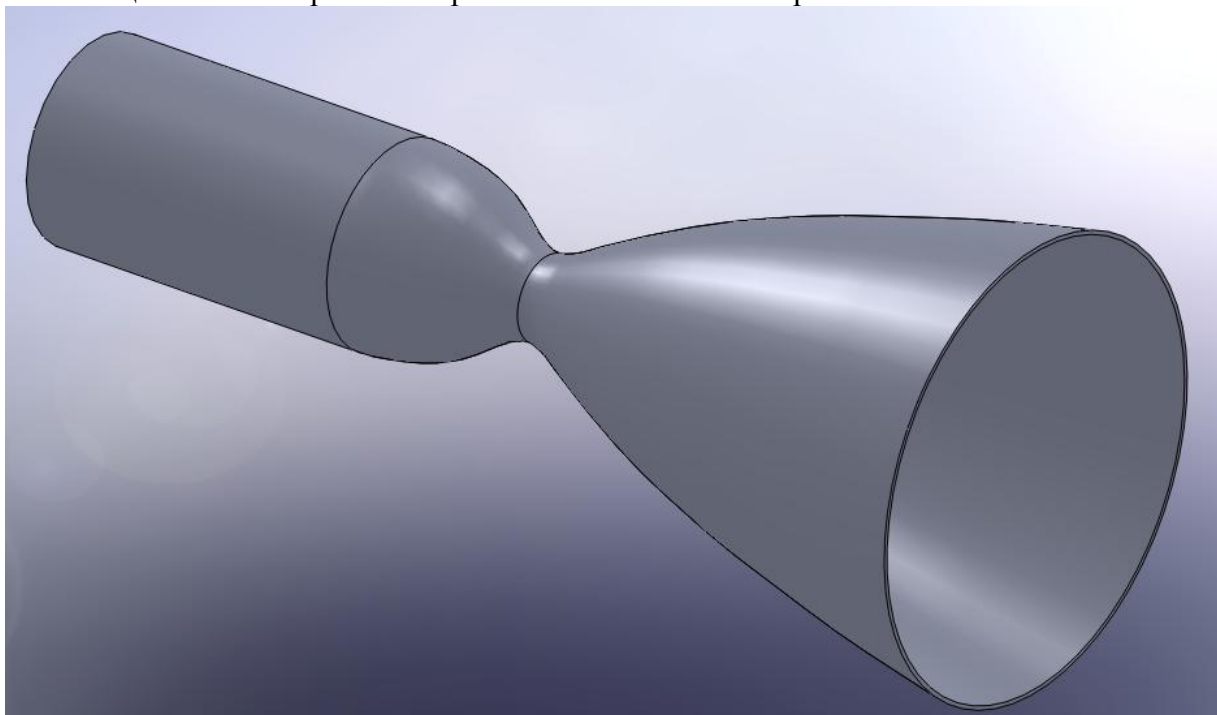


Рис. 1. Трехмерная модель камеры сгорания двигателя 11Д457Ф.

