

6-Физика магнитных явлений

Антоненков Олег Владимирович, 6 курс
Новгородский Государственный Университет им. Ярослава Мудрого, физико-технический
Резонансный магнитоэлектрический эффект в композиционных материалах
Научный руководитель: Филиппов Дмитрий Александрович, кандидат физико-математических наук,
заместитель проректора по научной работе, Новгородский Государственный Университет имени
Ярослава Мудрого
Адрес: 173003 Великий Новгород, улица Большая Санкт-Петербургская, 41
Телефон: (81622) 5-65-85
E-Mail: fdma@novsu.ac.ru стр. 292

Батищева Елена Павловна, 6 курс
Воронежский Государственный Технический Университет, физико-технический
Магнитный импеденс в аморфном сплаве Fe₇₅-P₁₈-Mn₅-V₂
Научный руководитель: Калинин Юрий Егорович., доктор физ.-мат. наук, профессор, Воронежский
Государственный Технический Университет
Адрес: 394026, г. Воронеж, Московский проспект, 14
Телефон: (0732) 16-66-47
E-Mail: kalinin@ns1.vrstu.ac.ru стр. 294

Бир Александр Владимирович, 5 курс
Томский Государственный Университет, радиофизический
Спектры магнитной проницаемости механически активированных порошков гексаферритов в области ферромагнитного резонанса.
Научный руководитель: Суслиев Валентин Иванович, кандидат физико-математических наук, доцент,
Кафедра радиоэлектроники Томского государственного университета
Адрес: г.Томск ул.Жуковского 35
Телефон: (3822)26-03-97
E-Mail: susl.rff@elefot.tsu.ru стр. 296

Васильева Наталия Андреевна, аспирант 2 г/о
Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, физический
Фазовый структурный переход и магнитоупругое взаимодействие в монокристаллах La_{0.8}Sr_{0.2}MnO₃
Научный руководитель: Гайдуков Ю.П., доктор физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник, МГУ,
КФНТИСП
Адрес: 127015, г.Москва, Бутырская 9-132
Телефон: (095)285-36-84
E-Mail: nav@opts.phys.msu.su стр. 298

Власов Владимир Сергеевич, аспирант
Сыктывкарский Государственный Университет, физический
Расчет сигналов магнитоакустического эха в области насыщения
Научный руководитель: Котов Леонид Нафанаилович, доктор физико-математических наук, профессор,
Сыктывкарский Государственный Университет
Адрес: 167000 г.Сыктывкар ул. Орджоникидзе 10-9
Телефон: (8212) 43-67-29
E-Mail: vlasovv78@mail.ru стр. 299

Воронцова Анна Анатольевна, 2 год аспирантуры
Санкт Петербургский Государственный Университет, физический
Микроструктура растворов неорганических кислот по данным ЯМР
Научный руководитель: Чижик Владимир Иванович, д. ф.-м. наук, заведующий кафедрой, НИИ физики
им. Фока

Адрес: 198504 г. Петродворец Ботаническая ул., д. 64/2
Телефон: (812)428-43-62
E-Mail: voron@esr.phys.spbu.ru стр. 301

Голощапова Дина Андреевна, 2 курс
Новосибирский Государственный Университет, физический
Разработка и создание датчика для изучения времени спиновой релаксации короткоживущих радикалов в слабых магнитных полях порядка и меньше констант сверхтонкого взаимодействия радикалов
Научный руководитель: Багрянская Елена Григорьевна, Профессор, д. ф. - м. н., , Международный
Томографический Центр СОРАН
Адрес: 630090 Новосибирск ул. Пирогова 14-306
E-Mail: dinkaa@gorodok.net стр. 302

Донец Алексей Валерьевич, 6 курс
Санкт-Петербургский Государственный Университет, физический
Эффект перестройки гидратных оболочек ионов при изменении температуры
Научный руководитель: Чижик Владимир Иванович, д.ф.м.н., заведующий кафедрой, Санкт-Петербургский Государственный Университет, физический факультет
Адрес: 197042, Санкт-Петербург, наб. Мартынова, д.12, кв.59
Телефон: (812) 235-33-59
E-Mail: aldonets@mail.ru стр. 303

Жукова Екатерина Сергеевна, 5 курс
Дальневосточный Государственный Университет, институт физики и информационных технологий
Структура и свойства спиннингованных лент
Научный руководитель: Крайнова Галина Сергеевна, к.ф.-м.н., доцент, кафедра ФОТИС ИФИТ ДВГУ
Адрес: 690600, г. Владивосток, ул. Суханова 8, ДВГУ, ИФИТ
E-Mail: kat638@mailgate.ru стр. 305

Закинян Артур Робертович, 1 курс
Ставропольский Государственный Университет, физико-математический
Исследование электропроводности магнитной жидкости с графитовым наполнителем
Научный руководитель: Диканский Юрий Иванович, доктор физико-математических наук, Профессор кафедры общей физики СГУ, Кафедра общей физики Ставропольского государственного университета
Адрес: 355035, Россия, г. Ставрополь, ул. Спартака, д.4, к.512
Телефон: (8652)35-33-48
E-Mail: zakinyan@mail.ru стр. 307

Касаев Алексей Сергеевич, аспирант 1-го года обучения
Новосибирский Государственный Технический Университет, физико-технический
Исследование свойств ферритов 200НН2 и 2000НН в сильных полях в наносекундном диапазоне.
Научный руководитель: Подгорный Фёдор Владимирович, , м.н.с., Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера
Адрес: 630090 Новосибирск, Институт ядерной физики, проспект академика Лаврентьева 11
Телефон: (3832) 39-47-23
E-Mail: lx11101@mail.ru стр. 309

Коржов Федор Васильевич, аспирант
Омский Государственный Университет, Отделение Компьютерных Наук
Моделирование процесса нагрева вещества в высокочастотном электромагнитном поле
Научный руководитель: Данилова Ольга Тимофеевна, к.ф.-м.н., доцент, Омский Государственный Университет
Адрес: 644077. Омск. пр. Мира 55а. Отделение Компьютерных Наук, кафедра информационной безопасности
Телефон: (3812)22-38-83
E-Mail: danilova@univer.omsk.su стр. 311

Лахтина Екатерина Владимировна, магистр
Пермский Государственный Университет (институт механики сплошных сред УрО РАН), физический
О некоторых методах расчета статической магнитной восприимчивости ферроколлоидов
Научный руководитель: Пшеничников Александр Федорович, д.ф.-м.н., профессор, заведующий лабораторией, институт механики сплошных сред Уральского Отделения Российской Академии Наук
Адрес: Пермь, Букирева, 15 (Пермь, Королева, 1)
Телефон: (3422) 39-16-03
E-Mail: laek@icmm.ru стр. 313

Лукьяненко Алексей Валерьевич, 4 курс
Красноярский Государственный Университет, физический
Корреляционная функция намагниченности в модели ферромагнетика с одномерной неоднородностью анизотропии
Научный руководитель: Комогорцев Сергей Викторович, к.ф.-м.н., н.с., ИФ СО РАН
Адрес: 660036 г.Красноярск, Академгородок, ИФ СО РАН
Телефон: (3912)64-30-44
E-Mail: rauf@iph.krasn.ru стр. 314

Майничев Дмитрий Александрович, аспирант
Институт Неорганической Химии СО РАН, физический
Пермутация значений лантанид-индуцированных сдвигов в спектрах ЯМР комплексов РЗЭ как новая разновидность методики разделения фермиконтактных и псевдоконтактных вкладов
Научный руководитель: Бабайлов Сергей Павлович, к.ф.-м.н., с.н.с., ИНХ СО РАН
Адрес: 630090, г.Новосибирск, а/я 82
Телефон: (3832)30-14-28
E-Mail: ketcup@academ.org стр. 316

Моховиков Александр Юрьевич, аспирант
Иркутский Государственный Университет, физический
Магнитные и магнитоупругие свойства микропроволок на основе железа
Научный руководитель: Гаврилюк Алексей Александрович, Кандидат физико-математических наук, Доцент, Кафедра электроники твердого тела Иркутского государственного университета
Адрес: 664003, Иркутск, бульвар Гагарина, 20
Телефон: (3952)24-32-71
E-Mail: zubr@api.isu.runnet.ru стр. 318

Невмержицкий Виталий Иванович, аспирант 2 года обучения
Дальневосточный Государственный Университет, институт физики и информационных технологий
Электрические и магнитные свойства спиннингованных лент Fe₇₀Cr₁₅B₁₅(Sn, Mo)
Научный руководитель: Крайнова Галина Серовбовна, к.ф.-м.н., доцент, Кафедра ФОТИС ИФИТ ДВГУ
Адрес: 690600, Владивосток, ГСП, ул. Суханова 8, ИФИТ ДВГУ
E-Mail: tata@ifit.phys.dvgu.ru стр. 320

Носов Леонид Сергеевич, 5 курс
Сыктывкарский Государственный Университет, физический
О переориентации однодоменных эллипсоидальных частиц.
Научный руководитель: Котов Леонид Нафанаилович, доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой, Сыктывкарский государственный университет, кафедра радиофизики и электроники
Адрес: 167000, Респ. Коми, г. Сыктывкар, ул. Пушкина, д. 7/2, кв. 22
Телефон: (8212) 20-02-81
E-Mail: lamama@mail.ru стр. 322

Павлова Мария Сергеевна, 1 курс магистратуры
Санкт-Петербургский Государственный Университет, физический
Квадрупольная релаксация и константа квадрупольной связи в растворах кислот
Научный руководитель: Чижик Владимир Иванович, д. ф.-м. н., заведующий кафедрой, НИИ физики им. Фока
Адрес: 192282 г. Санкт-Петербург, Дунайский пр., д.38, к.1, кв.111

Телефон: (812)261-67-84
E-Mail: MariaPavlova@mail.ru стр. 324

Панкратов Николай Юрьевич, аспирант
Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, физический
Влияние легирования кобальтом на магнитные фазовые переходы в соединениях $R_2(Fe,Co)14B$ ($R = Er, Y$)

Научный руководитель: Никитин Сергей Александрович, доктор физ.-мат. наук, профессор, МГУ им. Ломоносова, физический факультет
Адрес: 119992, Москва, Ленинские горы, МГУ им. Ломоносова, физический факультет
Телефон: (095)939-49-02
E-Mail: nik@rem.phys.msu.su стр. 326

Панова Маргарита Анатольевна, 4 курс
Красноярский Государственный Университет, физический
Спин-стекольные свойства многослойных пленок $(Gd/Si/Co/Si)_n$ в малых магнитных полях
Научный руководитель: Патрин Геннадий Семенович, Васильковский Владимир Олегович, д.ф.-м.н. (оба), зав. кафедрой, КрасГУ, УрГУ
Адрес: 660041, Красноярск, пр.Свободный, 79, КрасГУ, физфак
Телефон: (3912)44-56-03
E-Mail: patrin@iph.krasn.ru стр. 328

Патрин Константин Геннадьевич, 4 курс
Красноярский Государственный Университет, физический
Эффект изменение проводимости при магнитном резонансе в кристаллах манганита $Eu_{0.7}Pb_{0.3}MnO_3$

Научный руководитель: Волков Никита Валентинович, к.ф.-м.н., ученый секретарь, Институт физики СО РАН
Адрес: 660041, Красноярск, пр.Свободный, 79, КрасГУ, физфак
Телефон: (3912)44-56-03
E-Mail: patrin@iph.krasn.ru стр. 330

Прохорова Ирина Викторовна, 4 курс
Красноярский Государственный Университет, физический
Антиферромагнетизм квази-двумерных кристаллов $(CH_3NH_3)_2CuBr_4$
Научный руководитель: Патрин Геннадий Семенович, зав. кафедрой, КрасГУ
Адрес: 660041, Красноярск, пр.Свободный, 79, КрасГУ, физфак
Телефон: (3912)44-56-03
E-Mail: patrin@iph.krasn.ru стр. 331

Ряхова Ольга Григорьевна, аспирант
Башкирский Государственный Университет, физический
Вращательно - инвариантная теория затухания МУ волн в кубическом ферромагнетике
Научный руководитель: Вахитов Роберт Миннисламович, д. ф.-м. н., проф., Башкирский государственный университет
Адрес: 450074, г.Уфа, ул.Гоголя д.11, ком. 422.
Телефон: (3472) 23-67-23
E-Mail: RyahovaOG@ic.bashedu.ru стр. 332

Самардак Александр Сергеевич, аспирант 3-го года обучения
ИФИТ ДВГУ, ФТТ
Релаксационные процессы в обменно-связанных пленках $Co/Cu/Co$ при изотермическом отжиге
Научный руководитель: Чеботкевич Людмила Алексеевна, Доктор физ.-мат. наук, Профессор, ИФИТ ДВГУ
Адрес: 690014, Владивосток, ул. Державина 15, ком. 529
Телефон: (4232) 45-77-19
E-Mail: sas@lemoi.phys.dvgu.ru стр. 333

Тугаринов Василий Иванович, аспирант
Институт Физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Лаборатория РСМУВ
Исследование фазовой диаграммы метабората меди резонансным методом
Научный руководитель: Панкрац А.И., к.ф.-м.н., ст.научный сотрудник, Институт физики СО РАН им.Киренского
Адрес: Красноярск, Железнодорожников 22-52
E-Mail: vit@iph.krasn.ru стр. 336

Шабалин Максим Александрович, аспирант
Башкирский Государственный Университет, физический
Динамика доменных границ в редкоземельных ортоферритах с учетом анизотропии g-фактора
Научный руководитель: Екомасов Евгений Григорьевич, к.ф.-м.н., докторант, БашГУ, физический факультет
Адрес: 450105, Уфа, ул. Гагарина 40-80
Телефон: (3472) 30-63-18
E-Mail: ShabalinMA@mail.ru стр. 338

Шориков Алексей Олегович, инженер
Институт Физики Металлов УрО РАН, Лаборатория оптики металлов
Анализ магнитной структуры (VO)₂P₂O₇ на основе первопринципных зонных расчетов.
Научный руководитель: Анисимов В.И., д.-ф.м.н., зав. лаб., ИФМ УрО РАН
Адрес: 620219, Екатеринбург, ГСП-170, Россия
Телефон: (3432) 49-93-86
E-Mail: shorikov@optics.imp.uran.ru стр. 339

Шориков Алексей Олегович, инженер
Институт Физики Металлов УрО РАН, Лаборатория оптики металлов
Расчет магнитных свойств монохалькогенидов урана методом LDA+U с учетом спин-орбитального взаимодействия.
Научный руководитель: Анисимов В.И., д.-ф.м.н., зав. лаб., ИФМ УрО РАН
Адрес: 620219, Екатеринбург, ГСП-170, Россия
Телефон: (3432) 49-93-86
E-Mail: shorikov@optics.imp.uran.ru стр. 341

Резонансный магнитоэлектрический эффект в композиционных материалах

Антоненков Олег Владимирович

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого

Филиппов Дмитрий Александрович, к. ф.-м. н.

fdma@novsu.ac.ru

Резонансный магнитоэлектрический (МЭ) эффект заключается в том, что в области ферро- или антиферромагнитного резонанса наблюдается сдвиг резонансной линии под действием статического или низкочастотного электрического поля. Материалы, в которых наблюдается МЭ эффект, получили название магнитоэлектрических. К ним относятся некоторые магнитоупорядоченные монокристаллы, такие как оксид хрома, борат железа и др., а также композиционные материалы на основе ферритов и сегнетоэлектриков, например, на основе феррошпинелей и ЦТС.

Природа МЭ эффекта в композиционных материалах обусловлена взаимодействием электрической и магнитной составляющих, входящий в состав композита. По отдельности, ни в электрической, ни в магнитной компоненте МЭ эффект, как правило, не существует. Однако в композите, в результате взаимодействия между компонентами, этот эффект может существовать и поэтому он относится к так называемым “product property” эффектам.

Возникновение МЭ эффекта связано с механическим взаимодействием ферритовой и сегнетоэлектрической систем. При приложении электрического поля вследствие обратного пьезоэффекта в сегнетоэлектрической компоненте возникают механические напряжения. Эти напряжения передаются в ферритовую компоненту, где вследствие магнитострикции возникает намагниченность. Очевидно, что величина эффекта будет довольно сложным образом зависеть от процентного состава композита, пьезоэлектрического и пьезомагнитного тензоров, упругих модулей. Выяснение такой зависимости позволит синтезировать композиционные магнитоэлектрические материалы с максимальной величиной эффекта.

В данной работе использовался резонансный метод исследования МЭ эффекта. Образцы из многослойных и объемных композиционных материалов в виде дисков диаметром 3-5 мм и толщиной 0,25-0,50 мм помещались в резонатор в пучность переменного магнитного поля и прикладывалось постоянное магнитное поле. На частоте 9.3 ГГц измерялась величина постоянного магнитного поля, при котором наблюдался ферромагнитный резонанс и ширина резонансной линии. Затем к образцам прикладывалось электрическое поле в форме “меандра” и исследовалось изменение положения линии магнитного резонанса и ее ширины. Измерения проводились на образцах, где в качестве ферромагнитной составляющей композиционного материала использовалась литиевая или никелевая феррошпинели а в качестве сегнетоэлектрической компоненты – ЦТС. Исследовались образцы с разным количеством слоев и их толщиной.

В качестве примера приведены результаты (см. рис.1) для образца из 11 слоев $Ni_{0.9}Zn_{0.1}Fe_2O_4$ по 32 мкм и 10 слоев PZT по 16 мкм, где по оси абсцисс отложено значение постоянного магнитного поля, прикладываемого к образцу, а по оси ординат - производная от линии ферромагнитного резонанса.

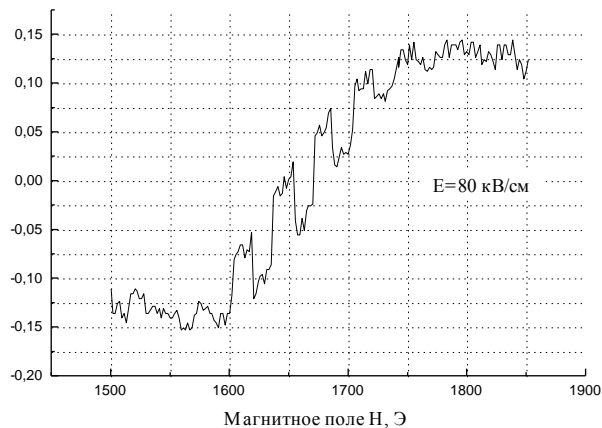


Рис.1

Полученные результаты показывают, что исследуемые многослойные композиты имеют большие значения диэлектрических и магнитных потерь в диапазоне СВЧ, широкие линии ФМР, малую величину резонансного МЭ эффекта, сложную зависимость величины резонансного МЭ эффекта от количества и толщины слоев, а также их состава.

Например, в поляризованном композите из 11 слоев LFO и 10 слоев PZT ширина линии ФМР и величина сдвига увеличивается с увеличением толщины PZT слоев при постоянной толщине LFO слоев.

В композите из 11 слоев $Ni_{0.9}Zn_{0.1}Fe_2O_4$ и 10 слоев PZT ширина линии ФМР увеличивается с увеличением толщины PZT слоев, сдвиг линии при этом также увеличивается.

Меняя значение x в составе $Ni_xZn_{1-x}Fe_2O_4$ от 0.7 до 0.9 с шагом 0.1, в композите из 11 слоев $Ni_xZn_{1-x}Fe_2O_4$ и 10 слоев PZT по 18 мкм ширина линии сначала возрастает, а потом уменьшается. Сдвиг линии при этом увеличивается.

Если рассмотреть композиты из $Ni_{0.8}Zn_{0.2}Fe_2O_4$ и PZT слоев по 18 мкм, то минимальная ширина линии ФМР у композита с 15 слоями PZT (сравниваются композиты с 10, 15, и 20 слоями PZT). При тех же условиях, но в композитах из $Ni_{0.7}Zn_{0.3}Fe_2O_4$ и PZT слоев минимальная ширина линии ФМР у композита с 10 слоями PZT и она увеличивается с увеличением количеством PZT слоев.

Исследованы также объемные композиционные материалы феррит – пьезоэлектрик. Образцы были поляризованы при комнатной температуре в течение одного часа в электрическом поле напряженностью 40 кВ/см. При увеличении доли ЦТС в составе материала наблюдается увеличение ширины линии ФМР, сдвиг линии ФМР при этом также увеличивается.

Работа выполнена при финансовой поддержке стипендиальной программы Фонда «Династия» и МЦФФМ.

Магнитный импеданс в аморфном сплаве $\text{Fe}_{75}\text{P}_{18}\text{Mn}_5\text{V}_2$

Батищева Елена Павловна

Самцова Наталия Павловна, Ситников Александр Викторович

Воронежский Государственный Технический Университет

Калинин Юрий Егорович, д.ф-м.н.

Kalinin@ns1.vstu.ac.ru

В настоящее время одним из наиболее актуальных направлений исследований в области физики магнитных явлений является изучение эффекта гигантского магнитоимпеданса [1-2]. Несмотря на значительное количество публикаций, посвященных изучению этого эффекта, до настоящего времени остается неисследованным целый ряд вопросов, необходимых для полного понимания его природы.

