



## 7-Физика конденсированных сред, магнитных явлений

Авдеев Сергей Федорович, аспирант 1 года  
Воронежский Государственный Технический Университет, физико-технический  
**Положительный магниторезистивный эффект в гранулированных нанокompозитах Co-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>**  
Научный руководитель: Стогней Олег Владимирович, д.ф.-м.н.  
E-mail: [michaelkopitin@mail.ru](mailto:michaelkopitin@mail.ru) стр. 234

Азаматов Шамиль Альбертович, магистрант 1 года  
Башкирский Государственный Университет, физический  
**Механизм образования магнитных неоднородностей в реальных магнетиках**  
Научный руководитель: Екомасов Е.Г., к.ф.-м.н.  
E-mail: [AzamatovSA@mail.ru](mailto:AzamatovSA@mail.ru) стр. 235

Акопян Ирина Георгиевна, аспирант  
Кубанский Государственный Университет, физико-технический  
**Плотность фононных состояний кристаллов LaSc<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub>, активированных ионами Cr<sup>3+</sup>, Nd<sup>3+</sup>**  
Научный руководитель: Тумаев Евгений Николаевич, к.ф.-м.н.  
E-mail: [iraag@mail.ru](mailto:iraag@mail.ru) стр. 235

Акопян Ирина Георгиевна, аспирант  
Кубанский Государственный Университет, физико-технический  
**Расчет фононного спектра кристаллов скандобората лантана.**  
Научный руководитель: Тумаев Евгений Николаевич, к.ф.-м.н.  
E-mail: [iraag@mail.ru](mailto:iraag@mail.ru) стр. 236

Антоненков Олег Владимирович, аспирант 2 года  
Новгородский Государственный Университет, институт электронных и информационных систем  
**Исследование сдвига линии магнитного резонанса в феррит-пьезоэлектрических структурах**  
Научный руководитель: Филиппов Дмитрий Александрович, к.ф.-м.н.  
E-mail: [olegkin@list.ru](mailto:olegkin@list.ru) стр. 238

Беседин Александр Геннадьевич, ст. преподаватель  
Курский Государственный Технический Университет, фундаментальной подготовки  
**Эффект у основания цилиндрического контейнера заполненного магнитной жидкостью**  
E-mail: [polunin\\_vm@hotmail.ru](mailto:polunin_vm@hotmail.ru) стр. 239

Воинкова Ирина Владимировна, аспирант 2 года  
Челябинский Государственный Педагогический Университет, физический  
**Спектры сателлитов в карбиноидных материалах**  
Научный руководитель: Песин Леонид Абрамович, д.ф.-м.н.  
E-mail: [mary@cspi.urfu.ac.ru](mailto:mary@cspi.urfu.ac.ru) стр. 240

Гаврилов Александр Иванович, доцент, к.ф.-м.н.  
Кубанский Государственный Технологический Университет, КТ и АС  
**Распределение по размерам частиц конденсированной фазы В**  
E-mail: [Gavrilov\\_ai@mail.ru](mailto:Gavrilov_ai@mail.ru) стр. 242

Гамзатов Адлер Гудретдинович, н.с.  
Институт Физики ДНЦ РАН,  
**Влияние магнитного поля на теплоемкость и термодиффузию манганита La<sub>0.8</sub>Ag<sub>0.1</sub>MnO<sub>3</sub>**  
E-mail: [gamzatov\\_a@mail.dgu.ru](mailto:gamzatov_a@mail.dgu.ru) стр. 243

Гладких Дмитрий Владимирович, аспирант 2 года  
Ставропольский Государственный Университет, физико-математический  
**Магнитная восприимчивость вращающейся магнитной жидкости**  
Научный руководитель: Диканский Юрий Иванович, д.ф.-м.н.  
E-mail: [Gladkih1981@mail.ru](mailto:Gladkih1981@mail.ru) стр. 244

Горшенина Татьяна Александровна, аспирант  
Волгоградский Государственный Педагогический Университет, физический  
**Двойной стохастический резонанс в проводниках с узкой зоной проводимости**

Научный руководитель: Шмелев Геннадий Михайлович, д.ф.-м.н.  
E-mail: [shmelev@fizmat.vspu.ru](mailto:shmelev@fizmat.vspu.ru) стр. 245

Гребенева Анастасия Игоревна, м.н.с  
Нижегородский Государственный Университет, физический  
**Параметрическое взаимодействие двух акустических волн в кристалле магнитной молекулы в присутствии сильного переменного магнитного поля**  
Научный руководитель: Вугальтер Григорий Абрамович, д.ф.-м.н.  
E-mail: [gai@nifti.unn.ru](mailto:gai@nifti.unn.ru) стр. 246

Гусейнов Давуд Вадимович, аспирант 2 года  
Нижегородский Государственный Университет, физический  
**Релаксационные эффекты в ЭПР ионов хрома в моноизотопном кремнии Si28**  
Научный руководитель: Ежевский Александр Александрович, д.ф.-м.н.  
E-mail: [guseinov@phys.unn.ru](mailto:guseinov@phys.unn.ru) стр. 247

Дежнев Александр Александрович, 5 курс  
Уральский Государственный Университет, физический  
**О состоянии ионов железа в соединениях CaTi-xFexO3 и SrTi1-xFexO3**  
Научный руководитель: Надольский Александр Львович, к.ф.-м.н.  
E-mail: [kovenanter@rambler.ru](mailto:kovenanter@rambler.ru) стр. 248

Зайцева Людмила Валериевна, 4 курс  
Сыктывкарский Государственный Университет, физический  
**Нелинейная динамика доменных стенок в пленках при параметрическом возбуждении**  
Научный руководитель: Котов Леонид Нафанаилович, Асадуллин Фанур Фаритович, Власов Владимир Сергеевич, д.ф.-м.н., к.ф.-м.н.  
E-mail: [krie@syktsu.ru](mailto:krie@syktsu.ru) стр. 249

Иванов Алексей Александрович, аспирант  
Новгородский Государственный Университет, институт электронных и информационных систем  
**Магнитноэлектрические взаимодействия в многослойных композитах ЖИГ и ЦТС**  
Научный руководитель: Бичурин Мирза Имамович, д.ф.-м.н.  
E-mail: [deptpr@novsu.ac.ru](mailto:deptpr@novsu.ac.ru) стр. 250

Иванов Юрий Павлович, аспирант 2 года  
Дальневосточный Государственный Университет, физико-технический  
**Поведение магнитных свойств пленок с косвенной обменной связью при термомагнитной обработке**  
Научный руководитель: Чеботкевич Людмила Алексеевна, д.ф.-м.н.  
E-mail: [ivanov@lemoi.phys.dvgu.ru](mailto:ivanov@lemoi.phys.dvgu.ru) стр. 251

Иванова Оксана Александровна, аспирант 2 года  
Воронежский Государственный Университет, физический  
**Влияние магнитных полей на вероятность реакций радикальных пар**  
Научный руководитель: Левин Марк Николаевич, д.ф.-м.н.  
E-mail: [oksana-alex@yandex.ru](mailto:oksana-alex@yandex.ru) стр. 253

Иванова Оксана Станиславовна, инженер, соискатель, ст. пр.  
Институт Физики им. Киренского СО РАН, Красноярский Государственный Технический Университет, инженерно-физический  
**Эффект Фарадея и ЭПР в 3-d ионах, диспергированных в матрице боратного стекла**  
Научный руководитель: Эдельман Ирина Самсоновна, д.ф.-м.н.  
E-mail: [osi@iph.krasn.ru](mailto:osi@iph.krasn.ru) стр. 254

Иванцов Руслан Дмитриевич, н.с.  
Институт физики им. Киренского СО РАН, физика магнитных явлений  
**Особенности магнитных свойств наночастиц феррита марганца диспергированных в боратном стекле**  
Научный руководитель: И.С. Эдельман, д.ф.-м.н.  
E-mail: [ird@iph.krasn.ru](mailto:ird@iph.krasn.ru) стр. 256

Исаченко Валентина Александровна, 4 курс  
Красноярский Государственный Университет, физический  
**Особенности магнитооптических эффектов в оксидных стеклах, активированных ионами диспрозия**

Научный руководитель: Эдельман И.С., д.ф.-м.н.  
E-mail: [iwa1984@inbox.ru](mailto:iwa1984@inbox.ru) стр. 257

Казбеков Каирбек Казбекович, с.н.с.  
Дагестанский Научный Центр РАН, физический  
**Магнон-фононное и псевдомагнон-фононное взаимодействия в изотропном ферромагнетике**  
Научный руководитель: Мусаев Гапиз Гапизович, д.ф.-м.н.  
E-mail: [mgm20001942@mail.ru](mailto:mgm20001942@mail.ru) стр. 258

Козлов Михаил Александрович, магистрант 1 года  
Волгоградский Государственный Педагогический Университет, физический  
**Плазменные колебания в 2D электронном газе со сверхструктурой в присутствии высокочастотного электрического поля**  
Научный руководитель: Глазов Сергей Юрьевич, к.ф.-м.н.  
E-mail: [ice0@yandex.ru](mailto:ice0@yandex.ru) стр. 259

Копылова Оксана Сергеевна, аспирант 3 года  
Ставропольский Государственный Университет, физико-математический  
**Особенности движения капли магнитной жидкости в постоянном и переменном магнитном поле**  
Научный руководитель: Диканский Юрий Иванович, д.ф.-м.н.  
E-mail: [zolterxp@list.ru](mailto:zolterxp@list.ru) стр. 260

Копытин Михаил Николаевич, аспирант 2 года  
Воронежский Государственный Технический Университет, физико-технический  
**Электрические и диэлектрические свойства тонкопленочных нанокompозитов Co-LiNbO<sub>3</sub> в режиме сильного электрического поля**  
Научный руководитель: Стогней Олег Владимирович, д.ф.-м.н.  
E-mail: [michaelkopitin@mail.ru](mailto:michaelkopitin@mail.ru) стр. 262

Ларина Татьяна Геннадиевна, 5 курс  
Рязанская Государственная Радиотехническая Академия, конструирования радиоаппаратуры  
**Явление самоорганизации в процессах формирования структур твердотельных материалов**  
Научный руководитель: Вихров Сергей Павлович, д.ф.-м.н.  
E-mail: [tanyalarina@post.rzn.ru](mailto:tanyalarina@post.rzn.ru) стр. 262

Лахтина Екатерина Владимировна, аспирант 2 года  
Институт Механики Сплошных Сред УрО РАН, лаборатория динамики дисперсных систем  
**Кластерный анализ магнитных жидкостей**  
Научный руководитель: Пшеничников Александр Федорович, д.ф.-м.н.  
E-mail: [laek@icmm.ru](mailto:laek@icmm.ru) стр. 264

Ли Цзянхуа, аспирант  
Хабаровский Государственный Технический Университет, институт информационных технологий  
**Упруго-индуцированное перемагничивание в слабых ферромагнетиках**  
Научный руководитель: Кузьменко Александр Павлович, д.ф.-м.н.  
E-mail: [kap@mail.khstu.ru](mailto:kap@mail.khstu.ru) стр. 265

Лисицин Дмитрий Николаевич, 4 курс  
Сыктывкарский Государственный Университет, физический  
**Влияние морфологии поверхности подложки на наноструктуру тонких металлических плёнок**  
Научный руководитель: Антонец Игорь Викторович, к.ф.-м.н.  
E-mail: [krie@syktsu.ru](mailto:krie@syktsu.ru) стр. 266

