

СЕКЦИЯ «ФИЗИКА»
ПОДСЕКЦИЯ «ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ»

**Optical orientation, spin polarization and alignment of
two-dimensional magnetoexcitons in the presence of background electrons**

Podlesny I. V.

Postgraduate student

Institute of Applied Physics, Academy of Sciences of Moldova, Chisinau, Republic of Moldova

E-mail: podlesniy@rambler.ru

In the present paper the combined two-dimensional magnetoexciton-cyclotron resonance was described as a dipole-active transition in scope of the second order perturbation theory in perturbations of the electron-photon interaction and the Coulomb electron-electron interactions. The matrix elements of the electron-photon interaction are proportional to the scalar product of the light and exciton circular polarization vectors, so that the probability of the optical transition is proportional to the square modulus of this scalar product. The light circular polarization induces optical orientation inside the electron subsystem creating optical alignment of excitons and spin polarization of electrons. Two possible projections of the magnetoexciton orbital momentum on the magnetic field $M=s_z+j_z=\mp 1$ corresponding to the electron spin projections $s_z=\pm 1/2$ and the heavy holes momentum projections $j_z=\mp 3/2$ result in the electron spin polarization. Spin polarization of the optically created electrons is crucial for the exciton-cyclotron resonance absorption. If the optically created electrons and resident electrons are polarized in the same direction their Coulomb interaction consists of the direct and exchange interaction terms, which results in additional factor 4 in the probability of quantum transition compared to the case of electrons with antiparallel spins, which has been observed experimentally [1, 2].

References

1. Yakovlev D.R., Kochreshko V.P., Suris R.A., Schenk H., Ossau W., Waag A., Landwehr G., Christianen P.C.M., and Maan J.C. (1997) // *Phys. Rev. Lett.*, 79, 3974.
2. Kochereshko V.P., Yakovlev D.R., Suris R.A., Astakhov G.V., Faschinger W., Ossau W., Landwehr G., Wojtowicz T., Karczewski G., Kossut J. (2002) in: *Optical properties of 2D systems with interacting electrons / NATO Science Series*, 125 p., 2002.

Усиление колоссального магнитосопротивления в окрестности перехода металл-диэлектрик в твердых растворах $Eu_{1-x}Ca_xB_6$ ¹

Анисимов Михаил Александрович²,

аспирант

*Московский физико-технический институт, факультет проблем физики и энергетики,
Долгопрудный, Россия*

E-mail: anisimov.m.a@gmail.com

Интерес к исследованию соединений с колоссальным магнитосопротивлением (КМС), определяется перспективами их практического применения при разработке нового поколения магнитных носителей информации, а также элементной базы спинтроники. Для

¹ Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований №05-08-33463.

² Автор выражает признательность к.ф.-м.н. Глушкову В.В. за помощь в подготовке тезисов, к.ф.-м.н. Шицеваловой Н.Е. и Левченко А.В. за синтез образцов, д.ф.-м.н. Демишеву С.В., к.ф.-м.н. Случанко Н.Е. и к.ф.-м.н. Богачу А.В. за обсуждение результатов, а также к.ф.-м.н. Самарину Н.А. и аспиранту Колесникову А.А. за предоставленное программное обеспечение.

изучения взаимосвязи зарядового транспорта и магнетизма в системах с КМС чрезвычайно удобным модельным объектом являются твердые растворы замещения на основе гексаборида европия $Eu_{1-x}Ca_xB_6$. Простая кубическая структура, а также отсутствие сильных деформаций кристаллической решетки при легировании немагнитными ионами кальция позволяют непосредственно исследовать влияние беспорядка на характеристики обменного взаимодействия в магнитной подрешетке европия. В частности, интересно проследить эволюцию формирования состояния с электронным и магнитным расслоением фаз, с которым принято связывать возникновение эффекта КМС в гексабориде европия при $T < 40K$ [1].

Для получения дополнительной информации о природе эффекта КМС в твердых растворах $Eu_{1-x}Ca_xB_6$ в работе выполнен цикл измерений транспортных свойств в широком интервале температур $2K-300K$, в сильном магнитном поле до $70kЭ$. Монокристаллы $Eu_{1-x}Ca_xB_6$ были выращены методом вертикального бестигельного индукционного зонного плавления с переплавом в атмосфере аргона. Измерения транспортных свойств (удельное сопротивление, коэффициенты Холла и термоэдс) проводились на экспериментальных установках отдела низких температур и криогенной техники ИОФ РАН. Высокая точность стабилизации температуры ($\Delta T \approx 0,01K \div 0,02K$) и магнитного поля ($\Delta H/H \sim 2 \cdot 10^{-5}$ при $H = 80kЭ$), необходимая для прецизионных исследований характеристик зарядового транспорта, достигалась благодаря использованию оригинального температурного контроллера на цифровых сигнальных процессорах (КРИОТЭЛ $TC1,5/300$) в схеме с эталонным термометром сопротивления модели CERNOX-1050 и источника тока сверхпроводящего магнита (КРИОТЭЛ $SMPS-120$).

Выполненные измерения гальваномагнитных и термоэлектрических характеристик твердых растворов $Eu_{1-x}Ca_xB_6$ ($0 \leq x \leq 0,4$) показали, что рост концентрации кальция, сопровождающийся уменьшением температуры Кюри от $T_C = 13,6K$ ($x = 0$) до $T_C = 4,5K$ ($x = 0,4$), инициирует переход металл-диэлектрик при критической концентрации $x_C \sim 0,3$. Наблюдаемая “диэлектризация” зарядового транспорта при $x > x_C$ хорошо согласуется со структурой фазовой диаграммы $Eu_{1-x}Ca_xB_6$, рассчитанной в рамках модели двойного обмена в [2], хотя значение x_C оказывается несколько ниже интервала $0,4 \leq x_C \leq 0,5$, найденного из серии магнитооптических исследований [3]. Установлено, что в окрестности перехода металл-диэлектрик при $x \sim x_C$ магнитосопротивление твердых растворов

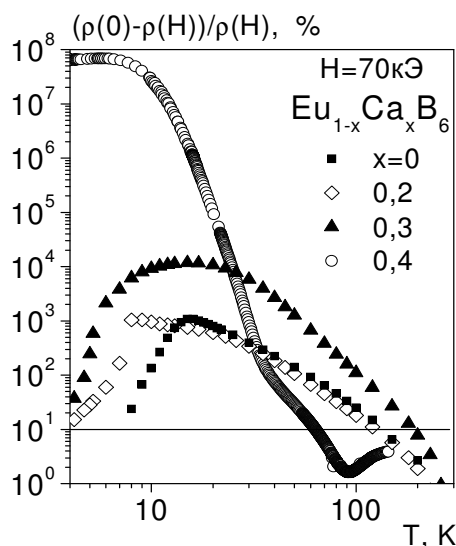


Рис.1. Температурные зависимости магнитосопротивления твердых растворов $Eu_{1-x}Ca_xB_6$, ($0 \leq x \leq 0,4$), измеренные в магнитном поле $H = 70$ кЭ.

$Eu_{1-x}Ca_xB_6$ значительно растет, при этом максимальные значения эффекта КМС $\rho(0)/\rho(H) \sim 6,9 \cdot 10^5$ достигаются при гелиевых температурах в магнитном поле $H = 70$ кЭ для состава $x = 0,4$ (рис.1). В работе впервые обнаружено, что аномальное усиление эффекта КМС в $Eu_{0,6}Ca_{0,4}B_6$ сопровождается сменой знака эффекта Холла с переходом от положительных ($R_H > 0$, $H < H_C(T)$, где H_C - поле инверсии знака эффекта Холла) к отрицательным ($R_H < 0$, $H > H_C(T)$) значениям коэффициента Холла R_H . Наблюдаемое изменение параметров зарядового транспорта связывается с электронным и магнитным расслоением фаз, вследствие формирования магнитных поляронов в парамагнитной фазе легированных соединений на основе гексаборида европия [4].

Литература

1. Wigger G.A. et al. (2004) Percolation and the colossal magnetoresistance of Eu-based hexaboride // Phys. Rev. Lett. №14(93), p. 147203-1.
2. Pereira V.M. et al. (2004) Double exchange model for magnetic hexaborides // Phys. Rev. Lett. №14(93), p. 147202-1.
3. Gaimi E. et al. (2006) Magneto-optical evidence of double exchange in a percolating lattice // Phys. Rev. Lett. №13(96), p. 016403-1.
4. Yu U., Min B.I. (2005) Magnetic and transport properties of the magnetic polaron: application to $Eu_{1-x}La_xB_6$ system// Phys. Rev. Lett. №11(94), p. 117202.

Исследование влияния внедрения атомов водорода на магнитокалорический эффект и доменную структуру интерметаллических соединений R_2Fe_{17}

Арефьев А.И.

Студент

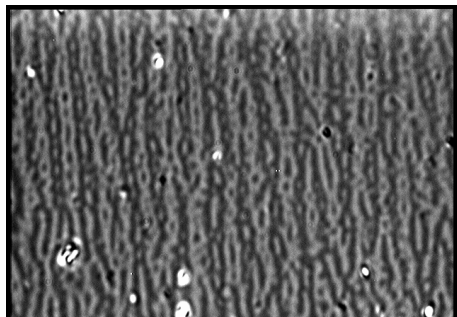
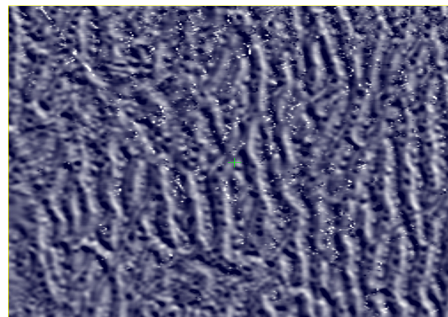
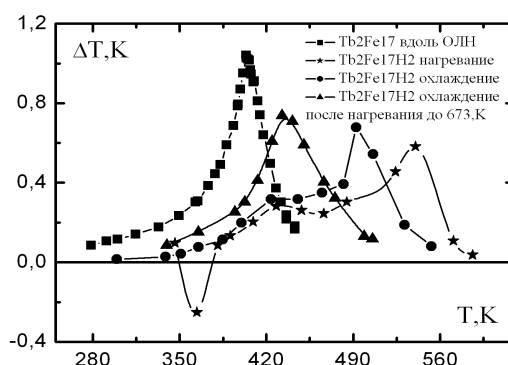
Тверской государственной университет, Тверь, Россия

Arefev_Arthur@mail.ru

В качестве объектов исследования были выбраны сплав Tb_2Fe_{17} и его гидрид $Tb_2Fe_{17}H_2$.

На рис.1 представлена доменная структура (ДС) Tb_2Fe_{17} , выявленная методом полярного эффекта Керра. На представленном изображении (Рис.1), наблюдается

клиновидные домены, промодулированные рядом замыкающих доменов типа звездочек, характерные для гексагональных магнетиков с анизотропией легкая плоскость. При исследовании ДС на гидрированном сплаве $Tb_2Fe_{17}H_2$ наблюдается лабиринтная доменная структура, промодулированная замыкающимися доменами типа звездочки (Рис.2). Изменение в характере доменной структуры гидрированного образца связано, по-видимому, с изменением магнитной анизотропии материала.

Рис.1 Tb_2Fe_{17} (30x30 мкм)Рис.2 $Tb_2Fe_{17}H_2$ (20x20 мкм)Рис.3 МКЭ Tb_2Fe_{17} и $Tb_2Fe_{17}H_2$

При измерении МКЭ (рис.3 квадратики) на монокристалле Tb_2Fe_{17} вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН) наблюдается максимум МКЭ в районе T_c . Величина МКЭ в T_c составляет 1,015 К. При измерении на гидриде наблюдается минимум МКЭ при $T=364$ К (рис.3 звездочки), это связано с выделением водорода в результате наложения внешнего магнитного поля. Последующее нагревание выявило 2 максимума, 1-ый в районе T_c исходного образца, 2-ой – в районе T_c гидрида, при этом значение МКЭ уменьшилось. В результате охлаждения (рис.3 кружочки), также присутствуют два максимума, причем один из которых смещается в сторону T_c исходного образца, а значение МКЭ увеличивается. Это связано с выделением водорода при первоначальном нагревании образца. Далее образец нагревался до 673 К, а затем в процессе охлаждения проводилось измерение МКЭ (Рис.3 треугольники). Как видно из данного графика МКЭ продолжает возрастать, а величина T_c гидрида стремится к величине T_c исходного образца, что свидетельствует о дальнейшем выделении водорода из образца.