В данной работе исследовался эффект магнитного импеданса на образцах длиной 25 мм, шириной 4 мм, изготовленных из аморфной ленты состава $\text{Fe}_{75}\text{P}_{18}\text{Mn}_5\text{V}_2$ толщиной 30 мкм, по схеме, состоящей из последовательно соединенных высокоомного резистора и исследуемого образца. Аморфные ленты шириной ~ 4 мм были получены закалкой из жидкого состояния в институте металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН (лаборатория чл.-корр. РАН Ю.К. Ковнеристого). Внешнее магнитное поле H и протекающий по образцу высокочастотный ток при измерении магнитного импеданса были ориентированы вдоль оси ленты. Частота переменного тока изменялась в диапазоне от 1 до 10 МГц, а магнитное поле варьировали в интервале от 0 до 300 Э. Изменение электрического сопротивления определялось по формуле [3]:

$$\frac{\Delta Z}{Z_0} = \frac{Z_H - Z_0}{Z_0} = \frac{U_H - U_0}{U_0} = \frac{\Delta U}{U_0}, \quad (1)$$

где Z_0 – импеданс образца при $H = 0$, Z_H – импеданс образца в магнитном поле H , U_H – напряжение на образце в поле H , U_0 – напряжение на образце в поле $H = 0$.

По итогам работы можно сделать следующие выводы:

1. С ростом внешнего магнитного поля до некоторого значения $H_{кр}$ наблюдается характерный максимум $\frac{\Delta Z}{Z_0}$ (рис.1).

2. С увеличением частоты переменного тока величина поля $H_{кр}$ смещается в сторону меньших значений (рис.2).

3. Максимум магнитного импеданса наблюдается в частотном диапазоне от 10 МГц до 16 МГц.

4. При увеличении внешнего поля до 300 Э импеданс $\frac{\Delta Z}{Z_0}$ монотонно убывает, не достигая насыщения. Величина отрицательного эффекта при этом составляет 6,2 % на частоте переменного тока 10 МГц и 3,2 % на частоте 5,25 МГц.

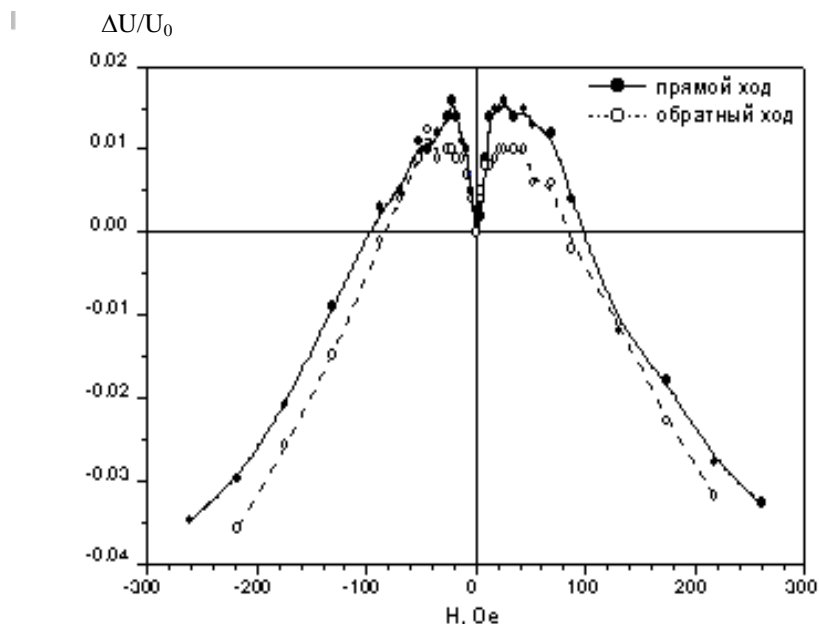


Рис.1 Зависимость импеданса образца $Fe_{75}P_{18}Mn_5V_2$ от величины постоянного магнитного поля на частоте переменного тока 5.25 МГц

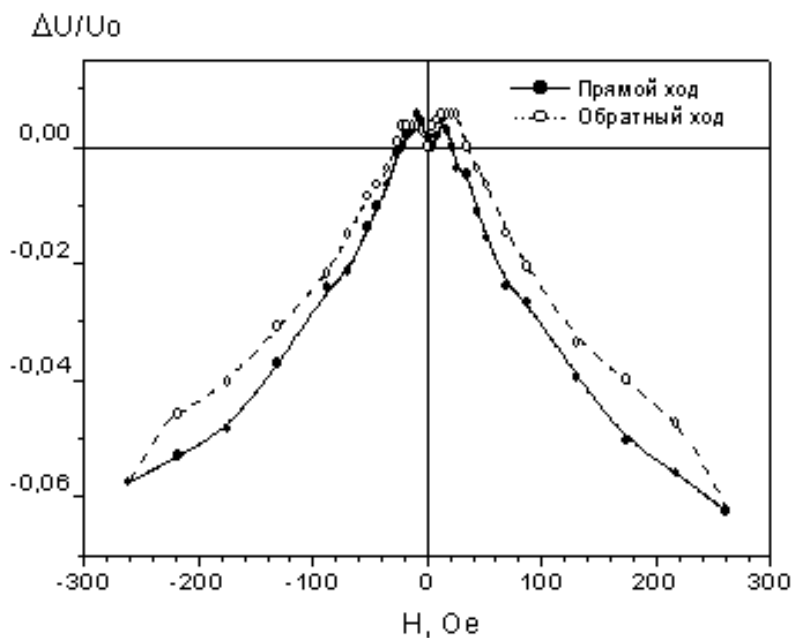


Рис.2 Зависимость импеданса образца $Fe_{75}P_{18}Mn_5V_2$ от величины постоянного магнитного поля на частоте переменного тока 10 МГц

Экспериментально полученные результаты объясняются, основываясь на представлениях о процессах перестройки доменной структуры в исследованном сплаве при намагничивании.

Список публикаций:

[1] Panina L., Mohri K., *ЖММ*, 157/158, 137-140 (1996). [2] Сокол-Кутыловский, *ФММ*, том 84, вып.3, 54-61 (1997). [3] Аннашко А.А., Семиров А.В., Гаврилюк А.А., *Журнал технической физики*, том 73, вып.4, 49-52 (2003).

Спектры магнитной проницаемости механически активированных порошков гексаферритов в области ферромагнитного резонанса

Бир Александр Владимирович

Томский государственный университет

Суляев Валентин Иванович, к.ф.-м.н.

susl.rff@elefot.tsu.ru

Создание магнитных материалов с заданными свойствами на высоких частотах является одной из актуальных проблем физики твердого тела. В частности, важное значение имеет разработка ферритов с гексагональной структурой, которые находят широкое применение в различных устройствах микроволнового диапазона длин волн, использующих явление резонанса во внутреннем эффективном поле магнитной кристаллографической анизотропии – естественным ферромагнитным резонансом (ЕФМР). Такими устройствами могут быть элементы безэховых камер, поглотители для согласованных нагрузок и др. Гексаферриты обладают более высокими дисперсионными частотами, по сравнению с ферритами со структурой шпинели. Частоту ЕФМР гексаферритов, определяющую область применения, можно изменять, варьируя состав феррита. Известно [1], что для системы $\text{Co}_{2-x}\text{Zn}_x\text{W}$ при $0 \leq x \leq 1,6$ частота ЕФМР изменяется более, чем в 10 раз. Этот эффект определяется широким диапазоном изменения значений полей кристаллографической анизотропии, что связано со спин-ориентационными превращениями типа ось легкого намагничивания – конус легкого намагничивания – плоскость легкого намагничивания, то есть перестройкой магнитной структуры при замене магнитных атомов Со немагнитными Zn [1,2].

Практическое применение находят как изделия из сплошных материалов, так и из порошковых, которые являются наполнителем в композиционных материалах [3]. Порошки ферритов получают дроблением сплошных образцов или синтезируются по специальной технологии.

Относительно недавно обнаружено, что механическая активация порошка изменяет поверхностную структуру магнитного материала. Поверхность в мелкодисперсном порошке играет заметную роль в формировании величин магнитных статических характеристик, в том числе, и магнитной кристаллографической анизотропии. При этом эти изменения определяются временем механической обработки. В связи с этим представляет интерес провести исследование спектров магнитной проницаемости механически активированных порошков гексаферритов в области ЕФМР.

Измерения производились на автоматизированном измерительном комплексе с применением многомодового прямоугольного резонатора. Порошковый материал получался дроблением сплошного материала, синтезированного по керамической технологии и механически активировался в планетарной мельнице с ускорением 10g. Образец исследуемого материала засыпался в кварцевую трубку известного объема с максимальным уплотнением.

Удельная плотность порошка контролировалась взвешиванием на аналитических весах.

На рисунке 1 представлены результаты экспериментального исследования спектров комплексной магнитной проницаемости порошков гексаферрита $\text{Co}_{0,9}\text{Zn}_{1,1}\text{W}$. Видно, что область ЕФМР механически активированного порошка гексаферрита состава $\text{Co}_{0,9}\text{Zn}_{1,1}\text{W}$ смещается в зависимости от времени обработки. При обработке в течение 1 минуты наблюдается сдвиг в более высокочастотную область диапазона, то есть частота ЕФМР, определяемая по максимуму мнимой составляющей магнитной проницаемости, становится больше относительно исходного материала. При обработке в течение 3, 10, 20 минут происходит последовательный сдвиг частоты ЕФМР в более низкочастотную область, то есть частота ЕФМР становится меньше по сравнению с неактивированным образцом.

Таким образом, проведенное исследование позволяет утверждать о возможности управления магнитными свойствами материала при помощи механической обработки, что значительно дешевле и быстрее синтеза материалов различных составов.

Список публикаций

- [1] Журавлев В.А., Суляев В.И., Кириченко В.И., Найден Е.П. // Изв. вузов. Физика. 1990. - т.33. - №9. - С. 107 -109.
[2] Найден Е.П. Мальцев В.И. Журавлев В.А и др. // Изв. вузов. Физика. 1991. - т.34. - №1. - С. 14 -18.
[3] Алексеев А.Г., Корнев А.Е. Магнитные эластомеры М.: Химия, 1987. - 240 с.

Фазовый структурный и магнитный переход в монокристаллах переход и магнитоупругое взаимодействие $\text{La}_{0,8}\text{Sr}_{0,2}\text{MnO}_3$

Васильева Наталия Андреевна

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Гайдуков Юрий Павлович, д.ф.-м.н., Данилова Нина Петровна, к.ф.-м.н.

nav@opts.phys.msu.su

В работе представлены результаты комплексных исследований поведения скоростей звука (V_l , V_t), ac -восприимчивости (χ_{ac}), намагниченности (M) и теплоемкости (C) в монокристаллических образцах $\text{La}_{0,8}\text{Sr}_{0,2}\text{MnO}_3$ в интервале температур 4,2–300 К и магнитных полях 0–2 кЭ. Образцы представляли собою плоскопараллельные диски, диаметром 3 мм и 8 мм и толщиной 0,6–1 мм; плоскость диска параллельна плоскости (110) монокристалла с точностью до 3,5°. Возбуждение колебаний в образце происходило бесконтактным методом через прямой и обратный магнитострикционный механизмы. Скорость звука определялась по частотам акустических резонансов образцов [1], наблюдаемых в диапазоне 0,1–3 МГц в магнитных полях $H \approx 500$ Э. Дополнительно на частоте 0,3 МГц в поле $H \approx 20$ Э определялась восприимчивость χ_{ac} . Кроме того, намагниченность образца измерялась

как на вибрационном так и на SQUID-магнетометре. Измерения теплоемкости были проведены квазиadiaбатическим методом.

Полученные для двух образцов температурные зависимости скорости звука и амплитуды соответствующих ей акустических резонансов, а также температурные зависимости намагниченности, *ac*-восприимчивости и теплоемкости [2, 3] обнаруживают особенности при температурах магнитного $T_c = 288 \div 304$ К и структурного $T_s = 95 \div 105$ К фазовых переходов. При достижении T_s скорость звука скачком возрастает на 10–15% и при этом обнаруживается температурный гистерезис порядка 10–15°, свидетельствующий о структурном переходе I рода. При этом спонтанный магнитный момент скачком уменьшается на ~4% (примерно на 0.15 μ_B на атом Mn), а восприимчивость – на ~20–25%. В то же время амплитуды акустических резонансов многократно возрастают. Это свидетельствует о том, что новое состояние характеризуется сильным увеличением магнитоупругости. Отметим, что качественно поведение измеренных величин совпадает на двух образцах, полученных из разных заготовок и слабо отличающихся значениями T_c и T_s .

На образце диаметром 3 мм в области структурного перехода при температурах выше и ниже T_s , были сняты зависимости частот акустических резонансов и их амплитуд от магнитного поля ($H = 0.4\text{--}2$ кЭ). Обнаружены немонотонное изменение частоты на 1 – 2% с изломом при $H = 1,2\text{--}1,5$ кЭ и сильная немонотонная зависимость амплитуды резонанса с резким максимумом в этих же полях. Мы связываем это явление с влиянием перестройки доменной структуры в окрестности T_s .

Проведенный анализ экспериментальных данных указывает на сильные магнитоупругие взаимодействия в манганитах, которые представляются ответственными за структурные фазовые переходы в этих материалах.

Список публикаций:

- [1] Ю.П.Гайдуков, Н.П.Данилова, О.А.Сапожников, *Акуст.журнал*, **45**, в.2, 195 (1999)
- [2] Ю.П.Гайдуков, Н.П.Данилова, А.А.Мухин, А.М.Балбашов, *Письма ЖЭТФ*, **68**, N2, 141 (1998)
- [3] Yu.P.Gaidukov, N.P.Danilova, N.A.Vassilieva, A.M.Balbashov, *Cond-matt./9907361* (1999)

Расчёт сигналов магнитоакустического эха в области насыщения

Власов Владимир Сергеевич

Сыктывкарский Государственный Университет

Котов Леонид Нафанаилович, д.ф-м.н.

vlasovv78@mail.ru

Явление магнитоакустического эха (МАЭ) в порошках ферритов заключается в генерации порошком дополнительных импульсов после его возбуждения последовательностью двух мощных радиоимпульсов. Оно может быть использовано для создания радиотехнических устройств, и применяться как метод измерения поглощения ультразвука, магнитных и упругих констант материала. МАЭ является нелинейным явлением. Одними из последних работ, посвященных описанию явления МАЭ, являются [1,2], в которых получены аналитические выражения, описывающие сигналы МАЭ. В работе [1] основным типом нелинейности, ответственным за возникновение МАЭ бралась нелинейность динамики доменных стенок. Как было показано в работе [2] явление МАЭ может возникать и в системе однодоменных

частиц. В работе [1] выражение, описывающее сигналы МАЭ получено для случая малых амплитуд возбуждающих импульсов и без учета конечной ширины спектров возбуждающих радиоимпульсов. Данная работа является продолжением работы [2]. Однако по сравнению с работой [2], здесь рассмотрен новый механизм формирования МАЭ при малых амплитудах возбуждающих импульсов. Также, в этой работе произведено решение систем нелинейных дифференциальных уравнений, с помощью которых описываются процессы взаимодействия ферритовых частиц с магнитными полями. Без решения этих систем ранее было невозможно описать сигналы МАЭ при больших амплитудах возбуждающих импульсов.

Магнитоупругие колебания ферромагнитной частицы описываются уравнением Ландау-Лифшица с релаксационным членом и уравнением для компонент вектора механического смещения. В разложении упругой энергии будем в общем случае учитывать члены вплоть до 4-го порядка малости по упругим деформациям. Для упрощения расчётов рассмотрим частицы с кубической симметрией решётки, форму частицы порошка выберем в виде эллипсоида вращения. Пусть постоянное намагничивающее поле приложено вдоль кристаллографического направления [001], совпадающего с осью OZ , а внешнее переменное поле возбуждающих импульсов приложено вдоль оси OX . Для выбранной формы и ориентации частицы наиболее связанными с магнитной подсистемой являются поперечные упругие колебания [2]. При учёте всех вышеуказанных условий, система, состоящая из уравнений Ландау-Лифшица и уравнения для компонент вектора механического смещения, преобразуется в систему из четырёх нелинейных уравнений [1]. Также будем предполагать, что намагниченность однородна по объёму частицы и испытывает скачок до нуля на ее поверхности. Пренебрегаем процессами параметрического распада однородной прецессии [4], которая будет возбуждаться в частицах порошка во время действия импульсов переменного поля. Граничные условия на поверхности частиц заданы непрерывностью механического напряжения.

В работе рассматриваются случаи произвольных отклонений вектора намагниченности от равновесного положения. Для решения системы нелинейных уравнений в случае небольших отклонений вектора намагниченности применен метод последовательных приближений [1]. Колебания намагниченности можно рассматривать в первом порядке этого метода. В этом случае можно получить аналитическое решение «частично линеаризованной» вышеупомянутой системы уравнений. При этом нелинейность, приводящая к появлению МАЭ, учитывалась только за счёт введения упругого ангармонизма. В случае достаточно малых амплитуд возбуждающих импульсов можно пренебречь влиянием нелинейности на магнитоакустические колебания частиц во время действия импульсов и в интервалах между ними [4]. Для решения системы уравнений был применен метод медленно меняющихся комплексных амплитуд, по аналогии с работой [2].

Нелинейный электромагнитный отклик частиц порошка находился подстановкой решения «частично линеаризованной» системы уравнений в нелинейное уравнение Ландау-Лифшица, при учете закона электромагнитной индукции. Отклик порошка равен суперпозиции откликов отдельных частиц. Амплитуда эха $e(t) \propto h_0^3 \Delta^3$ для случая малых отклонений вектора намагниченности от равновесного положения, где h_0 амплитуда переменного поля и Δ - длительность возбуждающего импульса. Этот

результат совпадает с полученными ранее теоретическими зависимостями в работах для небольших амплитуд возбуждающих импульсов [1,2].

В случае больших амплитуд возбуждающих импульсов теоретическое исследование МАЭ осуществлено численными методами. Для решения исходной системы нелинейных дифференциальных уравнений использовался стандартный метод Рунге-Кутты 4-5 порядка. Как известно, теоретическая зависимость $e(t) \propto h_0^3$, полученная для случая малых сигналов, отклоняется от экспериментальных данных, для относительно больших амплитуд возбуждающих импульсов. Была исследована зависимость амплитуды сигналов МАЭ от амплитуды возбуждающих импульсов, в случае достаточно больших значений амплитуд импульсов. Полученные экспериментальные и теоретические зависимости, рассчитанные численно, находятся в хорошем согласии друг с другом.

В работе также получен новый результат: оптимальными частотами возбуждающих импульсов для получения наибольших амплитуд МАЭ являются не частоты ФМР, как предполагалось раньше. Результат является следствием большой разности времен релаксаций магнитной и упругой подсистем.

Список публикаций:

- [1] Голдин Б.А., Котов Л.Н., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах). Л., «Наука», 1991.
- [2] Kotov L.N., Shaporov V.N. Magnetoacoustic Echo in Ferrite Powders //Proc. of Ultrasonics World Congress 1997. Yokohama, Japan. P.242-243.
- [3] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. М., «Наука», 1994.
- [4] Kajimura K. Dynamic Polarization Echoes in Powdered Materials // Physical Acoustics, N.Y.:1982. Vol. 16, № 4, p. 295-340.

Микроструктура растворов неорганических кислот по данным ЯМР

Воронцова Анна Анатольевна

НИИ Физики Санкт-Петербургского Государственного университета

voron@esr.phys.spbu.ru

Растворы электролитов играют важную роль в химии, биологии и технологических процессах, и поэтому привлекают внимание исследователей в течение уже многих лет. Сравнение данных, полученных различными, независимыми методами показывает, что, несмотря на качественное согласие результатов, существуют значительные расхождения в количественных оценках таких важных параметров как координационные числа и коэффициенты самодиффузии ионов, времена переориентации молекул растворителя и др. Поэтому в настоящее время важной задачей является создание единой модели микроструктуры растворов простых электролитов и согласование данных, полученных при помощи различных, независимых методов.

В лаборатории НИИ физики СПбГУ был разработан метод исследования микроструктуры электролитов, основанный на изучении зависимостей скорости спин-решеточной релаксации от концентрации вещества при различных температурах. Ранее данный метод применялся к исследованию водных растворов солей. Целью настоящего проекта является обобщение метода для изучения растворов кислот. В работе исследуется резонанс ядер дейтерия (^2H) для того, чтобы исключить трудоемкую

процедуру дегазации образцов. Для растворов солей было показано, что из данных протонного и дейтронного резонансов извлекается адекватная информация.

Измерение времен спин-решеточной релаксации ядер ^2H производились на спектрометре Bruker SXP 4-100. Полученные экспериментально координационные числа 7 кислородсодержащих ионов $n_{1\text{exp}}$ представлены в Таблице.

ион	K	$n_{1\text{calc}}$	$n_{1\text{exp}}$		ион	k	$n_{1\text{calc}}$	$n_{1\text{exp}}$
H_3O^+	1.00	3	3		CO_3^{2-}	1.33	9	9
ClO_4^-	1.75	8	8		SO_4^{2-}	1.5	8 или 12	8
NO_3^-	1.67	6	6		PO_4^{3-}	1.25	12	12
CH_3COO	1.50	4 или 6	4					

Анализ полученных координационных чисел позволяет сформулировать правило формирования гидратных оболочек около кислородсодержащих ионов. Сложные ионы формируют гидратную оболочку в соответствии с количеством возможных межмолекулярных связей. Например, координационное число иона D_3O^+ равно 3, потому что он может образовывать только три водородные связи с молекулами воды. Логично предположить, что координационные числа ионов определяются числом отрицательных центроидов электронной оболочки атомов кислорода. С учетом кратности связи и количества атомов кислорода, вычислены координационные числа ($n_{1\text{calc}}$) ионов. Из таблицы видно, что экспериментальные и расчетные значения координационных чисел превосходно согласуются. Полученные данные позволяют построить модель электронных оболочек ионов, содержащих атомы кислорода. Данные работы могут быть использованы для тестирования результатов квантовохимических расчетов структуры электронных оболочек ионов.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 01-03-32768) и Минобразования (№ Е-5.0-83).