Лысов Михаил Сергеевич, 6 курс  
Уральский Государственный Университет, физический  
**Динамические доменные и микромагнитные структуры в кристаллах ферритов-гранатов**  
Научный руководитель: Памятных Л.А., к.ф.-м.н.  
E-mail: [lysovm@mail.ru](mailto:lysovm@mail.ru) стр. 267

Магомедов Магомед Алиевич, ст. преподаватель  
Дагестанский Государственный Университет, физический  
**Исследование квантовых спиновых систем методами Монте-Карло**  
E-mail: [magomedov\\_ma@iwt.ru](mailto:magomedov_ma@iwt.ru) стр. 268

Магомедова Лиана Курбановна, аспирант  
Дагестанский Государственный Университет, физический  
**Исследование модели реального антиферромагнетика MnF<sub>2</sub> кластерными алгоритмами метода Монте-Карло**

Научный руководитель: Магомедов Магомед Алиевич, к.ф.-м.н.  
E-mail: [magomedov\\_ma@iwt.ru](mailto:magomedov_ma@iwt.ru) стр. 269

Мазуренко Владимир Владимирович, преподаватель-стажер  
Уральский Государственный Технический Университет (УПИ), физико-технический  
**Развитие метода численного расчета параметра взаимодействия Дзялошинского-Мория в соединениях переходных металлов**

Научный руководитель: Анисимов Владимир Ильич, д.ф.-м.н.  
E-mail: [mazurenko@optics.imp.uran.ru](mailto:mazurenko@optics.imp.uran.ru) стр. 270

Марков Владимир Витальевич, м.н.с.  
Институт Физики им. Киренского СО РАН, лаб. ФМЯ  
**магнитные свойства двухслойных пленок Ni/DyNi**  
Научный руководитель: Эдельман Ирина Самсоновна, д.ф.-м.н.  
E-mail: [bob@iph.krasn.ru](mailto:bob@iph.krasn.ru) стр. 272

Маркова Светлана Сергеевна, 5 курс  
Тверской Государственный Университет, физико-технический  
**Исследование реальной структуры монокристаллов SBN с примесью Sr и Ce методом травления**  
Научный руководитель: Педько Б. Б., к.ф.-м.н.  
E-mail: [s010545@tversu.ru](mailto:s010545@tversu.ru) стр. 273

Мартюшев Александр Васильевич, 4 курс  
Сыктывкарский Государственный Университет, физический  
**Исследование магнитных спектров ферритовых частиц**  
Научный руководитель: Носов Л.С.,  
E-mail: [krie@syktsu.ru](mailto:krie@syktsu.ru) стр. 274

Мовчикова Алена Александровна, 5 курс  
Тверской Государственный Университет, физико-технический  
**Влияние примесей Sr и Ce на пьезоэлектрические свойства монокристаллов SBN.**  
Научный руководитель: Малышкина Ольга Витальевна, к.ф.-м.н.  
E-mail: [alena-ftf@mail.ru](mailto:alena-ftf@mail.ru) стр. 275

Назаренко Александр Владимирович, 2 курс  
Ростовский Государственный Университет, физический  
**Фазовые переходы ниобата калия**  
Научный руководитель: Кабиров Ю.В., к.ф.-м.н.  
E-mail: [kupri@phys.rsu.ru](mailto:kupri@phys.rsu.ru) стр. 276

Носов Леонид Сергеевич, аспирант 2 года  
Сыктывкарский Государственный Университет, физический  
**О магнитной переориентации антиферромагнитных частиц переменным полем**  
E-mail: [nosov@syktsu.ru](mailto:nosov@syktsu.ru) стр. 276

Огнев Алексей Вячеславович, ст. преподаватель  
Дальневосточный Государственный Университет, физико-технический  
**Комплексное исследование магнитных свойств нанокристаллических пленок Co**  
E-mail: [avengo@inbox.ru](mailto:avengo@inbox.ru) стр. 278

Пашко Анна Геннадьевна, аспирант 2 года  
Уральский Государственный Университет, физический  
**Вихревые доменные структуры в высокоанизотропной пленке феррита-граната**  
Научный руководитель: Герта Семеновна Кандаурова, Валерий Харитонович Осадченко, д. ф - м. н., к.ф.-м.н.  
E-mail: [anna.pashko@usu.ru](mailto:anna.pashko@usu.ru) стр. 279

Перов Андрей Викторович, аспирант  
Воронежский Государственный Технический Университет, физико-технический  
**Внутреннее трение в нанокompозите металл-диэлектрик**

Научный руководитель: Калинин Юрий Егорович, д.ф.-м.н.  
E-mail: [andrewshok@list.ru](mailto:andrewshok@list.ru) стр. 280

Петухов Кирилл Сергеевич, 4 курс  
Тверской Государственный Университет, физико-технический  
**Новый метод получения монокристаллов редкоземельных интерметаллидов R-Fe-B**  
Научный руководитель: Скоков К.П., к.ф.-м.н.  
E-mail: [s011537@tversu.ru](mailto:s011537@tversu.ru) стр. 280

Полянский Дмитрий Александрович, инженер  
Дальневосточный Государственный Университет, физико-технический  
**Концентрационная зависимость мезоструктурной анизотропии пленок FeNi(P)**  
Научный руководитель: Юдин Виталий Витальевич, д.ф.-м.н.  
E-mail: [rambo192@mail.ru](mailto:rambo192@mail.ru) стр. 281

Прохоренкова Надежда Валерьевна, магистрант 1 года  
Восточно-Казахстанский Государственный Университет, институт математики, физики и техники  
**Влияние плазменной обработки на структуру и механические свойства аустенитного никелевого сплава**  
Научный руководитель: Алонцева Дарья Львовна, к.ф.-м.н.  
E-mail: [dalontseva@mail.ru](mailto:dalontseva@mail.ru) стр. 282

Рябков Олег Владимирович, аспирант  
Новгородский Государственный Университет, институт электронных и информационных систем  
**Магнитоакустический резонанс в феррит-пьезоэлектрических композитах**  
Научный руководитель: Петров Владимир Михайлович, к.ф.-м.н.  
E-mail: [deptptr@novsu.ac.ru](mailto:deptptr@novsu.ac.ru) стр. 283

Самардак Александр Сергеевич, ст. преподаватель  
Дальневосточный Государственный Университет, информационных технологий  
**Оптимизация гальваномагнитных свойств тонкопленочных наноструктур на основе металлов Co и Cu**  
Научный руководитель: Чеботкевич Людмила Алексеевна, д.ф.-м.н.  
E-mail: [sas@lemoi.phys.dvgu.ru](mailto:sas@lemoi.phys.dvgu.ru) стр. 284

Самохина Оксана Ивановна, аспирант  
Воронежский Государственный Технический Университет, физико-технический  
**Влияние термической обработки на газовую чувствительность пленок на основе оксидов индия и иттрия**  
Научный руководитель: Калинин Юрий Егорович, д.ф.-м.н.  
E-mail: [oxa@el-software.com](mailto:oxa@el-software.com) стр. 285

Ситников Константин Александрович, 5 курс  
Воронежский Государственный Технический Университет, радиотехнический  
**Высокочастотные магнитные свойства аморфных нанокompозитов металл-диэлектрик**  
Научный руководитель: Ситников Александр Викторович, к.ф.-м.н.  
E-mail: [kalinin@ns1.vstu.ac.ru](mailto:kalinin@ns1.vstu.ac.ru) стр. 285

Соболев Андрей Николаевич, аспирант  
Южно-Уральский Государственный Университет, физический  
**Взаимосвязь между локализацией электронов в расплаве цезия и его транспортными свойствами**  
Научный руководитель: Мирзоев Александр Аминулаевич, д.ф.-м.н.  
E-mail: [andrey@physics.susu.ac.ru](mailto:andrey@physics.susu.ac.ru) стр. 286

Стрельцов Сергей Владимирович, аспирант  
Уральский Государственный Технический Университет (УПИ), физико-технический  
**Влияние структуры кристаллического поля на электронную и магнитную структуру титанатов La и Y**  
Научный руководитель: Анисимов В.И., д.ф.-м.н.  
E-mail: [streltsov@optics.imp.uran.ru](mailto:streltsov@optics.imp.uran.ru) стр. 287

Сухачев Александр Леонидович, 5 курс  
Красноярский Государственный Университет, физический  
**Влияние термообработки на магнитооптические свойства Tb<sub>3</sub>-xСаxGa<sub>5</sub>O<sub>12</sub>**  
Научный руководитель: Эдельман Ирина Самсоновна, д.ф.-м.н.  
E-mail: [alexey@iph.krasn.ru](mailto:alexey@iph.krasn.ru) стр. 289

Тарасов Дмитрий Владимирович, 4 курс  
Сыктывкарский Государственный Университет, физический  
**расчет магнитных спектров ферритов в условиях нелинейной динамики**  
Научный руководитель: Гольчевский Юрий Валентинович, к.ф.-м.н.  
E-mail: [tarasdim@email.ru](mailto:tarasdim@email.ru) стр. 290

Толпегин Игорь Сергеевич, 5 курс  
Волгоградский Государственный Педагогический Университет, физический  
**Влияние нелинейного электрического поля на плазменные колебания в 2D электронном газе со сверхструктурой**  
Научный руководитель: Глазов Сергей Юрьевич, к.ф.-м.н.  
E-mail: [glazov@vspsu.ru](mailto:glazov@vspsu.ru) стр. 291

Тусков Дмитрий Сергеевич, аспирант  
Новгородский Государственный Университет, институт электронных и информационных систем  
**Перколяционная модель объемных магнитоэлектрических композитов**  
Научный руководитель: Петров Владимир Михайлович, к.ф.-м.н.  
E-mail: [deptptr@novsu.ac.ru](mailto:deptptr@novsu.ac.ru) стр. 293

Фартуков Юрий Владимирович, 5 курс  
Волгоградский Государственный Педагогический Университет, физический  
**Экранирование заряда двумерным электронным газом со сверхструктурой в условиях штарковского квантования**  
Научный руководитель: Глазов Сергей Юрьевич, к.ф.-м.н.  
E-mail: [azdazdnik@rambler.ru](mailto:azdazdnik@rambler.ru) стр. 294

Хабиров Илья Рифович, 1 курс  
Дальневосточный Государственный Университет Путей Сообщения, управления, автоматизации и телекоммуникации  
**Определение точки Кюри ферромагнетика**  
Научный руководитель: Криштоп Виктор Владимирович, к.ф.-м.н.  
E-mail: [krivic@yahoo.com](mailto:krivic@yahoo.com) стр. 295

Чистяков Михаил Владимирович, аспирант 3 года  
Курский Государственный Технический Университет, фундаментальной подготовки  
**Изучение вибрационных и ультразвуковых колебаний магнитожидкостного элемента**  
Научный руководитель: Полунин Вячеслав Михайлович, д.ф.-м.н.  
E-mail: [polunin\\_vm@hotmail.ru](mailto:polunin_vm@hotmail.ru) стр. 296

Шарипов Станислав Мирославович, 4 курс  
Сыктывкарский Государственный Университет, физический  
**Квазистатическое перемагничивание мультислойной магнитной структуры**  
Научный руководитель: Власов Владимир Сергеевич,  
E-mail: [ssdf@rol.ru](mailto:ssdf@rol.ru) стр. 297