Нелинейные свойства ячейки, заполненной слабопроводящим магнитным коллоидом, в электрическом поле³**Гетманский А.А.⁴***Аспирант физико-математического факультета
Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия**E-mail: mclayd@mail.ru*

Нелинейные диэлектрические элементы, обычно в тонкопленочном исполнении, являются основой разнообразных радиотехнических устройств (параметрических усилителей, низкочастотных усилителей мощности, умножителей частоты, модуляторов, стабилизаторов напряжения и др.). Одним из таких диэлектрических элементов может являться тонкая пленка (~0,1 мкм), состоящая из частиц магнетита, образующаяся в электрическом поле, на электродах ячейки, заполненной слабопроводящим магнитным коллоидом - магнитной жидкостью (МЖ) типа «магнетит в керосине» (см., например, [1]). На сегодняшний день известно много работ, в которых исследуются свойства слабопроводящего магнитного коллоида [2 и др.]. Особый интерес представляет исследование электрофизических свойств ячейки с МЖ в электрическом поле. В качестве коллоида в данной работе использовалась магнитная жидкость с объемной концентрации магнетита 0.1%, 0.5% и 1%. В работе приведены результаты исследования ампер-временных зависимостей (АВЗ) ячейки, заполненной МЖ, при подаче на нее импульсов напряжений различной амплитуды и при выключении поля. По АВЗ включения определено сопротивление приэлектродных слоев. Представляя приэлектродный слой концентрированной МЖ в виде плоскопараллельного слоя с известной толщиной, оценена проводимость этих слоев. Толщина приэлектродных слоев определена по исследованию эллипса поляризации света, отраженного от ячейки с МЖ в электрическом поле [1, 3]. Оказалось, что проводимость слоев МЖ вблизи металлического электрода на 4 порядка ниже, чем проводимость МЖ в объеме ячейки и в пределах ошибок измерений не зависит от напряжения внешнего поля. То есть заряд накапливается на границе раздела «МЖ в объеме – приэлектродный слой МЖ». По АВЗ разрядки ячейки на различные сопротивления оценен заряд, который накапливает ячейка с МЖ в электрическом поле. Получена зависимость емкости приэлектродного слоя от напряжения на электродах ячейки как отношение заряда к соответствующему напряжению на электродах ячейки. Эта зависимость является нелинейной и монотонно убывающей с ростом напряжения.

Таким образом, экспериментально показано, что ячейка с МЖ, за счет образования приэлектродных слоев, обладает в электрическом поле свойствами нелинейного конденсатора и может найти техническое применение.

Литература

- 1.Чеканов В.В., Бондаренко Е.А., Дискаева Е.Н. Изучение приэлектродного слоя магнитной жидкости по поляризации отраженного света // Сборник научных трудов 11-ой Международной Плесской конференции по магнитным жидкостям (8-11 сентября 2004 г., г. Плес). - Иваново: Изд-во ИГЭУ, 2004. - С. 90-95.
- 2.Диканский Ю.И., Кожевников В.М., Чеканов В.В. Физические свойства магнитных жидкостей / Сб. науч. тр. - Свердловск, 1983. - С. 28-33.
3. Чеканов В.В., Бондаренко Е.А., Гетманский А.А. Электроотражение света от границы «магнитная жидкость – алюминиевый электрод» // Нанотехника, 2008 – Т.15. – вып. 3. С. 6-11.

³ Работа выполнена при поддержке научно-технической программы Рособразования «Развитие научного потенциала высшей школы».

⁴ Автор выражает благодарность профессору, д.ф.-м.н. Чеканову В.В. за помощь в подготовке тезисов.

Частотные характеристики моно- и полидисперсных сред для демпфирования механических колебаний

Гладков А.А., Казаков А.П.

Студент, аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: lehaglad@gmail.com

Настоящая работа посвящена исследованию новых высокоэластичных магнитоуправляемых полимерных материалов (магнитоэластиков), способных существенно изменять свою форму, упругие и вязкие характеристики во внешнем магнитном поле. Одновременная реализация двух трудносовместимых свойств, а именно, большой намагниченности и высокой эластичности, позволила создать материалы с гигантской величиной магнитодеформационного эффекта, заключающегося в деформации образцов при их помещении в магнитное поле.

Исследование магнитоэластиков имеет важное практическое значение, т.к. в последнее время растет число тех областей, в которых предлагается практическое применение магнитореологических материалов: автоматические тиски, шлифовальные жидкости, демпферы сидений, суставы протезов, в качестве переключателей систем, сейсмобезопасное строительство и магнитореологические демпферы на основе эластомеров.

Задачей данной работы являлось показать влияние магнитоэластика, управляемого внешним магнитным полем, на амплитуду вынужденных колебаний. Так, впервые в нашей лаборатории, были проведены исследования магнитоэластиков в режиме воздействия на него периодической во времени внешней силой. Была создана установка для исследования частотных характеристик магнитоэластиков, включенных в механическую колебательную систему. На созданной установке были рассмотрены процессы демпфирования механических продольных колебаний.

В работе мы рассматривали образцы магнитоэластиков как полидисперсные, т.е. в полимерной матрице содержались частицы двух средних размеров, так и монодисперсные.

В результате измерений были получены амплитудно-частотные характеристики вынужденных колебаний. Чтобы показать влияние магнитоэластика и приложенного к нему магнитного поля на резонансную кривую колебательной системы, была измерена амплитудно-частотная характеристика штока без образцов магнитоэластиков. Затем измерялись АЧХ системы с образцами магнитоэластика.

Получившиеся резонансные пики были аппроксимированы функцией зависимости амплитуды колебаний от частоты вынуждающей силы, приведенной в литературном обзоре. Были посчитаны статистические ошибки в определении резонансной частоты, коэффициента затухания и амплитуды в резонансе. Было показано, что амплитуда в резонансе уменьшается с увеличением поля, а коэффициент затухания и частота резонанса растут. Другими словами с ростом поля, растут упругость и вязкость колебательной системы.

Для различных образцов магнитоэластиков АЧХ имели различный вид, но общий характер зависимости механических параметров магнитоэластика от магнитного поля был одинаков.

Численное моделирование перемагничивания многослойной стохастической системы**Ерёмин А.М.**

*Преподаватель, кандидат физико-математических наук
ГОУ ВПО «Бийский педагогический государственный университет им. В.М. Шукшина»,
физико-математический факультет, Бийск, Россия
E-mail: fmf1994@rambler.ru*

В настоящее время с помощью методов быстрого закаливания из жидкого состояния или методом конденсации из паровой фазы получен спектр новых высокодисперсных поликристаллических сплавов с уникальными свойствами. Среди них и сплавы высокоанизотропных магнетиков типа SmCo_5 , NdFeB , которые являются перспективными технологическими материалами для постоянных магнитов. Но для эффективного использования этих сплавов в качестве материалов для постоянных магнитов необходимо иметь чёткие представления о механизме их перемагничивания и характере доменной структуры (ДС). Экспериментальные наблюдения ДС таких сплавов весьма затруднительны, поскольку образуется мелкодоменная структура, которую не удаётся наблюдать оптическими методами. А однозначная интерпретация электронно-микроскопических снимков ДС весьма затруднена. Поэтому представляется целесообразным численное моделирование характера распределения намагниченности и процессов перемагничивания таких сплавов в рамках теории микромагнетизма.

Целью настоящей работы является разработка методики численного моделирования процессов перемагничивания многослойной стохастической системы, представляющей одномерное приближение реальных поликристаллических сплавов.

Для аппроксимации свойств микрокристаллических магнетиков в рамках микромагнитного приближения нами использовалась модель многослойной стохастической системы, состоящей из 10 обменно-связанных слоёв одноосного магнетика, различающихся ориентацией осей лёгкого намагничивания (ОЛН). Последняя задаётся как случайным, так и вполне определённым образом в рамках модельных ограничений. Степень дисперсности в данном случае будет определяться толщиной слоёв. Смоделированная система может служить одномерным приближением дисперсных поликристаллических сплавов высокоанизотропных магнетиков, так как она учитывает стохастичность ориентации ОЛН, неоднородность намагниченности, локальный характер обменного взаимодействия.

Равновесное состояние магнетика во внешнем магнитном поле можно рассматривать как локальный минимум функционала свободной энергии, определённого на пространстве функций состояния в непрерывном случае (микромагнитный подход). Свободная энергия, смоделированной системы, строилась из энергии обменного взаимодействия, одноосной анизотропии, намагниченности во внешнем поле и в собственных размагничивающихся полях.

Моделирование проводилось минимизацией энергии системы E в N -мерном пространстве обобщённых координат с помощью метода градиентного спуска. При этом выражение для энергии численно интегрировалось по формуле Симпсона. При построении петель гистерезиса в качестве начального приближения выбиралось однородно намагниченное состояние в достаточно большом поле. Затем при плавном уменьшении поля каждое предыдущее решение являлось начальным приближением для последующего.

Полученные при одномерном одноугловом приближении результаты могут претендовать лишь на качественное, в лучшем случае полуколичественное, описание процессов намагничивания и перемагничивания реальных сплавов.

Магнитокалорический эффект в лечении злокачественных новообразований**Зацепина Екатерина Васильевна**

Студентка

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

Медицинская гипертермия это контролируемое, временное повышение температуры пораженного органа, с целью уничтожения имеющегося новообразования. Предельной для медицинской гипертермии является температура, при которой, по имеющимся представлениям, объемный кровоток в здоровых тканях падает, она составляет 43-45°C, в зависимости от ткани. Такая термотерапия применяется совместно с химиотерапией и хирургическими методами лечения новообразований, однако обладает широким спектром побочных эффектов, вызванных неравномерным распределением тепла в необходимой области.

Магнитокалорический эффект (МКЭ) заключается в изменении температуры магнитного материала при его намагничивании или размагничивании во внешнем магнитном поле в адиабатических условиях. В представленном методе нагрев осуществляется при помощи магнитной жидкости, непосредственно инжектируемой в опухоль, что позволяет разогревать ее максимально равномерно. Магнитная жидкость изготавливается на основе наночастиц, обладающих высоким значением МКЭ, и температурой фазового перехода около температуры человеческого тела. Такие частицы могут быть получены из благородных или редкоземельных металлов, их сплавов и интерметаллических соединений.

Предлагаемый процесс лечения заключается в следующем: на опухоль, с заранее помещенной в нее магнитной жидкостью, действуют переменным магнитным полем. Амплитуда и частота магнитного поля выбирается с учетом величины МКЭ, концентрации частиц и размеров опухоли. Под действием магнитного поля температура частиц благодаря МКЭ возрастает и частицы отдают выделившееся тепло окружающим тканям. Частицы периодически намагничиваются до тех пор пока температура опухоли не достигнет 43°C, при этой температуре больные клетки гибнут.

В работе представлена математическая модель, описывающая процесс распространения тепла, выделившегося из магнитных наночастиц, к опухоли. Она позволяет оценить оптимальную концентрацию частиц в процессе лечения и частоту применяемого магнитного поля для опухолей с различными массами, диаметрами и плотностями. Расчеты проводились для таких перспективных магнитокалорических материалов как $\text{Fe}_{49}\text{Rh}_{51}$ и Gd. В случае Gd учитывались потери необходимые на разогрев покрывающей оболочки.

Литература:

1. Тишин А.М., Способ проведения магнитной терапии злокачественных образований, патент РФ № RU2295933, дата публикации 27.03.2007.