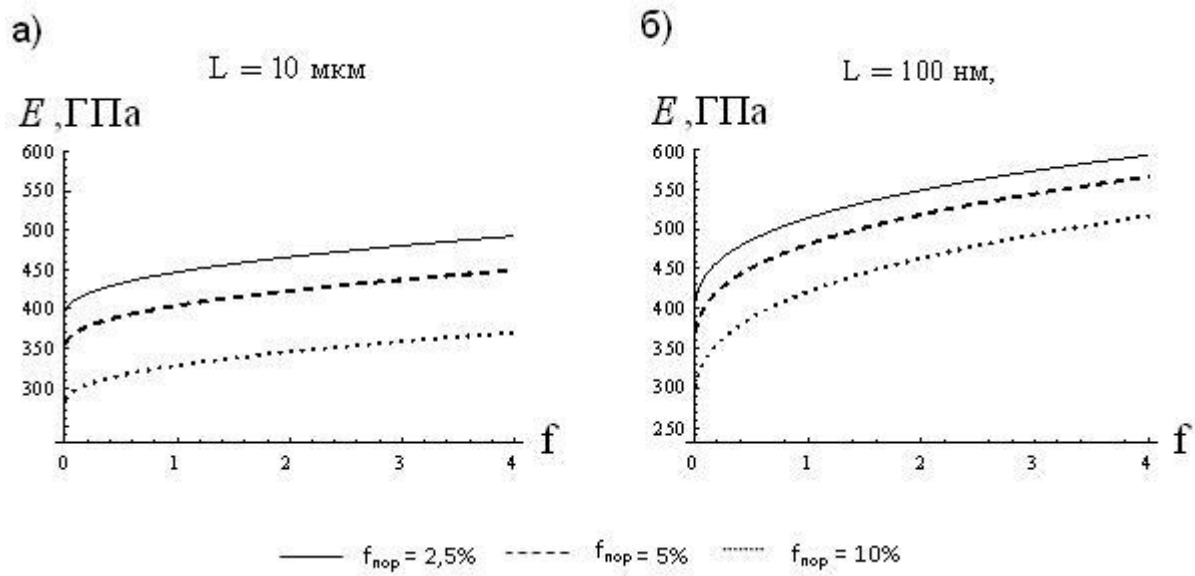


Рис. 2. Значения модуля упругости первого рода для нанокерамики в зависимости от пористости, объёмного содержания и длины нанотрубок.

Природа и свойства парамагнитных центров в нанокристаллическом диоксиде титана, легированном углеродом.

Дейген Д.М., Ле Н.Т.

Аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: d.m.deygen@gmail.com

Диоксид титана является многофункциональным материалом и привлекает пристальное внимание ученых по всему миру. TiO_2 используется в каталитических и адсорбционных процессах, в газовых сенсорах, в солнечных батареях. Оксид титана является наиболее перспективным фотокатализатором очистки воды от технологических загрязнений[1]. Основной задачей данной работы являлось изучение методом ЭПР природы и свойств парамагнитных центров в диоксиде титана, поверхностно и объемно легированном углеродом, а также оценка времен спин-спиновой и спин-решеточной релаксации.

Измерения проводились на ЭПР-спектрометре BRUKER ELEXSYS 500 (рабочая частота 9,5 ГГц - X-диапазон, чувствительность $5 \cdot 10^{10}$ спин/Гс). Освещение образцов производилось непосредственно в резонаторе спектрометра с помощью ртутной лампы BRUKER ELEXSYS ER 202 UV (мощность 50 Вт) с использованием «cut off» фильтров. Образцы были любезно предоставлены группой профессора Х. Киша.

Обнаружено, что в диоксиде титана, поверхностно легированном углеродом основным типом парамагнитных центров являются оборванные связи углерода $\text{C}\cdot$. ЭПР спектры (рис. 1) образцов изотропны и имеют следующие параметры: $g=2.0030 \pm 0.0005$, ширина линии $\Delta H=4.5 \pm 0.2$ Гс и $\Delta H=5.4 \pm 0.2$ Гс, соответственно для $\text{C-TiO}_2\text{-1.3}$ и $\text{C-TiO}_2\text{-0.9}$. Концентрации парамагнитных центров составили $N_s(\text{C-TiO}_2\text{-1.3}) = 4 \cdot 10^{17}$ спин/г, $N_s(\text{C-TiO}_2\text{-0.9}) = 2,3 \cdot 10^{17}$ спин/г.