Шарошенко Владимир Сергеевич, аспирант 2 года  
Уссурийский Государственный Педагогический Институт, физико-математический  
**Угловая зависимость магнетосопротивления Co/Cu/Co пленок**  
Научный руководитель: Чеботкевич Людмила Алексеевна, д.ф.-м.н.  
E-mail: [spktrvl@mail.ru](mailto:spktrvl@mail.ru) стр. 299

Шевяков Павел Владимирович, аспирант  
Волгоградский Архитектурно-Строительный Университет, экологии  
**Возврат внутреннего трения после электромеханического воздействия на пьезокерамику**  
Научный руководитель: Жога Лев Викторович, к.ф.-м.н.  
E-mail: [shv\\_p@mail.ru](mailto:shv_p@mail.ru) стр. 300

Шерокалов Виталий Витальевич, 5 курс  
Уральский Государственный Университет, физический  
**Ионная и электронная проводимость мембранного материала CaTi<sub>1-x</sub>FexO<sub>3</sub>**  
Научный руководитель: Надольский Александр Львович, к.ф.-м.н.  
E-mail: [Sherokalov\\_v@mail.ru](mailto:Sherokalov_v@mail.ru) стр. 301

Шориков Алексей Олегович, м.н.с.  
Институт Физики Металлов УрО РАН, лаборатория оптики металлов  
**Учет одноузельного кулоновского и спин-орбитального взаимодействий в рамках метода ЛМТО в приближении LDA для описания анизотропного магнетизма в US, USe, UTe.**  
Научный руководитель: В.И. Анисимов, д.ф-м.н.  
E-mail: [shorikov@optics.imp.uran.ru](mailto:shorikov@optics.imp.uran.ru) стр. 302

Шуравин Андрей Сергеевич, 5 курс  
Удмуртский Государственный Университет, физический  
**Упорядоченный сплав Fe66Al34: магнитная структура основного состояния и её температурное поведение**  
Научный руководитель: Воронина Е.В., к.ф-м.н.  
E-mail: [sa5@pochta.ru](mailto:sa5@pochta.ru) стр. 303

Щелоков Юрий Алексеевич, 3 курс  
Санкт-Петербургский Государственный Морской Технический Университет, естественных наук и гуманитарного образования  
**К вопросу о формировании магнитного поля в рельсовом электромагнитном ускорителе масс**  
Научный руководитель: Легуша Фёдор Фёдорович, д.ф-м.н.  
E-mail: [pantov1985@mail.ru](mailto:pantov1985@mail.ru) стр. 304

Юрин Денис Валерьевич, аспирант  
Волгоградский Архитектурно-Строительный Университет, ТЭС  
**Зависимость напряженности электрического поля пробоя от величины механической нагрузки**  
Научный руководитель: Жога Л.В., к.ф-м.н.  
E-mail: [postmaster@vgasa.ru](mailto:postmaster@vgasa.ru) стр. 305

Яковлева Дарья Сергеевна, Аспирант  
Петрозаводский Государственный Университет, физико-технический  
**Внутренний электрохромный эффект в гидратированном пентаоксиде ванадия**  
Научный руководитель: Стефанович Генрих Болеславович, д.ф-м.н.  
E-mail: [darinaj@mail.ru](mailto:darinaj@mail.ru) стр. 306

Ялалов Марсель Миндиярович, аспирант 1 года  
Южно-Уральский Государственный Университет, физический  
**Энергия смещения сплавов железа с переходными металлами (Cr, Mn, Ni) при малых значениях концентрации примесного элемента**  
Научный руководитель: Мирзоев А.А., д.ф-м.н.  
E-mail: [marsel@physics.susu.ac.ru](mailto:marsel@physics.susu.ac.ru) стр. 307

Яцына Николай Александрович, зав.лаб.  
Кемеровский Государственный Университет, физический  
**Электронная структура и адсорбция оксаимидакарбоцианиновых красителей на поверхности микрокристаллов бромида серебра**  
Научный руководитель: Юдин Андрей Леонидович, к.ф-м.н.  
E-mail: [andrey@kemsu.ru](mailto:andrey@kemsu.ru) стр. 308



# Положительный магниторезистивный эффект в гранулированных нанокompозитах Co-Al<sub>2</sub>O<sub>n</sub>

Авдеев Сергей Федорович,

Ситников Александр Викторович, Копытин Михаил Николаевич

Воронежский Государственный Технический Университет

Стогней Олег Владимирович, д.ф.-м.н.

[michaelkopitin@mail.ru](mailto:michaelkopitin@mail.ru)

Проведено исследование магниторезистивного эффекта в тонкопленочных образцах (4-8 мкм) гранулированных композиционных материалов Co-Al<sub>2</sub>O<sub>n</sub> при комнатной температуре. Объекты исследования были полученные методом ионно-лучевого распыления составных мишеней (кобальтовая основа с навесками из Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). Для обеспечения стехиометричности состава диэлектрической фазы осаждение композитов осуществлялось в смешанной атмосфере (в аргон добавлялся кислород). Были получены и исследованы композиты в широком интервале соотношений диэлектрической и металлической фаз, включающим в себя как порог перколяции, так и концентрационные области до и после него.

Все композиты, расположенные до порога перколяции, проявляют гигантское отрицательное магнитосопротивление. Магнитосопротивление в исследованной области слабо зависит от состава и при изменении доли кобальта от 36% до 48% увеличивается на 0,7%. Максимальная величина отрицательного магнитосопротивления достигает 6,5% при 48% Co. Вблизи порога перколяции наряду с отрицательным магнитосопротивлением в композитах возникает положительное магнитосопротивление, максимальное значение которого достигает 1,5%. Положительное магнитосопротивление наблюдается в относительно невысоких полях ( $H < 1000$  Э) и проявляется как рост электрического сопротивления образца при увеличении магнитного поля. Достигнув при дальнейшем росте поля некоторого максимального значения сопротивление образца начинает уменьшаться, т.е. механизм отрицательного магнитосопротивления начинает превалировать (см. рис.1). За порогом перколяции значения как положительного, так и отрицательного магнитосопротивления уменьшались. Это обусловлено образованием перколяционных кластеров и возникновению металлической проводимости, при которой туннельное магнитосопротивление невозможно по определению.

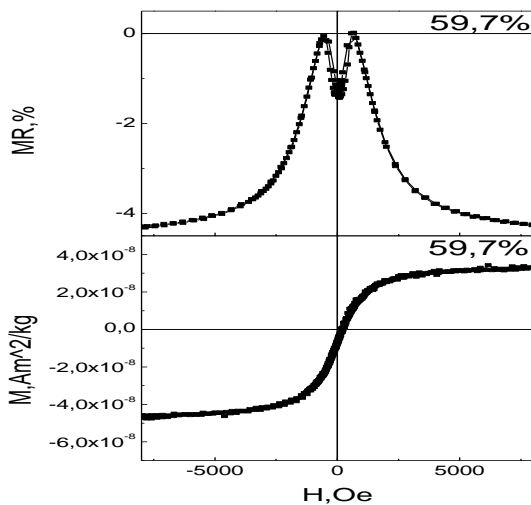


рис.1

Положительное магнитосопротивление, проявляющееся как раздвоение максимума, не представляет собой гистерезис, поскольку снимаемая кривая абсолютно воспроизводима. Положительное магнитосопротивление также не связано и с процессами макроскопического перемагничивания композита. На полевой зависимости намагниченности практически отсутствует гистерезис, а вид кривой намагничивания этих композитов характерен для суперпарамагнитного состояния и не обнаруживает никаких аномалий.

Предполагается, что возникновение положительного магнитосопротивления связано с наличием кластеров в нанокompозитах, магнитные моменты которых воздействуют на магнитные моменты ближайших отдельных гранул. Увеличение внешнего поля приводит к тому, что магнитные моменты гранул начинают ориентироваться вдоль направления поля. Для невзаимодействующих гранул

отклонение от ОЛН связано лишь с преодолением энергии анизотропии. Для ближайших гранул необходимо преодолевать еще и энергию диполь-дипольного взаимодействия. Поэтому при некотором сравнительно небольшом значении внешнего поля (такого, что воздействие этого поля на магнитные моменты гранул меньше, чем диполь-дипольное взаимодействие) возможна реализация ситуации с максимальной разориентацией магнитных моментов гранул, что соответствует минимальному туннельному току и, соответственно, максимальному электросопротивлению. При дальнейшем увеличении внешнего магнитного поля степень коллинеарности магнитных моментов возрастает и это приводит к обычному проявлению отрицательного магнитосопротивления.

## Механизм образования магнитных неоднородностей в реальных магнетиках

*Азаматов Шамиль Альбертович*

*Бухарметов Айрат Флюорович*

*Башкирский Государственный Университет*

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

*[AzamatovSA@mail.ru](mailto:AzamatovSA@mail.ru)*

Опубликовано много работ по исследованию динамики доменных границ (ДГ) магнетиков с помощью численных методов. В данной работе с помощью численных методов, изучалось влияние неоднородностей параметров материала (например, неоднородность константы магнитной анизотропии (НКМА)) на нелинейную динамику 180 – градусной ДГ и рассмотрена эволюция магнитной неоднородности локализованной в области НКМА.

Из уравнений Ландау-Лифшица описывающих динамику ДГ, можно получить отнормированное уравнение движения, определяющее поведение распределения угла намагниченности  $\theta$ :

$$\Delta U - \ddot{U} - \tilde{K}(x) \sin U = 2 \frac{H_d H_z}{H_K H_E} \sin \frac{U}{2} + 2\alpha \sqrt{\frac{H_E}{H_K}} \dot{U} \quad (1)$$

где  $U = 2\theta$ ,  $x = x/\delta_0$ ,  $t = t/\left(\frac{\delta_0}{c}\right)$ ,  $c$  - предельная скорость ДГ,  $\alpha$  - релаксационная константа,  $\delta_0$  -

ширина ДГ,  $H_z$  - внешнее магнитное поле,  $H_E, H_d, H_K$  - эффективные константы, зависящие от параметров материала, (например для слабого ферромагнетика, такого как редкоземельный ортоферрит (РЗО)

$H_E \sim 10^6 \text{ Э}, H_d \sim 10^5 \text{ Э}, H_K \sim 10^4 \text{ Э}$ ),  $\tilde{K}(x) = \frac{K_{ab}(x)}{K}$  - функция, определяющая распределение анизотропии в магнетике.

В работе рассматривался бесконечный кристалл РЗО в низкотемпературной магнитной фазе в двухподрешеточном приближении. В начальный момент времени ( $\tilde{t} = 0$ ) имеется точное статическое решение уравнения (1) в виде топологического солитона (кинка)  $\theta_0(x) = 2 \arctg(e^x)$  (описывающего 180 – градусную Неелевскую ДГ). Неоднородность константы магнитной анизотропии  $\tilde{K}(x)$  задавалась в виде: ступеньки, ямы или барьера в прямоугольном, треугольном и параболическом виде.