Аномалии поведения намагниченности и магнетокалорического эффекта в слабых магнитных полях вблизи точек фазовых переходов**Зверев Владимир Игоревич⁵**

студент

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: vi.zverev@physics.msu.ru

В недавнем теоретическом исследовании М.Д. Кузьмина (2008) показано, что природа поведения магнитных свойств при фазовых переходах второго рода в слабых магнитных полях может носить неожиданный характер. В работе было предложено приближительное уравнение состояния для ферромагнетиков. При этом особое внимание было уделено гадолинию. Полученные соотношения применимы для температурного интервала $T \leq T_c$, где T_c – температура Кюри, и произвольного магнитного поля. В основе вывода соотношения – теория Ландау фазовых переходов второго рода. Было показано, что смещение максимума магнитной составляющей теплоемкости в случае наложения внешнего магнитного поля носит немонотонный характер, а именно, максимум смещается в область низких температур в слабых полях до 20 кЭ, и наоборот, в сторону высоких температур в более сильных магнитных полях.

В настоящей работе теоретически исследуется характер возможного поведения намагниченности $M(H, T)$ и магнетокалорического эффекта (МКЭ) $\Delta T(H, T)$ вблизи точек магнитных фазовых переходов в слабых магнитных полях. На основе модели, построенной на базовых принципах термодинамики, производится расчет максимальных (минимальных) значений МКЭ. Кроме того, исследуется связь между поведением температурной зависимости теплоемкости при постоянном давлении в различных магнитных полях и магнетокалорическим эффектом в слабых магнитных полях в области точек фазового перехода второго рода. В работе показано, что эти два явления связаны между собой, и если известно поведение одного из свойств (теплоемкости или МКЭ), то характер поведения и точки расположения аномалий второго свойства могут быть, в целом, предсказаны.

Литература

1. Kuzmin MD, Landau-type parametrization of the equation of state of a ferromagnet, *Physical Review B* 77, 184431 (2008)
2. Tishin A, Gschneidner KAJr, Pecharsky V., *Physical Review B* 59, 1 (1999)
3. Nikitin S.A. and Tishin A.M. Magnetocaloric effect and influence of a magnetic field on the specific heat of dysprosium and holmium. *Sov. Phys. - Solid State*, 1987, v. 29, N 9, pp. 2812-2813
4. Kuzmin MD, Tishin AM. 1992, Magnetocaloric Effect. Part 1: An introduction to various aspects of theory and practice. *Cryogenics*. 32(6): 545 - 558
5. Pecharsky VK, Gschneidner KAJr. 1999, Magnetocaloric effect from indirect measurements: magnetization and heat capacity. *J. Appl. Phys.* 86(1): 565-575
6. Tishin AM, Spichkin YI. 2003, *The magnetocaloric effect and its application*. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 475 pp.

⁵ Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Тишину А.М. за полезные обсуждения результатов работы.

Магнитокалорический эффект микро- и нанокристаллических сплавов $Y_{25}Fe_{75}$

Карпенков Д.Ю., Карпенков А.Ю.

Студент магистратуры

Тверской государственный университет,
физико-технический факультет, Тверь, Россия

E-mail: karpenkov_d_y@mail.ru

В настоящее время актуальной является проблема поиска магнитных материалов с высокими значениями магнитокалорического эффекта (МКЭ).[1,2] Подобные материалы являются перспективными для применения в устройствах магнитного охлаждения.

В качестве исходных компонентов для приготовления сплавов YFe_3 использовались металлы высокой степени чистоты. Исходные сплавы получали методом высокочастотной индукционной плавки. Быстрозакаленные сплавы получались в виде лент путем разлива расплава исходного образца на медный диск, вращающийся с линейной скоростью 16.7 м/с. После этого полученные образцы были измерены на установке термомагнитного анализа и на установке по измерению магнитокалорического эффекта. Также была исследована кристаллическая структура литых и быстрозакаленных сплавов путем оптической микроскопии (увеличение в 1000 раз) и методами атомно-силовой микроскопии с использованием контактного кантилевера (увеличение в 100 000 раз).

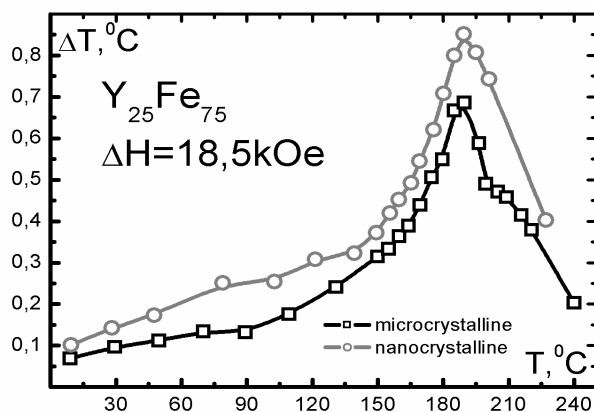


Рис.1 Температурные зависимости МКЭ для микро- и нанокристаллических образцов сплава $Y_{25}Fe_{75}$ в поле 18.5 кЭ

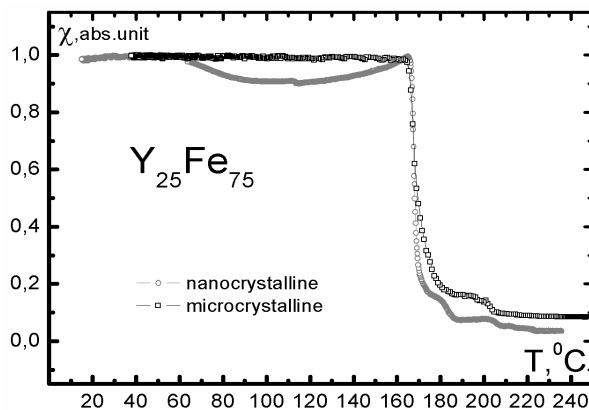


Рис.2 Температурные зависимости магнитной восприимчивости для микро- и нанокристаллических образцов сплава $Y_{25}Fe_{75}$

На Рис1. представлены результаты измерения МКЭ на микро- и нанокристаллических сплавах $Y_{25}Fe_{75}$ в поле 18,3 кЭ. Из графиков видно, что уменьшение размеров зерен влечет увеличение значений магнитокалорического эффекта с $0,686^{\circ}C$ на литых образцах до $0,851^{\circ}C$ на быстрозакаленных.

На Рис2. представлены температурные зависимости магнитной восприимчивости на микро- и нанокристаллических образцах сплава $Y_{25}Fe_{75}$. Данные анализа показывают, что изменение размеров зерен не влечет смещения характерных температур фазовых (температура Кюри) переходов.

Работа выполнена при поддержке Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере № 6050р/8448.

Литература

1. Андреев А.С., Белов К.П., Никитин С.А., Тишин А.М. Магнитокалорический эффект в редкоземельных магнетиках. Успехи физических наук. Т.158. вып.4. 1989. С.553–579.
2. Tishin A.M., Spichkin Y.I., «The magnetocaloric effect and its applications», 2003.

Основное состояние «строительных блоков» фрустрированных молекулярных магнетиков.

Климов А.В.ⁱ

Аспирант физического факультета.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия.

E-mail: A-Klimov1986@yandex.ru

Двумерные и трехмерные фрустрированные магнетики, магнитные и кристаллические решетки которых имеют треугольные элементы, связанные отрицательными обменными взаимодействиями, обладают интересными и необычными магнитными и термодинамическими свойствами [1,2,3,4]. Недавно в ОГУ синтезирован ряд треугольных комплексов M_3L_3 , где $M = Cu^{2+}, Ni^{2+}, Co^{2+}$ (парамагнитные ионы с различными электронными спинами $S = 1/2$ и $S = 1$) и L - различные 1, 3, 4, 6 - тетракарбонильные лиганды [5]. Эти треугольные комплексы являются «строительными блоками» фрустрированных молекулярных магнетиков и 2D решеток кагоме.

Рассчитаны основные магнитные и спиновые состояния этих соединений с одинаковыми и различными ионами в треугольных комплексах, определены их энергии и построены взаимные ориентации спиновых векторов. Показано, что отрицательное обменное взаимодействие в треугольных комплексах Ni_3L_3 с тетраэдрической координацией ионов приводит к планарной 120° спиновой структуре с компенсацией спинового магнетизма комплекса. Их спиновое состояние:

$$|\varphi\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} (|T_+T_-T_0\rangle - |T_-T_+T_0\rangle - |T_+T_0T_-\rangle + |T_-T_0T_+\rangle + |T_0T_+T_-\rangle - |T_0T_-T_+\rangle),$$

где $|T_{\pm,0}\rangle$ - триплетные спиновые состояния отдельных ионов.

Для гетероионных комплексов $M_2M'L_3$ (где M и M' - ионы металлов Cu^{2+} или Ni^{2+}) доказана возможность реализации некомпланарных спиновых структур. Вид спиновых функций гетероионных комплексов не зависит от отношения обменных констант гамильтониана. В комплексах Cu_3L_3 основное спиновое состояние двукратно вырождено и должно описываться спиновой матрицей плотности.

Литература

1. K. Binder, A.P. Young, Rev. Mod. Phys. (1986) **58**, 801.
2. Y. Nambu, S. Nakatsuji, Y. Maeno, E.K. Okudzet, and J.Y. Chan, Phys. Rev. Lett. (2008) **101**, 207204
3. M.F. Collins and O.A. Petrenko, Can. J. Phys. (1997) **75**, 605–655
4. J. Schnack, R. Schmidt and J. Richter, Phys. Rev. B (2007) **76**, 054413
5. Козьминых В.О., Муковоз П.П., Кириллова Е.А., Свиридов А.П., Кобзев Г.И., Моргунов Р.Б., Бердинский В.Л., Тезисы докладов IV международной конференции «Высокоспиновые молекулы и молекулярные магнетики», Екатеринбург, октябрь 14 – 19, 2008.

Магнитокалорический эффект вблизи точки магнитной компенсации интерметаллических соединений RCo_5

Кошкидько Ю.С., Смирнов Р.Ф.

Аспирант

Тверской государственной университет, Тверь, Россия

E-mail: yurec@mail.ru

Первой публикации посвященной изучению магнитокалорического эффекта (МКЭ) вблизи точки магнитной компенсации T_K явилась статья Николаева В.И.[1]. В этой работе впервые был применен метод обнаружения точек магнитной компенсации методом измерения МКЭ.

Обычно точка компенсации возникает в ферримагнетиках, имеющих не менее двух магнитных подрешёток с различной температурной зависимостью магнитных моментов подрешёток. По этой причине в качестве объектов исследования были выбраны интерметаллические соединения $TbCo_5$ и $DyCo_5$, которые имеют две магнитные подрешётки (редкоземельная (РЗМ) и $3d$ Co) и характеризуются ферримагнитным упорядочением [2]. В соединениях $TbCo_5$ и $DyCo_5$ наблюдается магнитный фазовый переход, называемый точкой магнитной компенсации T_K . Данный переход относится к типу магнитных фазовых переходов “порядок-порядок”.

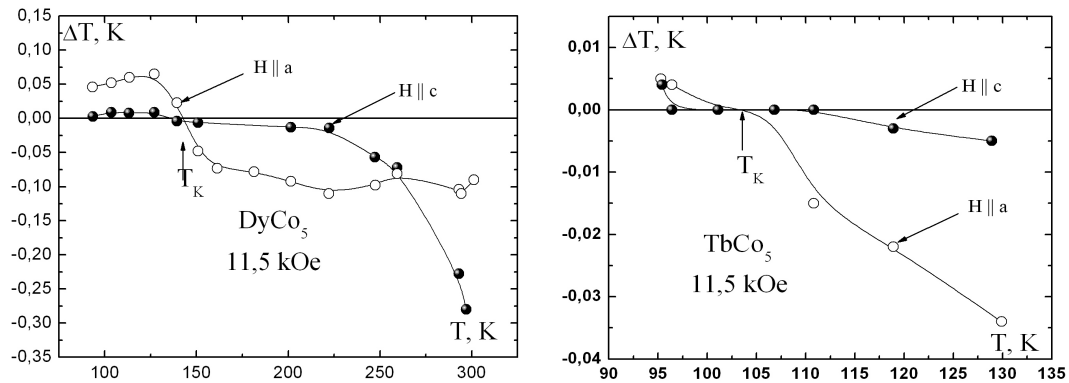


Рис.1 МКЭ вблизи точки компенсации монокристаллов $DyCo_5$ и $TbCo_5$.

Как видно из рис.1 в T_K наблюдается изменение знака МКЭ, что связано с минимумом намагниченности вследствие компенсации магнитных моментов РЗМ и $3d$ -подрешеток. МКЭ при этом в основном определяется парапроцессом РЗМ подрешетки.