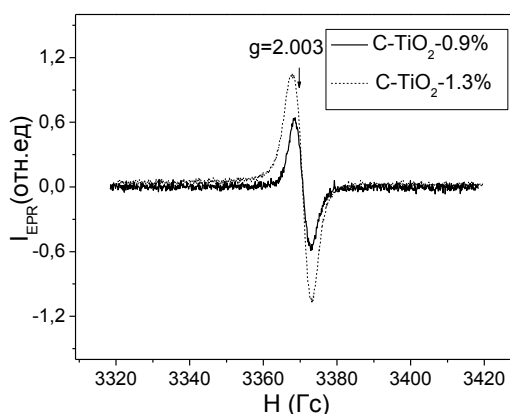


Рис. 1. Спектры ЭПР образцов TiO_2 , легированного углеродом с концентрацией 1,3% и 0,9%

Кривая насыщения для образца C- TiO_2 -0.9, начиная с $3.2 \text{ мВт}^{0.5}$, выходит на насыщение, поэтому для вычисления времени спин-решеточной релаксации можно использовать метод насыщения. Время спин-решеточной релаксации T_1 , при условии, что линия сигнала имеет приблизительно лоренцеву форму, вычисляется по формуле [2]:

$$T_1 = \frac{\sqrt{3} * \Delta H_{pp}^0}{2\gamma} * \frac{1/s - 1}{H_1^2} = \frac{3.9393 * 10^{-7} * \Delta H_{pp}^0}{g} * \frac{1/s - 1}{H_1^2},$$

где ΔH_{pp}^0 - ширина линии, измеренная методом Peak to Peak в отсутствие насыщения, $H_1 = 0.5 \cdot P^{0.5}$, γ - гиромагнитное отношение ($\gamma = \frac{g\beta}{\hbar}$), s - фактор насыщения.

Мы также оценили величину спин-спиновой релаксации, которая вычисляется по формуле из [2]:

$$T_2 = \frac{2}{\sqrt{3}\gamma \Delta H_{pp}^0} = \frac{1.3131 * 10^{-7}}{g \Delta H_{pp}^0}$$

Подставляя экспериментальные значения ($g=2.003$, $\Delta H_{pp}^0=4.48 \text{ Г}$), получаем $T_1=2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$, $T_2=1.5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$. Полученные значения близки к таковым в аморфном углероде ($5 \cdot 10^{-5} - 10^{-5} \text{ с}$) [3], что подтверждает предположение о присутствии углерода на поверхности TiO_2 в виде аморфных кластеров.

В объемно легированных образцах C- TiO_2 обнаружено два типа парамагнитных центров - $\text{C}\cdot$ ($g=2.0030 \pm 0.0005$) и CO_2^- радикалы ($g_1=2.0043 \pm 0.0005$, $g_2=2.0027 \pm 0.0005$, $g_3=1.9999 \pm 0.0005$).

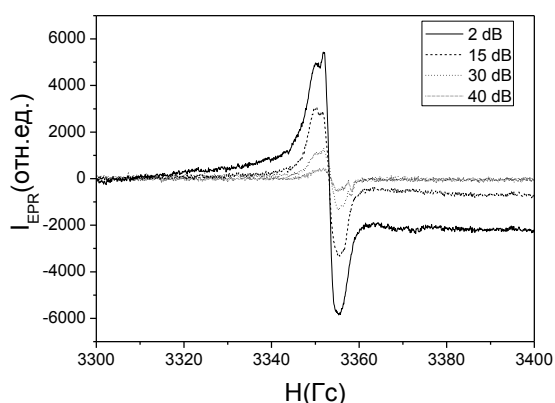


Рис. 2. Спектры ЭПР образцов диоксида титана, объемно легированного углеродом, при различных мощностях СВЧ излучения

Вычисляя время релаксации спинов для сигнала ЭПР с $g=2.003$ получаем: $T_1=4 \cdot 10^{-4}$ с и $T_2=10^{-8}$ с. При освещении концентрация CO_2^- - радикалов незначительно увеличивается, концентрация $\text{C}\cdot$ радикалов резко возрастает (рис. 3).