Нами было рассмотрен механизм прохождения ДГ через область НКМА, а также захват движущейся ДГ такой областью. Также было рассмотрен механизм зарождения и эволюции магнитной неоднородности, появляющейся в области неоднородности константы магнитной анизотропии, после прохождения ДГ через область НКМА. Определены три сценария образования и эволюции такой неоднородности: затухающий бризер, бризер переходящий в 0 - градусную ДГ и чисто 0 - градусная ДГ, а также были найдены области их существования. Также был изучен механизм прохождения через магнетик с областью НКМА случайного сигнала, в виде малоамплитудной спиновой волны. При определенных параметрах области НКМА после взаимодействия этого сигнала с областью НКМА в этой области образуется магнитная неоднородность. Получена область определяющая существование магнитной неоднородности и зависимость амплитуды колебания от параметров области НКМА.

## Плотность фононных состояний кристаллов $\text{LaSc}_3(\text{BO}_3)_4$ ,

**активированных ионами  $\text{Cr}^{3+}$ ,  $\text{Nd}^{3+}$**

*Акопян Ирина Георгиевна*

*Тумаев Евгений Николаевич*

*Кубанский Государственный Университет*

*Тумаев Евгений Николаевич, к.ф.-м.н.*

*[iraag@mail.ru](mailto:iraag@mail.ru)*

Одной из важнейших характеристик кристаллов гетеродесмических соединений, используемых в качестве матриц для создания активных сред твердотельных лазеров, является плотность фононных состояний. В настоящей работе приводятся результаты расчета плотности фононных состояний кристаллов скандобората лантана  $\text{LaSc}_3(\text{BO}_3)_4$  (LSB), который является одним из наиболее перспективных кристаллов, применяемых для создания активных сред твердотельных лазеров ближнего ИК-диапазона. [1]. Монокристалл скандобората лантана относится к кристаллам моноклинной сингонии. Симметрия кристалла  $\text{LaSc}_3(\text{BO}_3)_4$  описывается

пространственной группой C2/c. Элементарная ячейка включает 20 атомов. Введение ионов хрома и неодима сопровождается изменением симметрии элементарной ячейки до пространственной группы C2.

Метод расчета плотности фононных состояний базировался на предварительном расчете фононного спектра кристаллов LSB и LSB: Cr<sup>3+</sup>, Nd<sup>3+</sup>. Для расчета фононного спектра использовался, описанный в работе [2] метод. Фононный спектр определялся путем решения секулярного уравнения:

$$M_{\alpha} \frac{\partial^2 x_{\alpha i}}{\partial t^2} = - \sum \Phi_{\alpha\beta}^{ij} x_{\beta j}.$$

Потенциал взаимодействия выбирался в виде суммы потенциалов Морзе [3]

$$\Phi = \frac{1}{2} \sum_{\alpha \neq \beta} U_{\alpha\beta}(R_{\alpha\beta}).$$

Энергия связи между ионами выбиралась пропорциональной сумме соответствующих потенциалов ионизации пар ионов. Расчет плотности фононных состояний по спектру колебаний проводился прямым численным методом. Результаты расчета плотности состояний для LSB в отсутствие примесей, а также для LSB: Cr<sup>3+</sup>, Nd<sup>3+</sup>, показывают: 1) основная часть фононного спектра лежит в области 0,01–0,02 эВ, т. е. в дальней ИК-области, – что и является причиной слабого тушения люминесценции примесных ионов переходных и редкоземельных металлов; – 2) введение примесей не приводит к значительному изменению плотности фононных состояний.

Список публикаций:

- [1] Горюнов А. В., Кузьмичева Г. М. «Рентгенографическое исследование кристаллов LaSc<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub>, активированных ионами хрома и неодима» (1996).  
 [2] Дубовский О.А., Орлов А.В., Семенов В.А. «Колебательные спектры металл-металлоидных кристаллитов Fe<sub>3</sub>P, Fe<sub>2</sub>P: фононные и бризерные возбуждения.»// ФТТ, том 45, вып.2. (2003).  
 [3] Ландау Л. Д. Лифшиц, Е. М. «Квантовая механика: нерелятивистская теория» (1974).

## Расчет фононного спектра кристаллов скандобората лантана.

*Акопян Ирина Георгиевна*

*Тумаев Евгений Николаевич*

*Кубанский Государственный Университет*

*Тумаев Евгений Николаевич, к.ф.-м.н.*

*[iraag@mail.ru](mailto:iraag@mail.ru)*

Одним из наиболее перспективных кристаллов, применяемых для создания активных сред твердотельных лазеров ближнего ИК-диапазона, является кристалл скандобората лантана LaSc<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> (LSB) [1]. Характерной особенностью этого кристалла является малая величина внутрицентрового тушения примесных центров, обусловленная слабым электронно-колебательным взаимодействием. Монокристалл скандобората лантана относится к кристаллам моноклинной сингонии. Симметрия кристалла LaSc<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> описывается пространственной группой C2/c. Элементарная ячейка включает 20 атомов. Параметры элементарной ячейки LaSc<sub>3</sub>(BO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> следующие:  $a = 7.727(1)\text{Å}$ ,  $b = 9.840(1)\text{Å}$ ,  $c = 12.046\text{Å}$ ,  $\beta = 105.42$  град. Зона Бриллюэна для кристалла LSB имеет симметрию той же группы что и сам кристалл, и характеризуется следующими базисными векторами:

$$\vec{b}_1\left(\frac{2\pi}{a}; 0; \frac{2\pi}{a} \text{ctg}\beta\right), \quad \vec{b}_2\left(0; \frac{2\pi}{b}; 0\right), \quad \vec{b}_3\left(0; 0; \frac{2\pi}{c \sin \beta}\right).$$

Для расчета фононного спектра использовался метод, описанный в работе [2]. Фононный спектр определялся путем решения секулярного уравнения (1)

$$M_{\alpha} \frac{\partial^2 x_{\alpha i}}{\partial t^2} = - \sum \Phi_{\alpha\beta}^{ij} x_{\beta j}, \quad (1)$$

где  $\Phi_{\alpha\beta}^{ij} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_{\alpha i} \partial x_{\beta j}}$  – матрица силовых постоянных,  $i, j = x, y, z$ -декартовы компоненты вектора

смещения  $\vec{x}_{\alpha i}$ ,  $\alpha$  – номер атома в элементарной ячейке. Потенциал межатомного взаимодействия  $\Phi$  выбирался в виде суперпозиции обрезанных потенциалов Морзе

$U_{\alpha\beta}(R_{\alpha\beta}) = \varepsilon_{\alpha\beta} \left[ e^{-2\Omega(y-1)} - 2e^{-\Omega(y-1)} \right]$ , описывающих взаимодействие ионов  $\alpha$  и  $\beta$ , находящихся на расстоянии  $R_{\alpha\beta}$ , параметр  $y$  равен  $R_{\alpha\beta}/R_0$ , и  $R_0$  – равновесное значение расстояния между атомами. Подгоночный параметр  $\Omega$  определялся по краю инфракрасной полосе пропускания кристалла LSB, которая составляет 3 мкм. (0.41 эВ) [1]. Набор величин  $\varepsilon_{\alpha\beta}$  был взят пропорциональным соответствующим потенциалам ионизации.

Для определения закона дисперсии  $\omega(k)$  секулярное уравнение (1) было записано в  $k$ -пространстве волновых векторов при помощи косинус-преобразования Фурье. Диагонализация матрицы  $\Phi_{\alpha\beta}^{ij}$  производилась численно с помощью программы Mathematica 5.0 для характерных точек зоны Бриллюэна:  $\tilde{A}(0;0;0)$ ,  $\Sigma_x\left(\frac{2\pi}{a}; 0; \frac{2\pi}{a} \text{ctg}\beta\right)$ ,  $\Sigma_y\left(0; \frac{2\pi}{b}; 0\right)$ ,  $\Sigma_z\left(0; 0; \frac{2\pi}{c \sin\beta}\right)$ ,  $\Lambda_x\left(\frac{\pi}{a}; 0; \frac{\pi}{a} \text{ctg}\beta\right)$ ,  $\Lambda_y\left(0; \frac{\pi}{b}; 0\right)$ ,  $\Lambda_z\left(0; 0; \frac{\pi}{c \sin\beta}\right)$ , а также в промежутках  $\tilde{A} - \Sigma_{x,y,z}$ ,  $\tilde{A} - \Lambda_{x,y,z}$ , где было взято по 8 точек. Дисперсионные кривые в направлении  $x, y, z$  отличаются незначительно, в связи с чем на рисунке приведен спектр только для направления  $\Gamma - \Sigma_x$ .

Результаты вычислений приведены на графике (см. рис.1)

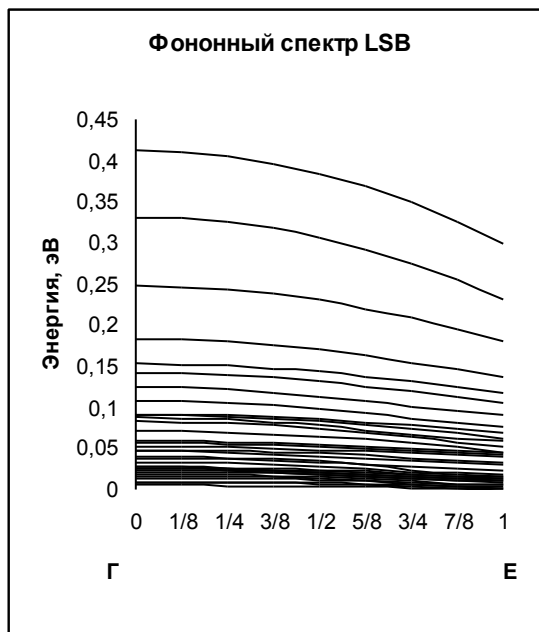


рис. 1

Вид кривых показывает, что основная часть фононного спектра расположена в низкочастотной области колебания решетки. Этим фактом и объясняется экспериментально наблюдаемое слабое тушение переходных металлов ( $\text{Cr}^{3+}$ ) в LSB.

Список публикаций:

- [1] А.В.Горюнов, Г.М.Кузьмичева «Рентгенографическое исследование кристаллов  $\text{LaSc}_3(\text{BO}_3)_4$ , активированных ионами хрома и неодима»//Журнал неорганической химии, том 41, №10, с.1605-1611.(1996).  
 [2] О.А.Дубовский, А.В.Орлов, В.А.Семенов «Колебательные спектры металл-металлоидных кристаллитов  $\text{Fe}_3\text{P}$ ,  $\text{Fe}_2\text{P}$ : фононные и бризерные возбуждения.»// ФТТ, том 45, вып.2. ( 2003).

# Исследование сдвига линии магнитного резонанса в феррит-пьезоэлектрических структурах

Антоненков Олег Владимирович

Новгородский Государственный Университет

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

[olegkin@list.ru](mailto:olegkin@list.ru)

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект в области магнитного резонанса заключается в сдвиге резонансной линии под действием электрического поля. В данной работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование сдвига линии магнитного резонанса в композитах.

В качестве модели рассмотрен двухслойный феррит - пьезоэлектрический образец в форме диска радиуса  $R$ , состоящий из феррита с кубической ( $m3m$ ) симметрией толщиной  ${}^m h$  и пьезоэлектрика толщиной  ${}^p h$  с симметрией  $\infty m$  относительно оси поляризации. Толщина диска мала по сравнению с его радиусом, т.е.  ${}^m h, {}^p h \ll R$ . На нижней и верхней поверхности образца нанесены тонкие металлические контакты, толщину которых считаем пренебрежимо малой. Пьезоэлектрик поляризован по нормали к плоскостям контактов (ось  $Z$ ). Постоянное и переменное магнитные поля совпадают с направлением поляризации.