Разработка и создание датчика для изучения времени спиновой релаксации короткоживущих радикалов слабых магнитных полях порядка и меньше констант сверхтонкого взаимодействия радикалов

Голощанова Дина Андреевна

Новосибирский Государственный Университет

Шакиров Станислав Рудольфович, м.н.с.

Багрянская Елена Григорьевна, профессор, д.ф.-м.н.

Dinkaa@gorodok.net

В настоящее время магнитные эффекты в радикальных реакциях хорошо изучены в сильных магнитных полях. Развита экспериментальные методы, которые применяются для исследования магнитных свойств короткоживущих радикалов. Развито теоретическое рассмотрение для сильных магнитных полей, что позволяет получать количественную информацию об изучаемых радикальных реакциях из

анализа экспериментальных данных. В то же время, исследования спиновой релаксации короткоживущих радикальных частиц в слабых магнитных полях проводились гораздо менее интенсивно. Недостаточно освещенным вопросом как экспериментально, так и теоретически, является спиновая релаксация в слабых магнитных полях порядка и меньше констант сверхтонкого взаимодействия (СТВ) радикалов.

Одним из основных прямых методов изучения короткоживущих радикальных частиц является метод ЭПР. Метод ЭПР предоставляет широкие возможности для исследования свободных радикалов в ходе химических реакций. Полученная из спектров информация об электронно-ядерных сверхтонких взаимодействиях и значениях g -факторов позволяет во многих случаях идентифицировать парамагнитные частицы, измерять константы скоростей химических реакций.

Целью работы была разработка и создание датчика для установки ЭПР с временным разрешением в слабых магнитных полях, порядка и меньше констант СТВ радикалов. Было необходимо обеспечить возможность проведения фотохимической реакции внутри датчика, т.е. протока реакционной смеси и облучения её светом лазера. Необходимая резонансная частота СВЧ-поля 62 МГц.

В результате проведенной работы разработан и изготовлен опытный образец датчика. Датчик разработан по схеме четырехполюсника, имеет добротность 80 и рассчитан на рабочую частоту 62 МГц, которая подбиралась исходя из константы СТВ исследуемого образца. Диапазон перестройки от 38 МГц до 83,5 МГц, индуктивность катушки $\sim 0,4$ мкГн, амплитуда магнитного поля $B_1 \sim 3,9$ Гс при мощности генератора 1Вт. Конструкция датчика позволяет вставлять его в магнит с диаметром полюсов 53 мм и расстоянием между ними 35 мм, таким образом, что катушка находится в зоне наибольшей однородности магнитного поля. Вся конструкция датчика закрыта защитным экраном, выполненным из фольгированного текстолита. Чувствительность установки в стационарном режиме $\sim 10^{17}$ спинов в образце.

Эффект перестройки гидратных оболочек ионов при изменении температуры

Донец Алексей Валерьевич

Санкт-Петербургский государственный университет

Чижики Владимир Иванович д.ф.-м.н.

aldonets@mail.ru

В результате проведенных ранее исследований был разработан метод определения основных параметров микроструктуры растворов электролитов на основе измерений скоростей релаксации ядер растворителя в зависимости от температуры и концентрации.

В случае водных растворов электролитов, в которых степень диссоциации растворенных веществ высока, оказалось возможным определить координационные числа ионов и оценить подвижность молекул воды в различных зонах раствора. Скорость спин-решеточной релаксации ядер растворителя в растворе электролитов в условиях быстрого обмена молекул растворителя между всеми подструктурами можно описать формулой:

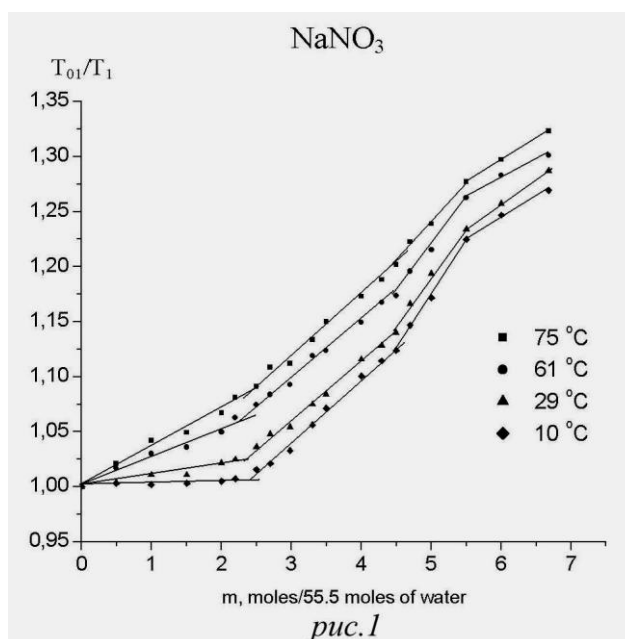
$$\frac{1}{T_1} = \sum_i \frac{mn_i k^\pm}{55.5} \frac{1}{T_{1i}} + \left[1 - \sum_i \frac{mn_i k^\pm}{55.5} \right] \frac{1}{T_{10}}, \quad (1)$$

где m – моляльность раствора; T_{10} и T_{1i} – времена релаксации ядер растворителя в структуре чистой воды и в i -й структуре; n_i – число молекул растворителя в i -й структуре раствора, приходящееся на один ион; k^\pm – число ионов, на которые распадается молекула растворённого вещества.

Выражение (1) предсказывает линейную зависимость скорости релаксации от концентрации электролита. Наблюдаемые в экспериментах отклонения от линейности можно объяснить либо изменением какой-либо подструктуры, либо её исчезновением. Была доказана способность некоторых из ионов сохранять свою координацию при изменении концентрации и температуры раствора в широком интервале значений.

В данной работе исследовалось строение гидратных оболочек солей NaBr, NaNO₃, NaCl. Соли растворялись в тяжёло - водородной воде и регистрировался резонанс квадрупольных ядер дейтерия. Для дейтронов основным каналом релаксации является взаимодействие электрического квадрупольного ядра с флуктуирующими неоднородными электрическими полями. Поэтому магнитные моменты молекул кислорода, растворённого в воде, оказывают ничтожное влияние на скорость релаксации дейтронов и дегазация образцов не требуется.

Времена спин-решёточной релаксации определялись “нуль-методом” (точность измерений – 2%). Диапазон изменения температуры составил от 0 до +80⁰С. Погрешность измерения температуры – ± 0.2⁰С. Для выявления деталей в изменении структуры гидратных оболочек в некоторых интервалах температур измерения проводились с шагом температуры 2 ÷ 3⁰С. В качестве примера на рисунке (рис.1) приведены некоторые изотермы концентрационных зависимостей скоростей релаксации дейтерия в растворах NaNO₃. Концентрационные зависимости имеют чёткие изгибы, которые свидетельствуют об изменениях, происходящих в структуре раствора.



Изгибы графиков при соотношениях NaNO₃ – D₂O равных 1:24, 1:12, 1:10 сохраняются при значительном варьировании температуры, что говорит об устойчивости структурных образований. Эти результаты подтверждают полученные ранее координационные числа ионов: Na⁺ (n₁=6, n₂=12), NO₃⁻ (n=6). Первый изгиб (1:24) соответствует полному заполнению гидратных оболочек ионов, второй (1:12) – разрушению второй оболочки у иона Na⁺. Изгиб при соотношении 1:10, по-видимому, соответствует образованию в растворе комплексов в виде разделённых

ионных пар. При дальнейшем увеличении концентрации не исключено образование контактных пар.

Более сложная картина наблюдается в растворах NaBr. Из экспериментальных зависимостей следует, что при температурах $T > 35^{\circ}\text{C}$ и соотношении NaBr – D₂O 1:26, анион брома координирует вокруг себя одну гидратную оболочку состоящую из 8 молекул воды. При понижении температуры ниже 35°C зарегистрированы весьма сложные перестройки гидратных оболочек анионов Br⁻. Этот эффект можно связать с изменением координационного числа Br⁻ с $n=8$ ($T > 40^{\circ}$) на $n=4$ ($T < 30^{\circ}$).

Аналогичные эффекты зарегистрированы в экспериментах с раствором соли NaCl. При температурах $30-40^{\circ}\text{C}$ наблюдалось изменение координации иона Cl⁻ с $n=4$ ($T < 30^{\circ}$) на $n=8$ ($T > 40^{\circ}$).

При варьировании температуры прежде всего изменяются энергетические барьеры для движения молекул воды в различных структурах раствора. Можно предположить, что эффект изменения координации ионов Br⁻ и Cl⁻ связан с ослаблением структуры воды при повышении температуры.

В связи с обнаруженным явлением резкого изменения координационных чисел ионов в зависимости от внешних условий появилась гипотеза о механизме регулирования температуры в тканях живых существ. Известно, что температура большинства теплокровных животных поддерживается в диапазоне $30 \div 40^{\circ}\text{C}$ с высокой точностью. Механизм такого постоянства до сих пор неизвестен. Не исключена возможность, что именно за счёт изменения химической структуры растворов электролитов, составляющих основную часть живых клеток, и происходит процесс стабилизации температуры.

Из сравнения различных экспериментальных данных было обнаружено, что в растворах изучаемых солей скорости релаксации дейтронов и протонов демонстрируют сходные концентрационные зависимости. На основании этого можно сделать вывод, что оба метода в применении к исследуемым объектам извлекают адекватную информацию.

Структура и морфология аморфных спиннингованных лент

Жукова Екатерина Сергеевна

Дальневосточный государственный университет

Крайнова Галина Сергеевна, доцент, к.ф.-м.н.

Писаренко Татьяна Анатольевна, к.ф.-м..н.

kat638@mailgate.ru

В физике конденсированного состояния одним из перспективных материалов являются аморфные металлические сплавы. Эти материалы широко используются, поскольку обладают целым спектром уникальных свойств: высокая жаропрочность, коррозионная стойкость, их магнитные и электрические характеристики отличаются от кристаллических аналогов.

Одним из методов получения аморфных сплавов является метод спиннингования. Для этого метода характерна крайняя неравновесность термо- гидродинамических

условий получения: значительные градиенты температуры и импульса приводят к большим величинам сопряженных потоков. Под давлением расплав подается через щель сопла со скоростью на движущуюся поверхность охлаждающего диска. Здесь происходит быстрое охлаждение от 2000 до 4 °С и затвердевание расплава.

Метод закалки на диске позволяет в широких пределах изменить ширину ленты в зависимости от размеров плавильных тиглей. Данный метод позволяет изготавливать как узкие ленты шириной 4 мм, так и широкие до 40 мм, причем точность поддержания ширины может быть ± 3 мкм. Во всех установках для закалки из жидкого состояния металл быстро затвердевает, растекаясь тонким слоем по поверхности вращающегося холодильника.

Нами исследовалась серия спиннингованных лент на основе железа (~70% Fe), параметризованных шириной ленты, а также различными легирующими добавками (Cr, Co, W, Sn, Mo). Нами был проведен спектральный анализ состава ряда фольг на установке ПРИМ-1. Данные спектрального анализа по содержанию элементов металлов в спиннингованных лентах на основе железа представлены в таблице 1.

Методами рентгеновской дифрактометрии, мессбауэровской микроскопии и вибрационного магнитометра исследовались структура и свойства спиннингованных лент. Рентгеноструктурный анализ показал, что данные фольги относятся к классу аморфных материалов: на дифрактограммах, как правило, присутствуют два диффузных пика и, в зависимости от состава, ряд пиков, соответствующих кристаллическим фазам. Исследование магнитных характеристик методами мессбауэровской микроскопии и вибрационного магнитометра показали, что данные аморфные фольги являются парамагнитными. Известно, что само по себе аморфное состояние “не убивает” магнитного упорядочения. Следует также обратить внимание на то, что данные структуры содержат 70 % Fe. Поэтому наличие парамагнитного состояния, видимо, связано с крайне неравновесными условиями получения фольг.

Ленты, полученные методом спиннингования, имеют две поверхности: свободную (от влияния охлаждающего барабана), и контактную.

Охлаждение расплава идет преимущественно с одной стороны. поэтому рельеф контактной и свободной поверхностей будет различным.

обр. 1	%	обр. 2	%	обр. 3	%
Fe	96.18±0.02	Fe	83.89	Fe	89.91
Co	3.83±0.25	Cr	16.11	Cr	10.09

обр. 4	%	обр. 5	%
Fe	76.56±0.25	Fe	88.34±0.01

Cr	17.0±0.5	Cr	11.54±0.13
W	6.42±0.2	Sn	0.25±0.1

Для контактной поверхности характерны вытянутые каверны и полосы прокатки. С увеличением скорости барабана, каверны становятся более вытянутыми. Ось анизотропии распределения дефектов совпадает с осью лент. Повышение скорости вращения охлаждающего барабана приводит к вытягиванию дефектов, которые разбиваются на тетраэдры. Появляется вторая ось анизотропии, в целом анизотропия растет.

Структура свободной поверхности резко отличается.

В отличие от контактной внешняя поверхность является свободной для затвердевающего расплава и на ней при скорости закалки 10^6 К/с успевают образоваться поверхностные волны. Формируется волнообразная поверхность. В этом случае свободная поверхность лент по своим физическим свойствам близка к свободной поверхности жидкого состояния расплава. Если же успевает пройти частичная и полная кристаллизация, то на бугорковой поверхности вырастают кристаллы, морфология которых, при заданных технологических параметрах, зависит от химического состава расплава. В зависимости от метода наблюдения получают неоднородности разного масштабного уровня. Таким образом, можно уже в результате визуального анализа предположить, что данный класс объектов (спиннинговая лента) относится к фрактально упорядоченным.

Исследование электропроводности магнитной жидкости с графитовым наполнителем в магнитном поле

Закиян Артур Робертович

Гладких Дмитрий Владимирович

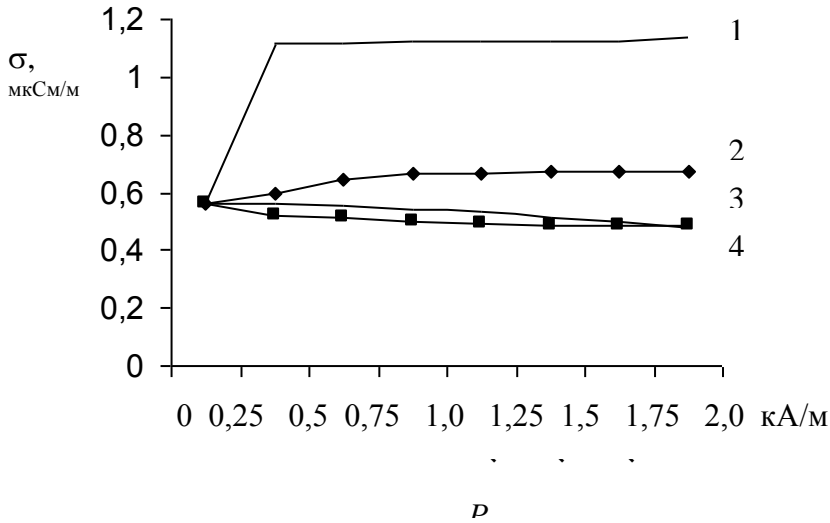
Ставропольский государственный университет

Диканский Юрий Иванович д.ф.-м.н.

zakinyan@mail.ru

В настоящей работе исследуется магнитная жидкость с мелкодисперсным наполнителем. В случае воздействия магнитного поля на такую среду, вследствие намагничивания магнитной жидкости, омывающей немагнитные включения, последние могут рассматриваться как “магнитные дырки”, имеющие магнитные моменты, направленные противоположно полю. Наличие магнитных моментов у немагнитных включений, помещенных в магнитную жидкость, приводит к их ориентации большей полуосью вдоль направления поля (частицы анизотропной формы). Эти процессы должны приводить к возникновению анизотропии различных физических свойств таких сред, в частности их электрической проводимости. С целью проверки этого предположения были проведены исследования слоя магнитной жидкости с дисперсным проводящим наполнителем.

Для исследования электрической проводимости использовалась измерительная



ячейка с плоскими электродами, с зазором между ними 2 мм. После заполнения ячейки исследуемой средой, она помещалась в намагничивающую систему, позволяющую получать однородное магнитное поле напряженностью до 10 кА/м. В качестве немагнитного проводящего наполнителя использовалась графитовая пыль, при

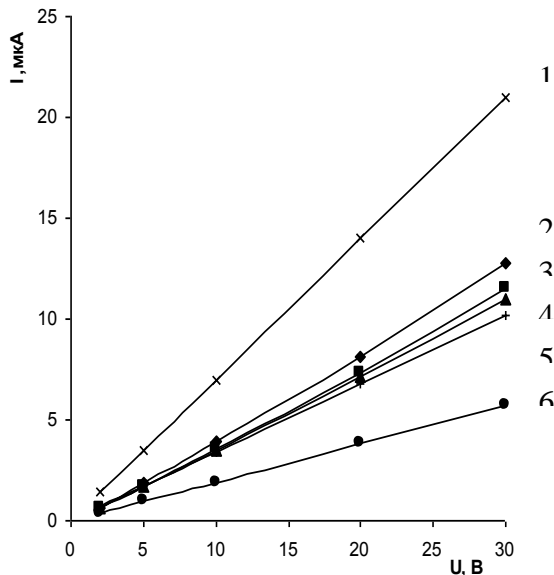
этом средний размер графитовых частиц составлял около 2 мкм.

Исследования проводились для разных значений напряженности магнитного поля с изменением его направления относительно электрического поля. В результате проведения серии опытов было выявлено, что воздействие внешнего магнитного поля значительно влияет на проводимость магнитной жидкости. В случае, когда оно сонаправлено с током, наблюдалось увеличение проводимости жидкости. Когда же они перпендикулярны друг другу, происходило уменьшение проводимости (рис. 1, кривые 2, 3). Полученный эффект подтверждается снятыми вольтамперными характеристиками (рис. 2, кривые 3, 4, 5 соответственно, поле направлено по току, без поля и перпендикулярно току).

Общепринято, что носителями зарядов в магнитной жидкости являются ионы. В этом случае для удельной проводимости имеет место зависимость:

$$\sigma = \frac{n_i q^2}{2m\nu}, \quad (1)$$

где n_i - концентрация ионов; m, q – масса и заряд ионов; ν - частота соударений ионов с частицами магнетита. Как видно из формулы (1), удельная проводимость может измениться, в основном, за счет изменения концентрации ионов и изменения числа соударений ионов с встречающимися на пути частицами.



Предполагаем, что частицы графита имеют эллипсоидальную форму. При помещении частиц графита в магнитную жидкость ионы испытывают дополнительные столкновения, что приводит к уменьшению электропроводности. В отсутствие магнитного поля частицы графита ориентированы в пространстве хаотично и частота столкновений ионов с ними

Рис. 2.

принимает определенное значение. Если магнитное поле направлено параллельно току, то частицы графита ориентируются вдоль магнитного поля. При этом частота столкновений ионов с частицами графита значительно уменьшается, а проводимость магнитной жидкости увеличивается. Если же поле направлено перпендикулярно току, то частицы графита также ориентируются вдоль поля, но это приводит к увеличению частоты столкновений ионов с частицами графита. Поэтому при перпендикулярном направлении магнитного поля электропроводность меньше, чем в отсутствии поля.

Разработанная на основе вышеприведенного механизма теория дает для удельной электропроводности исследуемой среды выражения (2) и (3), соответственно, когда магнитное поле параллельно току и перпендикулярно ему:

$$\sigma(a) = \frac{1}{2} \sigma(0) \cdot \frac{e^a - e^{-a}}{a}, \quad (2)$$

$$\sigma(a) = \frac{\pi}{4} \sigma(0) \cdot \frac{1}{[\pi/4 + L(a)]}. \quad (3)$$

Здесь $\sigma(0)$ - проводимость в отсутствии магнитного поля; $a = \frac{p_m B}{kT}$, p_m - магнитный момент частицы графита, B - индукция магнитного поля; k - постоянная Больцмана; T - абсолютная температура магнитной жидкости в кельвинах; $L(a)$ - функция Ланжевена (см. рис. 1, кривые 1, 4). На рис. 2 приведены теоретические вольтамперные характеристики (1, 2, 6), соответствующие экспериментальным кривым.

Таким образом, проведенные исследования позволяют утверждать, что электрическая проводимость магнитных жидкостей с немагнитным наполнителем становится зависимой от величины и направления магнитного поля, что может найти применение в приборостроении и технике.

Исследование свойств ферритов 200НН2 и 2000НН в сильных полях в наносекундном диапазоне

Касаев Алексей Сергеевич

Новосибирский Государственный Технический Университет

Подгорный Федор Владимирович

lx11101@mail.ru

Часто при работе с высоковольтными субмикросекундными импульсами используются материалы, точные параметры которых в данном временном диапазоне неизвестны. По этой причине возникает задача их расчета или измерения. Так, при создании макета импульсного трансформатора с коэффициентом трансформации 1:2 на напряжение до 50 кВ и длительностью трансформируемого импульса 20 нс на полувысоте было решено использовать ферритовые сердечники никель-цинковой группы размером $180 \times 110 \times 20$.