Литература

1. Николаев В.И., Дубовцев И.А. и др. (1966) Исследование эффекта Мессбауэра на ядрах Fe^{57} феррите – хромите никеля с точкой компенсации // Изв. ак. Наук СССР, Т.XXX, №6
2. Ермоленко А.С., Розенфельд Е.В. и др.(1975) Влияние магнитной анизотропии на температурную зависимость намагниченности некоторых соединений типа RCO_5 // ЖЭТФ, Т. 69, вып. 5(11)

Динамика доменной стенки в пленках феррит–гранатов с повышенным гиромагнитным отношением

Мастин Аркадий Анатольевич⁶

аспирант

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: mastinaa@mail.ru

В работе исследуется динамика доменной стенки (ДС) в пленках феррит – гранатов в области нестационарного движения. Проведено сравнение экспериментальных данных зависимости скорости ДС от внешнего магнитного поля в пленках с повышенным гиромагнитным отношением и результатов численного решения уравнений Слончевского, достаточно хорошо описывающих динамику ДС в пленках с большой перпендикулярной одноосной анизотропией. В работе показано, что в пленках феррит – гранатов со значением гиромагнитного отношения $\gamma \sim 10$ в области нестационарного движения ДС существуют два участка с различной дифференциальной подвижностью ДС, соответствующих различным механизмам динамики горизонтальных линий Блоха в

⁶ Автор выражает признательность д.ф.м. н. Рандошкину В.В. за идею работы и всестороннюю помощь.

толщине пленки [2]. Показано также, что экспериментальные данные в лучшей степени соответствуют результатам численного расчета, если рассматривать исходные пленки как двухслойные с различной одноосной анизотропией слоев.

В работе исследуется также динамика ДС в пленке феррит – гранатов со значением $\gamma \sim 30$ [3]. Показано, что в области нестационарного движения ДС результаты численного моделирования зависимости скорости ДС от внешнего магнитного поля плохо соответствуют экспериментальным данным. Для устранения данного несоответствия было предложено рассматривать исходную пленку как двухслойную с разным знаком гиромангнитного отношения слоев. Такое предположение действительно может иметь место так как, вследствие неоднородности пленок феррит – гранатов по толщине и близости материала пленки к точке компенсации момента импульса (КМИ) часть материала пленки могла перейти через КМИ и изменить знак γ . Таким образом, рассматривая исходную пленку как двухслойную, показано удовлетворительное соответствие экспериментальных данных и результатов численного моделирования.

Литература

1. А. Малоземов, Дж. Слонзуски (1982). Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 386 с.
2. Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. (1985) Экспериментальная проверка одномерной теории движения доменных стенок в одноосных ферромагнетиках // Письма в ЖЭТФ, Т.42(1), с. 34-37.
3. Vella-Coleiro G.P. (1977) Velocity dependence of magnetic domain wall damping // IEEE Trans. Magn., Vol.MAG-13(5). p. 1163–1165.

Неустойчивость тонкого слоя магнитной жидкости в поперечном магнитном поле

Мкртчян Л.С.

Студент

*Ставропольский государственный университет, физико-математический факультет,
Ставрополь, Россия*

E-mail: mkrt-levon@yandex.ru

В работе рассматривается неустойчивость и распад тонкого плоского слоя магнитной жидкости в перпендикулярном слою магнитном поле. Приведены новые экспериментальные результаты исследования зависимости возникающей структуры поверхности слоя от величины внешнего магнитного поля и толщины слоя. Изучена дифракция света на таких структурах. Проведено сопоставление полученных экспериментальных данных с существующими теоретическими представлениями.

Магнитная жидкость – ультрадисперсный коллоидный раствор ферро- или ферримагнитных наночастиц в немагнитной жидкой среде. В настоящее время имеется относительно большое число работ, посвященных теоретическому исследованию неустойчивости тонких слоев магнитных жидкостей в нормальном к слою магнитном поле. Между тем прослеживается недостаток экспериментальных результатов в данной области. В имеющихся в настоящее время работах исследуется слой магнитной жидкости конечной толщины в докритической области значений магнитного поля, а также поведение слоя жидкости толщиной более 50 мкм в закритической области магнитного поля. Однако, согласно теоретическим предсказаниям, наиболее существенная зависимость наблюдаемых явлений от размеров слоя должна наблюдаться в более тонких слоях.

В данной работе исследуется неустойчивость плоских горизонтальных слоев магнитной жидкости толщиной от 5 до 50 мкм в поперечном магнитном поле при закритических значениях величины напряженности магнитного поля.

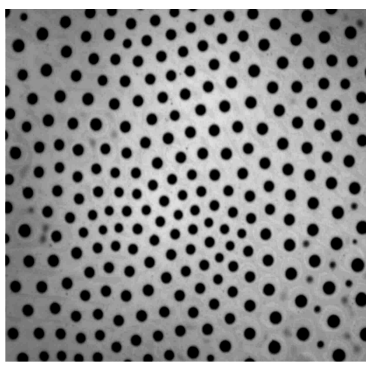


Рис. 1.

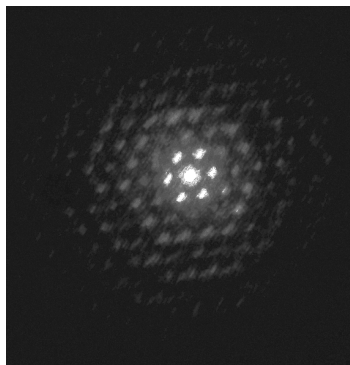


Рис. 2.

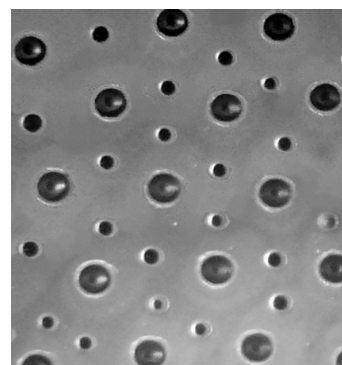


Рис. 3.

В

результате проделанных опытов было установлено, что при действии закритического магнитного поля на тонкий слой магнитной жидкости, развитие неустойчивости практически сразу приводит к разрыву слоя и развитию мелкодисперсной структуры, состоящей из отдельных маленьких капель магнитной жидкости на подложке. При этом капли имели форму конусоидальных пиков и выстраивались в гексагональную систему, практически однородную по всей поверхности слоя (рис. 1). На образовавшейся гексагональной структуре капель может происходить дифракция видимого света (рис. 2). Было обнаружено также, что в достаточно сильных полях между основными пиками появляются более мелкие, которые стремятся установиться в углах гексагона вокруг основных пиков, образуя тем самым вторичную гексагональную структуру (рис. 3). Наблюдаемые явления зависят от толщины слоя и напряженности внешнего магнитного поля. При увеличении внешнего поля период образовавшейся структуры уменьшается, а с увеличением толщины слоя магнитной жидкости наблюдается немонотонное изменение периода структуры.

Демпфирующие свойства магнитных суспензий и эластиков при одноосных деформациях магнитоуправляемого элемента

Никитин А.Л., Шаиков И.В.

МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет

E-mail: *NikisXZ@mail.ru*

В данной работе рассмотрено поведение магнитоэологических материалов, таких как магнитные жидкости, магнитные суспензии и магнитоэластики, включённых в механическую колебательную систему. Исходя из полученных экспериментальных результатов, рассмотрен вопрос о возможности гашения механических колебаний, путём воздействия на магнитоэологический материал магнитным полем.

Были рассмотрены собственные затухающие колебания системы с демпфирующим элементом, которые появляются при отклонении пластины от положения равновесия. Также в работе нами была исследована зависимость декремента затухания для этих материалов от величины внешнего магнитного поля. В случае магнитной жидкости декремент затухания не зависит от величины приложенного поля. В случае суспензии декремент возрастает с увеличением магнитного поля. В случае же магнитоэластика он растёт очень интенсивно.

Мы рассматривали амплитудно-частотные характеристики для тех же самых материалов. В ходе наблюдений было замечено, что в случае магнитной жидкости происходит сдвиг резонанса по частоте без изменения амплитуды сигнала, а в случае магнитной суспензии и магнитоэластика происходит уменьшение амплитуды вынужденных колебаний, что позволяет надеяться на их использование в демпфирующих устройствах.

Рассматривая амплитудно-частотные характеристики магнитной суспензии и магнитоэластика, выявлено, что основной резонанс механической системы находится в интервале от 80-160 Гц. Кроме того, мы наблюдали некоторую особенность в магнитной суспензии, расположенную в районе 50-60 Гц, которую можно связать с существованием еще одной резонансной моды.

В случае магнитоэластика мы также имеем главный резонанс системы, который смещается в область больших частот приложении магнитного поля (170-190 Гц), а резонансный пик в районе 50-60 Гц полностью сглаживается. При этом амплитуда главного пика практически не изменяется по величине при приложении внешнего магнитного поля.

В ходе исследования обнаружено, что в магнитной суспензии изменяются частота резонанса, добротность, декремент затухания. Это явление связано с влиянием магнитного поля на вязкость магнитореологической суспензии и образованием игольчатой структуры, которая возникает на полюсах электромагнита при подмагничивании рабочей среды. Исходя из этих результатов, мы предполагаем, что, меняя величину магнитного поля, мы меняем эффективную упругость рабочей среды. Это непосредственно отражается на изменении резонансной частоты системы. В то время как вязкие свойства системы практически остаются неизменными, и поэтому, как нам кажется, добротность системы изменяется довольно таки слабо.

На основе полученных результатов можно сделать вывод, что с помощью магнитного поля можно существенно сдвинуть резонансную частоту системы. Погасить колебания можно путём приложения магнитного поля к рабочей среде в виде магнитоэластика.

Магнитные свойства оксида титана с примесью окиси железа

Пиле С.Э.^{1,7}, Анисонян К.Г.², Копьев Д.Ю.²

¹Студентка 4 курса, ²аспирант

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия; ²ИМЕТ РАН, Москва, Россия

E-mail: santaep@gmail.com

В настоящее время образцы на основе диоксида титана активно исследуются в качестве перспективного материала для создания магнитных полупроводников. В то же время, в природе диоксид титана встречается в виде минерала лейкоксена. В ходе исследований в ИМЕТ РАН было обнаружено, что в процессе обжига лейкоксена в восстановительной атмосфере титансодержащие зерна приобретают магнитные свойства за счет примесей оксида железа, содержащихся в исходной руде.

В данной работе были исследованы зависимость магнитных свойств образцов оксида титана с примесью окиси железа от степени восстановления. Методом твердофазного спекания были синтезированы твердые растворы составов: Ti_5O_9 , Ti_7O_{13} , $Ti_{10}O_{19}$, $Ti_{15}O_{29}$, $Ti_{20}O_{39}$ и $Ti_{30}O_{59}$, с содержанием FeO около 1,8%. В качестве реагентов использовались рутил марки о.с.ч. и порошок Fe_2O_3 . Полученная шихта смешивалась с сажой добавляемой в зависимости от степени восстановления рутила и восстановления Fe_2O_3 до FeO . После чего, смеси прессовались в таблетки и обжигались при температуре 1300°C.

Магнитные свойства образцов измерялись на вибрационном магнитометре в магнитных полях 16кЭ в диапазоне температур от 80°К до 450°К. Были получены температурные зависимости магнитного момента в различных полях. Кроме того, при разных температурах были измерены петли гистерезиса образцов.

⁷ Авторы выражают признательность научному руководителю доценту, к.ф.-м.н. Перову Н.С. за помощь в подготовке тезисов.

Установлено, что магнитные свойства образцов существенно зависят от степени восстановления оксида железа. Кроме того, была обнаружена нелинейная зависимость магнитного момента образцов от температуры: наблюдался пик в районе 100-200°K, причем при изменении состава образца изменяется ширина пика и его положение относительно оси температур.

Магнитооптические свойства тонких слоев GaMnAs.

Рубачёва А.Д., Цветаев С.С.

Студенты

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

E-mail: i.impression@gmail.com

Разбавленные магнитные полупроводники на основе легированных 3d-примесями группы железа алмазоподобных кристаллов являются перспективными материалами для осуществления спиновой инжекции носителей в немагнитные полупроводники и создания на их основе новых устройств спинтроники. Свойства тонких слоев разбавленных магнитных полупроводников (Ga,Mn)As и (In,Mn)As сильно зависят от условий получения.