Так как поверхности диска свободные, то, следовательно, нормальные составляющие тензора механических напряжений на них равны нулю. Для тонкого диска можно считать, что компонента тензора напряжений  $T_3$  равна нулю не только на поверхности, но и во всем объеме. Кроме того, верхняя и нижняя поверхность диска представляют собой эквипотенциальные поверхности, поэтому отличной от нуля будет только  $z$ -проекция вектора напряженности электрического поля. С учетом этого уравнения для тензора деформаций магнитной и пьезоэлектрической фаз соответственно имеют вид:

$$\begin{aligned} {}^m S_1 &= s_{11} {}^m T_1 + s_{12} {}^m T_2, & {}^m S_2 &= s_{12} {}^m T_1 + s_{22} {}^m T_2, \\ {}^p S_1 &= s_{11} {}^p T_1 + s_{12} {}^p T_2 + d_{31} E_3, & {}^p S_2 &= s_{12} {}^p T_1 + s_{22} {}^p T_2 + d_{31} E_3, \end{aligned} \quad (1)$$

где  ${}^m s_{ij}$ ,  ${}^p s_{ij}$  – модули податливости магнитной и пьезоэлектрической фаз соответственно,  $d_{ij}$  – пьезоэлектрические модули,  $E_3$  –  $z$ -проекция вектора напряженности электрического поля.

На границе раздела феррит-пьезоэлектрик имеем следующие граничные условия:  ${}^m S_{rr} = k {}^p S_{rr}$ , где  $k = 0 \div 1$  – коэффициент связности фаз, учитывающий неидеальность контакта между фазами. Кроме того, при  $r = 0$  смещение  ${}^m u(r) = {}^p u(r) = 0$ . Из условия равновесия образца следует, что при  $r = R$   ${}^m T_{rr} {}^m h + {}^p T_{rr} {}^p h = 0$ . Выражая компоненты тензора напряжений через компоненты тензора деформаций и решая уравнение эластостатики с учетом граничных условий, для компонент тензора напряжений имеем следующие выражения:

$$\begin{aligned} {}^m T_{rr} &= \frac{k}{{}^m s_{11}(1-{}^m \nu) + k \eta {}^p s_{11}(1-{}^p \nu)} d_{31} E_3, \\ {}^m T_{\theta\theta} &= \frac{k}{{}^m s_{11}(1-{}^m \nu) + k \eta {}^p s_{11}(1-{}^p \nu)} d_{31} E_3, \end{aligned} \quad (2)$$

где  ${}^m \nu = - {}^m s_{12} / {}^m s_{11}$ ,  ${}^p \nu = - {}^p s_{12} / {}^p s_{11}$  – коэффициенты Пуассона магнитной и пьезоэлектрической фаз соответственно,  $\eta = {}^m h / {}^p h$ .

Механические напряжения приводят к изменению намагниченности феррита, вследствие чего происходит сдвиг линии магнитного резонанса. Будем считать, что направление поляризации пьезоэлектрической фазы совпадает с осью [111] магнитострикционной фазы. Рассмотрим случай, когда магнитное поле  $H$  лежит в (111) плоскости образца и параллельно [011]. В этом случае сдвиг линии магнитного резонанса при приложении электрического поля определяется выражением:

$$\delta H_E = \frac{1}{2M_0} \frac{k \lambda_{100}}{{}^m s_{11}(1-{}^m \nu) + k \eta {}^p s_{11}(1-{}^p \nu)} d_{31} E_3. \quad (3)$$

В эксперименте использовался резонансный метод исследования МЭ эффекта. Измерения проводились на частоте 9.3 ГГц. Использовались образцы в виде дисков диаметром 3-5 мм и толщиной 0.25-0.5 мм.

На рис. 2 приведены результаты эксперимента и теоретическая зависимость, рассчитанная по формуле (3), сдвига линии магнитного резонанса для многослойного композиционного материала из 16 слоев  $Li_{0.4}Zn_{0.2}Fe_{2.4}O_4$  по 38 мкм и 15 слоев ЦТС переменной толщины.

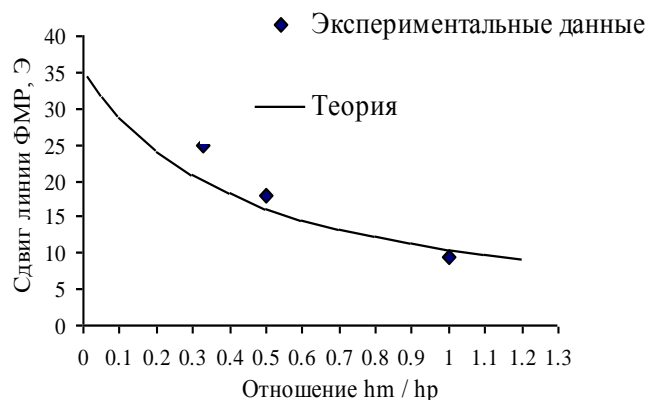


Рис. 2 - Зависимость сдвига линии ФМР от толщины ЦТС слоев для композита из 16 слоев  $Li_{0.4}Zn_{0.2}Fe_{2.4}O_4$  с постоянной толщиной слоев по 38 мкм и 15 слоев ЦТС при напряженности электрического поля 22 кВ/см

Выражение (3) позволяет определить величину сдвига линии ФМР от параметров магнитной и пьезоэлектрической фаз, их процентного состава, коэффициента связности фаз и т.д. В частности, как следует из (3), сдвиг резонансной линии линеен по электрическому полю и увеличивается при увеличении процентного содержания пьезоэлектрика в составе композита (при уменьшении параметра  $\eta = m^h / p^h$ ). Наблюдается хорошее соответствие между теорией и экспериментальными результатами.

## Эффект у основания цилиндрического контейнера заполненного магнитной жидкостью

*Беседин Александр Геннадьевич*

*Чистяков Михаил Владимирович*

*Курский Государственный Технический Университет*

*[chimisha@yandex.ru](mailto:chimisha@yandex.ru); [polunim\\_vm@hotmail.ru](mailto:polunim_vm@hotmail.ru)*

Вопрос об адекватности различных теоретических моделей распространения упругих волн в системе жидкость – цилиндрическая оболочка ставит задачу разработки экспериментальных методов, позволяющих наилучшим способом изучать рассматриваемые явления [1].

Существенное улучшение методики может быть достигнуто применением в качестве среды, заполняющей трубу магнитной жидкости (МЖ), обладающей способностью приобретать значительную намагниченность в небольших полях. Регистрация звуковых колебаний происходит благодаря акустомагнитному эффекту (АМЭ), заключающемуся в наведении ЭДС индукции в контуре, охватывающем трубку с намагниченной МЖ, при распространении в ней акустической волны [2].

В данных исследованиях использовались цилиндрические стеклянные трубки с различными геометрическими параметрами и доньшками. Примененная МЖ представляет собой магнитный коллоид, дисперсной фазой которого служит магнетит  $Fe_3O_4$ , дисперсной средой – керосин, а стабилизатором – олеиновая кислота, плотность жидкости 1270 кг/м<sup>3</sup>.

В эксперименте изучалась зависимость относительной амплитуды  $\beta$  индуцируемой ЭДС ( $\beta = E_0 / E_{0max}$ ,  $E_{0max}$  – максимальное значение ЭДС полученное в эксперименте) от расстояния  $x$ , отсчитываемого от дна трубки, вдоль ее оси. На определенных частотах вводимых звуковых колебаний в системе возникают стоячие волны. При перемещении магнитной головки вдоль оси трубки на экране осциллографа наблюдаются периодически чередующиеся максимумы и минимумы амплитуды принимаемого сигнала, соответствующие пучностям и узлам стоячей волны. Исследования проводились в диапазоне частот 10-80 кГц. В результате проведенного эксперимента было обнаружено, что в нижней части исследуемого диапазона частот  $\beta$  убывает по мере приближения магнитной головки к доньшку, однако с повышением частоты эта тенденция постепенно переходит в обратную – относительная амплитуда АМЭ в окрестности доньшка возрастает, причем в условиях эксперимента в 1.5 - 3 раза.

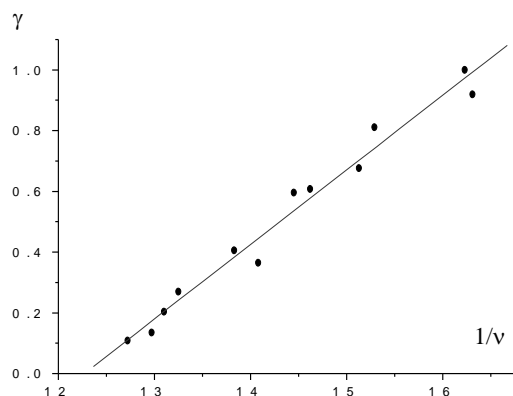


рис. 2

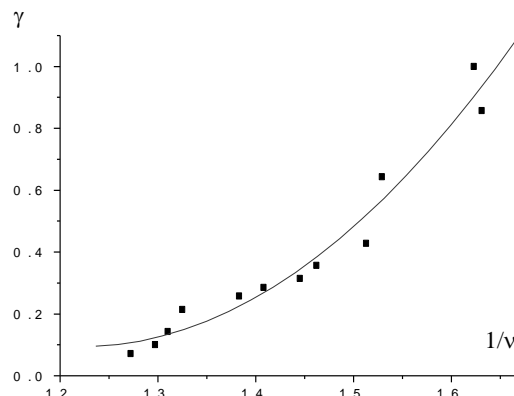


рис. 1

В результате проведенного эксперимента был получен массив значений ЭДС индукции для различных частот звуковых колебаний  $\nu$ , относящихся к центральной части и окрестности основания трубки. Возрастание амплитуды АМЭ с частотой как в центре, так и на краю трубки связано не только с различием проявления размагничивающего фактора, но и с проявлением закона электромагнитной индукции Фарадея. Чтобы исключить вклад последнего фактора в исследуемую зависимость полученные значения ЭДС были поделены на величину  $\nu/\nu_n$  ( $\nu_n$  – наименьшее значение частоты в данном эксперименте). Откорректированные данные затем представляются в относительном выражении, то есть в виде отношения амплитуды на частоте  $\nu$  к амплитуде на частоте  $\nu_n$  соответственно для центрального и краевого участков магнитожидкостного столбика.

Экспериментальные данные были аппроксимированы на ЭВМ полиномами. Результатом аппроксимации являются сплошные кривые (см. рис. 1, 2), по их виду можно судить о качественном соответствии предложенной модели наблюдаемого «краевого» эффекта. Хорошего количественного совпадения между теорией и опытом не следует ожидать прежде всего потому, что в расчетной модели столбик жидкости намагничен до насыщения вдоль оси однородным магнитным полем, тогда как поле в экспериментальной установке создается кольцевым постоянным магнитом.

Список публикаций:

- [1].Дмитриев И.Е., Полунин В.М. О дисперсии скорости звука в системе жидкость-цилиндрическая оболочка//Акуст. журн. Т.43.№3.1997. С.344-349.  
 [2].Полунин В.М. Электромагнитные эффекты, вызванные упругой деформацией цилиндрического образца намагниченной жидкости//Магн. гидродинамик. №3.1988. С.43-50.