Точный расчет параметров сердечника затруднителен, и обычно действующее значение приращения индукции и магнитной проницаемости рекомендуется определять экспериментальным путем. Так как в литературе не описаны параметры ферритов в данном временном диапазоне, возникает вопрос об измерении зависимости приращения индукции от напряженности магнитного поля. Для этого нужно на обмотку сердечника подать импульс с известной амплитудой напряжения и измерить ток, протекающий в цепи. Для измерения зависимости $B=f(H)$ создан высоковольтный стенд с рабочим напряжением до 25 кВ. Основной задачей при создании стенда было обеспечение электрической прочности, конструкции корпуса позволяющего экранироваться от наводок и уменьшение индуктивности рассеяния. Схема измерения зависимости $B=f(H)$ (рис. 1).

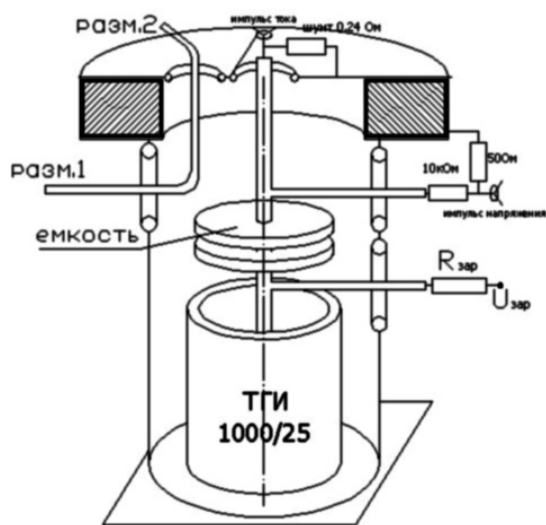


Рис. 1

Для измерения петли гистерезиса для создания импульса тока использовался разряд конденсатора через тиратрон. Обмотка сердечника представляет собой объемный виток с заключенным внутри ферритом. В процессе создания стенда искался компромисс между обеспечением электрической прочности, получением как можно меньшей паразитной индуктивности контура коммутации и удобством конструкции. Несмотря на некоторые сложности, этот вариант конструкции имеет параметры позволяющие измерить с необходимой точностью зависимость $B=f(H)$. Дополнительный виток введен для размагничивания и, в зависимости от режима, ток на него подается в прямом или обратном

направлении.

В [1] приведена зависимость $B=f(H)$ для феррита **200НН2** при намагничивании импульсом длительностью 500 нс с размагничивающим полем 115 А/м. Так как в литературе нет параметров ферритов в нужном временном диапазоне, было решено экстраполировать известные результаты на проведенные измерения. На рис.2

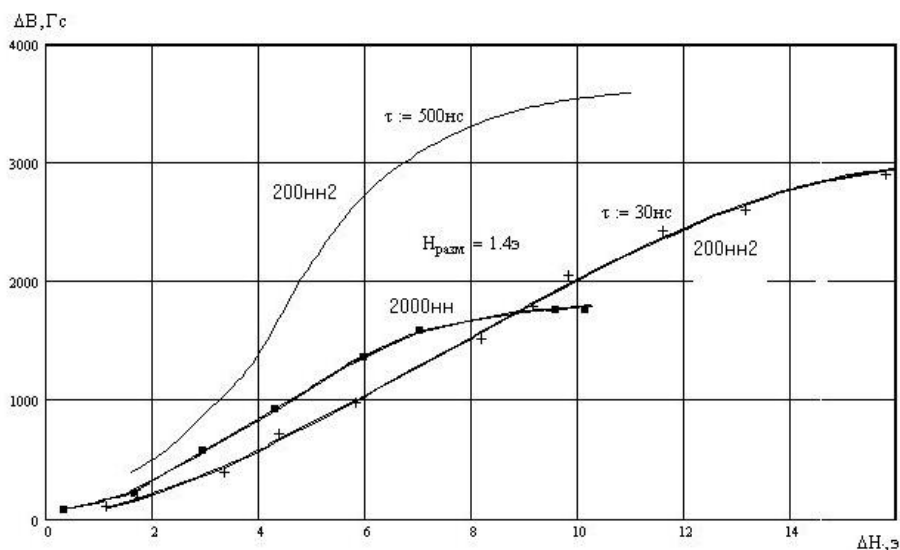


Рис. 2.

приведены зависимости $B=f(H)$ для ферритов двух марок при размагничивающем поле 1,4 э при намагничивающих импульсов и 30 нс (для 200НН2 приведена зависимость из [1] при длительности импульса 500 нс).

Результаты измерений близки к ожидаемым. Видно, что для феррита 200НН2 происходит расширение петли гистерезиса при переходе от намагничивающего импульса длительности 500 нс к 30 нс более чем в два раза, при одинаковом размагничивающем поле. Можно предположить, что при переходе к более коротким импульсам скорость роста динамической петли резко не изменится. Отличие для феррита 200НН состоит в меньшем приращении индукции, при котором происходит насыщение. Таким образом, проведенные измерения позволяют считать эти ферриты пригодным к использованию в трансформаторе высоковольтных импульсов длительностью 20 нс на полувысоте.

Список публикаций:

[1]. Вахрушин Ю.П., Анацкий А.И. "Линейные индукционные ускорители". М.: "Атомиздат", 1978.

Моделирование процесса нагрева вещества в высокочастотном электромагнитном поле.

Коржов Фёдор Васильевич

Омский Государственный Университет

Данилова Ольга Тимофеевна к.ф.-м.н

kfv@netti.ru danilova@univer.omsk.su

В данной работе представлены основные положения построения модели нагрева вещества в высокочастотном электромагнитном поле. Актуальность работы заключается в том, что в последнее время все больше и больше уделяется внимания исследованию использования непосредственного энергетического воздействия на вещество.

Решение многих задач стоящих на стыке нескольких наук (анализ поведения вещества в ЭМП, влияние ЭМП на вещество, ускорение реакций в ЭМП и др.) требует непосредственно точное знание термодинамических параметров в системе при высокочастотном нагреве – без которых невозможно их решить.

При построении модели мы учитываем ряд факторов - у каждого типа вещества 1)при помещении их в электрическое или магнитное поле наблюдаются разные свойства в их поведении.2) многие физические свойства вещества сильно зависят от температуры и меняются в процессе нагрева.

Каркас модели состоит из двух ключевых блоков: информационно-логического и теплового.

Информационно-логический блок осуществляет ввод и вывод информации определяемой конкретной структурой вещества и поведения вещества при нагреве в электромагнитном поле. Задает максимально и минимально допустимые частоты, токи, напряженность поля не приводящей к пробоем. Отслеживает режим работы нагревателя и отвечает за выбор наиболее оптимального решения поставленной задачи - определение необходимой частоты и мощности для получения максимального КПД нагрева, времени нагрева.

Существенной особенностью ВЧ генераторов для нагрева диэлектриков и полупроводников является изменение нагрузки в течение каждого цикла, следовательно, для сохранения оптимального режима должна быть предусмотрена возможность согласования нагрузки. Генератор работает в оптимальном режиме, если он нагружен вполне определенным эквивалентным сопротивлением.

Для анализа нагрузки генератора необходимо знать изменение нагрузки в процессе нагрева. Недонапряженный и перенапряженный режим работы генератора являются недопустимыми, т.к. приводят к гибели лампы.

В автогенераторе могут устанавливаться только такая частота и такие амплитуды напряжений и токов, при которых выполняется баланс амплитуд и баланс фаз.

В тепловом блоке на основании информационно логического блока уже непосредственно производится расчет параметров физических свойств нагреваемого вещества во времени в зависимости от типа установки и ее параметров – расчет поглощенной/излученной мощности, текущая температура, электропроводность, магнитная проницаемость, глубина проникновения электромагнитного поля, теплоемкости и т.д..

Тепловой расчет выполняется конечно-разностным методом и численного расчета осесимметрических систем.

При использовании прямого индукционного нагрева для синтеза тугоплавких материалов, многие из которых являются диэлектриками и полупроводниками, им необходим либо стартовый нагрев от другого источника, либо добавка какого-то полупроводника в зону нагрева, частицы этого компонента воспринимают энергию поля, передают тепло частицам диэлектрика, последний разогревается и также начинает воспринимать энергию поля.

Проникновение тока в нагрузку характеризуется глубиной проникновения, на которой выделяется около 90% мощности электромагнитного поля, причем эта величина для многокомпонентных физико-химических систем будет меняться в процессе нагрева, ибо ее удельное электросопротивление сложная функция химического состава, плотности, температуры, вероятности контакта проводящих, полупроводящих и непроводящих частиц.

Оптимальная частота Гц для нагрева цилиндрического образца с указанными электрофизическими и геометрическими параметрами определяются из известных соотношений. Верхний и нижний предел частоты тока определяется из анализа зависимости глубины активного слоя от частоты. Определен верхний предел частоты, обеспечивающий наибольшую глубину активного слоя, то есть наименьшее время нагрева при заданных температурах поверхности и на оси цилиндра:

При определении коэффициента мощности системы необходимо учитывать активные и реактивные мощности, выделяющиеся не только в нагреваемом теле, но и индукторе и зазоре

Если известна комплексная проницаемость материала, то о распространении электромагнитной волны в этом материале можно судить на основании плоской электромагнитной волны. Если длина волны в материале больше двадцатикратного его наибольшего размера, то волновые процессы можно не учитывать и расчет параметров вести также как и при малых частотах- квазистационарным расчет.

Выбор рабочих параметров установки определяется рядом физических свойств нагреваемого материала. Одним из условий равномерного нагрева по всему объему является превышение глубины проникновения электромагнитной волны в материал над его толщиной.

Напряженность электрического поля в конденсаторе также не является постоянной. Допустимая напряженность поля в воздушном зазоре определяется значением пробивной напряженностью. Допустимую напряженность поля в материале принимают в два раза меньше пробивной напряженности этого материала.

Выводы

Построена модель расчета параметров процесса высокочастотного электротермического нагрева. При расчете использовались некоторые общие свойства электрического конденсатора и магнитного поля индуктора, поскольку схема замещения индуктора по общему потоку получается из схемы замещения конденсатора путем замены всех емкостей индуктивностями, а также на основании предположения, что внешнее магнитное поле индуктора с нагрузкой подобно полю пустого индуктора.

При организации алгоритма принято во внимание следующее: в отличие от индукционного нагрева металлов при диэлектрическом нагреве диэлектриков поверхностный эффект является вредным, так как приводит к неравномерному распределению температуры, которая не может выровняться из-за низкой теплопроводности диэлектриков. Во избежание заметных проявлений поверхностного эффекта надо выбирать частоту поля такой, чтобы глубина проникновения в 3-4 раза превосходила размеры нагреваемого тела.

О некоторых методах расчета статической магнитной восприимчивости ферроколлоидов

Лахтина Екатерина Владимировна

Пермский Государственный Университет

Пиеничников Александр Федорович, д.ф.-м.н

laek@icmm.ru

На сегодняшний день существует множество моделей, описывающих свойства магнитных жидкостей. Самой простой из них является одночастичная модель, которая рассматривает ферроколлоид как газ невзаимодействующих между собой макроскопических магнитных диполей, взвешенных в жидкой матрице [1, 2]. Эта модель позволяет сделать лишь качественную оценку некоторых процессов в ферроколлоидах (намагничивание, магнитооптические эффекты, реологические свойства магнитной жидкости). В реальности поведение магнитных жидкостей существенно отличается от предсказанного этой моделью. Например, немонотонное изменение начальной восприимчивости с температурой или ее логарифмически медленное убывание с частотой зондирующего поля необъяснимо без учета межчастичных взаимодействий. Наличие в системе магнитодипольных межчастичных взаимодействий дает право на существование также структурным фазовым переходам. Не исключено, в частности, обнаружение совершенно новых эффектов, связанных с возникновением внутри образца некоторой сложной магнитной структуры.

Основным экспериментальным методом исследований влияния межчастичных взаимодействий на свойства магнитных жидкостей является построение температурных и концентрационных кривых статической восприимчивости. Однако измерения восприимчивости этих веществ индукционным методом на частотах вплоть до 0,1 Гц, дают значение не статической, а динамической восприимчивости. Предлагаемая работа посвящена описанию методов, которые позволили удовлетворительно экстраполировать экспериментальные данные, полученные на частотах от 10 до 10^5 Гц, в область инфранизких частот.

В качестве исследуемых жидкостей были отобраны образцы ферроколлоидов, содержащие крупные частицы с высоким уровнем диполь-дипольных взаимодействий и очень высокой (несколько десятков единиц) магнитной проницаемостью. Измерения проводились с помощью моста взаимной индуктивности [3]. По полученным данным строились кривые зависимостей действительной и мнимой частей восприимчивости от температуры образца и частоты зондирующего поля. Экстраполяция осуществлялась двумя типами функций на диаграмме Коул-Коула (χ_{Re} , χ_{Im}): окружностью и полиномами различных степеней. За искомое значение статической восприимчивости принималось значение точки пересечения окружности или полинома, подобранных с помощью метода средних квадратов, с осью действительной части восприимчивости.

Результаты, полученные разными методами (экстраполяцией окружностями, полиномами и непосредственным измерением на инфранизких частотах) совпадают с точностью до 5%. Только при температурах, близких к температуре отвердевания жидкости-носителя (243 К), расхождение достигает 20%. В целом, полученное здесь согласие следует признать хорошим. Существенный разброс результатов в области температур около 240 К может быть связан со слабой неоднородностью температуры образца, когда отдельные его части уже закристаллизовались, а другие еще остались в жидком состоянии.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Фонда гражданских исследований и развития для стран СНГ (Civilian Research & Development Foundation for the Independent States of the Former Soviet Union), грант PE-009-0.

Список публикаций:

[1] Фертман В. Е. *Магнитные жидкости: Справ. пособие.* – Мн.: Выш. шк., 1988.

[2] Блум Э. Я., Майоров М. М., Цеберс А. О. *Магнитные жидкости.* – Рига: Зинатне, 1989.

[3] Пшеничников А. Ф. *Дисперсия магнитной восприимчивости магнитных коллоидов// Неравновесные процессы в магнитных суспензиях: Сб. науч. трудов. Свердловск: УНЦ АН СССР. 1986.*

Корреляционная функция намагниченности в модели ферромагнетика с одномерной неоднородностью анизотропии

Лукьяненко Алексей Валерьевич

Красноярский государственный университет

Комогорцев Сергей Владимирович, к.ф.-м.н.

rauf@iph.krasn.ru

Магнитные свойства аморфных и нанокристаллических сплавов описываются на основе модели случайной магнитной анизотропии (СМА). Известно, что влияние СМА переводит материал в состояние с неоднородной по направлению намагниченностью

$m(r)$. Это состояние описывается с помощью корреляционной функции намагниченности $K_m(R) = \langle m(r+R)m(r) \rangle$. Линейная теория, построенная на основе канонического разложения случайных функций, предсказывает неустойчивость ферромагнитного состояния в магнетике со случайной анизотропией в малых и нулевых полях [1]. Эта неустойчивость проявляется в том, что при приближении к нулевому полю, дисперсия намагниченности $D_m = K(0)$ и корреляционный радиус намагниченности R_m (расстояние, в пределах которого магнитные моменты атомов упорядочены) неограниченно возрастают. Наблюдаемые же в эксперименте значения величин D_m и R_m при приближении к нулевому полю стремятся к постоянной конечной величине.

Трудности, возникающие в линейной теории, преодолеваются на пути использования численных расчетов, методами микромагнетизма. В данной работе мы рассчитывали корреляционную функцию намагниченности ферромагнетика со случайной анизотропией в малых полях, с целью выявить полевою зависимость таких ее параметров, как D_m и R_m .

Метод расчета основывается на отыскании равновесного распределения намагниченности в цепочке обменно-связанных зерен со случайной анизотропией. Отыскание равновесного распределения намагниченности сводится к численному решению дифференциального уравнения (1):

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} = \frac{1}{\delta^2} \sin(2(\theta_a(x) - \theta(x))) - h \sin(\theta(x)), \quad (1)$$

где $\theta(x)$ - угол отклонения намагниченности от направления внешнего поля, $\theta_a(x)$ - угол отклонения оси локальной анизотропии от направления внешнего поля, $h = \frac{M_s H}{2K}$

- внешнее поле, $\delta = \left(\frac{A}{K}\right)^{0.5}$ (A - константа обменного взаимодействия, K - энергия локальной анизотропии, M_s - намагниченность насыщения)

Полученные в результате расчетов зависимости $D_m(h)$ мы сравнили с предсказаниями линейной теории. В высоких полях (больших, либо равных поля анизотропии магнитного блока $\langle H_a \rangle$ [2]) результаты расчетов совпадают с предсказанием линейной теории. В полях много меньших поля анизотропии магнитного блока при уменьшении поля расчетная зависимость $D_m(h)$ стремится к постоянной величине, в то время как в линейной теории она неограниченно возрастает.

Полученная в результате расчетов зависимость $R_m(h)$ так же имеет конечные значения R_m в нулевом поле. В области полей $H_{ex} < H < \langle H_a \rangle$ зависимость $R_m(h)$ повторяет зависимость $R_m(h)$ для линейной теории. В полях $H > H_{ex}$ $R_m(h)$ стремится к постоянной величине, порядка размера зерна. Полученные результаты $R_m(h)$

качественно описывают результаты экспериментов по малоугловому рассеянию нейтронов в аморфном сплаве TbFe₂ [3].

Список публикаций:

[1] Imry Y., Ma S.-K., *Phys. Rev. Lett.*, V.35, №21, P.1399-1401 (1975).

[2] Исхаков Р.С., Козогорцев С.В., Мороз Ж.М. и др., *Письма в ЖЭТФ*, Т.72. В. 12. С. 872-878 (2000).

[3] Ryne J.J., *IEEE Trans. On Magn.*, V.MAG-21, P.1990 – 1995 (1985).

Пермутация значений лантанид-индуцированных сдвигов в спектрах ЯМР комплексов РЗЭ как новая разновидность методики разделения фермиконтактных и псевдоконтактных вкладов

Майничев Дмитрий Александрович

Институт Неорганической Химии СО РАН

Бабайлов Сергей Павлович, к.ф.-м.н.

ketcup@academ.org

В последние два десятилетия проявляется повышенный интерес к изучению комплексов макроциклических полиэфиров (МЦПЭ) с катионами лантанидов (Ln), который обусловлен тем, что МЦПЭ являются перспективными экстрагентами, обеспечивающими разделение различных ионов РЗЭ, и ЯМР-аналитическими реагентами, кроме того, МЦПЭ многими исследователями рассматриваются в качестве модельных соединений для природных ионофоров. В настоящей работе рассмотрен один из вопросов применения современных методик ЯМР для изучения парамагнитных свойств комплексов лантанидов с таким классом органических комплексообразующих реагентов как электронейтральные макроциклические полиэфиры.

Особенный интерес представляет изучение координационных соединений [Ln(NO₃)₃(диаза-18-краун-6)], где Ln = Pr, Nd (комплексы I и II), в связи с тем, что в них присутствует внутримолекулярная динамика, обусловленная взаимным превращением энантиомерных форм комплексов [1]. Которая проявляется как эффективный химический обмен позиций протонов внутри пар a₁ ↔ f₁, b₁ ↔ e₁, c₁ ↔ d₁, a₂ ↔ f₂, b₂ ↔ e₂, c₂ ↔ d₂, если обозначить протоны CH₂-групп краунэфира как a_{1,2}, b_{1,2}, c_{1,2}, d_{1,2}, e_{1,2}, f_{1,2}, начиная с протонов N-CH₂-группы. Так, низкотемпературный спектр содержит 12 сигналов от 24 протонов (в силу симметрии C₂ комплекса), а при более высокой температуре наблюдается всего 6 сигналов.

Целью настоящей работы было изучение парамагнитных свойств комплексов I и II. Для этого была применена новая разновидность методики разделения фермиконтактных и псевдоконтактных вкладов в химический сдвиг (ХС), основанная на пермутации [2] (поиске оптимальной перестановки) наблюдаемых ХС.

Известно, что наблюдаемые на ядрах лигандов лантанид-индуцированные сдвиги (δ_{LS}, ЛИС) в спектрах ЯМР, формирующиеся в результате ассоциации этих лигандов с парамагнитным катионом Ln, могут быть выражены в виде суммы диамагнитных сдвигов (δ_D), фермиконтактных сдвигов (δ_{FC}) и псевдоконтактных сдвигов (δ_{PC}):

$$\delta_{LS} = \delta_D + \delta_{FC} + \delta_{PC} \quad (1)$$

Псевдоконтактный вклад ЛИС (в м.д.) может быть выражен в наиболее общей форме через тензор молярной парамагнитной восприимчивости χ в форме:

$$\delta_{FC} = \frac{10^{30}}{2N_A} \left((\chi_{zz} - \chi_{av}) \frac{3\cos^2\theta - 1}{r^3} + (\chi_{xx} - \chi_{yy}) \frac{\sin^2\theta \cos 2\phi}{r^3} \right) \quad (2)$$

где r , θ , ϕ - сферические координаты ядра относительно катиона Ln (расстояние между резонирующим ядром Н и катионом Ln выражено в Å), χ выражено в единицах СГС. Пользуясь данными РСТА родственных соединений [Ln(NO₃)₃(18-краун-6)], в которых детально определены сферические координаты этих протонов r_i , θ_i , ϕ_i , записываем 6 уравнений типа (1) для ХС каждой позиции, дающей отличающийся сигнал, расписав псевдоконтактные вклады через (2), используя данные r_i , θ_i , ϕ_i , где i – индекс, пробегающий все протоны. Существует 6! = 720 вариантов отнесения левым частям уравнений наблюдаемым ЛИС. Решим все 6! задач поиска $(\chi_{zz} - \chi_{av})$, $(\chi_{xx} - \chi_{yy})$, ϕ , δ_{FC} с помощью созданного автором оригинального комплекса программ. Определим среди всех решений тот вариант отнесения, для которого параметр согласия будет наилучшим. Это даст нам значения фермиконтактного δ_{FC} и псевдоконтактного δ_{FC} вкладов в ХС.