В данной работе было проведено исследование магнитооптических свойств группы образцов GaMnAs в зависимости от температуры подложки и концентрации Mn, определенной по соотношению времен распыления $X_{Mn} = \frac{t_{Mn}}{t_{GaAs}}$. Образцы были получены методом лазерного распыления в реакторе МОС-гидридной эпитаксии в потоке арсина.

По нелинейной зависимости намагниченности от величины поля можно считать образцы ферромагнитными при комнатной температуре. Спектральные зависимости ЭЭК образцов приведены на рис.1 и рис.2. По приведенным спектрам видно, что их вид и величина зависят не только от концентрации Mn, но и от температуры процесса. Максимальное значение эффекта наблюдается у образцов с температурой подложки 350°С. Спектры образцов с температурой подложки 400°С мало зависят от концентрации. При уменьшении температуры подложки характер спектров начинал зависеть от концентрации Mn. С повышением концентрации вид спектральной зависимости значительно изменяется.

Изменения, наблюдаемые в спектрах, связываются с разным соотношением фаз Ga_{1-x}Mn_xAs и MnAs в зависимости от технологических параметров получения (концентрация, температура, температура отжига, время распыления и др.).

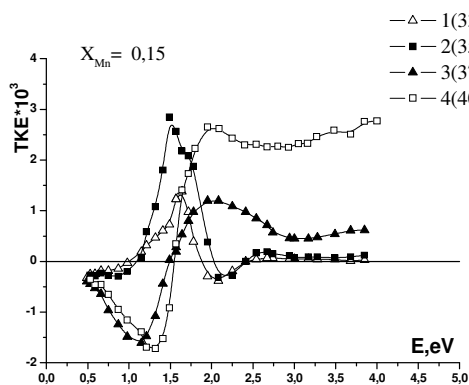


Рис.1 Спектральные зависимости ЭЭК для образцов с концентрацией Mn ~0.15 при различных температурах подложки.

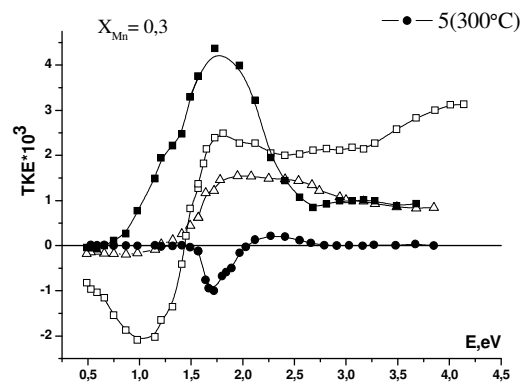


Рис.2 Спектральные зависимости ЭЭК для образцов с концентрацией

Литература.

1. Е.А. Ганьшина, Л.Л. Голик, В.И. Ковалев, З.Э. Кунькова и др// Оптическая и магнитооптическая спектроскопия тонких композитных слоев GaAs-MnAs. Известия РАН Сер. Физ. 2008, Vol. 72, No.
2. H. Akinaga, M. Mizuguchi, T. Manago, E. Gan'shina, A. Granovsky, I. Rodin, A. Vinogradov, A.Yurasov //Enhanced magneto-optical response of magnetic nanoclusters embedded in semiconductor. Journ.Magn.Magn.Mat.(2002) v.242-245,470-473.

Исследование ферромагнитного резонанса в бинарных наночастицах железо-родий

Семисалова А.С.ⁱⁱ

*Аспирантка кафедры магнетизма физического факультета
Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Москва,
Россия*

annasemisalova@rambler.ru

В последнее время особое внимание уделяется изучению биметаллических наночастиц, так как ожидается, что совместное уменьшение размеров и эффект сплавления приведут к изменению магнитных свойств, а также позволит открыть новые возможности для применения наночастиц в различных областях техники, медицины, промышленности. Наряду с наноструктурами, состоящими из сплавов различных элементов, гетероструктуры, такие как оболочечные наночастицы, представляют собой огромный интерес для фундаментальных исследований, а также для множества каталитических и биомедицинских применений.

В настоящей работе методом ферромагнитного резонанса при различных температурах были исследованы оболочечные наночастицы Fe₅₀Rh₅₀ двух типов - с железным ядром и родиевой оболочкой и родиевым ядром и железной оболочкой, приготовленных жидкостно-химическим методом путем разложения органических металлосодержащих соединений.

Образцы были приготовлены в лаборатории координационной химии, Национальный Центр Научных Исследований (Laboratoire de Chimie de Coordination, CNRS, Toulouse, France).

Измерения ФМР на образцах проводились при двух различных частотах микроволнового излучения $\nu \approx 9.5$ ГГц (X-диапазон) и $\nu \approx 24$ ГГц (K-диапазон) в диапазоне температур от 4.5 до 300 К. Постоянное магнитное поле изменялось в диапазоне от 0 до 1.4 Т. Образцы находились в продувных криостатах, являющихся частью волноводной системы спектрометра.

Было установлено, что форма резонансной линии и положение резонанса изменяются с температурой. С понижением температуры положение резонанса смещается в сторону более низких значений полей, резонансные кривые становятся все более асимметричными, в них наблюдается более одного максимума. При низких температурах также наблюдается заметное уширение линии. Было показано, что структура частицы и тип ее ядра влияют на изменение положения резонанса с температурой.

Из полученных при различных температурах спектров ФМР определена температурная зависимость поля анизотропии, было показано, что поле анизотропии заметно возрастает с понижением температуры и достигает наибольшего значения 0.2Т при 10 К, что в 4 раза превышает соответствующее значение для объемного железа.

Для наночастиц с родиевым ядром и железной оболочкой рассчитана величина g -фактора $g = 2.046 \pm 0.009$ (по результатам измерений ФМР на различных частотах).

Магнитоэлектрические свойства доменных границ в пленках феррит-гранатов

Сергеев А.С., Сечин Д.А.

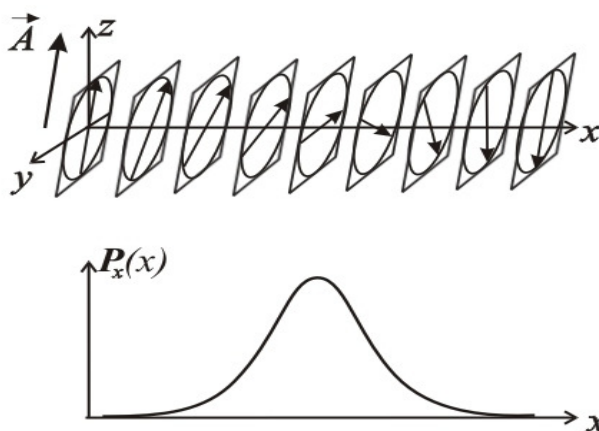
Студенты физического факультета

Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

E-mail: ooo.rrdh@gmail.com

В последние годы проявляется повышенный интерес к магнитоэлектрическим (далее МЭ) взаимодействиям, т.е. связи электрических и магнитных свойств вещества. Одним из таких эффектов является так называемый неоднородный МЭ эффект [1]. Он состоит в том, что неоднородность в распределении намагниченности образца приводит к возникновению электрической поляризации.

В работе [2] была обнаружена возможность смещать доменные стенки в эпитаксиальных пленках феррит-граната при помощи существенно неоднородного сильного электрического поля, создававшегося металлической иглой. Наблюдаемое явление, по-видимому, представляет следствие неоднородного МЭ эффекта, что было теоретически рассмотрено в [3].



Целью работы является теоретическое описание и компьютерное моделирование обнаруженного эффекта. С теоретической точки зрения интерес представляет расчет поляризации, возникающей в различных неоднородных магнитных структурах, например, доменных стенках. Показано, что в стенке блоховского типа поляризация не возникает, в то время как в доменной стенке Нееля она отлична от нуля. Экспериментально наблюдается влияние электрического поля на доменные стенки смешанного типа. Это объясняется тем фактом, что в экспериментально использованных пленках легкая ось намагничивания не является строго перпендикулярной к направлению наибольшей модуляции. Следовательно, возникает градиент соответствующей компоненты намагниченности, эффективная «неелевская» компонента в доменной стенке Блоха. Теоретические расчеты согласуются с результатами компьютерного моделирования. Последнее производится с помощью программы SpinPM, позволяющей путем решения уравнения Ландау-Лифшица моделировать релаксацию задаваемого нами исходного распределения намагниченности к равновесному. Получив равновесное распределение намагниченности, можно вычислить электрическую поляризацию образца как функцию координат.

Литература

1. В.Г. Барьяхтар и др., Письма в ЖЭТФ **37**, 565 (1983).
2. А.С. Логгинов и др., Письма в ЖЭТФ **86**, 124 (2007).
3. I. Dzyaloshinskii, EPL, **83** (2008) 67001.

Исследование доменной структуры соединений $YFe_{11-x}Ti$ **Синекон В.И., Никитышев Я.И.**

Студент

Тверской государственной университет, Тверь, Россия

E-mail: Vsinekon@yahoo.com

Соединение $YFe_{11}Ti$ имеет структуру типа $ThMn_{12}$ и характеризуется широкой областью гомогенности [1,2]. Магнитные свойства $RFe_{11}Ti$ складываются из магнитных свойств редкоземельной подрешетки и подрешетки переходного металла, которые дают свой вклад в результирующую намагниченность и анизотропию [3]. В соединениях $YFe_{11}Ti$ отсутствует вклад редкоземельной подрешетки, так как магнитный момент иттрия равен нулю. Таким образом, подрешетка железа определяет величину намагниченности и тип анизотропии.

Завышение или занижение содержания железа в исходном сплаве приводит к изменению магнитных свойств образцов. Предметом настоящего исследования является доменная структура сплавов $YFe_{11-x}Ti$.

Методом индукционной плавки была синтезирована серия сплавов $YFe_{11-x}Ti$ ($x=0..2$), в которых варьировалось содержание железа. Все образцы были аттестованы методами рентгеноструктурного анализа, который показал наличие фазы со структурой $ThMn_{12}$.

Наблюдения магнитной доменной структуры были выполнены на базисной плоскости образцов методом полярного эффекта Керра.

В ходе работы была разработана программа, позволяющая делать снимки наблюдаемой магнитной доменной структуры с помощью веб-камеры. Необходимые требования: наличие веб-камеры, установленной на металлографическом микроскопе НЕОРНОТ-30, и карты захвата на компьютере пользователя. Программа написана на языке C# с использованием библиотек для работы с захватом видео DirectShow. Реализован простой алгоритм избавления от помех на изображении.

Проведен анализ доменной структуры на базисной плоскости по методу Боденбергера-Хуберта [4]. Показано, что увеличение содержания железа в $YFe_{12-x}Ti$ ($x = 1; 2; 2,4; 3; 4$) приводит к росту плотности энергии доменных границ в интервале от 12,56-16,71 Эрг/см².

Литература

1. Zhang L.Y., Wallace W. E. Structural and magnetic properties of RFe_{11} and their hydrides ($R=Y,Sm$) // J. Less-Common Met. 1989. V.145. P.371-376.
2. Wojciech Suski. The $ThMn_{12}$ – type compounds of rare earth and actinides: structure, magnetic and related properties // Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earth. 1996. V.22. Pt.149. P.143–294.
3. Никитин С.А., Терешина И.С., Вербецкий В.Н., Саламова А.А. Магнитная анизотропия $YFe_{11}Ti$ и его гидрида // ФТТ, 1998, том 40, №2. С.285-289.
4. Ю.Г. Пастушенков Магнитная доменная структура. Количественный анализ микромагнитных параметров // Тв.ГУ. Тверь. 2007. Монография. С. 40-44.