## Модификация РФЭС спутников F1s-линии в ПВДФ в процессе измерения

**Воинкова Ирина Владимировна**

*Евсюков Сергей Евгеньевич, Грибов Игорь Васильевич, Москвина Наталья Анатольевна, Кузнецов Вадим Львович, Чеботарев Сергей Сергеевич*

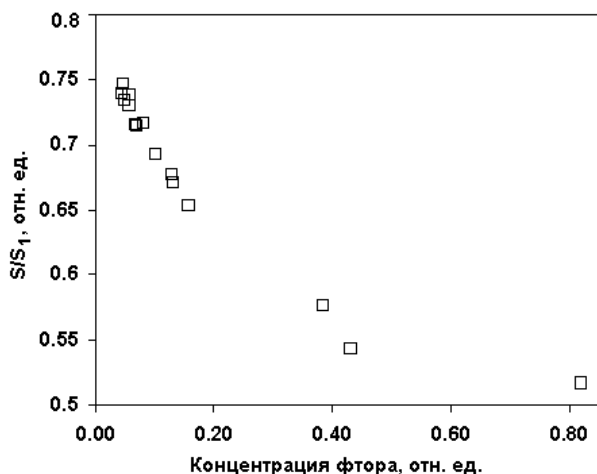
*Челябинский Государственный Педагогический Университет*

*Песин Леонид Абрамович, д.ф-м.н.*

*[mary@cspi.urf.ac.ru](mailto:mary@cspi.urf.ac.ru)*

Во время измерения рентгеновских фотоэлектронных спектров (РФЭС) происходит деградация поверхности поливинилиденфторида (ПВДФ). Под действием рентгеновского излучения концентрация фтора уменьшается. В результате на поверхности могут образовываться углеродные цепочки кумуленового или полиинового типа.

Целью нашей работы было исследование особенностей, возникающих в спектрах спутников в процессе измерения. Было проведено изучение РФЭС 2D-ориентированной пленки ПВДФ (Kupar, тип 720, толщина 50 мкм). Эксперимент проводился в течение 7000 мин. Как показали измерения, с течением времени происходит увеличение интенсивности спутников F1s-линии. Для детального изучения данного факта проводилось измерение интегральной интенсивности  $S_1$  фотоэлектронного спектра фтора в интервале энергий (684 – 730 эВ) и спутника  $S$ . Площадь спутника находили следующим образом. Выделяли участок, содержащий F1s-пик, из него методом Ширли вычитали фон неупругих потерь и вычисляли площадь пика  $S_0$ . Полученное значение вычиталось из площади всего спектра  $S_1 - S_0 = S$ .



Концентрация фтора по отношению к углероду в различные промежутки времени эксперимента определялась традиционным способом из отношения интегральных интенсивностей остовных линий фтора и углерода с учетом функции пропускания, сечения фотоионизации C1s- и F1s- оболочек, различия кинетических энергий C1s- и F1s- фотоэлектронов. Перед этим была проведена коррекция спектров для исключения влияния  $AK_{\alpha 3,4}$  излучения. На рис. 1 показана зависимость отношения  $S/S_1$  от концентрации фтора. Из рисунка видно, что уменьшение концентрации фтора приводит к увеличению интенсивности сателлита.

Для лучшего понимания полученной экспериментальной зависимости была разработана простейшая модель, основывающаяся на следующих предположениях. В результате дефторирования на поверхности возникает некоторый слой глубиной  $L_1$ , который не содержит атомов фтора. Атомы фтора равномерно распределены в более глубоких слоях, причем их концентрация, несмотря на полное дефторирование слоя  $L_1$ , остается такой же, как в исходном ПВДФ. Предположим, что остовные фотоэлектроны фтора могут вылететь с наибольшей глубины  $L > L_1$ . Производя простейшие математические оценки, получаем, что число электронов, вылетевших с глубины  $L$ , пропорционально интегральной интенсивности всего спектра  $S_1$  и определяется выражением:

$$S_1 \sim \frac{N_0}{L} \cdot (L - L_1), \quad (1)$$

где  $N_0$  - количество атомов фтора в слое  $L$  в исходном ПВДФ.

Если выделить бесконечно малый слой  $dx$ , то число фотоэлектронов, вылетевших из данного слоя и потерявших при этом энергию, находится как:

$$dN' = \frac{N_0}{L} \cdot \alpha \cdot x \cdot dx, \quad (2)$$

где  $\alpha$  – коэффициент, пропорциональный вероятности потери энергии фотоэлектроном при прохождении слоя вещества бесконечно малой толщины. Интегрируя данное выражение по толщине слоя, содержащего фтор, получаем, что общее число электронов, испытавших потери и пропорциональное интегральной интенсивности  $S$ , имеет вид:

$$S \sim \frac{N_0 \alpha}{2L} \cdot (L^2 - L_1^2), \quad (3)$$

тогда отношение

$$\frac{S}{S_1} \sim \frac{\alpha L}{2} \cdot \left(1 + \frac{L_1}{L}\right). \quad (4)$$

Концентрацию фтора можно связать с глубиной выхода фотоэлектронов  $L$  и толщиной полностью дефторированного слоя  $L_1$ :

$$n_F = n_{F_0} \left(1 - \frac{L_1}{L}\right).$$

После несложных математических преобразований, получаем следующую качественную зависимость:

$$\frac{S}{S_1} \sim \frac{\alpha L}{2} \cdot \left(2 - \frac{n_F}{n_{F_0}}\right). \quad (5)$$

Из выражения (5) видно, что при уменьшении концентрации фтора увеличивается относительная площадь сателлита. Таким образом, полученная зависимость качественно согласуется с экспериментальной (рис. 1).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-96052) и Правительства Челябинской области (грант № 19/МО4/А).



## Распределение по размерам частиц конденсированной фазы в свободномолекулярном режиме

**Гаврилов Александр Иванович**

*Гаврилов Иван Александрович, Хайрюзова Елена Викторовна*

*Москаленко Федор Викторович*

*Кубанский Государственный Технологический Университет*

*Гаврилов Александр Иванович*

*[fedot236@mail.ru](mailto:fedot236@mail.ru)*

В технологии производства оптических световодов методом осаждения стеклообразующих материалов из паровой фазы весьма актуальным является вопрос о химическом составе и кинетике роста частиц конденсированного материала в газовом потоке. Как показывает практика производства, расчеты и оценки [1] при характерных условиях спектр размеров оседающих частиц достаточно узок и составляет  $\sim 0.01 - 0.1$  мкм, а время релаксации по температуре много меньше характерного времени осаждения. Тепловой эффект фазового перехода мал ввиду малой концентрации осаждаемых веществ в сравнении с концентрацией газа-носителя и больших внешних тепловых потоков от горелки, разогревающей поток. Следовательно, моделирование процесса нуклеации можно использовать квазиизотермические условия роста при температуре окружающего потока и считать режим обтекания частиц свободномолекулярным. Кроме того, для газовой фазы с хорошей точностью выполняется уравнение состояния идеального газа.

Основная сложность моделирования макрокинетики конденсата связана с изменением числа частиц в процессе коалесценции. В рамках термодинамического подхода данная проблема решается на основании принципа минимума производства энтропии, что позволяет получить замкнутую постановку задачи, зависящую только от начальных условий роста.

Предлагаемый подход позволил установить характерные времена конденсации в зависимости от начального пересыщения, динамику роста объема конденсата и изменения числа частиц, а также выявил независимость конечного результата от начальных условий.

На рисунках приведены результаты численного интегрирования уравнения представленной модели для указанного набора параметров.

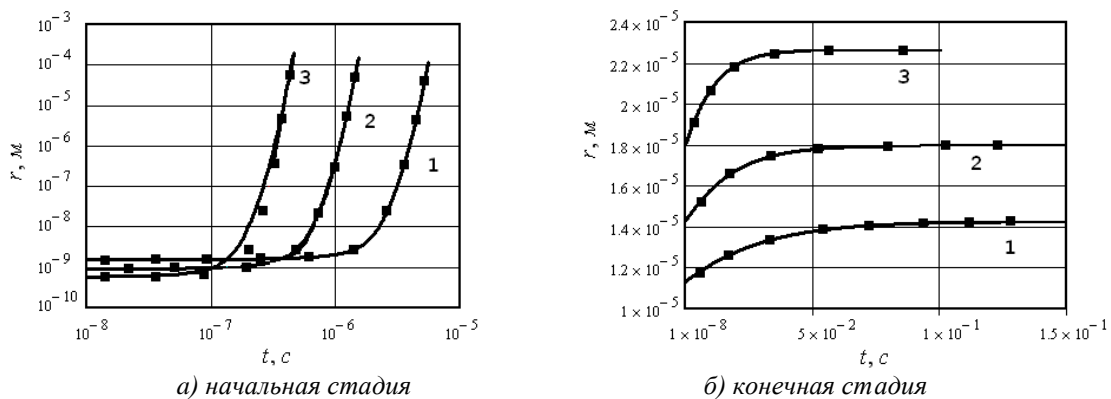


рис. 1. Динамика роста капли конденсата;  $T = 1100\text{K}$ ,  $V_0 = 10^{-6} \text{л}$ ,  $M = 60 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ ,  $p_\infty = 10^{-4} \text{Па}$ ,

$\rho_l = 2700 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$ ,  $\gamma = 0.1 \frac{\text{Н}}{\text{м}}$ ; 1 -  $p_0 = 1.5 \cdot 10^{-4}$ ; 2 -  $p_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ ; 3 -  $p_0 = 3 \cdot 10^{-4}$ . Точками на графиках показаны результаты вычислений по приближенным аналитическим формулам.

Отметим возможность установления спектра размеров частиц конденсата на основании развиваемого феноменологического метода.

Список публикаций:

[1]. Васильев В.Н., Воробьев А.Н., Дульнев Г.Н., Жмакин А.И., Макаров Ю.Н., Хоружников С.Э. Медленные течения химически неравновесных газовых смесей со спонтанной конденсацией продуктов реакций / Препринт №1121 ФТИ АН СССР. Ленинград, 1987. – 24 с.

## Влияние магнитного поля на теплоемкость и термодиффузию

### манганита $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$

Гамзатов Адлер Гудретдинович

Алиев Ахмед Магомедович, Ханов Лазер Ниямудинович

Институт физики Дагестанского НЦ РАН

[gamzatov\\_a@mail.dgu.ru](mailto:gamzatov_a@mail.dgu.ru)

Возникший в последнее время повышенный интерес исследователей к замещенным манганитам связан не только с наблюдаемым в них эффектом колоссального магнитосопротивления (КМС), но и богатством наблюдаемых в них фазовых переходов (магнитные и структурные переходы, переход металл-диэлектрик, переход в зарядово и орбитально упорядоченные состояния) Важную информацию об этих фазовых переходах могут дать комплексные исследования теплоемкости, теплопроводности, термодиффузии, электросопротивления и особенностей их температурных, концентрационных, магнитопольевых зависимостей.

В данной работе приводятся результаты измерений теплоемкости ( $C_p$ ) и термодиффузии ( $\eta$ ) для керамического образца  $\text{La}_{0.8}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  в интервале температур 77-360К и магнитном поле 26кЭ. Образец был получен на кафедре неорганической химии МГУ им.Ломоносова путем отжига в потоке кислорода в парах серебра при 1100°C в течение 5 часов. Данные электронной микроскопии говорят о том, что при такой технологии размеры кристаллитов существенно увеличиваются. Согласно данным элементного анализа, существенной потери серебра при отжиге не происходит. Измерение теплоемкости и термодиффузии проводилось методом ас-калориметрии [1].