В результате применения разработанной новой разновидности методики разделения фермиконтактных и псевдоконтактных вкладов в ХС для I и II были найдены: оптимальное отнесение сигналов; средние и индивидуальные фермиконтактные вклады δ_{FC} в ЛИС; $(\chi_{zz} - \chi_{av})$, $(\chi_{xx} - \chi_{yy})$; ϕ_0 – угол поворота оси X тензора χ относительно оси X комплекса.

Достижимое в результате проведенной процедуры согласие очень хорошее – теоретические и экспериментальные значения ЛИС, например, для комплекса I составляют (в м.д.): -22.7 и -21.8 для сигнала от позиций a_1, f_1 соответственно, для сигнала от позиций a_2, f_2 -13.7 и -13.1 соответственно, для сигнала от позиций b_1, e_1 -2.1 и -3.6 соответственно, для сигнала от позиций b_2, e_2 3.9 и 2.5 соответственно, для сигнала от позиций c_1, d_1 12.6 и 13.4 соответственно, для сигнала от позиций c_2, d_2 18.2 и 17.9 соответственно. При этом параметр согласия равен 0.065.

Из анализа отношений анизотропий парамагнитной восприимчивости и констант Блини следует вывод о том, что, так как они не равны, структура комплекса меняется, и что, так как они отличаются не слишком сильно, являясь величинами одного порядка, структура комплекса меняется не слишком заметно при замене Pr на Nd.

Вывод по тезисам: для изучения парамагнитных свойств комплексов Ln с МЦПЭ успешно применена новая разновидность методики разделения псевдоконтактного и фермиконтактного вклада в ЛИС для протонов СН₂-групп комплексов I и II, основанная на пермутации ХС.

Автор выражает благодарность Л.Д. Никулиной (ИНХ СО РАН) за любезное предоставление для исследования исходных комплексов. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных исследований (грант № 03-03-33180-а), гранта № 179 6^{ого} Конкурса-экспертизы проектов молодых ученых РАН и администрации Новосибирской области (именная аспирантская стипендия в 2002/03 учебном году).

Список публикаций:

[1] S.P. Babailov, L.D. Nikulina, J.H. Krieger: *Intramolecular Dynamics of Lanthanide (III) Tetraoxadiazia Macrocyclic Complexes in Solution as Studied by NMR* // *Journal of Inclusion Phenomena and Macrocyclic Chemistry*, 2002, 43, 25-29.

[2] John H. Forsberg, Robert M. Delaney, Qian Zhao, George Harakas, Rubin Chandran: *Analyzing Lanthanide-Induced Shifts in the NMR Spectra of Lanthanide(III) Complexes Derived from 1,4,7,10-Tetrakis(N,N-diethylacetamido)-1,4,7,10-tetraazacyclododecane* // *Inorganic Chemistry*, 1995, 34, 3705-3715.

Магнитные и магнитоупругие свойства аморфных металлических микропроволок на основе железа

Моховиков Александр Юрьевич

Иркутский государственный университет

Гаврилюк Алексей Александрович, к.ф.-м.н.

zubr@api.isu.runnet.ru

Аморфные металлические микропроволоки с высокой величиной магнитоупругости в настоящее время являются перспективными материалами с точки зрения их практического использования в качестве чувствительных элементов датчиков силы, деформации, температуры, генераторов звуковых и ультразвуковых колебаний и т.д. Целью данной работы являлось исследование магнитных и магнитоупругих свойств аморфных металлических микропроволок состава $\text{Fe}_{75}\text{Si}_{10}\text{B}_{15}$, полученных методом экструзии из расплава. Диаметр микропроволок составлял 140 мкм, а их длина изменялась от $5 \cdot 10^{-2}$ до $2 \cdot 10^{-2}$ м. Перед проведением исследований образцы проходили термическую обработку в вакууме 10^{-3} мм. рт. ст. в течение 30 минут в интервале от 300°C до 475°C . Целью проведения термической обработки являлось снятие внутренних закалочных напряжений в исследованных образцах. В ходе проведения эксперимента изучались зависимости скорости распространения магнитоупругих колебаний и величины ΔE -эффекта от температуры термической обработки аморфных металлических сплавов и величины внешнего магнитного поля H , приложенного вдоль длины исследованных образцов. Помимо этого, исследовалось влияние упругих растягивающих напряжений на ход начальных кривых намагничивания и петель гистерезиса исследованных образцов. Величина прикладываемых вдоль длины микропроволоки растягивающих напряжений σ изменялась от 0 до $2,5 \cdot 10^8$ Па.

Как следует из результатов проведенных исследований, зависимость скорости распространения магнитоупругих колебаний от величины внешнего магнитного поля имеет характерный минимум для всех температур термической обработки. С увеличением температуры обработки от 300° до 450°C минимальное значение скорости распространения магнитоупругих колебаний возрастает. С уменьшением длины микропроволоки происходит некоторое уменьшение скорости распространения магнитоупругих колебаний и уменьшение величины ΔE -эффекта.

Результаты эксперимента по изучению влияния упругих растягивающих напряжений на ход петли гистерезиса аморфных металлических микропроволок показали, что в отсутствие действия растягивающих напряжений наибольшую остаточную индукцию $B_r=0,72$ Тл у исследованных микропроволок имеют образцы, прошедшие термообработку при температуре 410°C , а наименьшую $B_r=0,42$ Тл – образцы, прошедшие термообработку при 470°C .

Полученные результаты можно объяснить исходя из представлений о протекании в исследуемых образцах процессов релаксации внутренних напряжений при сравнительно низких температурах термообработки ($T_{обр}=370^0-410^0C$) и процессов кристаллизации при более высоких температурах термообработки ($T_{обр}=410^0-470^0C$). При этом максимальному значению V_r соответствует такое состояние исследуемых образцов, когда внутренние закалочные напряжения в них уже достаточно полно релаксировали, а процесс кристаллизации еще не начался. При приложении σ в области от $1 \cdot 10^8$ Па до $2,5 \cdot 10^8$ Па для всех исследуемых образцов, независимо от их температуры термообработки, наблюдается монотонный рост величины V_r . При приложении значительных по величине растягивающих напряжений $\sigma > 1,5 \cdot 10^7$ петли гистерезиса всех исследованных образцов становились практически прямоугольными, что свидетельствовало о преобладающей роли процессов смещения доменных границ в механизме перемагничивания микропроволок. В области σ от 0 до $1 \cdot 10^8$ Па зависимость $V_r(\sigma)$ имеет сложный характер, что может быть связано с переходом ядра микропроволоки из однодоменного в многодоменное состояние под действием растягивающих напряжений. Переход ядра в многодоменное состояние должен сопровождаться уменьшением величины V_r , что хорошо подтверждается экспериментальными результатами.

На основании проведенных исследований предложена модель процесса перестройки доменной структуры аморфных металлических микропроволок под действием внешнего магнитного поля и внешних упругих напряжений. Модель основана на представлениях о магнитоупругой связи ядра микропроволоки с ее приповерхностной областью.

Процесс перемагничивания ядра микропроволоки, происходящий в слабых магнитных полях посредством скачка Баркгаузена наводит значительные внутренние напряжения в приповерхностной области микропроволоки. Возникающие внутренние напряжения в приповерхностной области микропроволоки при определенных условиях (значительное различие констант магнитострикции и модулей упругости ядра и приповерхностной области микропроволоки) могут наводить одноосную анизотропию вдоль длины микропроволоки в ее приповерхностной области. При этом, если наводимые в процессе перемагничивания ядра микропроволоки напряжения по своей величине больше внутренних закалочных напряжений, то намагниченность в приповерхностной области будет переориентироваться вдоль длины микропроволоки. Как следствие этого, величина ΔE -эффекта микропроволоки будет уменьшаться, а ее остаточная индукция - возрастать. Таким образом, подобная переориентация намагниченности в приповерхностной области может существенно уменьшить магнитные и магнитоупругие характеристики аморфных металлических микропроволок на основе железа.

Управлять процессом переориентации намагниченности в приповерхностной области микропроволоки можно, изменяя режимы и температуры ее термической обработки. Наименьшая величина магнитоупругой связи между ядром и приповерхностной областью достигается в микропроводах, у которых магнитострикции ядра и приповерхностной области микропроволоки близки по своим величинам. По всей видимости, такое условие выполняется для интервала температур обработок от 400^0 до 450^0C исследованных сплавов. При температурах термической обработки больших, чем 450^0C магнитоупругая связь возрастает, за счет начавшегося процесса кристаллизации в аморфных металлических микропроводах.

Электрические и магнитные свойства спиннингованных лент

$\text{Fe}_{70}\text{Cr}_{15}\text{B}_{15}$ (Sn, Mo)

Невмержицкий Виталий Иванович

Дальневосточный государственный университет

Юдин Виталий Витальевич, д.ф.-м.н.

Крайнова Галина Серовбовна, к.ф.-м.н.

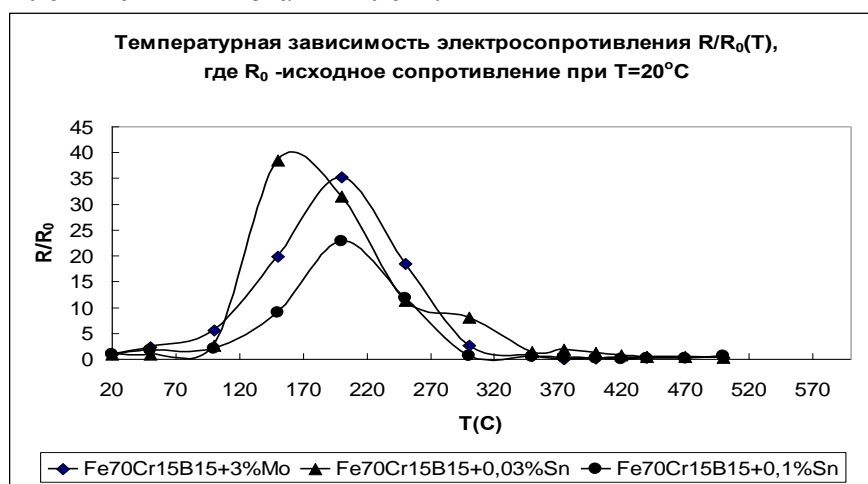
tata@ifit.phys.dvgu.ru

Объектом исследования являются спиннингованные ленты $\text{Fe}_{70}\text{Cr}_{15}\text{B}_{15}$ с добавками Sn и Mo.

Известно, что электрические и магнитные свойства являются структурно чувствительными. В связи с этим на спиннингованных лентах $\text{Fe}_{70}\text{Cr}_{15}\text{B}_{15}$ с добавками молибдена и олова, были проведены измерения сопротивления, как вдоль направления прокатки (R_1), так и перпендикулярно этому направлению (R_2). Было рассчитано удельное сопротивление образцов в обоих направлениях и коэффициенты анизотропии $K_{ac} = \rho_2 / \rho_1$.

В результате проведенных измерений электросопротивления выявлена анизотропия электропроводности в спиннингованных лентах $\text{Fe}_{70}\text{Cr}_{15}\text{B}_{15}$ с добавками Sn и Mo. Коэффициент анизотропии сопротивления составил примерно $K_{ac} \sim (1,2-2,5)$ для данных образцов.

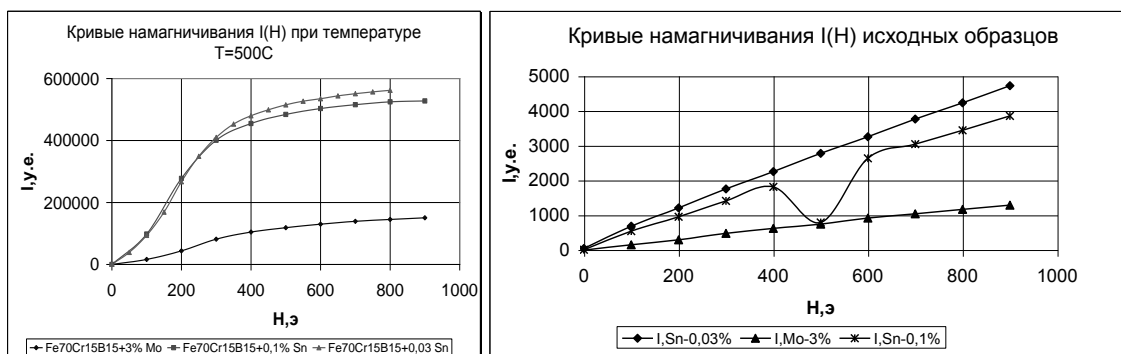
На рисунке представлены результаты исследования температурной зависимости электросопротивления спиннингованных лент.



Температурные зависимости $R(T)$ для всех трех фольг имеют критическую точку $T^* \sim 200^\circ\text{C}$. Выше этой температуры сопротивление сплавов начинает уменьшаться. Изменение знака температурного коэффициента сопротивления говорит о возможности некоего фазового превращения. Последнее может быть связано со сменой валентности железа $\text{Fe}^{2+} - \text{Fe}^{3+}$ и зафиксированными процессами структурной релаксации.

Параллельно проводилось исследование изменения структуры спиннингованных лент на атомном уровне методом рентгенографии. Показано, что в диапазоне температур (20-200°C) все образцы являются аморфными.

Изучение кривых намагничивания спиннингованных лент Fe₇₀Cr₁₅B₁₅ (Sn, Mo) показало, что в исходном состоянии все ленты являются парамагнитными. Поведение кривых намагничивания в зависимости от t_{отж} носит осцилляционный характер. При изотермическом отжиге фольги с добавками Sn при t_{отж}= 400, 500°C становятся ферромагнитными, фольга с добавкой Mo остается парамагнитной на всех стадиях отжига.



Таким образом, проведенный структурный анализ и анализ кривых намагничивания позволяет сказать, что магнитный фазовый переход парамагнетик – ферромагнетик не обязательно является следствием структурной релаксации аморфной матрицы через кристаллизацию в процессе отжига. Методами рентгеноструктурного анализа, лазерной масспектроскопии было показано, что степень рыхлости исследуемых образцов повышается в ряду 0,03% Sn, 0,1% Sn, 3% Mo. Видимо, это и отражается в уменьшении магнитного порядка.

Проведенный мессбауэровский анализ подтверждает выводы, сделанные как в результате рентгеновского анализа, так и исследования магнитных свойств данных фольг.

Магнитные характеристики спиннингованных лент с добавкой Mo фактически не меняются. Добавки Sn существенно меняют магнитные характеристики. Величина намагниченности увеличивается на порядок, хотя ленты остаются парамагнитными, вплоть до отжига при температуре 400 C. При этом данные мессбауэровской спектроскопии указывают на смешанные спектры, имеющие вклад в виде ферромагнитного секстета и парамагнитного пика.

Минимум электросопротивления соответствует точке кристаллизации сплава (появлению дальнего порядка). Для образца с добавкой олова в 0,1% это происходит при температуре 440°C. Здесь ТКС опять меняет знак (сопротивление начинает увеличиваться), и далее образец ведет себя как обычный кристаллический сплав. Изменение электросопротивления, также как и процесс упорядочения, является необратимым. Об этом можно судить, измеряя сопротивление при охлаждении. После постепенного нагрева до 500°C образцы охлаждали до комнатной температуры, отношение исходного сопротивления (до начала эксперимента) R₀ и конечного (после охлаждения) R_x, для исследуемых фольг составило:

$$R_0/R_x(0.03\%Sn)\approx 1.4 \quad R_0/R_x(0.1\%Sn)\approx 1.9 \quad R_0/R_x(3\%Mo)\approx 2.4.$$

Это говорит о степени увеличения подвижности и перераспределении центров рассеяния, которое и привело к уменьшению сопротивления. Кроме того, была замечена корреляция магнитных и электрических свойств.

О переориентации однодоменных эллипсоидальных частиц.

Носов Леонид Сергеевич

Сыктывкарский государственный университет

Котов Леонид Нафанаилович, д.ф.-м.н

lamata@mail.ru

Одним из альтернативных энергонезависимых носителей информации может быть ансамбль независимых однодоменных ориентированных ферромагнитных или ферритовых частиц [1]. Метод считывания информации с такого ансамбля предполагает возбуждение ансамбля маломощным импульсом переменного магнитного поля на частоте ферромагнитного резонанса [1]. Информация считывается путём сканирования частоты: наличие отклика на определенной частоте соответствует логической 1, а его отсутствие – логическому 0. Для осуществления записи информации с использованием высокочастотного поля необходимо осуществление переориентации магнитных моментов частиц из положения, параллельного одной оси легкого намагничивания, в положение перпендикулярной ей оси.

Для простоты будем считать, что частицы независимы и имеют форму эллипсоидов вращения, причем ось вращения меньше двух других осей. Рассмотрим одну частицу. Пусть частица обладает кубической анизотропией и легкие оси совпадают с осями эллипсоида. Тогда плотность энергии частицы может быть записана в виде:

$$U(\mathbf{m}) = K_1 \cdot (m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_x^2 m_z^2) + K_2 \cdot m_x^2 m_y^2 m_z^2 - \mathbf{M} \cdot \mathbf{h} \cdot \sin(\omega \cdot t) + \frac{1}{2} \mathbf{M} \hat{\mathbf{N}} \mathbf{M}, \quad (1)$$

где $K_1 > 0$, $K_2 < 0$ – первая и вторая константы кубической анизотропии; $\mathbf{h} \cdot \sin(\omega \cdot t)$ – внешнее переменное магнитное поле с частотой ω ; $\mathbf{m} = \mathbf{M}/|\mathbf{M}|$ – вектор направляющих косинусов магнитного момента и намагниченности частицы; \mathbf{M} – вектор намагниченности частицы; $\hat{\mathbf{N}} = \text{diag}(N_x, N_y, N_z)$ – диагональный тензор размагничивающих факторов, причем $N_x = N_y \leq N_z$ и $N_x + N_y + N_z = 4\pi$; оси x , y и z соответствуют главным кристаллическим осям частицы: [001], [010] и [100].

При отсутствии внешнего поля, магнитный момент занимает одно из трех устойчивых положений, соответствующих минимуму энергии, которое параллельно одной из трех легких осей. Два из этих положений будут энергетически более выгодны из-за влияния формы частиц. Уравнение движения магнитного с учетом незначительных преобразований может быть записано в форме Гильберта [3]:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt^*} = -[\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}^*] + \alpha \left[\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt^*} \right], \quad (2)$$

где α – безразмерный параметр затухания; $\mathbf{H}_{\text{eff}}^* = -\delta U^*/\delta \mathbf{m}$, – приведенное эффективное магнитное поле, действующего на магнитный момент, где $U^*(\mathbf{m}) = U(\mathbf{m}) \cdot |\mathbf{M}|/2K_1$ – приведенная плотность энергии; $t^* = t \cdot 2\gamma K_1/|\mathbf{M}|$ – приведенное время; $\omega^* = \omega |\mathbf{M}|/2\gamma K_1$ – приведенная частота; $\mathbf{h}^* = \mathbf{h} |\mathbf{M}|/2K_1$ – приведенная амплитуда переменного магнитного поля; γ – гиромагнитное отношение.

Уравнение (2) может быть переписано для сферической системы координат:

$$\begin{cases} \frac{d\theta}{dt^*} = -\frac{1}{\sin\theta \cdot (\alpha^2 + 1)} \frac{\partial U^*}{\partial \varphi} - \frac{\alpha}{\alpha^2 + 1} \frac{\partial U^*}{\partial \theta} \\ \frac{d\varphi}{dt^*} = \frac{1}{\sin\theta \cdot (\alpha^2 + 1)} \frac{\partial U^*}{\partial \theta} - \frac{\alpha}{\sin^2\theta \cdot (\alpha^2 + 1)} \frac{\partial U^*}{\partial \varphi} \end{cases}, \quad (3)$$

где θ и φ – азимутальный и полярный углы сферической системы координат; азимутальная ось совпадает с осью z , а полярная ось – с осью x выбранной системы координат.

Пусть до включения переменного магнитного поля, магнитный момент находится в положении, параллельном оси y , а переменное поле направим вдоль оси x . Численное решение системы (3) показывает, что, с увеличением амплитуды внешнего магнитного поля, колебания магнитного момента могут привести к тому, что он отклонится от положения равновесия настолько, что пройдет положение неустойчивого равновесия и «скатится» в другое положение устойчивого равновесия, которое перпендикулярно начальному. Это явление носит резонансный характер, то есть переориентация магнитного момента наблюдается в определенном интервале приведенных частот $\Delta\omega^*$, который назовем полосой переориентации (см. *рис. 1* и *рис. 2*). Полоса переориентации зависит от амплитуды переменного магнитного поля, от параметра затухания α и от размагничивающих факторов, то есть от формы частицы – от отношения оси вращения к другой оси эллипсоида. Ниже показана зависимость поведения m_y от времени при различных приведенных частотах для сферы (*рис. 1*) и диска (*рис. 2*).