Сенсор магнитного поля на основе манганита с эффектом коллосального магнитосопротивления

Смирнов Андрей Михайлович⁸

аспирант

Астраханский государственный университет, Астрахань, Россия

E-mail: sc_lab@bk.ru

Широкий диапазон серийно выпускаемых датчиков магнитного поля представлен устройствами на основе эффектов Холла и гигантского магнитосопротивления. Данные устройства имеют ряд существенных эксплуатационных ограничений, таких как сравнительно узкий интервал индукции регистрируемого магнитного поля, низкая радиационная и коррозионная стойкость, малые рабочие токи. Технологический процесс их изготовления является сложным и многостадийным производством, а изготовление магниточувствительных элементов требуемой конфигурации в ряде случаев не рентабельно или принципиально невозможно. Использование для датчиковой аппаратуры керамических элементов на основе манганитов с эффектом коллосального магнитного сопротивления (КМС) является более оптимальным, как со стороны повышенных служебных параметров, так и со стороны техпроцесса изготовления, отличающегося сравнительной простотой, экономической эффективностью и возможностью изготовления изделий практически любой конфигурации. Известные составы манганитов обеспечивают величину КМС в пределах 20% в полях с напряженностью несколько десятков килоэрстед или единицы процентов в полях порядка 1 кОе.

Для использования в составе разработанного сенсора магнитного поля были синтезированы методами керамической технологии допированные манганиты новых составов на основе манганита лантана-стронция. Магниточувствительные элементы были изготовлены для планарного печатного монтажа и представляли собой пластины размером 2x1x1 мм. На поверхность элементов методом термического испарения металла в вакууме наносились медные контакты. Для измерения электрического сопротивления был использован многоканальный АЦП и разработанное оригинальное программное обеспечение, интерфейс которого позволил фиксировать абсолютные значения падения напряжения. Термостабилизация сенсора обеспечивалась криостатом. Исследования проводили в магнитном поле около 500Ое в диапазоне температур от 77К до 250К

Величина магниторезистивного эффекта в разработанных манганитах составила более 100% в поле 1800 Ое. Чувствительность датчика составила 1,5 мВ/Э в поле 530Ое. Дрейф электрического сопротивления составил не более 0,1Ом на 5 циклов «нагрев-охлаждение» без защиты от воздействия окружающей среды. Полученные результаты свидетельствуют о возможности производства надежных электронных компонентов на основе керамических манганитов и построении на их базе эффективных линейных и матричных систем для анализа и визуализации магнитных полей.

Моделирование магнитокалорического эффекта в сплавах Гейслера Ni-Mn-Ga методом Монте Карло

Соколовский В.В.

Аспирант физического факультета

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

E-mail: vsokolovsky84@mail.ru

На сегодняшний день, во многих лабораториях и университетах мира ведутся интенсивные теоретические и экспериментальные исследования магнитокалорического

⁸ Автор выражает глубокую признательность и благодарность научному руководителю, д. ф.-м. наук, профессору Владимиру Корнильевичу Карпасюку

эффекта (МКЭ) в ферромагнитных сплавах, поскольку материалы с большим значением величины МКЭ в относительно низких магнитных полях могут быть использованы в качестве рабочего тела в устройствах, работающих на принципах магнитного охлаждения. Недавние экспериментальные исследования показали, что в сплавах Гейслера $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ ($x=0.18-0.27$) со связанным магнитоструктурным переходом наблюдается гигантский МКЭ (Khovailo, 2003). При этом величины МКЭ сопоставимы со значениями МКЭ для сплавов Gd-Ge-Si, Mn-P-As, которые уже применяются в технологиях магнитного охлаждения. В данной работе представлена теоретическая модель описания МКЭ в сплавах $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ ($x=0.18-0.27$) методом Монте Карло.

В предложенной модели используется трехмерная кубическая решетка с реальной элементарной ячейкой сплавов Гейслера. Элементарная ячейка состоит из четырех взаимопроникающих гранецентрированных подрешеток атомов X, расположенных в позициях (0, 0, 0), атомов Mn в позициях $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ и атомов Ni в позициях $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})$ и $(\frac{3}{4}, \frac{3}{4}, \frac{3}{4})$. При этом вся система состоит из двух взаимодействующих подсистем: структурной и магнитной. Для описания магнитной подсистемы выбрана модель Поттса « q -состояний» (Buchelnikov, 2008), позволяющая описать ферро-парамагнитный переход. Здесь q – число спиновых состояний магнитных атомов. В работе учитываются 3 и 5 спиновых состояний, т.к. спиновое число атомов Ni $S=1$ и, следовательно, возможно $2S+1=3$ спиновых состояний, а спиновое число атомов Mn $S=4/2$ и, соответственно, возможно 5 состояний. Для рассмотрения структурной подсистемы используется модель 3х состояний Блюме-Эммери-Гриффитса (Buchelnikov, 2008). Данная модель описывает структурный переход из кубической в тетрагональную фазу.

В случае нестехиометрических композиций $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ в магнитной подсистеме учитываются 6 типов взаимодействий: Mn – Mn; Mn – Ni(I) (здесь, Ni(I) – атомы Ni находящиеся в кристаллографической позиции атомов Ni в сплавах Гейслера); Ni(I) – Ni(I); Mn – Ni(II) (где, Ni(II) – избыточные атомы Ni, расположенные в позиции атомов Mn; конфигурация атомов Ni(II) задается случайным образом и число атомов Ni(II) определяется из композиционного состава $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$); Ni(II) – Ni(I); Ni(II) – Ni(II). При этом значения обменных интегралов для каждого из взаимодействий оцениваются из значений обменных констант для Ni_2MnGa , полученных с помощью первопринципных *ab initio* вычислений (Buchelnikov, 2008). В структурной подсистеме учитываются взаимодействия между всеми атомами решетки (Mn, Ni и Ga). Таким образом, в магнитной подсистеме для одного атома рассматривается 20 ближайших соседей, а в структурной подсистеме – 26 соседей. Моделирование решетки производится с помощью алгоритма Метрополиса (Buchelnikov, 2008).

С помощью предложенной модели были получены температурные зависимости намагниченности, теплоемкости и изменения энтропии при изменении магнитного поля от 0 до 5 Тл. Результаты модели находятся в согласии с экспериментальными данными.

Литература

1. Khovailo, V.V., et. al. (2003) Entropy change at the martensitic transformation in ferromagnetic shape memory alloys $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$ // J. Appl. Phys. **93**, p. 8483.
2. Buchelnikov, V.D., et. al. (2008) Monte-Carlo study of influence of antiferromagnetic interactions on the phase transitions in ferromagnetic Ni-Mn-X (X=In, Sn, Sb) alloys // Physical Review B **78**, p. 184427.

Поведение микрокапель магнитных эмульсий в магнитном и электрическом полях

Ткачева Е. С.

Студентка 5 курса физико-математического факультета
Ставропольский государственный университет, Ставрополь, Россия

E-mail: tkacheva.es.86@mail.ru

Идея создания магнитных эмульсий возникла в связи с возможностью их применения в качестве магниточувствительных сред. Магнитные эмульсии были приготовлены путем диспергирования авиационного масла в магнитной жидкости на основе керосина с помощью электромеханической мешалки. Экспериментальное изучение формы капель проводили с помощью наблюдений в оптический микроскоп, помещенный между катушками Гельмгольца, создающими однородное поле в месте расположения кюветы с магнитной эмульсией. Исследование деформации капель при совместном действии переменного электрического и магнитного полей проводили с помощью ячейки, представляющей собой предметное стекло, на поверхность которого наклеены две прямоугольные металлические пластины (медная фольга), в зазоре между торцами которых при подаче на них напряжения создавалось электрическое поле. Зазор между пластинами заполняли эмульсией, после чего ячейку закрепляли на столике микроскопа. Изменение формы микрокапель фиксировали путем фотографирования с помощью цифровой видеокамеры с последующим занесением снимков в компьютер для обработки.

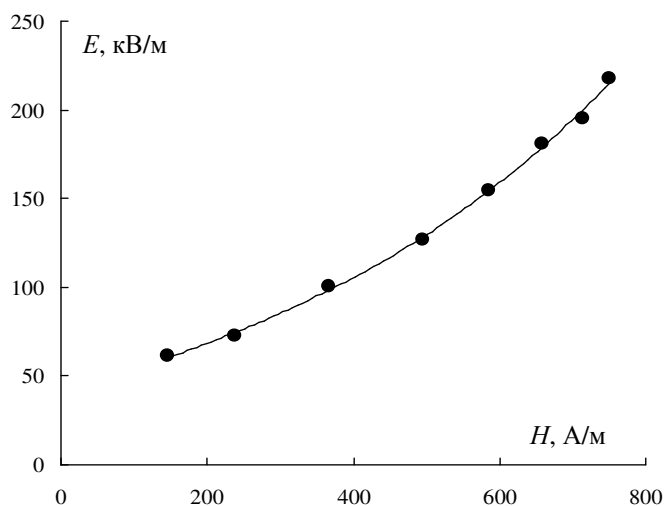


Рис. 1. Компенсация анизотропии формы магнитной капли в сонаправленных электрическом и магнитном полях.

Из-за возможной поляризации электродов и электрофоретической миграции наблюдаемых объектов в постоянном электрическом поле, исследования были проведены в переменном электрическом поле в частотном диапазоне 10 Гц – 200 кГц. Под воздействием электрического поля, направленного вдоль слоя образца, микрокапли магнитной эмульсии деформируются, причем немагнитные капли в электрическом поле с увеличением напряжения вытягиваются вдоль силовых линий, с увеличением же частоты переменного электрического поля степень деформации уменьшается. Магнитная капля при низких частотах (до 20 кГц) сплющивается, а при более высоких частотах (более 100 кГц) вытягивается вдоль силовых линий поля. В случае сплющивания капли возможна компенсация ее деформации с помощью дополнительного воздействия магнитным полем, сонаправленным с электрическим. На (рис. 1) приведен компенсационный график деформации микрокапли магнитной жидкости, построенный на основании результатов экспериментальных исследований:

каплю деформировали электрическим полем, затем с помощью воздействия магнитного поля, сонаправленного с электрическим, капле возвращали сферическую форму. Эксперименты продолжали до значений E , при которых начинали возникать электрогидродинамические течения, вследствие которых капли разрушались, полученная зависимость имеет нелинейный характер.

Таким образом, проведенные исследования позволяют судить о нетривиальном характере деформации магниточувствительных капель при совместном действии магнитного и электрического полей.

Движение пузырьков газа при кипении двухслойной среды магнитная – немагнитная жидкость в однородном внешнем магнитном поле

Травкина Т.В.

Аспирант

*Ставропольский государственный университет, физико-математический факультет,
Ставрополь, Россия*

E-mail: travkinaty@mail.ru

Настоящая работа является продолжением цикла экспериментов по изучению движения пузырьков газа в двухслойной среде магнитная - немагнитная жидкость в однородном внешнем магнитном поле. Ранее изучалось движение пузырька, выдуваемого со дна контейнера через трубку диаметром 0,02м [1].

Методика изучения частоты образования пузырьков пара при кипении двухслойной среды магнитная - немагнитная жидкость в однородном магнитном поле состояла в следующем: цилиндрический стеклянный контейнер заполнялся снизу непрозрачной магнитной жидкостью, а сверху несмешивающейся с ней прозрачной жидкостью - водой. Магнитная жидкость, представляла собой коллоидный раствор магнетита в керосине и имела плотность $1,447 \text{ г/см}^3$ с намагниченностью насыщения 50,9 кА/м. Ко дну контейнера подавалось тепло при помощи электрического нагревателя, обмотка которого выполнялась бифилярно. На торцевой стороне нагревателя, примыкающей ко дну контейнера, устанавливали спай хромель-копелевой термопары. На расстоянии 7 мм от дна контейнера устанавливали спай второй хромель-копелевой термопары. Контейнер с двухслойной средой помещали в магнитное поле, создаваемое катушками Гельмгольца. Для определения температурных напоров от дна контейнера к магнитной жидкости и от магнитной жидкости к воде, в объеме столба магнитной жидкости и в объеме столба воды располагали по одной термопаре. На дне контейнера происходило кипение магнитной жидкости и образование пузырьков пара. Пузырьки пара всплывали и, пересекая границу магнитная жидкость – вода, захватывали на свою поверхность слой магнитной жидкости. В воде пузырьки фиксировались с помощью цифровой видеокамеры. В процессе нагрева показания датчиков записывали с помощью автоматизированной системы, состоящей из компьютера класса Pentium III при помощи платы АЦП «La-1,5 PCI4» и программы ADCLab (версия 1.7).