Результаты наших экспериментов приведены на рисунке. На зависимости  $C_p(T)$  при  $T_c=288\text{K}$  четко проявляется высокий максимум, связанный с фазовым переходом парамагнетик-ферромагнетик. При наложении магнитного поля в 26 кЭ наблюдается как смещение максимума на 10К в область высоких температур так и уменьшение величины аномалии теплоемкости. Такое поведение находится в рамках общепринятых теоретических моделей поведения теплоемкости в магнитных полях.

На зависимости  $\eta(T)$  также наблюдаются аномалии при той же температуре, что и для теплоемкости. При наложении поля величина аномалии так же подавляется. Все это говорит об одинаковой природе наблюдаемых аномалий.

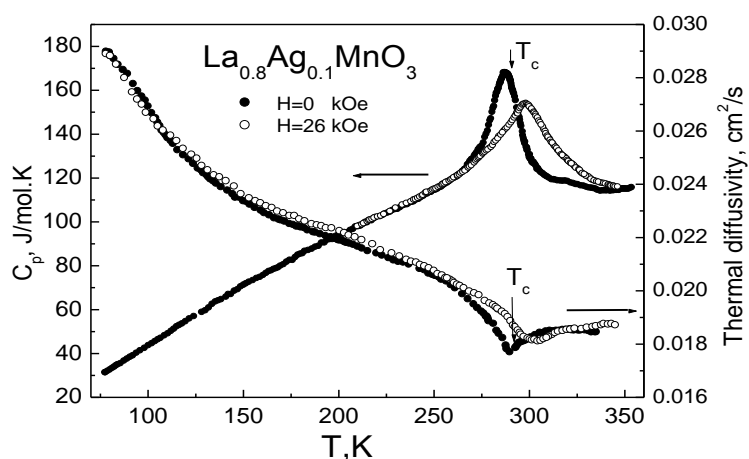
Аналогичные результаты были получены нами и для другого состава данной серии  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$  [2]. Надо отметить, что температурные зависимости теплоемкости, термодиффузии и теплопроводности в серебро содержащихся манганитах немного отличаются от стронций содержащихся. В первую очередь эти отличия заключаются в величинах наблюдаемых аномалий и характере влияния магнитного поля на них. Для составов  $\text{La}_{1-x}\text{Ag}_x\text{MnO}_3$ , в отличие от  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ , наблюдаемые аномалии более ярко выражены. Этим составам также присущи высокие значения магнитокалорического эффекта, что делает их более перспективными как с точки зрения технического применения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №02-02-17895, 04-07-90011) и частичной поддержке программы «Университеты России» №1446-05.

#### Список публикаций:

[1]. Ш.Б.Абдулвагидов, Г.М.Шахшаев, И.К.Камитов. ПТЭ, №5, 134 (1996).

[2]. А.Г. Гамзатов, А.М. Алиев, Ш.Б. Абдулвагидов, и др. Термодиффузия, теплопроводность и магнитокалорический эффект в  $\text{La}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{MnO}_3$ . // Сборник трудов международной конференции "Фазовые переходы, критические и нелинейные явления в конденсированных средах", 21-25 сентября, Махачкала-2004, Б2-26, с.175-178.



## Магнитная восприимчивость вращающейся магнитной жидкости

Гладких Дмитрий Владимирович

Ставропольский Государственный Университет

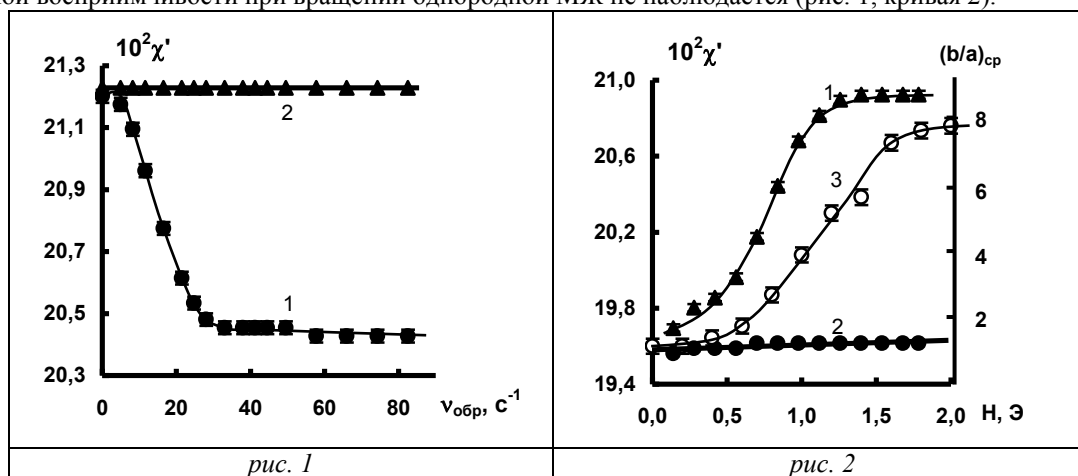
Диканский Юрий Иванович, д.ф.-м.н.

Gladkih1981@mail.ru

Несмотря на то, что магнитные жидкости (МЖ) считаются достаточно хорошо изученными, в отдельных вопросах еще остается довольно много неясного. К таким вопросам, в частности, относятся свойства магнитных жидкостей с микрокапельными агрегатами, наличие которых приводит к особенностям магнитных свойств МЖ при воздействии магнитного поля. В настоящей работе представлены результаты исследования магнитной восприимчивости магнитной жидкости с хорошо развитой микрокапельной структурой.

В качестве объекта исследования использовалась магнитная жидкость с микрокапельной структурой, полученная путем фазового расслоения первоначально однородной МЖ на основе керосина (исходная концентрация  $\varphi = 6\%$ ). Магнитная восприимчивость определялась мостовым методом по изменению индуктивности соленоида при внесении в него образца. Измерительная ячейка состояла из соленоида (длина 15 см, диаметр 5 мм) с цилиндрическим контейнером для образца (диаметр 3 мм), который вводился соосно в соленоид и мог вращаться относительно оси, расположенной вдоль соленоида. Для исключения влияния изменения температуры осуществлялось термостатирование измерительной обмотки соленоида водой при температуре 293 К. Измерение индуктивности проводилось на частоте 40 Гц измерителем иммитанса LCR-817 с ошибкой, не превышающей 0,5%. При этом амплитудное значение переменного измерительного поля варьировалось от 0,2 до 2 Э. Исследование структуры осуществлялось наблюдением в оптический микроскоп, а также по светорассеянию лазерного луча. Для этого использовалась кювета, представляющая собой два прозрачных стеклянных диска, разделенных кольцевой прокладкой, с образцом между ними. Толщина слоя образца определялась толщиной кольцевой прокладки между дисками. Вращение кюветы с образцом осуществлялось вокруг вертикальной оси, перпендикулярной плоскости кюветы и проходящей через ее центр.

Полученная экспериментально зависимость восприимчивости МЖ с микрокаплями от скорости вращения изображена на рисунке 1 (кривая 1). Как оказалось, при малых скоростях происходит уменьшение восприимчивости, после чего при достаточно высоких скоростях она практически не изменяется. Наблюдаемое явление обусловлено наличием в магнитной жидкости микрокапельных агрегатов, так как подобного изменения магнитной восприимчивости при вращении однородной МЖ не наблюдается (рис. 1, кривая 2).



Было предположено, что обнаруженная зависимость магнитной восприимчивости от частоты вращения контейнера связана с процессами деформации микрокапельных агрегатов при воздействии измерительного поля. Действительно, оказалось, что магнитная восприимчивость неподвижного образца МЖ с микрокаплями зависит от величины измерительного поля (рис. 2, кривая 1): при увеличении напряженности измерительного магнитного поля на начальном этапе происходит увеличение восприимчивости, а, начиная с некоторого значения напряженности зависимость  $\chi'(H)$  выходит на насыщение (рис. 2, кривая 1). Для однородной магнитной жидкости восприимчивость практически не зависит от величины напряженности измерительного поля (рис. 2, кривая 2).

Наблюдения в оптический микроскоп МЖ с микрокапельными агрегатами показали, что в переменном магнитном поле происходит деформация таких агрегатов. Использование цифровой фотокамеры с последующим выводом изображения на экран монитора позволило построить зависимость относительных размеров капли от величины приложенного поля (рис. 2, кривая 3, здесь  $b$  и  $a$  соответственно продольная и поперечная полуоси капли). При этом, как видно из рисунка, воздействие поля на микрокапли носит пороговый характер: до напряженности поля  $H \sim 0,2$  Э форма капель не изменяется, при больших полях происходит вытягивание капель вдоль поля.

Так как микрокапли представляют собой области повышенной концентрации магнитных частиц, вносящих существенный вклад в магнитную восприимчивость жидкости, то вследствие их вытягивания вдоль поля происходит уменьшение их размагничивающего фактора и соответственно увеличение восприимчивости магнитной жидкости (рис. 2, кривая 1).

Полученная зависимость восприимчивости МЖ с микрокаплями (рис. 1, кривая 1) от скорости вращения может быть объяснена переориентацией вытянутых переменным измерительным полем микрокапельных агрегатов при вращении жидкости. Доказательством этого могут служить результаты исследования светорассеяния луча гелий-неонового лазера, направленного перпендикулярно плоскости кюветы, при действии сонаправленного переменного поля соответствующей напряженности. При вращении наблюдалось появление анизотропного светорассеяния, что очевидно связано с поворотом (на некоторый угол) вытянутых полем агрегатов к направлениям радиусов кюветы. Следует отметить, что в случае вытянутых постоянным магнитным полем микрокапельных агрегатов подобной переориентации не происходит. По-видимому, этими процессами и обусловлен характер полученных зависимостей магнитной восприимчивости МЖ с микрокапельной структурой в случае ее вращения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 04-02-16901а).

## Двойной стохастический резонанс в проводниках с узкой зоной проводимости

*Горшенина Татьяна Александровна*

*Волгоградский Государственный Педагогический Университет*

*Шмелев Геннадий Михайлович, д.ф.-м.н.*

*[shmelev@fizmat.vspu.ru](mailto:shmelev@fizmat.vspu.ru)*

При взаимодействии слабого периодического сигнала и шума в нелинейных мультистабильных системах может иметь место так называемый стохастический резонанс (СР) [1]. Суть СР в том, что, например, коэффициент усиления сигнала с ростом интенсивности шума увеличивается, достигает максимума и затем падает. В [2,3] показано, что в сильных электрических полях неравновесный электронный газ в квазидвумерной полупроводниковой сверхрешетке представляет бистабильную систему, и, стало быть, в ней возможен эффект СР [3].

В докладе представлены результаты исследования СР в “обычных” проводниках с ОЦК решеткой с узкой зоной проводимости. В отличие от [3] в данном случае СР имеет существенную особенность: коэффициент усиления как функция уровня шумов может иметь два максимума (двойной СР).