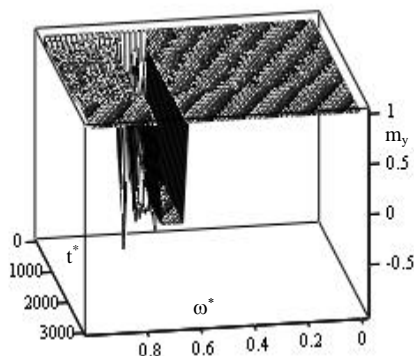


Рис. 1

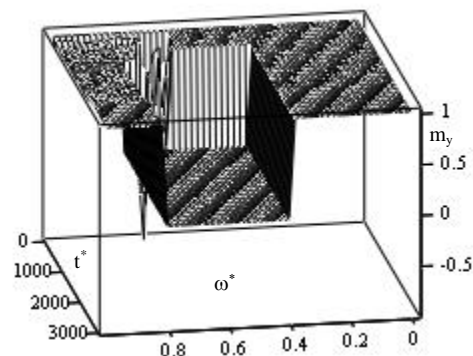


Рис. 2

Таким образом в данной работе, на основе численного решения модифицированного уравнения Гильберта найдены условия переориентации магнитного момента однодоменной эллипсоидальной частицы из положения одной

легкой оси в положение перпендикулярной ей другой оси, при воздействии на частицу импульсом высокочастотного поля. Результаты данной работы могут быть использованы для обоснования записи информации на ансамбле однодоменных частиц [1].

Список публикаций:

[1] L.N.Kotov, Fanur F.Asadullin, Farit F. Asadullin, *The response of the Single-Domain Ferrite Particles Assemley, Procceding International Forum on Wave Electronics and Its Applications, St.Peterburg, (2000). P. 196-198.*

[2] Гуревич А.Г. *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973, 292 с.*

Квадрупольная релаксация и константа квадрупольной связи дейтронов в растворах электролитов.

Павлова Мария Сергеевна

Санкт-Петербургский Государственный Университет

Чижики Владимир Иванович, д.ф.-м.н.

MariaPavlova@mail.ru

В данной работе исследовались водные растворы электролитов, которые, в силу их распространённости в природе и того, какую важную роль они играют в различных физических, химических и биологических процессах, представляют собой очень интересный объект для исследования. Метод ядерной магнитной релаксации даёт уникальную возможность исследовать микроструктуру вещества, например, непосредственное окружение ионов в растворе, с которым тесно связана структура внутренних электромагнитных полей.

Квадрупольная релаксация – это процесс установления равновесного значения ядерной макроскопической намагниченности в статическом магнитном поле вследствие взаимодействия электрического квадрупольного момента ядра с флуктуирующими неоднородными электрическими полями в веществе. Квадрупольный механизм релаксации возможен для ядер со спином $I \geq 1$ и обычно этот механизм релаксации выражен гораздо сильнее по сравнению с магнитными механизмами. Также в водных растворах электролитов реализуется условие быстрого молекулярного движения ($\omega_0^2 \tau_c^2 \ll 1$), и в этом случае скорость спин-решёточной релаксации даётся формулой [1, 2]:

$$\frac{1}{T_1} = \text{const}(eqQ)^2 \tau_c.$$

Здесь T_1 – время спин-решёточной релаксации квадрупольных ядер, ω_0 – частота ядерного магнитного резонанса, τ_c – время корреляции флуктуаций электрического поля, а в случае растворов электролитов – время переориентации молекул растворителя около иона, eQ – квадрупольный момент ядра, q – неоднородность электрического поля в месте расположения квадрупольного ядра (произведение eqQ называется

константой квадрупольной связи ядра, входящего в молекулу или ион), а в *const* входят универсальные постоянные. Отсюда видно, что скорость спин-решёточной релаксации непосредственным образом связана со структурой и интенсивностью локальных электрических полей в месте расположения квадрупольных ядер. Это даёт возможность изучать особенности гидратации ионов и микроструктуры растворов электролитов в целом.

В данной работе экспериментально исследовалась квадрупольная релаксация дейтронов (^2H) в водном растворе дейтерированной азотной кислоты, а именно, измерялась зависимость скорости спин-решёточной релаксации дейтронов от концентрации электролита в растворе при различных температурах. В качестве растворителя использовалась тяжёловодородная вода. Измерения времён спин-решёточной релаксации дейтронов производились на спектрометре Bruker SXP-100. Рабочая частота спектрометра составила 14 МГц, точность поддержания температуры была $\pm 0,5^\circ\text{C}$. Использованы также полученные ранее результаты для серной и хлорной кислот и для некоторых растворов неорганических солей. С помощью квантово-химической программы GAMESS были произведены компьютерные расчёты константы квадрупольной связи дейтронов в молекуле воды и в ионе гидроксония в различных базисах, при этом с помощью модели поляризуемого континуума учитывалось изменение равновесной геометрии иона при его помещении в растворитель.

В работе [3] изложен метод изучения водных растворов солей с помощью ядерной магнитной релаксации, и показано, что из данных по протонному и дейтронному резонансу извлекается одинаковая информация. Однако при попытке интерпретировать экспериментальные данные, полученные при исследовании водных растворов кислот, возникли определённые трудности.

В ходе исследования особенностей квадрупольной релаксации дейтронов в растворах кислот на основании полученных ранее данных по протонной релаксации были рассчитаны концентрационные зависимости скорости спин-решёточной релаксации дейтронов. Обнаружилось сильное расхождение экспериментальных и расчётных концентрационных зависимостей. Показано, что для согласования данных, полученных из протонного и дейтронного резонанса, необходимо учитывать изменение константы квадрупольной связи дейтронов, входящих в ион гидроксония и в молекулы воды гидратных оболочек ионов, по сравнению с константой квадрупольной связи в молекулах воды из невозмущённой структуры растворителя. С этой целью был произведён квантово-химический расчёт, который позволил определить, насколько отличается структура локальных электрических полей в месте расположения ядер дейтерия в ионе гидроксония и в молекуле воды. Получено, что константа квадрупольной связи дейтронов, входящих в состав несвязанной с ионами молекулы воды, заметно отличается от константы квадрупольной связи дейтронов, принадлежащих молекуле воды в гидратной оболочке сильного аниона SO_4^{2-} .

Таким образом, в данной работе для получения наиболее общих и достоверных результатов экспериментальные оценки константы квадрупольной связи дейтронов из различных подструктур раствора сравниваются с квантово-химическими расчётами. Такой подход позволяет наиболее корректно интерпретировать результаты экспериментов по исследованию влияния эффектов гидратации на молекулярную подвижность в растворах электролитов методом ядерной магнитной релаксации.

Работа поддержана грантами РФФИ (№ 01-03-32768), Мин. Образования (№ E02-5.0-83) и Программы Мин. Образования "Университеты России" (№ УР 01.01.070).

Список публикаций:

[1] Abragam A. *The Principles of Nuclear Magnetism*, Oxford University Press, Oxford, 1961

[2] Чижик В.И. *Ядерная магнитная релаксация (2-ое издание, исправленное и дополненное)*, СПб, Изд. СПбГУ, 2000, 390 с.

[3] Chizhik V.I. *Mol. Phys.*, 1997, v.90, No 4, p. 653-659

Влияние легирования кобальтом на магнитные фазовые переходы в соединениях $R_2(Fe,Co)_{14}B$ ($R = Er, Y$)

Панкратов Николай Юревич

Скоков Константин Петрович, Семенова Елена Михайловна

Грушичев Антон Геннадьевич

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Никитин Сергей Александрович, д.ф.-м.н.

nik@rem.phys.msu.su

Целью данной работы явилось исследование влияния замещений в 3d-подрешетке на температуру магнитных фазовых переходов в соединениях $R_2Fe_{14}B$ ($R = Er, Y$). Соединение $Er_2Fe_{14}B$ интересно тем, что в нем существует два магнитных фазовых перехода: температура Кюри (T_C) и температура спиновой переориентации (T_{SR}). В соединении $Y_2Fe_{14}B$, отсутствует магнитный момент редкоземельной подрешетки, поэтому исследование магнитных свойств этого соединения дает информацию о магнетизме подрешетки железа.

Нами были синтезированы сплавы систем $R_2Fe_{14-x}Co_xB$ (где $R = Y$ и Er , $x < 4.5$). Для приготовления сплавов в качестве исходных материалов отбирались чистые компоненты: железо и кобальт чистотой 99,9 % и РЗМ с чистотой 99,5 %. Бор брался в виде аморфного вещества с чистотой 99,99 %. Синтез сплавов производился методом индукционной плавки в атмосфере ОСЧ аргона при давлении 3 атм. После выплавки сплавы содержали небольшое количество второй фазы (рис. 1а), которая методом рентгеноструктурного анализа была идентифицирована как фаза $R_{1.1}Fe_4B_4$. Для достижения однофазного состояния сплавы гомогенизировались в вакууме при температуре 1000° С в течении 6 часов. В результате гомогенизации состав сплавов выравнивался. Кроме того, происходило значительное укрупнение зерен. На рис. 1б, в качестве примера представлена доменная структура магнитоодноосного образца $Y_2Fe_{14}B$ после гомогенизации.

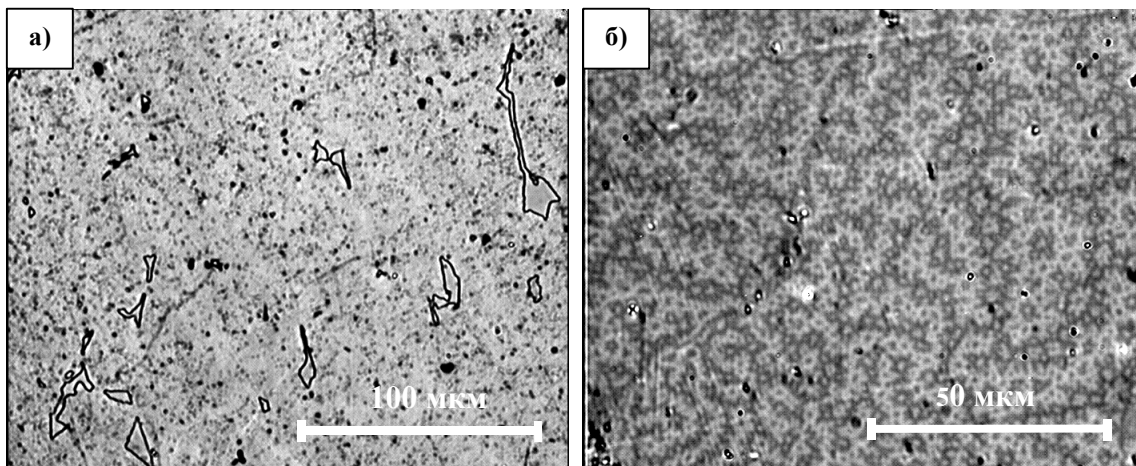


Рис. 1. Микроструктура сплава $Er_2Fe_{14}B$ на произвольной плоскости (а), выявленная методом химического травления и доменная структура сплава $Y_2Fe_{14}B$ на базисной плоскости (б), выявленная методом полярного эффекта Керра

Магнитные измерения проводились с помощью магнитного анизометра и маятникового магнетометра в интервале температур 80–650 К в магнитных полях до 12 кОе. Образцам придавалась форма дисков вырезанных в плоскости (110). Температура Кюри была определена, как температура наиболее резкого падения намагниченности, при переходе из ферромагнитного состояния в парамагнитное в слабом магнитном поле. Для $Y_2Fe_{14}B$ T_C была найдена равной 605 К. Кривые термомагнитного анализа показывают, что температуры Кюри при замещении железа атомами кобальта монотонно возрастает. Для $Y_2(Fe_{0.7}Co_{0.3})_{14}B$ $T_C = 850$ К. T_C соединений $Er_2Fe_{14-x}Co_xB$ ($x \leq 4$) также возрастает при увеличении концентрации кобальта. Значения температур Кюри соединений $Er_2Fe_{14}B$ и $Er_2F_8Co_4B$ равны 593 К и 850 К, соответственно. Концентрационные зависимости T_C соединений $R_2(Fe,Co)_{14}B$ представлены на рис. 2а.

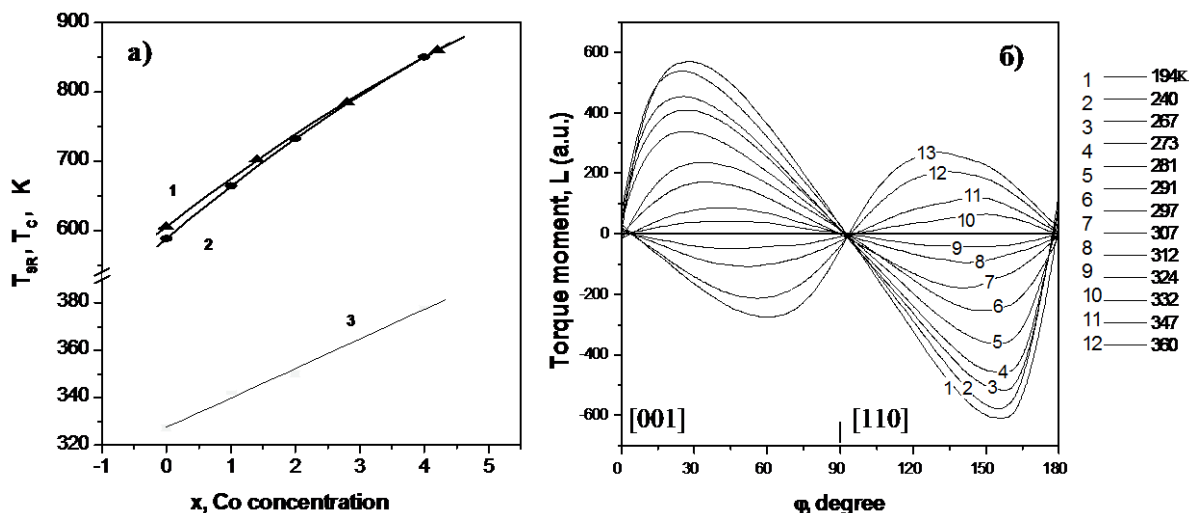


Рис. 2. а) Концентрационные зависимости T_C для $Y_2Fe_{14-x}Co_xB$ (1) и $Er_2Fe_{14-x}Co_xB$ (2) и T_{SR} для $Er_2Fe_{14-x}Co_xB$; б) кривые вращающих моментов $Er_2Fe_{14}B$, измеренные в области спиновой переориентации в магнитном поле 12 кОе.

На рис. 2б представлены кривые вращающего момента $Er_2Fe_{14}B$, измеренные вблизи температуры спиновой переориентации. Характер кривых $L(\theta)$ указывает на наличие спин-переориентационного перехода (СПП) первого рода типа ось легкого намагничивания – плоскость легкого намагничивания при понижении температуры.

Рис. 26 показывает, что $\text{Er}_2\text{Fe}_{14}\text{V}$ обладает одноосной магнитной анизотропией в интервале температур выше T_{SR} и анизотропией типа легкая плоскость при температуре ниже T_{SR} . При $T = 360$ К кристаллографические направления $[001]$ ($L = 0$ и $\partial L/\partial\theta < 0$) и $[110]$ ($L = 0$ и $\partial L/\partial\theta > 0$) являются осями легкого и трудного направления, соответственно. При уменьшении температуры ниже $T_{\text{SR}} = 326$ К происходит СПП, о чем свидетельствует изменение фазы кривых вращающего момента на 90° , ось $[110]$ становится осью легкого намагничивания ($L = 0$ и $\partial L/\partial\theta > 0$).

Характер кривых вращающего момента соединений $\text{Er}_2\text{Fe}_{14-x}\text{Co}_x\text{V}$ идентичен кривым, представленным на рис. 26, однако температура СПП линейно возрастает с увеличением концентрации кобальта. Можно сделать вывод, что тип СПП не изменяется при легировании соединения $\text{Er}_2\text{Fe}_{14}\text{V}$ кобальтом. Концентрационная зависимость T_{SR} для ряда соединений $\text{Er}_2\text{Fe}_{14-x}\text{Co}_x\text{V}$ представлена на рис. 2а.

Наши исследования по замещению атомов железа атомами кобальта в 3d-подрешетке соединений $\text{Er}_2\text{Fe}_{14}\text{V}$ и $\text{Y}_2\text{Fe}_{14}\text{V}$ показали, что с увеличением концентрации кобальта возрастает температура Кюри и температура спиновой переориентации в $\text{Er}_2\text{Fe}_{14}\text{V}$.

Работа поддержана грантами РФФИ № 02-02-16523 и № 01-02-17977.

Спин – стекольные свойства многослойных пленок $(\text{Gd}/\text{Si}/\text{Co}/\text{Si})_n$ в малых магнитных полях

Панова Маргарита Анатольевна

Красноярский Государственный Университет

Патрин Геннадий Семенович, д.ф.-м.н.

patrin @ iph.krasn.ru

Использование в многослойных магнитных пленках активных слоев из разных химических элементов, а также различных способов их укладки позволяет целенаправленно управлять магнитными свойствами сконструированных материалов и значительно расширяет разнообразие наблюдаемых эффектов. В многослойных пленках, где комбинируются слои из 3d- и 4f-элементов, сочетаются материалы, сильно различающиеся по своим магнитным свойствам. Помимо проявления индивидуальных свойств материалов слоев, поведение всей системы зависит от взаимодействия на границе раздела. Изменение границ раздела путем подбора технологических режимов или внедрения иного промежуточного материала (например, полупроводниковой прослойки) влияет на обменные параметры и (или) на магнитную анизотропию. В этом плане магнитные пленки $(\text{Gd}/\text{Si}/\text{Co}/\text{Si})_n$ интересны тем, что при изменении температуры в них обнаружена точка компенсации намагниченности, что вообще-то является типичным для массивных ферромагнетиков. Этот эффект наблюдается как в пленках без кремниевой прослойки, так и с ней. От толщины кремниевой прослойки зависит лишь температура компенсации намагниченности (T_c). В этих пленках также экспериментально обнаружена особенность в температурной зависимости намагниченности, которая объясняется влиянием магнитного поля на межслоевое взаимодействие [1]. Эффекты влияния магнитного поля на межслоевое взаимодействие и температурная зависимость обменных параметров связываются с наличием биквадратичного вклада в обменное взаимодействие [2]. В таких системах из-за конкуренции вкладов разных знаков в межслоевое взаимодействие и их различных

температурных зависимостей возможно проявление свойств, не присущих системам, описываемых простыми взаимодействиями.

Исследованные пленки имели толщину слоя кобальта $t_{Co} = 30 \text{ \AA}$, толщину слоя гадолиния $t_{Gd} = 75 \text{ \AA}$, а толщина кремния менялась в пределах $t_{Si} = 0 \div 10 \text{ \AA}$. Технология получения пленок, их паспортизация и методика измерения описаны в [1]. Отметим, что при данных толщинах магнитоактивных слоев они находятся в аморфном состоянии. Измерения намагниченности были выполнены на СКВИД-магнетометре. При выполнении температурных и полевых измерений перед охлаждением образец помещался в демагнетизатор и затем охлаждался в нулевом магнитном поле. Магнитное поле лежало в плоскости образца.

Ранее (О.В. Васьковским и др.) было показано, что в пленках Gd/Co, близких по соотношению толщин слоев к образцам, исследуемым в данной работе, температура компенсации существенно зависит от величины периода многослойной структуры, и для температур $T < 200 \text{ K}$ компенсация наблюдается лишь при условии $t_{Gd} + t_{Co} \geq 130 \text{ \AA}$. В нашем случае при периоде структуры 105 \AA этой особенности нет. Создание же кремниевой прослойки толщиной в единицы ангстрем приводит в этом случае к появлению точки компенсации. Однако неожиданным оказалось то, что поведение намагниченности в окрестности температуры компенсации существенно зависит от магнитного поля, хотя величина магнитного поля достаточно мала. Так в поле $H = 1 \text{ кЭ}$ для пленки с $t_{Si} = 5 \text{ \AA}$ температура компенсации в традиционном понимании отсутствует, однако обращает на себя внимание образование небольшого максимума на температурной зависимости и сдвиг минимума намагниченности в область низких температур [1]. Ситуация в большей степени оказалась неординарной для пленки с $t_{Si} = 10 \text{ \AA}$. На этой пленке минимум намагниченности (но не до нуля), который можно связать с точкой компенсации, наблюдался до полей порядка 100 Э . С увеличением магнитного поля растет максимум на температурной зависимости намагниченности, и он смещается в область низких температур.

Ситуация оказалась еще более интересной при переходе в область полей порядка нескольких десятков Ангстрем. При проведении температурных измерений намагниченности на пленке с прослойкой кремния $t_{Si} = 10 \text{ \AA}$ было обнаружено, что в малых магнитных полях ($H \leq 100 \text{ Э}$) в зависимости от термомагнитной предыстории (в магнитном поле (FC) или без него (ZFC) проводилось охлаждение образца) кривые имеют различный вид. В случае FC при $T < 100 \text{ K}$ кривая повторяется как при нагревании, так и при охлаждении образца. Такое поведение аналогично тому, что наблюдается в спиновых стеклах [3].