Особенностью такого метода изучения кипения магнитной жидкости является тот факт, что магнитные жидкости становятся прозрачными только в тонких слоях или в случае очень малых концентраций магнитной фазы. Известны способы измерения частоты образования паровых пузырей в непрозрачных жидкостях с помощью различного рода электродов, этот метод эффективен в случае хорошо проводящих жидкостей. Поэтому в настоящей работе изучение движения пузырьков газа, при кипении двухслойной среды магнитная - немагнитная жидкость, проводилось при помощи фиксирования цифровой видеокамерой пузырька в воде. Пузырек газа становился видимым в воде, благодаря слою магнитной жидкости на его поверхности.

По результатам наблюдений изучалось движение пузырьков газа при кипении двухслойной среды магнитная - немагнитная жидкость, а также процесс изменения

теплого потока и зависимость теплового потока от температуры отдающей поверхности. Решалось одномерное уравнение теплопроводности. Эксперименты показали, что однородное магнитное поле существенно влияет на процессы образования и отрыва пузырьков пара при кипении двухслойной среды магнитная – немагнитная жидкость.

Литература

1. Травкина Т.В. (2008) К вопросу о движении газового пузырька в двухслойной среде - магнитная и немагнитная жидкость в однородном внешнем магнитном поле. // Сборник тезисов Международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов – 2008». Москва: Изд-во МГУ.

Исследование электрофизических свойств ленгмюровских плёнок, изготовленных на основе жидких кристаллов.

*Хлыбов С.В.*⁹

Студент

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия
E-mail: floyd2007@mail.ru*

В современном мире чрезвычайно важной является проблема отыскания новой элементной базы для устройств электроники. Предполагается, что в качестве такого вещества можно использовать жидкие кристаллы типа смектик-С. Они могут обладать сегнетоэлектрическими свойствами и, соответственно, петлёй гистерезиса. Это и позволяет рассматривать их как перспективную элементную базу для молекулярной электроники.

Основываясь на этих рассуждениях, нами был проведен ряд экспериментальных исследований сверхтонких ленгмюровских плёнок паратетрадецилоксибензилиденамино-2-метилбутилцианоцинномата (ТДОБАМБЦЦ). Изучались образцы толщиной 10 монослоев. ТДОБАМЦЦ относится к классу сегнетоэлектрических жидких кристаллов. Согласно литературным данным [5], эти жидкие кристаллы имели ряд структурных фазовых переходов. Поэтому представляло интерес исследование температурной зависимости проводимости в вакууме. Мы ожидали обнаружить какие-либо особенности на этих зависимостях при температурах фазовых переходов. Однако, нами, как и в более ранней работе, выполненной в нашей лаборатории на ленгмюровских пленках $PcVO$ [2], подобных особенностей обнаружено не было. Проводимость жидких кристаллов увеличивалась с температурой по экспоненциальному закону.

Следующим шагом наших исследований стало изучение влияния адсорбции донорных и акцепторных молекул на проводимость изучаемых пленок. Проводимость плёнок в результате адсорбции донорных молекул CH_4O понижается более чем в 6000 раз при низких частотах и затем возрастает примерно на два порядка при $f = 10^7$ Гц. В результате адсорбции акцепторных молекул йода проводимость падала более, чем в 1000 раз и слабо зависела от частоты. Уменьшение проводимости при адсорбции как донорных, так и акцепторных молекул связано, по-видимому, с образованием адсорбционных комплексов. Носители заряда обоих знаков могут захватываться на эти комплексы и тем самым уменьшать проводимость пленки. Обратимость адсорбции акцепторных молекул йода свидетельствует о возможности использования данного типа пленок в качестве сенсоров на такие молекулы.

В дальнейшем мы продолжим изучение плёнок ТДОБАМЦЦ с целью обнаружения структурного фазового перехода путём изучения изотерм адсорбции при различных

⁹ Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Левшину Н.Л. за помощь в подготовке тезисов

температурах. Вблизи температуры структурного фазового перехода планируется измерение спектров поглощения для выяснения механизма этого перехода и возможного применения исследуемых ленточных пленок в качестве элементов молекулярной электроники.

Литература.

1. Левшин Н.Л., Пронин Н.Н., Форш П.А., Юдин С.Г. ФТП, 2008, т.42, № 2
2. Д.В. Корешков, Н.Л. Левшин, Л.А. Форш, С.Г. Юдин. Вестник МГУ, сер.3, №2, с.27-29, 2007.
3. Блинов Л.М. Ленточные пленки. УФН, 1998, т.155, №3, с. 443 – 456
4. V.V. Lazarev, L.M. Blinov, S.P. Palto, S.G. Yudin. Thin solid films (to be published)

Магнитоэлектрический эффект в структуре магнитная пленка - пьезоэлектрик Фетисов Л.Ю.

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, 119991 Россия
E-mail: fetisovl@yandex.ru

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект, представляющий большой интерес как с научной, так и с прикладной точек зрения, в естественных материалах очень мал. Использование искусственных композитных структур позволяет увеличить этот эффект в десятки и сотни раз. В последнее время интенсивно исследуются многослойные структуры ферромагнетик - пьезоэлектрик. МЭ эффект в таких структурах возникает из-за механической связи между слоями, обладающими значительными значениями магнитострикции и пьезоэффекта. В настоящей работе представлены результаты исследования МЭ эффекта в структуре, содержащей аморфную пленку из сплава на основе железа с малым полем насыщения и пьезоэлектрический элемент.

Образец размерами $10 \times 4 \text{ мм}^2$, изготовлен из ферромагнитной аморфной ленты состава $\text{Fe}_{90,3}\text{Ni}_{1,5}\text{Si}_{5,2}\text{B}_3$ толщиной 30 мкм и пьезоэлектрической пластины цирконата-титаната свинца $\text{Pb}_{0,52}\text{Zr}_{0,48}\text{TiO}_3$ толщиной $d = 500 \text{ мкм}$, соединенных с помощью эпоксидного клея. Измерения проводились в постоянном магнитном поле $H = 0 - 1.5 \text{ кЭ}$ и переменном поле $h(t) = h \cdot \cos(2\pi ft)$ с частотой $f = 1 - 220 \text{ кГц}$. Определялась зависимость МЭ напряжения U от частоты f , напряженности и ориентации поля H .

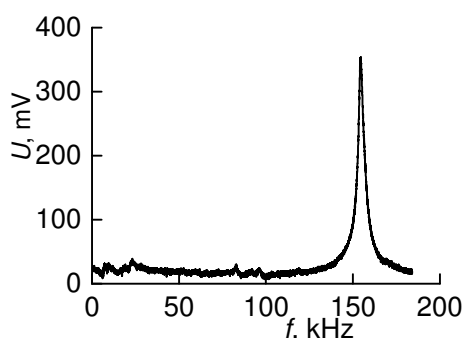


Рис. 1. Зависимость МЭ эффекта от частоты возбуждения.

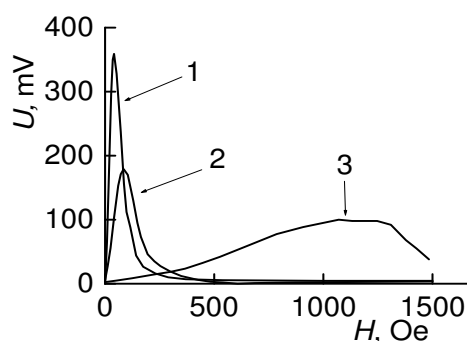


Рис. 2. Зависимость эффекта от поля. 1 - в плоскости образца вдоль легкой оси анизотропии магнитной ленты, 2 - в плоскости перпендикулярно оси анизотропии, 3 - перпендикулярно плоскости образца

Нами было обнаружено резонансное увеличение МЭ эффекта на частоте 156 кГц (см.рис.1). Коэффициент МЭ преобразования $\alpha = U / (d \cdot h)$, составляющий $50 \text{ мВ} \cdot \text{Э}^{-1} \text{ см}^{-1}$ на

частоте 1 кГц, возрастал до $7 \text{ В} \cdot \text{Э}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ на частоте резонанса. Обнаружено, что величина эффекта зависела также от величины постоянного поля и его ориентации относительно образца (см. рис.2). Максимум U достигается в поле $H = 40 \text{ Э}$, значительно меньшем, чем при использовании других ферромагнетиков. При намагничивании структуры перпендикулярно к плоскости U максимально в поле $H \sim 1200 \text{ Э}$, что обусловлено эффектами размагничивания.

Таким образом, показано, что эффективность МЭ взаимодействия в структурах, содержащих аморфные магнитные ленты, может достигать в резонансе значений $\alpha = 7 \text{ В} \cdot \text{Э}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ в малых магнитных полях, что делает такие структуры перспективными для создания высокочувствительных датчиков переменных магнитных полей. Автор выражает благодарность научному руководителю работы доц. Перову Н.С.

Литература

1. Nan C.W., Bichurin M.I., Dong S., Viehand D., Srinivasan G. (2008) Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspectives, status, and the future directions // JAP, 103, 031101.

Магнитокалорический эффект в соединениях $\text{Y}_2(\text{Fe,Mn})_{17}$ ¹⁰

Цхададзе Г.А., Панкратов Н.Ю.

Аспирант, старший научный сотрудник

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: pankratov@phys.msu.ru

Изучение магнитокалорического эффекта (МКЭ), возникающего в магнетиках при действии магнитного поля, является актуальной задачей [1] и в последние годы вызывает большой интерес [2]. Однако в большинстве работ по изучению МКЭ приводят расчетные данные для МКЭ, полученные из измерений намагниченности и теплоемкости, что в ряде случаев может расходиться с реальными результатами. МКЭ достигает наибольшего значения в области магнитных фазовых переходов. Исследования МКЭ дают ценную информацию о свойствах магнетиков вблизи фазовых переходов и основных взаимодействиях, оказывающих влияние на магнитоупорядоченное состояние. Интерес к исследованиям магнитокалорического эффекта подкрепляется также потребностью промышленности в материалах, обладающих высоким МКЭ, для создания магнитных холодильных машин. Поэтому наибольший интерес представляют экономически выгодные материалы с большим значением МКЭ в районе комнатной температуры.

В настоящее время большой интерес вызывает изучение эффектов, обусловленных замещением железа марганцем в интерметаллических соединениях, на основе редкоземельных и 3d переходных элементов. Такие замещения изменяют заполнение 3d-зоны, величину локальной восприимчивости и интенсивность спиновых флуктуаций. Целью настоящей работы явилось исследование магнитокалорического эффекта соединений $\text{Y}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Mn}_x$ прямым методом, измеряя температурный сдвиг ΔT при адиабатическом изменении магнитного поля.

Сплавы $\text{Y}_2\text{Fe}_{17-x}\text{Mn}_x$ ($x = 1-8$) выплавлялись из исходных компонентов методом индукционной плавки в атмосфере аргона. Анализ рентгеновских дифрактограмм показал, что все составы являются однофазными и обладают гексагональной кристаллической решеткой с пространственной группой $R\bar{6}_3/mmc$. Расчет параметров элементарной ячейки не выявил их зависимости от концентрации марганца, однако наблюдается уменьшение объема элементарной ячейки при замещении железа на марганец.

¹⁰ Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Президента Российской Федерации - для государственной поддержки научных исследований молодых российских ученых МК-5467.2008.2.

Методом термомагнитного анализа установлено, что температура Кюри T_C соединения Y_2Fe_{17} составляет 317 К, а при замещении Fe марганцем сначала наблюдается рост температуры Кюри ($T_C = 322$ К для $Y_2Fe_{16}Mn_1$), затем T_C монотонно уменьшается ($T_C = 83$ К для $Y_2Fe_{11}Mn_6$).

В результате эксперимента показано, что максимум на температурной зависимости магнитокалорического эффекта $\Delta T(T)$ в поле 13 кЭ наблюдается вблизи температур магнитного фазового перехода. Для Y_2Fe_{17} $\Delta T_{max} = 0.83$ К наблюдается при $T = 314$ К. Найдено, что величина магнитокалорического эффекта монотонно уменьшается при замещении железа марганцем.

Уменьшение величины результирующего обменного взаимодействия при замещении железа марганцем, указывает на наличие антиферромагнитных вкладов в температуру Кюри и нарушение коллинеарного упорядочения магнитных моментов подрешёток Mn и Fe в магнитном поле.