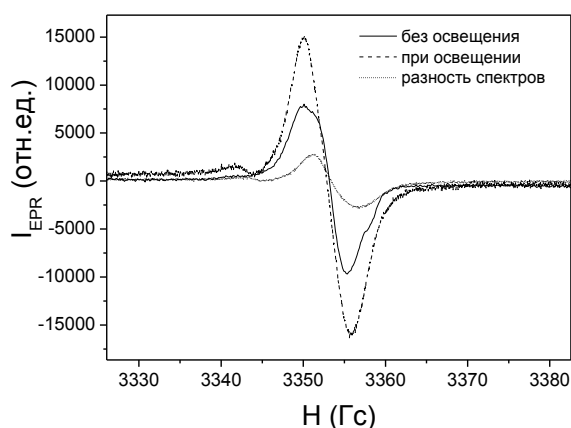


Рис. 3. ЭПР спектры диоксида титана, объемно легированного углеродом, при освещении и в его отсутствии.

Литература

6. Carlos E. Diaz-Urbea, et al., J. of Photochemistry and Photobiology A, v. 215, 2010.
7. Ч. Пул., «Техника ЭПР-спектроскопии», М., 1970.
8. А.Б.Ройцин, «Радиоспектроскопия поверхности твердых тел», К., 1992.

Оптическая импульсная спектроскопия ионов Yb^{2+} и Yb^{3+} в кристаллах CaF_2 легированных YbF_3 *Бекмырза К.Ж., Аспирант**Мусабек Д.К., Студент**Алибеков С.Ш., Студент**Евразийский национальный университет имени Л.Н.Гумилева, Астана, Казахстан**E-mail: kbtr@mail.ru*

Интерес к кристаллам CaF_2 легированных редкоземельными элементами растет. Так как, в связи с хорошо известными оптическими характеристиками решетки CaF_2 , он удобен для использования в качестве лазерного материала. Нами были изучены свойства Yb^{3+} ионов, с их сильной люминесценцией в ИК области. Свойства ионов Yb^{2+} проявляются в УФ области.

Редкоземельные ионы Yb , в кристаллах CaF_2 , как правило, существуют в трехвалентном состоянии. Некоторая часть трехвалентных редкоземельных ионов может быть преобразована в двухвалентное состояние различными методами. Изменение валентности достигается путем воздействия на кристалл ионизирующих излучений. Было установлено, что эти методы приводят к уменьшению интенсивности излучения.

Сложная структура образца приводит к оптическим переходам, имеющим вид полос, которые могут быть использованы преимущественно для производства широко перестраиваемых твердотельных лазеров. В отличие от ионов Yb^{3+} , ионы двухвалентного иттербия не нуждаются в компенсации заряда и могут быть введены в кристаллы флюорита в положении замещения катиона с кубической симметрии.

Спектры ИКЛ образца состоит из двух широких полос, одна в ближней УФ области (300-400 нм), и другая широкая полоса в видимой области, и проявляется она только при комнатной температуре.