Все эти экспериментальные результаты не укладываются в обычную схему описания двух подрешеточного ферримагнетика, имеющего точку компенсации. Наличие максимума в окрестности ожидаемой температуры компенсации можно было бы объяснить, предположив, например, что во взаимодействии редкоземельных слоев с соседними слоями кобальта через слой кремния существует вклад, который приводит к образованию не строго антиферромагнитной конфигурации, а к скошенной магнитной структуре. Тогда в целом магнитная структура представляет собой конус магнитных моментов слоев кобальтовой подсистемы, суммарный момент которого направлен антипараллельно суммарному магнитному моменту слоев гадолиния. При увеличении температуры, на фоне уменьшающегося суммарного момента редкоземельной подсистемы, сначала происходит “выключение” этого взаимодействия и, как результат,

схлопывание конуса кобальтовой подсистемы, а затем процесс идет по хорошо известному сценарию. Такое поведение для многослойных пленок является вполне реальным. Как известно, учет биквадратичного обменного взаимодействия (J_2) наряду с билинейным обменом (J_1) может привести к возникновению скошенной магнитной структуры. В многослойных пленках механизм, определяющий появление биквадратичного вклада в обменном взаимодействии, может быть связан с флуктуационным изменением толщины промежуточного немагнитного слоя. Также находит свое объяснение и предполагаемое различие в температурных зависимостях обоих обменных параметров [2], причем для многослойных магнитных пленок величины J_1 и J_2 могут быть сравнимы по величине.

Список публикаций:

[1] Г.С. Патрин, В.О. Васьковский, Д.А. Великанов, А.В. Свалов *Письма ЖЭТФ* **75**, (2002) 188

[2] Jun-Zhong Wang, Bo-Zang Li, & Zhan-Ning Hu *Phys. Rev. B* **62**, (2000) 6570

[3] C.Y. Huang *JMMM* **51**, (1985) 1

Результаты исследований представлены в работе

G.S. Patrin, V.O. Vas'kovskii, D.A. Velikanov, A.V. Svalov, & M.A. Panova *Phys. Lett. A.* (2003) (in print).

Эффект изменения проводимости при магнитном резонансе в кристаллах манганита $\text{Eu}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$

Патрин Константин Геннадьевич

Красноярский Государственный Университет

Волков Никита Валентинович, к.ф.-м.н.

kosh@law.krasu.ru

Сценарий фазового расслоения в легированных манганитах реализуется из-за конкуренции между различными взаимодействиями с близкими по величине энергиями. Энергетический баланс является столь тонким, что физические свойства легированных манганитов могут изменяться под действием малых внешних возмущений. Мы представляем результаты исследований транспортных свойств в кристалле $\text{Eu}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_3$ в условиях магнитного резонанса. Изменения в проводимости, индуцированные резонансным СВЧ поглощением, наблюдаются в окрестности магнитного фазового перехода, где неоднородное парамагнитное/ферромагнитное двухфазное состояние является основным для образца, и где имеет место эффект КМС. В этой температурной области одновременно присутствуют линии парамагнитного и ферромагнитного резонанса [1]. Зависимость сопротивления R в магнитном поле имеет форму, подобную дисперсионной. Увеличение сопротивления наблюдается в области полей, где наблюдается ФМ резонансное поглощение, а уменьшение сопротивления имеет место в ПМ поглощении. Такое поведение предполагает, что механизм нагрева не может быть ответственным за этот эффект. Относительное изменение сопротивления, индуцированное резонансным СВЧ поглощением, имеет линейную зависимость от СВЧ мощности и достигает 0.2 % при $P=100\text{мВ}$. Изменение сопротивления при магнитном резонансе зависит от величины постоянного тока, протекающего через образец, в то же время,

вольтамперная характеристика линейна во всем диапазоне. Мы проанализировали изменение сопротивления при магнитном резонансе в предположении, что наблюдаемый эффект является прямым следствием фазового расслоения. В данном случае свободные энергии в ПМ (поляронная проводимость) и ФМ (металлическая проводимость) состояний приблизительно равны, и небольшое локальное возмущение одной из подсистем может вызвать изменение термодинамического равновесия в двухфазном состоянии. Вблизи порога протекания по ферромагнитной металлической фазе эта ситуация может вызвать заметное изменение проводимости образца. Поскольку условия возбуждения резонансного СВЧ поглощения при развертке магнитного поля различны для ПМ и ФМ фаз, то имеет место локальное возмущение либо одной, либо другой фазы. В результате фазовое равновесие в системе меняется либо в одну, либо в другую сторону, и мы наблюдаем увеличение или уменьшение проводимости образца.

Список публикаций:

[1] N.V. Volkov, G.A. Petrakovskii, V.N. Vasiliev, D.A. Velikanov, K.A. Sablina, & K.G. Patrin, *Physica B*, **324** (2002) 254-260

Антиферромагнетизм квазидвумерных кристаллов $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuBr}_4$

Прохорова Ирина Викторовна

Красноярский Государственный Университет

Патрин Геннадий Семенович, д.ф.-м.н.

patrin @ iph.krasn.ru

Магнитные соединения семейства $(\text{C}_n\text{H}_{2n+1}\text{NH}_3)_2\text{BX}_4$, где $n = 1, 2, \dots$, В – ион переходного металла, а X – галоген, обладают богатым набором физических свойств. В структурном отношении эти кристаллы являются слоистыми, а в магнитном отношении проявляют квазидвумерные свойства. Изменение сорта иона В, галогена X, либо длины соединительного мостика между плоскостями (изменяя n) позволяет целенаправленно управлять типом магнитного порядка, анизотропными свойствами, температурой магнитного упорядочения. Мы ограничиваемся рассмотрением случая $n = 1$. Замена хлора на бром приводит к существенному изменению магнитных свойств в кристаллах данного семейства, при этом меняется тип магнитного порядка и температура упорядочения. В отношении магнитных свойств кристаллы $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuBr}_4$ изучены относительно слабо. Известно только, что этот кристалл проявляет антиферромагнитные свойства, а по данным ЯМР эксперимента установлено, что он имеет четыре магнитных подрешетки.

Мы провели более детальное исследование магнитных свойств кристаллов $(\text{CH}_3\text{NH}_3)_2\text{CuBr}$. По температурным зависимостям намагниченности $M(T, H)$, снятым в разных геометриях эксперимента $H \parallel c$ и $H \perp c$, видно, что при низких температурах в поле, значительно меньшем поля спин-флопа, существует отличный от нуля магнитный момент. Для обоих направлений магнитного поля в температурном ходе $M(T)$ имеет место гистерезис. Причем для случая $H \parallel c$ он начинается в районе $T \cong 100$ К, а для случая $H \perp c$ – в районе $T \cong 150$ К. С увеличением магнитного поля измерения H происходит уменьшение температуры, соответствующей максимуму величины $M(T)$ для обоих направлений магнитного поля независимо от направления изменения

температуры. Обращает на себя внимание также сильная зависимость от магнитного поля «хвостов» намагниченности.

В парамагнитной области необычным является то, что в магнитных полях $H \leq 20$ кЭ кривая $M(H)$ сильно отклоняется от линейной зависимости и это отклонение прослеживается до $T \approx 30$ К, хотя $T_N \approx 15$ К. Наряду с температурным гистерезисом, существует и полевой гистерезис вплоть до $T \approx 30$ К. Из температурной зависимости видно, что поведение намагниченности подчиняется закону Кюри–Вейса лишь при температурах $T \geq 100$ К.

Результаты исследований опубликованы в работе

G.S. Patrin, N.V. Volkov, & I.V. Prokhorova JMMM, **258-259**, (2003) 131-133

Вращательно-инвариантная теория затухания магнитоупругих волн в кубическом ферромагнетике

Ряхова Ольга Григорьевна

Башкирский государственный университет

Вахитов Роберт Миннисламович, д.ф.-м.н

RyahovaOG@ic.bashedu.ru

Как правило, в большинстве магнитоупорядоченных кристаллах, влияние магнитоупругого (МУ) взаимодействия, на их свойства незначительно. Однако в таких соединениях, как в ферриты – гранаты, МУ связь может быть существенной, например, при понижении температуры в материалах с гигантской магнитострикции, либо в окрестности спин - переориентационного фазового перехода (СПФП) [Е.А. Туров, В.Г. Шавров. УФН 140, 3, 429 (1983)]. Существует также и другая возможность эффективного проявления магнитоупругой связи, на которую было указано в работе К.Б Власова [К.Б Власова ЖЭТФ.-1962.-т.43,№6.-с.2128-2135.]. Здесь впервые рассматривалась вращательно-инвариантная теория распространения МУ волн, учет которой приводит к поворотам элементов объема тела и возникновению локальных эффективных полей магнитокристаллографической анизотропии.

Целью настоящей работы является исследование влияния вклада вращательно-инвариантных слагаемых на спектр МУ волн в кубическом ферромагнетике с наведенной одноосной анизотропией для случая, когда ее легкая ось направлена вдоль [111].

Расчеты показывают, что при учете диссипации в магнитной подсистеме в рассматриваемом магнетике могут распространяться различные типы МУ волн как квазимагнотные так и квазифанонные, которые меняют свой характер в зависимости от степени близости к СПФП [Р.М. Вахитов, В.В. Гриневич, О.Г. Ряхова. ЖТФ, т. 72, вып. 7]. Анализ дисперсионных соотношений, с учетом вклада вращательно-инвариантных слагаемых, показал, что все возможные типы колебаний, ранее полученные для такой системе, имеют место, однако скорости, параметры МУ связи перенормируются, кроме того пределы области существования рассматриваемой фазы магнетика сдвигаются.

Исследовано также влияние релаксационных процессов, а также асимметричной части тензора деформации на акустический эффект Фарадея (эффект вращения плоскости поляризации), который имеет место в кристаллах-пластинах типа [111]. Когда колебания распространяются вдоль высокосимметричных направлений типа [111] продольные упругие волны не взаимодействуют со спиновыми, что связано со свойствами симметрии тензора магнитоупругих постоянных. При этом, связанные с магнитной подсистемой поперечные упругие колебания оказываются циркулярно поляризованными в противоположных направлениях.

Различие величин волнового вектора нормальных МУ волн с правым и левым вращением при одной и той же частоте приводит к повороту поляризации волны. Для случая, когда $\vec{H} \parallel \vec{M} \parallel [111]$:

$$(r^2 + 1)\omega^6 + 2i\omega_{s1}r\omega^5 - (\omega_t^2(r^2 + 1) + \omega_{s1}^2)\omega^4 - 4ir\omega^3\omega_t^2\omega_{s1} +$$

$$+ \omega^2 \omega_t^2 (2\omega_{s1}^2 + \omega_t^2 (1 + r^2)) + 2ir\omega\omega_t^4 \omega_{s1} - \omega_t^4 \omega_{s1}^2 (1 - \xi) = 0, \quad (1)$$

где ω_t , ω_{s1} , ξ – соответственно скорости поперечной упругой и спиновых колебаний, параметр МУ связи, перенормированные с учетом вклада вращательно-инвариантных слагаемых.

Если обозначить через k_+ и k_- волновые числа для волн с положительной и отрицательной поляризацией, то решения (1) примут вид:

$$k_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \frac{(1 + r^2)(\omega^4 + \omega_t^4) - \omega_{s1}^2 \omega^2 + (\omega_t^4 \omega_{s1}^2 (\xi - 1)) / \omega^2}{s_t^2 (\omega^2 (1 + r^2) - \omega_{s1}^2)} \quad (2)$$

Волны циркулируют поляризованные в противоположных направлениях, имеют разные фазовые скорости, вследствие чего и возникает эффект вращения плоскости поляризации.

Релаксационные процессы в обменно-связанных пленках Co/Cu/Co при изотермическом отжиге

Самардак Александр Сергеевич

Огнев Алексей Вячеславович

Дальневосточный Государственный Университет

Чеботкевич Людмила Алексеевна

sas@lmoi.phys.dvgu.ru

В работе исследовались тонкие нанокристаллические пленки Co/Cu/Co, полученные магнетронным распылением на постоянном токе в атмосфере рабочего газа Ar. Толщина кобальтовых слоев составляла $d_{Co}=6$ нм, а d_{Cu} варьировалась в диапазоне от 0 до 3 нм. Образцы отжигались в вакууме в температурном интервале $100 \div 400^\circ\text{C}$. Структура пленок исследовалась методами просвечивающей электронной и атомно-силовой микроскопией. Магнитные параметры измерялись на автоматизированном вибромагнитометре. Магнитосопротивление определяли четырех-точечным компенсационным методом.

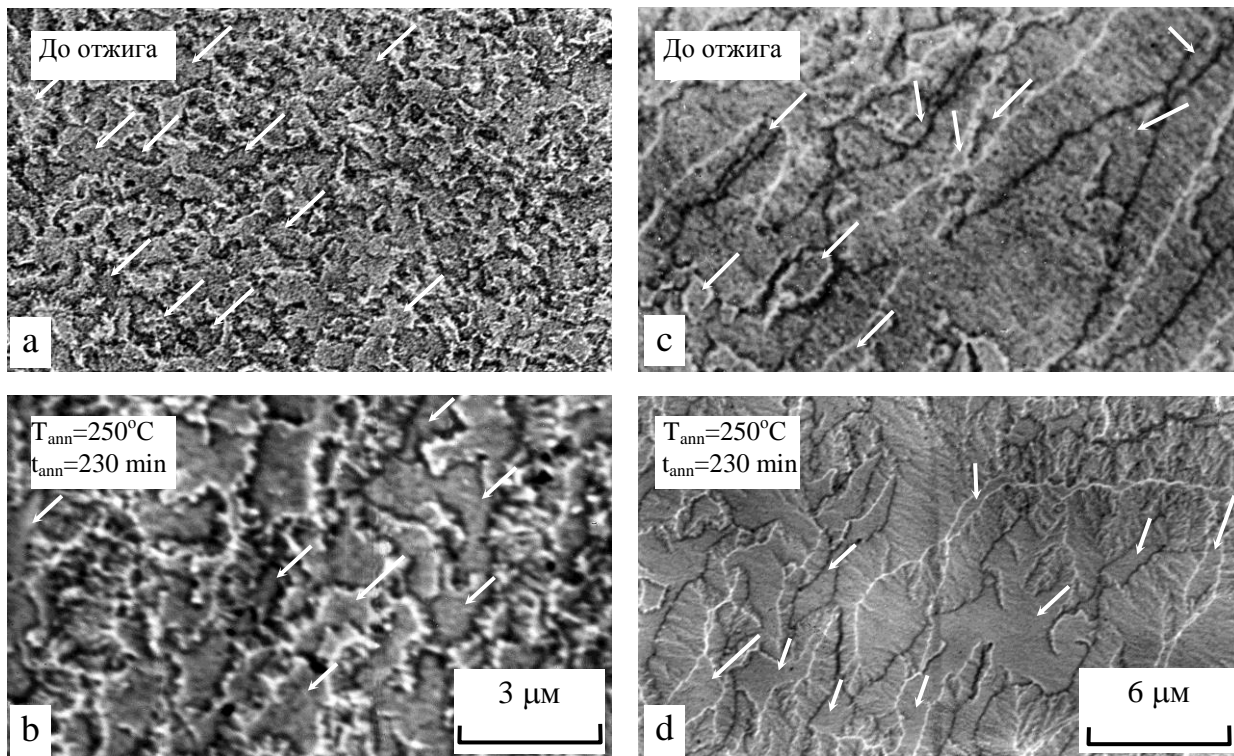


Рис. 1

Как показали полярные диаграммы, в пленках с $d_{Cu}=1,0$ и $2,1$ nm после осаждения присутствует двухосная анизотропия. Изображения доменной структуры демонстрируют, что в пленках реализуется частично антиферромагнитная (АФМ), частично ферромагнитная связь, рис. 1. Стенки Нееля в верхнем и нижнем слоях Со смещены друг относительно друга. На фотографиях АФМ области показаны стрелками. Рис. 1а и 1б относятся к пленке с $d_{Cu}=1,0$ nm, а рис. 1с и 1д – к пленке $d_{Cu}=2,1$ nm.

Параметры билинейной J_1 и биквадратичной J_2 обменной связи определяли из подгонки рассчитанных петель намагниченности к экспериментальным кривым. Оказалось, что в пленках после осаждения между слоями Со существует и билинейная, и биквадратичная связь. В пленке с $d_{Cu} = 1,0$ nm при увеличении времени отжига энергия билинейной связи возрастает и при $t_{ann} = 80$ min выходит на насыщение. Энергия биквадратичной связи с увеличением времени отжига постепенно уменьшается и после 230 min отжига, когда пленка становится одноосной, $J_2 = -0,003$ erg/cm². Энергии билинейной и биквадратичной обменной связи в пленке с $d_{Cu} = 2,1$ nm

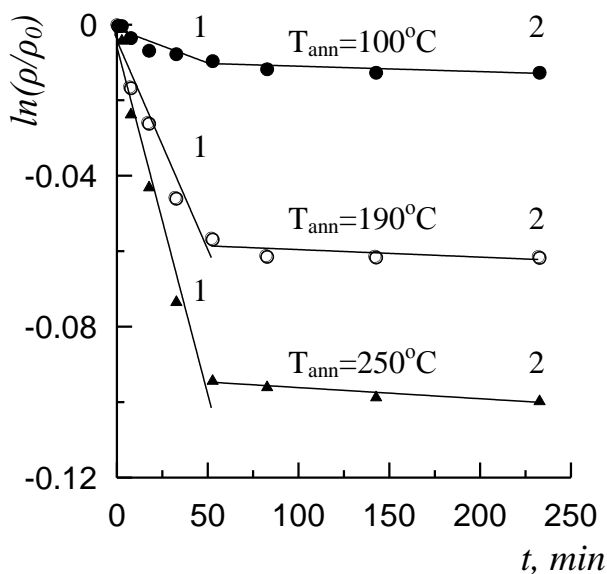


Рис. 2

после изотермического отжига увеличились в 2,1 и 2,2 раза, соответственно. Рост энергии биквадратичной связи привел к явно выраженной анизотропии четвертого порядка.

Различное поведение биквадратичной связи при изотермическом отжиге плёнок с $d_{Cu} = 1\text{нм}$ и $2,1\text{нм}$ возможно связано с «примесным» механизмом биквадратичной связи. Отжиг пленок при $T_{ann} = 250^\circ\text{C}$ сопровождается увеличением размеров зерен (до 10 нм) и диффузией атомов примеси к местам стоков, которыми в поликристаллических пленках являются межзеренные границы. Можно предположить, что в пленках с более тонкой прослойкой атомы примеси при данной температуре изотермического отжига быстрее уходят из прослойки в результате чего в плёнке с $d_{Cu} = 1\text{нм}$ наблюдается быстрое уменьшение отношения J_2/J_1 . Это подтверждают и рассчитанные значения коэффициента диффузии D . В некотором приближении для многослойных структур [1, 2] коэффициент диффузии можно определить из соотношения $D = -(\Lambda^2 / 8\pi^2) \cdot d \ln(\rho_t / \rho_o) / dt$, где ρ_o - исходное удельное электросопротивления, ρ_t - удельное сопротивление после изотермического отжига в течение времени t , $\Lambda = d_{Co} + d_{Cu}$. Для этого была найдена зависимость логарифма относительного электросопротивления от времени отжига, *рис. 2*. Поведение зависимости $\ln(\rho_t / \rho_o) = f(t)$ свидетельствует о том, что в многослойных пленках Co/Cu в зависимости от времени изотермического отжига наблюдаются две скорости диффузии. При $T_{ann}=250^\circ\text{C}$ на участке 1 скорость диффузии, равна $D_1 = 7 \cdot 10^{-22} \text{ м}^2/\text{с}$, а на участке 2 $D_2 = 0,2 \cdot 10^{-22} \text{ м}^2/\text{с}$. Процессы релаксации характеризуются энергией активации $Q = 0,15 \text{ эВ}$, что типично для отжига точечных дефектов и снятия внутренних напряжений.

Таким образом, пленки, в которых между слоями Co существует биквадратичная связь, являются двухосными, а пленки, в которых $J_2 \rightarrow 0$ после отжига – одноосными. Очевидно косвенная обменная связь наводит в верхнем слое Co двухосную анизотропию во время конденсации (или последующем изотермическом отжиге), так как условия роста нижнего и верхнего слоев различны. Одноосная анизотропия нижнего слоя Co наводится полем магнетрона. В верхнем слое Co анизотропия наводится магнитостатическим полем нижнего слоя и полем косвенного обменного взаимодействия нижнего слоя с растущим верхним слоем Co через промежуточный слой Cu.

Список публикаций:

[1] P.M. Levy. *J.Appl. Phys.* **67**, N 10, 5914, (1990).

[2] А.В. Болтушкин, В.М. Федосюк, О.И. Касютнич. *ФММ.* **75**, вып. 6, 58, (1993).

Исследование фазовой диаграммы метабората меди резонансным методом.

Тугаринов Василий Иванович

Панкрац Анатолий Иванович

Институт физики СО РАН им. Л.В.Киренского

Панкрац Анатолий Иванович, к.ф-м.н

vit@iph.krasn.ru

Соединения с ионами меди обладают большим многообразием магнитных структур. В качестве примера можно привести трехмерный антиферромагнетик с четырехспиновым обменным взаимодействием (Bi_2CuO_4), цепочечный спин-пайерлсовский магнетик (CuGeO_3), двумерный антиферромагнетик с нарушенной ладдерной структурой (LiCu_2O_2), спиновое стекло (CuGa_2O_4). В данной работе исследуются резонансные свойства нового тетрагонального кристалла CuB_2O_4 , который также обладает рядом интересных особенностей.