Литература

- [1] А.С. Андреевко, К.П. Белов, С.А. Никитин, и др. УФН, т.158 (1989), вып. 4, с.553.
 [2] А.М. Tishin, Y.I. Spichkin. The magnetocaloric effect and its applications. IOP Publishing, 2003, 475 p.

Динамические взаимодействия в сегнетомагнитных системах типа перовскита Шарафуллин И.Ф.

аспирант

Башкирский государственный университет, физический факультет, г. Уфа, Россия

E-Mail: SharafullinIF@yandex.ru

Взаимное влияние магнитной, электрической и упругой подсистем в сегнетомагнитных материалах уже изучалось. В настоящей работе исследуется влияние внешнего электрического и магнитного поля на магнитоэлектрическое, магнитоупругое и электроупругое взаимодействие в материалах, обладающих одновременно магнитным и электрическим упорядочением - сегнетомагнетиках.

В данной работе рассматривается антисегнетоантиферромагнетик (АСАФМ) орторомбической симметрии со структурой перовскита. Чтобы иметь возможность изучать динамические свойства сегнетомагнетиков воспользуемся методом приближенного вторичного квантования (ПВК). Гамильтониан в представлении ПВК:

$$H = \sum_{k\gamma} \varepsilon_{k\gamma}^M \hat{c}_{k\gamma}^+ \hat{c}_{k\gamma} + \sum_{k\tau\zeta} E_{k\tau\zeta} \hat{D}_{k\tau\zeta}^+ \hat{D}_{k\tau\zeta} + \sum_{kp} \varepsilon_{kp}^U b_{kp}^+ b_{kp} + \sum_{k\tau\zeta\gamma} \Psi_{k\tau\zeta}^{MF} \hat{c}_{k\gamma} [\hat{D}_{-k\tau\zeta} - \hat{D}_{k\tau\zeta}^+] + \\ + \sum_{kp} \Psi_{kp}^{MU} c_{k\gamma} [b_{-kp} - b_{kp}^+] + \sum_{k\tau\zeta\sigma} \Psi_{k\tau\zeta}^{FU} D_{k\tau\zeta} [b_{-kp} - b_{kp}^+].$$

Получено дисперсионное уравнение, определяющее собственные частоты АСАФМ, а также явная зависимость коэффициентов связи спиновой, сегнетоэлектрической и упругой подсистем от феноменологических постоянных и от внешнего электрического и магнитного поля.

Взаимодействие магнитной и сегнетоэлектрической подсистем меняет спектры тех ветвей, для которых коэффициент связи отличен от нуля. Дисперсионное уравнение для случая магнитоэлектрических колебаний имеет вид:

$$(\varepsilon_{k2}^{M^2} - \omega^2)(\varepsilon_{k2}^{f^2} - \omega^2) - 4\varepsilon_{k2}^{M^2} \varepsilon_{k2}^{f^2} \zeta_k^2 = 0.$$

Разумеется, обменное усиление магнитоэлектрического взаимодействия есть только в том случае, когда симметрия кристалла допускает существование хотя бы некоторых из компонент магнитоэлектрического тензора, не противоречивших работе [4]. Зная, какие из этих компонент отличны от нуля для данного кристалла и направляя должным образом внешнее магнитное поле, можно экспериментально наблюдать эффект

обменного усиления магнитоэлектрической связи по эффективности нерезонансного линейного возбуждения спиновых волн переменным электрическим полем на частоте спиновой волны.

Также в работе показано, что щель в спектре спиновой ветви уменьшается с увеличением внешнего магнитного поля, а щель в спектре сегнетоэлектрической ветви увеличивается с увеличением величины внешнего электрического поля. Исследование магнитоэлектрического взаимодействия в точке резонанса выявило уменьшение при росте внешнего магнитного поля и увеличение при росте внешнего электрического поля. Полученные результаты важны с точки зрения преобразования сигналов. Определено затухание спиновых волн для случая антисегнетоантиферромагнитной структуры.

Литература

1. Савченко М.А., Хабахпашев М.А. (1976) Связанные сегнетомагнитоупругие волны в сегнетоантиферромагнетиках // ФТТ, т.18, выпуск №9.
2. Туров Е.А., Николаев В.В. (2005) Новые физические явления в магнетиках ... // УФН, т.175, № 5
3. Кызыргулов И.Р., Харрасов М.Х. (2002) Связанные сегнетомагнитоупругие волны в антисегнетоферромагнетиках // ДАН, т.385, №1
4. Туров Е.А. (1994) УФН. – т. 164; № 3.

Природа парамагнитных центров в полианилине. Исследование методом СКВИД

*Шишлов М.Н.*¹

аспирант

Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

E-mail: bearsh@yandex.ru

Парамагнитная восприимчивость полианилина и других проводящих полимеров часто представляется как сумма двух компонент, температурно-независимой и описываемой законом Кюри S/T . Обычно принимается, что эти вклады даются “металлическими” областями и дефектами в аморфных областях соответственно [1,2]. В этом случае при низких температурах должны преимущественно наблюдаться парамагнитные центры в аморфных областях со спином $S=1/2$.

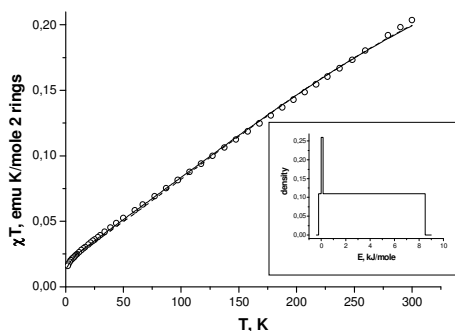


Рис.1 Температурная зависимость произведения парамагнитной восприимчивости и температуры. Кружки обозначают экспериментальные данные при 1000 Э, сплошная линия – симуляция с плотностью распределения синглет – триплетного расщепления E , данной в вставке; пунктирная линия – симуляция с той же плотностью, но

без выступа вблизи $E=0$.

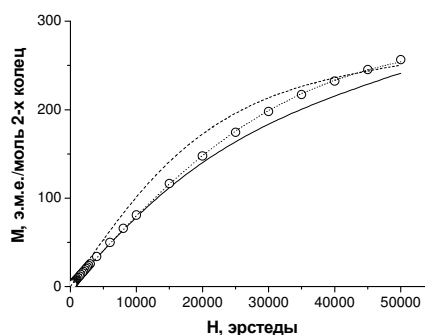


Рис.2 Полевая зависимость магнитного момента при $T=2K$. Кружки обозначают экспериментальные данные; сплошная и пунктирная линии – симуляция с плотностью в отсутствии и в присутствии выступа вблизи $E=0$.

Мы предложили альтернативную модель парамагнитных центров в проводящих полимерах [3]. В этой модели восприимчивость проводящих полимеров описывается

интегралом восприимчивостей полимерных фрагментов в триплетном состоянии по величине синглет-триплетного расщепления [3].

Для проверки триплетной модели, была измерена зависимость магнитного момента 23,8 мг. порошка полианилина, допированного м-крезолом, от температуры и магнитного поля. Измерения проводились на СКВИД – магнитометре MPMS 5XL, Quantum Design. Магнитный момент корректировали на магнитный момент держателя и диамагнетизм полианилина.

Симуляция полевой зависимости при 2 К функцией Бриллюэна дает $S=0.30$, что заметно меньше величины 0.5, предсказываемой «металлической» моделью. Рисунки 1 и 2 показывают, что триплетная модель с распределением плотности, показанной на вставке в рисунке 1, прекрасно описывает как температурную так и полевую зависимости. Симуляции температурной зависимости восприимчивости при $T < 10$ К и полевой зависимости чувствительны к распределению плотности вблизи $E=0$.

Литература

1. Wang Z. H., Scherr E. M., MacDiarmid A. G., Epstein A. J., Phys. Rev. B, 1992, **45**, 4190;
2. Kahol P. K., Ho J. C., Chen Y. Y., Wang C. R., Neeleshwar S., Tsai C. B., Wessling B., Synth. Met., 2005, **151**, 65.
3. Kulikov A.V., Komissarova A.S., Shishlov M.N., Fokeeva L.S., Russian Chemical Bulletin, International Edition, 2008, **562**, N 2., pp. 324—329

¹ Автор выражает признательность д.ф.-м.н. Куликову А.В. за помощь в подготовке тезисов.

Моделирование равновесных форм капли магнитной жидкости в магнитном поле Ярцева Е.П.

Аспирант

Ставропольский государственный университет, физико – математический факультет,
Ставрополь, Россия

E-mail: yartseva_elena@mail.ru

Интерес к гидродинамике магнитных жидкостей в условиях существенного влияния поверхностных сил связан с многочисленными приложениями в технике, химической и медицинской технологиях, в прикладных задачах космических полетов.

Для нахождения равновесной формы капли магнитной жидкости, вытекающей на нижнюю поверхность немагнитного контейнера из капиллярного отверстия в вертикальном магнитном поле, использовалось условие равновесия границы раздела намагничивающаяся жидкость – немагнитная среда [1]:

$$\rho g z - \mu_0 \int_{H_0}^H M dH - \frac{1}{2} \mu_0 (\bar{M} \cdot \bar{n})^2 + \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = C. \quad (1)$$

Распределение однородного на бесконечности магнитного поля искажается каплей и вне ее описывается формулами [2]:

$$H_r = \left(1 + 2k \frac{R^3}{r^3} \right) H_0 \cos \theta, \quad H_\theta = - \left(1 - k \frac{R^3}{r^3} \right) H_0 \sin \theta, \quad H_\varphi = 0, \quad k = \frac{\mu_f - 1}{\mu_f - 2}. \quad (2)$$

Уравнения (2) приводились к декартовой прямоугольной системе координат, в которой направление вертикальной оси z совпадает с направлением силы тяжести, в результате чего уравнение (1) было получено в виде:

$$\rho g z - \frac{\mu_0}{128} \chi H_0^2 \frac{48x^4 - 133x^2 z^2 + 99z^4}{(x^2 + z^2)^2} - \frac{\mu_0}{128} \chi H_0^2 - \frac{\mu_0 \chi^2 H_0^2}{2(1 + \chi)^2} - \sigma \frac{xz'' + z'(1 + z'^2)}{x(1 + z'^2)^{3/2}} = 0. \quad (3)$$

В процессе численного решения уравнения (3) методом конечных разностей построены решения различных краевых задач, соответствующих малым напряженностям магнитного поля – 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1, 1.2, 1.4, 1.8 кА/м.

Полученные решения показывают, что с ростом напряженности H магнитного поля происходит уменьшение объема капли магнитной жидкости за счет уменьшения ее основания на поверхности подвеса, то есть полученные результаты находятся в качественном и количественном согласии с экспериментальными данными [3].

Определялись значения объемов капель магнитной жидкости при различных напряженностях поля, для этого использовалась формула объема тела, полученного вращением вокруг оси Oz найденных кривых – решений уравнения (3). Вычисление в пакете MathCAD последовательности определенных интегралов позволило построить теоретическую кривую зависимости объема капли от напряженности вертикального магнитного поля. Полученные экспериментальная и теоретическая кривые находятся в хорошем качественном и количественном согласии.

Литература

1. Гогосов В.В., Налетова В.А., Шапошникова Г.А. Гидродинамика намагничивающихся жидкостей // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. – М.: ВИНТИ, 1981. – Т. 16. – С. 76-208.
2. Стреттон Д.А. Теория электромагнетизма. – М. – Л.: ГИТТЛ, 1948. – 539 с.
3. Симоновский А.Я., Ярцева Е.П. О капиллярных явлениях в магнитных жидкостях. // Журнал «Известия вузов. Северо – Кавказский регион». Естественные науки. Приложение. – 2006. - № 12. – С. 40 – 51.

ⁱ Автор выражает признательность проф. д. ф.-м. н. Бердинскому В.Л. за помощь в подготовке тезисов.

ⁱⁱ Автор выражает признательность научному руководителю доценту, к.ф.-м.н. Н.С. Перову за помощь в подготовке тезисов, а также профессору М. Фарле (университет Дуйсбург-Эссен, Германия) за предоставленное для измерений оборудование.