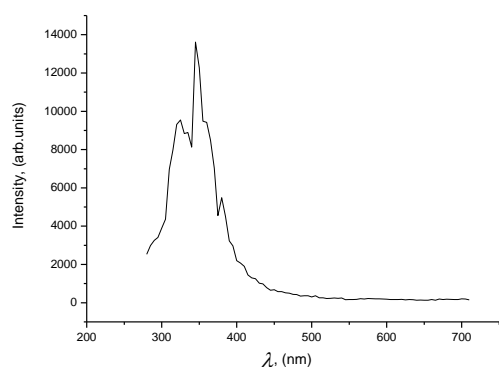


Рис. 1. Спектр ИКЛ при 15 К

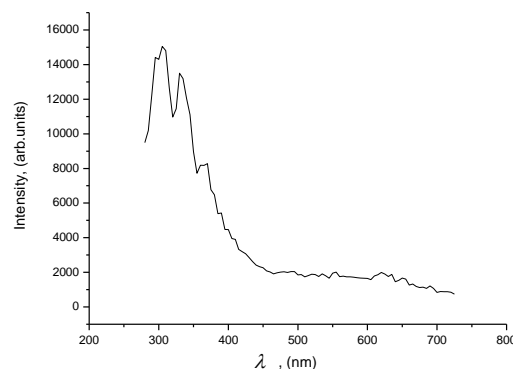


Рис. 2. Спектр ИКЛ при 300 К

Структура спектра ИКЛ образца в УФ области, при 15 К, можно представить в виде трех полос с максимумами на 325, 345 и 380 нм (см. Рис. 1). Структура спектра ИКЛ образца,

при 300 К в УФ области можно представить в виде трех полос с максимумами на 305, 330 и 370 нм и одной широкой полосы с максимумом на 520 нм (см. Рис. 2).

Оптическое поглощение при комнатной температуре показывает существование как ионов Yb^{2+} так и ионов Yb^{3+} .

Исследования люминесценции показывают сильную концентрационную и соактиваторную зависимость полос излучения.

Кристаллы имеют высокие интенсивности излучения. Стабилизированные и высококонцентрированные ионы двухвалентного Yb в кристалле CaF_2 может быть использован в качестве эффективного лазерного материала в УФ области.

Landau quantization of two-dimensional electrons and holes under the influence of the Rashba spin-orbit coupling*Podlesny I.V.**Candidate of sciences**Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova, Chisinau, Republic of Moldova**E-mail: podlesniy@rambler.ru*

The influence of the Rashba spin-orbit coupling (RSOC) on the properties of the two-dimensional (2D) electrons and holes in the presence of perpendicular magnetic field was determined. The interdependence between the Landau quantization of the electron and hole orbital motions and their spin projections was revealed in the frame of Landau gauge. The spinor-type wave functions of the 2D conduction and valence electrons in the presence of the RSOC have different numbers of the Landau quantization levels for different spin projections. For example, in the case of conduction electron, if the number in the spin up projection is n , then in the spin down projection this number is equal to $n+1$. For the heavy hole the number n for the spin down projection is accompanied by the number $n+3$ for the spin up projection. It is determined completely by the fact [1] that the RSOC Hamiltonian for conduction electron is linear in the projections $k_{\pm}=k_x \pm ik_y$ of the in-plane wave vector $k_{//}$, whereas in the case of valence electron and heavy hole the corresponding Hamiltonian [2,3] contains the third order of these projections, i.e. the expressions $(k_{\pm})^3$. The shifts and the rearrangements of the 2D hole Landau quantization levels on the energy scale are much larger in comparison with the case of conduction electron Landau levels. It is due to the strong influence of the magnetic field strength on the parameter of the RSOC. At some values of this parameter the shifts and rearrangements are comparable with the hole cyclotron energy. The dependences on the magnetic and electric field strengths of the band-to-band quantum transition energies for eight combinations of two lowest Landau levels of conduction electron with four lowest Landau levels for heavy hole were obtained. They present interest both in cases of a strong magnetic field, when the 2D magnetoexcitons are formed, as well as in the opposite case of weak magnetic field, when the model of 2D Wannier-Mott excitons is more appropriate.

References

9. E.I. Rashba, Sov. Phys. Fiz. Tverd. Tela (Leningrad) 2, 1224 (1960)
10. Winkler Roland, Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems, Springer Tracts in Modern Physics: Springer, Berlin, Heidelberg, V. 191, 2003
11. T. Hakioglu, M.A. Liberman, S.A. Moskalenko, and I.V. Podlesny, (to be published)

* Автор выражает благодарность профессору Е.П. Показителю и доктору Д.Л. Ника за полезные обсуждения и добавления.

Работа была выполнена при поддержке государственных проектов РМ №11.817.05.02F и 10.819.05.02F.