Исследования физических свойств этого соединения показали, что в области температур ниже 20К оно обладает сложной диаграммой состояний, причем в определенных областях этой диаграммы в метаборате меди реализуется модулированная (несоизмеримая) магнитная структура.

Резонансные и магнитные исследования показывают, что если магнитное поле приложено в тетрагональной плоскости кристалла, то фазовая диаграмма содержит несоизмеримое состояние типа «солитонной решетки» и индуцированное магнитным полем соизмеримое состояние со слабым ферромагнетизмом.

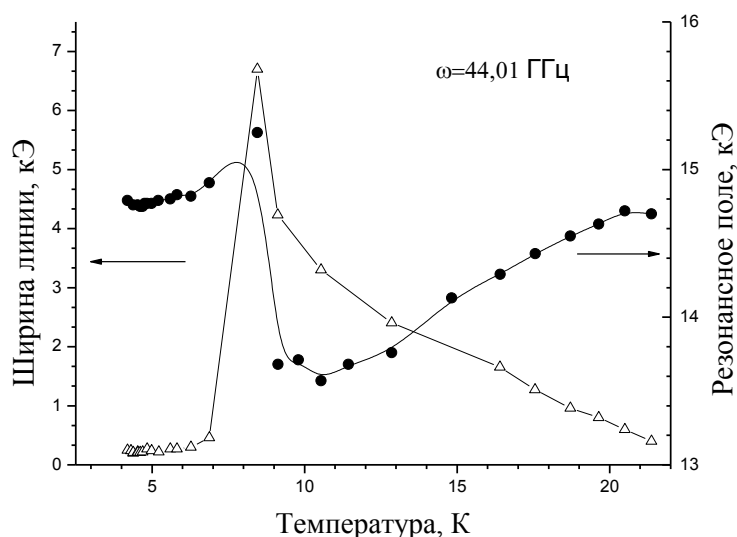


Рис.1

Мы использовали резонансные измерения для исследования фазовой диаграммы состояний в случае, когда магнитное поле направлено по тетрагональной оси кристалла. Согласно данным рентгеноструктурных исследований ионы меди Cu^{2+} в кристалле CuB_2O_4 находятся в двух неэквивалентных позициях $4b$ и $8d$ и образуют две магнитных подсистемы $\text{Cu}(A)$ и $\text{Cu}(B)$ [1]. Подсистема $\text{Cu}(A)$ является

антиферромагнитно упорядоченной в плоскости кристалла ниже температуры перехода 20 К, ионы меди в этой подсистеме обладают магнитным моментом, равным $(0,86 \pm 0,01)\mu_B$ при температуре 12 К. При той же температуре ионы Cu(B) имеют момент $(0,20 \pm 0,01)\mu_B$, что не позволяет точно определить тип упорядочения в этой подсистеме при помощи нейтронографии. Частотно-полевые зависимости, наблюдавшиеся нами в направлении оси с, имеют практически линейный вид с небольшой энергетической щелью. Такой характер частотно-полевых зависимостей позволяет предполагать, что наблюдается резонанс не от подсистемы ионов Cu(A), резонансный спектр которой при такой ориентации магнитного поля должен иметь начальное расщепление порядка сотен гигагерц, а от подсистемы Cu(B), которая является слабо упорядоченной, но находится в подмагничивающем поле более сильной подсистемы Cu(A). Переход из несоизмеримого в соизмеримое состояние в этом случае регистрировался по скачку резонансного поля (см. рис.1) и по резкому уширению линии резонансного поглощения. Измерения, проведенные на различных частотах, а следовательно в разных магнитных полях, показали, что и в этом случае температура перехода (см. рис.2). зависит от магнитного поля, однако эта зависимость является значительно более слабой, чем для поля, ориентированного в базисной плоскости.

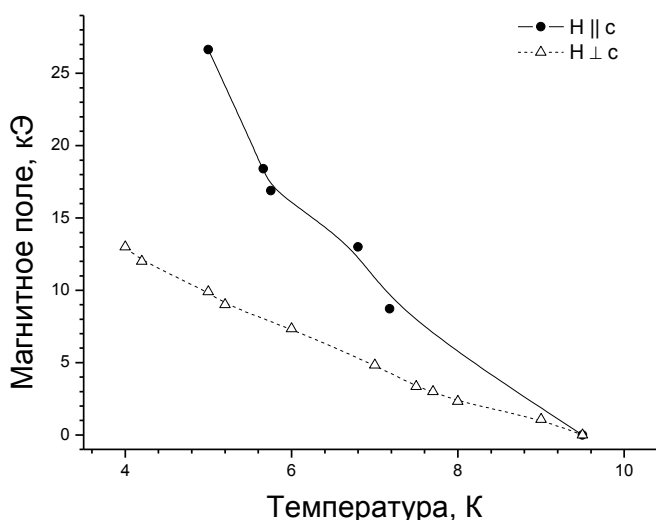


Рис. 2

Следует отметить, что для магнитного поля, перпендикулярного тетрагональной оси кристалла, данные для фазовой границы между соизмеримым и несоизмеримым состояниями, полученные резонансным методом и с помощью магнитных статических измерений, хорошо согласуются между собой. В то же время, если магнитное поле направлено вдоль оси с, то полевые зависимости намагниченности не имеют каких-либо особенностей при переходе между соизмеримой и несоизмеримой фазами. Однако этот переход надежно фиксируется методом магнитного резонанса.

Список публикаций:

[1]. Г.А.Петраковский, А. И. Панкрац, М. А. Попов и др., *Физика низких температур*, 2002, т. 28, №8/9, с.

Динамика доменных границ в редкоземельных ортоферритах с учетом анизотропии g-фактора

Шабалин Максим Александрович

Богомазова Оксана Борисовна

Башкирский Государственный Университет

Екомасов Евгений Григорьевич, к.ф.-м.н.

ShabalinMA@mail.ru

В виду существования гиромагнитного эффекта для рассмотрения динамических свойств магнитных кристаллов, основанного на решении уравнений движения магнитных моментов, требуется кроме гамильтониана задать также связь магнитных моментов подрешеток с механическими. В общем случае эта связь носит тензорный характер вида:

$$M_{\alpha} = \mu_B g_{\alpha\beta} I_{\beta},$$

где M -магнитный, а I -связанный с ним механический моменты (последний в единицах \hbar), μ_B -магнетон Бора, $g_{\alpha\beta}$ -безразмерный гиромагнитный тензор. Симметрия этого тензора определяется симметрией кристалла [1]. Влияние анизотропии g – фактора в двухподрешеточных магнетиках в настоящее время не изучена, хотя по мнению автора [1] может иметь большое значение. Тем более, что есть экспериментальные результаты по динамике ДГ с тонкой структурой в РЗО [2], которые пока не объяснены с помощью используемых обычно моделей.

В данной работе исследована динамика ДГ в РЗО с учетом анизотропии g – фактора тремя способами:

- модернизацией уравнений Ландау – Лифшица,
- вводя дополнительные слагаемые в плотность энергии магнетика,
- вводя дополнительные слагаемые в выражение для вектора ферромагнетизма.

В результате получены уравнения движения для вектора антиферромагнетизма. Причем в уравнениях движения появляются новые слагаемые гироскопического вида. Сравнение показало, что первый и третий способ дают схожие линейные по производной по времени и не зависящие от магнитного поля слагаемые. Напротив, второй способ дает кроме аналогичных слагаемых еще и зависящие от поля и квадратичные слагаемые. Это несоответствие результатов представляет интерес для дальнейшего изучения вопроса .

Найдены скорости движения ДГ и ее тонкой структуры в зависимости от величины внешнего магнитного поля. Показано сильное влияние анизотропии g – фактора на скорость.

Список публикаций:

- [1] Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. - М.: Физматлит, 2001.
- [2] М.В. Четкин, Ю.Н. Курбатова, Т.Б. Шапаева. Письма в ЖЭТФ. 73, 6, 334 (2001).

Анализ магнитной структуры $\text{VO}_2\text{P}_2\text{O}_7$ на основе первопринципных зонных расчетов.

Шориков Алексей Олегович

Анисимов Владимир Ильич

Некрасов Игорь Александрович

Мазуренко Владимир Владимирович

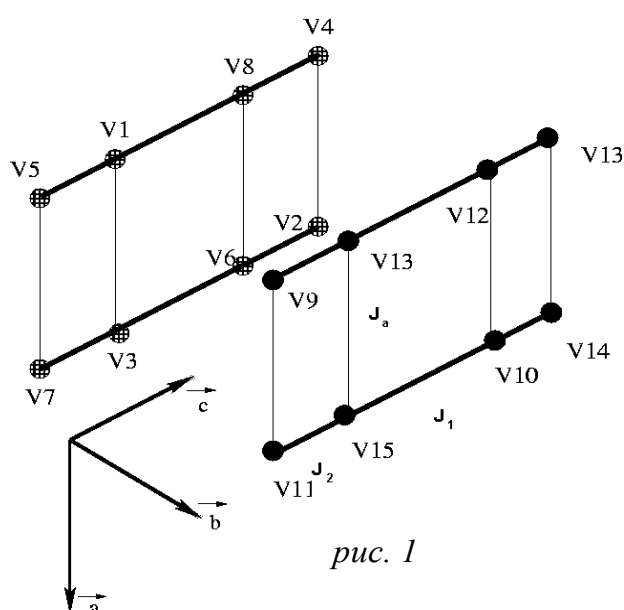
Институт физики металлов

Троер Матиас

Институт теоретической физики, Цюрих.

Анисимов Владимир Ильич, д.ф.м.н.

shorikov@optics.imp.uran.ru



Системы низкой размерности со щелью в спектре спиновых возбуждений проявляют большое разнообразие физических свойств и вызывают большой интерес исследователей. К данным системам относятся АФМ цепочки [1] системы в которых наблюдается спин-паелрсовский переход [2], и спиновые лестницы [3,4]. Соединение $\text{VO}_2\text{P}_2\text{O}_7$ (VOPO) считалось классическим примером, так называемой, лесничной структуры [5]. В данном соединении ионы V с конфигурацией $3d^1$ формируют

подрешетка	J, K	подрешетка	J, K	подрешетка	J, K	подрешетка	J, K
V1-V5	49	V4-V8	65	V1-V8	110	V4-V5	119
V6-V2	49	V3-V7	65	V2-V7	110	V3-V6	119
V12-V13	63	V9-V16	59	V9-V13	137	V12-V16	159
V11-V14	63	V15-V10	59	V10-V14	137	V11-V15	159
V5-V16	7	V5-V9	10	V5-V13	7	V1-V9	5
V1-V13	12	V1-V12	3	V8-V13	7	V8-V12	11
V8-V16	8	V4-V12	6	V4-V16	11	V4-V9	3
V2-V10	5	V2-V11	3	V2-V14	12	V3-V10	3
V3-V11	6	V3-V15	11	V6-V10	10	V6-V14	7
V6-V15	7	V7-V11	11	V7-V14	8	V7-V15	8
V1-V3	3	V5-V7	5	V8-V6	5	V4-V2	3
V13-V15	6	V12-V10	6	V9-V11	6	V16-V14	6
V1-V7	2	V3-V5	2	V4-V6	2	V8-V2	2
V14-V9	2	V16-V11	2	V10-V13	2	V15-V12	2

выделенные квазидвумерные структуры, параллельные плоскости (ac). Структура данного соединения схематично представлена на рис. 1. Считалось, что обменные взаимодействия между d-электронами ионов V J_a (вдоль “перекладины”) и J_1, J_2 (вдоль

“ноги”) являются наиболее выраженными, что приводит к образованию спиновых лестничных структур. Однако, результаты эксперимента по неупругому рассеянию нейтронов показывают, что данное соединение можно рассматривать как антиферромагнитно упорядоченные цепочки атомов V вытянутых вдоль оси c (показаны на рисунке жирными линиями). Связи между цепочками слабые [6,7].

В данной работе мы представляем расчет статической магнитной восприимчивости выполненный методом квантового Монте--Карло (PIMC) на основе данных, полученных из первопринципных (без подгоночных параметров) зонных расчетов. Для расчета зонной структуры был использован метод LDA+U в рамках расчетной схемы TB-LMTO-ASA. Расчет обменных параметров, выполненный из первых принципов, показывает, что связи между цепочками сравнимы по силе со связями внутри цепочек см таблицу.

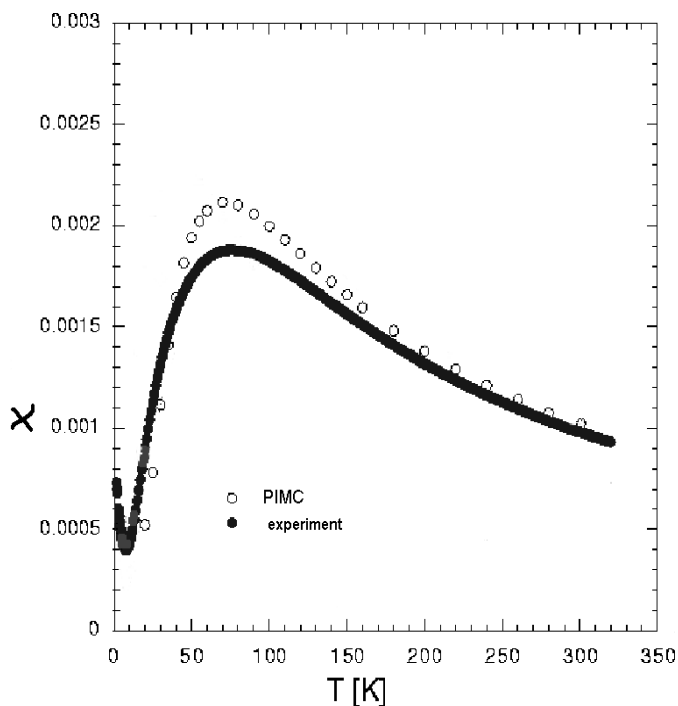


рис. 2

В заключение в данной работе показано, что учет связей между цепочками атомов ванадия важен для описания магнитных свойств системы, что подтверждается расчетом зависимости статической магнитной восприимчивости χ от температуры см. рис. 2.

Список публикаций:

[1] M. Haldane, *Phys. Rev. Lett.* **50** 1153 (1983), [2] M. Nishi et al., *Phys. Ref. B.* **50** 6508 (1994), [3] E. Dagoto, and T.M. Rice *Science* **271** 618 (1996), [4] S.A. Carter et al., *Phys. Ref. B* **77** 1378 (1996), [5] D.C. Johnston, et.all. *Phys. Ref. B.* **64** 134403 (2001), [6] A.W. Garret, S.E. Nagler, D.A. Tennant, B.C. Sales, and T. Barrens, *Phys. Rev. Lett.* **79** 745 (1997), [7] G.S. Uhrig and B. Normand *Phys. Ref. B.* **63** 134418 (2001).

Расчет магнитных свойств монокристаллических соединений урана методом LDA+U с учетом спин-орбитального взаимодействия.

Шориков Алексей Олегович

Анисимов Владимир Ильич

Медведева Юлия Евгениевна

Потеряев Александр Иванович

Елфимов Илья Сергеевич

Институт физики металлов

Кожевников Антон Викторович

Уральский Государственный Технический Университет

Анисимов Владимир Ильич, д.ф.-м.н.

shorikov@optics.imp.uran.ru

В настоящей работе мы представляем результаты расчета магнитных свойств монокристаллических соединений урана US, USe, UTe. Одним из важнейших недостатков метода L(S)DA является недооценка величины орбитального момента L. Данная ошибка существенна и для 3d металлов Fe, Ni и Co, для которых величина орбитального момента M_{orb} незначительна, по сравнению со спиновым M_{spin} . [1],[2]. Целью данной работы является изучение влияния кулоновских эффектов на магнитные свойства 5f элементов. Расчет проведен на основе приближения LDA+U [3], не использующего подгоночных параметров, кроме того, в расчете в явном виде было учтено спин-орбитальное взаимодействие (СОВ). Монокристаллические соединения урана US, USe, UTe являются наиболее удобными для методологических целей в силу большой величины

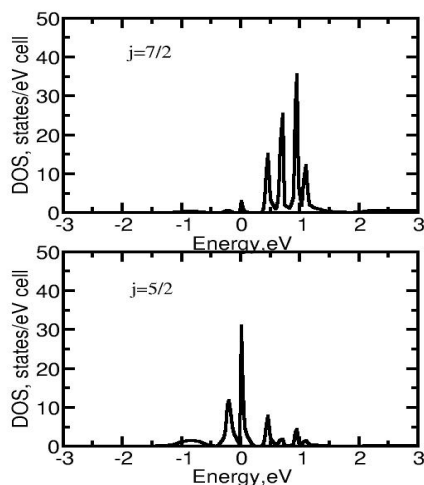


рис. 1

наблюдаемого в них орбитального момента на f-оболочке порядка 3 μ_B . Все три соединения кристаллизуются в структуре NaCl, и являются ферромагнетиками с температурой Кюри 178, 160 и 102 К, соответственно, легкая ось направлена вдоль [1,1,1], [4]. Можно ожидать, что величина расщепления в монокристаллических соединениях урана, вызванная СОВ будет близка к величине расщепления обусловленного обменным взаимодействием. Эти два конкурирующих эффекта будут стремиться локализовать электроны на разных линейных комбинациях орбиталей. Нами были проведены расчеты методом LSDA с учетом СОВ. Как и ожидалось, наблюдается расщепление f-зоны урана на две подзоны, соответствующих величине полного момента 7/2 и 5/2. Результаты расчета представлены на рис 1. Из графиков видно, что подзона $j=5/2$ дает пик на уровне Ферми, и, следовательно, будет частично заполнена. Подзона $j=7/2$ лежит выше уровня Ферми, однако, вследствие гибридизации и возбуждения, данные состояния могут быть заселены с низкой вероятностью, и будут участвовать в экранировке. При проведении расчетов в базис были включены 7s, 6p, 6d и 5f орбитали урана и 3s, 3p, 3d, 4s, 4p, 4d и 5s, 5p, 5d орбитали S, Se и Te соответственно.

Результаты расчета и сравнение с данными эксперимента представлены в таб.1. Направление легкой оси в данной работе не являлось внешним

Соединение	магнитный момент, μ_B		Направление "легкой" оси.	Параметр U , эВ
	Расчитанная величина	Экспериментальное значение [3]		
US	1.99	1.70	[1,1,1]	0.53
USe	2.17	2.00	[1,1,1]	0.65
UTe	2.21	2.20	[1,1,1]	0.70

параметром, по которому происходит минимизация энергии, так же как и величины моментов. Поворот оси намагнитченности происходил в процессе самосогласования. В силу магнитной анизотропии данной группы соединений,

кристаллографическая ось Z не будет хорошей осью квантования. Перейдем в новую систему координат, такую, что ось Z будет направлена по спиновому моменту [1,1,1]. На рис.2 представлены плотности состояний в базисе $j m_j$. Из вида графиков можно заключить, что электроны локализируются в состояниях, для которых величина полного момента $j = 5/2$, то же мы получили

из LSDA расчета, а орбитали с $j = 7/2$ незаполнены и участвуют в экранировке. Проанализировав результаты расчетов, можно заключить, что уран в данных соединениях находится в состоянии промежуточном между ионным и металлическим. Из графиков плотностей состояний видно, что два электрона в состояниях $j = 5/2, m_j = 5/2, 3/2$ хорошо локализованы, в то время как третий электрон дает пик на уровне Ферми в состоянии $j = 5/2, m_j = 1/2$.

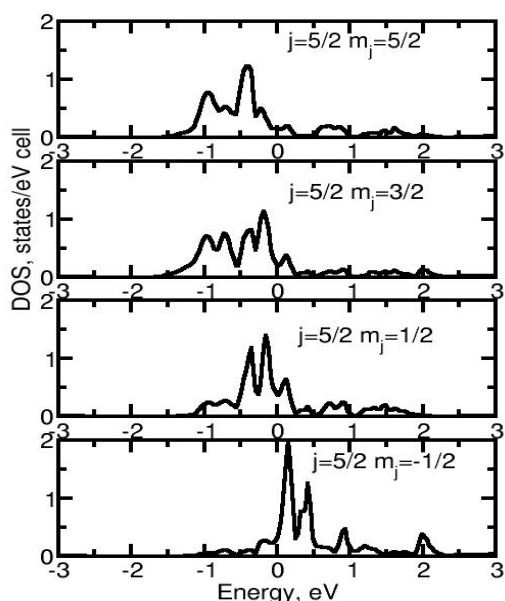


рис. 2

Список публикаций:

- :[1] M. Singh, J. Callaway, and C.S. Wang, *Phys Rev. B.* **14** (1976) p.1214,
- [2] C.T. Chen, Y.U. Idzera, H.-J. Lin, N.V. Smith, G. Meigs, E.Chaban, G.H. Ho, E. Pellegrin, and F. Sette, *Phys Rev. Lett.* **75** (1995) p.152,
- [3] V. I. Anisimov and I. V. Solovyev and M. A. Korotin and M. T. Czyzyk and G. A. Sawatzky *Phys Rev. B.* **48**, (1993), p.6929,
- [4] T. Kraft, P.M. Oppener, V.N. Antonov and H. Eschrig, *Phys Rev.B.* **52** p. 3561