Плотность тока ( $j$ ) в постоянном электрическом поле ( $E$ ) находится стандартным образом с помощью решения уравнения Больцмана с интегралом столкновений в  $\tau$ -приближении ( $\tau = \text{const}$ ). Результат расчета можно представить как  $j_y = \partial\Phi/\partial E_y$ , где  $\Phi(E_x^2, E_y^2, T) = \int j_y dE_y + \text{const}$  - синергетический потенциал. В рассматриваемом случае

$$\Phi(E_x^2, E_y^2, T) = \frac{1}{4} \sigma_0 C(T) E_0^2 \ln W + \text{const}, \quad W = ((E_0^2 + E_x^2 + E_y^2)^2 - 4E_x^2 E_y^2) / E_0^4, \quad (1)$$

здесь  $\sigma_0$  - проводимость в слабых полях,  $E_0 = \hbar/ed\tau$ ,  $d$  - постоянная решетки,  $\tau$  - время релаксации электрона по импульсу, для невырожденного электронного газа  $C(T) \approx 1.025(I(\Delta/2kT)/I_0(\Delta/2kT))^2$ ,  $I_n(z)$  - модифицированная функция Бесселя,  $T$  - температура образца,  $2\Delta$  - ширина зоны проводимости,  $k$  - постоянная Больцмана, оси координат направлены вдоль главных осей кристалла. Из условия разомкнутости в направлении  $OY$  образца ( $j_y = 0$ ) находится спонтанное поле  $E_{ys} = \pm \sqrt{E_x^2 - E_0^2}$ , ( $|E_x| > E_0$ ). Состояния системы с  $E_y = E_{ys}$  являются устойчивыми, и, таким образом, при  $|E_x| > E_0$  потенциал (1) становится двухъямным.

При учете флуктуаций тока ( $\delta j_y(t)$ ) условие разомкнутости по полному току есть

$$\frac{dE_y}{dt} = -\frac{4\pi}{\varepsilon} \frac{\partial\Phi}{\partial E_y} - \frac{4\pi}{\varepsilon} \delta j_y(t), \quad (2)$$

здесь  $\varepsilon$  - диэлектрическая проницаемость. Токовая корреляционная функция для теплового (аддитивного и некоррелированного) шума [4] применительно к рассматриваемой ситуации имеет вид

$\langle \delta \tilde{y}_y(t) \delta \tilde{y}_y(t') \rangle = (\sigma_0 C(T) E_0^2 / 8 \alpha(T)) \delta(t-t')$ , где  $\alpha(T) = \varepsilon V E_0^2 / 16 \pi k T$ ,  $V$  - объем системы. Условие (2) есть не что иное как уравнение Ланжевена. Из соответствующего ему уравнения Фоккера – Планка [5] находим стационарную функцию распределения случайной величины  $E_y$ :  $\bar{f} = A W^{-\alpha}$ ,  $A$  - нормировочный множитель.

Найденное с помощью  $\bar{f}$  среднее значение  $\overline{E_y^2}$  при  $E_x = 0$  переходит в формулу Найквиста [4] при  $\alpha \gg 1$ , что и предполагается в данной работе. Средняя частота перехода нашей бистабильной системы из одного устойчивого состояния в другое  $r_k$  [5] (частота Крамерса) здесь находится как

$$r_k^{-1}(E_x, T) = \frac{4\alpha(T)}{\sigma_0 C(T) E_0^2} \int_{-\sqrt{E_x^2 - E_0^2}}^{+\sqrt{E_x^2 - E_0^2}} \frac{dE_y}{\bar{f}(E_x^2, E_y^2, \alpha(T))} \int_{-\infty}^{E_y} \bar{f}(E_x^2, E_y'^2, \alpha(T)) dE_y'. \quad (3)$$

Существенно, что в рассматриваемой ситуации  $r_k$  как функция уровня шумов (температуры) немонотонна и имеет максимум при некотором значении  $T$  (рис.1). Эта немонотонность и приводит к двойному СР. Коэффициент усиления по мощности [1] в нашем случае равен  $\eta(E_x, T) = 16\alpha^2(T) E_{ys}^4 / C^2(T) E_0^4 (1 + (\Omega^2 r_k^{-2}) / 4)$ , здесь  $\Omega$  - частота слабого периодического сигнала, подаваемого на образец вдоль  $OY$ . Рис 2 иллюстрирует обнаруженный нами двойной СР (при этом зависимость  $\eta = \eta(E_x)$  имеет только один максимум). Представленные на рисунках результаты получены при  $E_x = 1.1 \cdot E_0$ . Для  $d = 10^{-7}$  см,  $\tau = 10^{-11}$  с значение  $E_0 \approx 600$  В/см.

Полученные результаты справедливы также и для простой кубической решетки, если оси  $OX$  и  $OY$  направлены под углом  $45^\circ$  к ее главным осям.

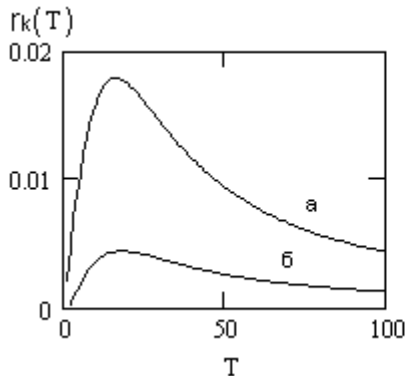


рис.1 Зависимость  $r_k = r_k(T)$  для значений  $V$ :  
а -  $10^{-13}$  см<sup>3</sup>, б -  $5 \cdot 10^{-13}$  см<sup>3</sup>;  $\Delta = 10^{-2}$  эВ.

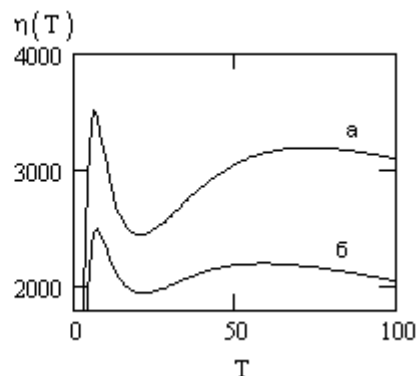


рис.2 Зависимость  $\eta = \eta(T)$  для значений  $V$ :  
а -  $10^{-13}$  см<sup>3</sup>, б -  $5 \cdot 10^{-13}$  см<sup>3</sup>;  $\Delta = 10^{-2}$  эВ,  $\Omega = 10^{13}$  с<sup>-1</sup>.

Список публикаций:

- [1] Анищенко В. С., Нейман А. Б., Мосс Ф., Шиманский – Гайер Л. //УФН, **169**, 7-38 (1999)
- [2] Г.М. Шмелёв, Э.М. Эпштейн. // ФТТ, **34**, 2565 – 2571, (1992).
- [3] Г.М. Шмелев, Э.М. Эпштейн, И.А. Чайковский, А.С. Матвеев. // Изв. АН. сер. физ., **67**, 1110 – 1112 (2003).
- [4] Лифишиц Е. М., Питаевский Л. П. Физическая кинетика. - М.: Наука, 1979 - 528 с.
- [5] Н.Г. Ван Кампен. Стохастические процессы в физике и химии. – М.: Высшая школа. 1990 - 376 с.

## Параметрическое взаимодействие двух акустических волн в кристалле магнитных молекул в присутствии сильного переменного магнитного поля

**Гребенева Анастасия Игоревна**

Вугальтер Григорий Абрамович, Токман Иосиф Давидович  
Нижегородский Государственный Университет

Вугальтер Григорий Абрамович, д.ф-м.н.

[gai@nifti.unn.ru](mailto:gai@nifti.unn.ru)

Молекулы с большим спином проявляют квантовые магнитные свойства и привлекают большое внимание. Предполагается, что на основе кристаллов магнитных молекул удастся создать источник мощного когерентного излучения электромагнитных волн. Поэтому необходимо всесторонне исследовать взаимодействия магнитных молекул с электромагнитными и акустическими волнами.

Целью настоящей работы является изучение стационарного процесса, т.е. процесса, происходящего на временах, больших времен релаксации. Рассматривается кристалл невзаимодействующих магнитных молекул, помещенных в постоянное и переменное магнитные поля. В кристалл вводятся две акустические волны.

Постоянное магнитное поле перпендикулярно, переменное магнитное поле параллельно легкой оси анизотропии молекулы. Длина волны переменного магнитного поля гораздо больше размеров кристалла. Поперечные монохроматические акустические волны распространяются в противоположных направлениях. Энергетические уровни молекулы образуют дублеты, которые возникают из-за постоянного магнитного поля или постоянного магнитного поля и энергии поперечной анизотропии одновременно. Частоты акустических волн  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  и переменного магнитного поля  $\omega$  близки к частоте перехода  $\omega_{10}$  между нижними энергетическими уровнями молекулы. Предполагается, что температура кристалла настолько низка, что в равновесном состоянии молекулы могут находиться только на уровнях основного дублета. Таким образом, магнитную молекулу можно рассматривать как двухуровневую систему.

Уравнения для матрицы плотности такой магнитной молекулы решены в приближении вращающейся волны. Это приближение оправдано, поскольку значения частот  $\omega$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  близки к  $\omega_{10}$ . Кроме того, в теоретических расчетах предполагалось, что переменное магнитное поле сильное, а акустические волны слабые. Выведены уравнения для амплитуд акустических волн. Показано, что из-за влияния сильного переменного магнитного поля в кристалле магнитных молекул возникает параметрическое взаимодействие двух акустических волн, которое можно интерпретировать как превращение двух электромагнитных квантов  $2\hbar\omega$  в два фонона  $\hbar\omega_1$  и  $\hbar\omega_2$ , причем  $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega$ .

Детально рассмотрен случай, когда только одна акустическая волна вводится в образец. Если кристалл расположен в области  $0 < z < L$ , то акустическая волна с амплитудой  $u_1(z)$  и частотой  $\omega_1$  подается на край кристалла  $z=0$  и распространяется в направлении оси  $z$ . Предполагается, что она не отражается от края  $z=L$ . Из-за параметрического процесса в области кристалла  $0 < z < L$  возбуждается новая акустическая волна, имеющая частоту  $\omega_2 = 2\omega - \omega_1$  и распространяющаяся в противоположном направлении  $-z$ . Оказалось, что зависимости амплитуд акустических волн от координаты  $z$  могут быть монотонно убывающими или осциллирующими, что определяется величиной амплитуды магнитного поля и отклонением частоты магнитного поля от собственной частоты перехода молекулы.

При больших значениях амплитуды переменного поля рассмотрены два случая: частота магнитного поля и частоты акустических волн равны ( $\omega = \omega_1 = \omega_2$ ); частоты различаются. Первый случай оказался более предпочтителен для наблюдения описываемого процесса. Так, результаты компьютерных расчетов показали, что в плоскости  $z=0$  амплитуда параметрически возбужденной акустической волны может быть того же порядка, что и амплитуда вводимой волны, причем максимально возможное значение достигается при равенстве частот магнитного поля и акустических волн собственной частоте перехода молекулы  $\omega = \omega_{10}$ . Графики, построенные с помощью компьютерных расчетов для случая различных частот, позволили сделать вывод, что увеличение разницы между значениями частот  $\omega$ ,  $\omega_1$  и  $\omega_{10}$  приводит к уменьшению максимально возможного значения амплитуды параметрически возбужденной акустической волны. Таким образом, в случае равенства частот параметрическое взаимодействие наиболее эффективно.

Для проявления параметрического взаимодействия амплитуда переменного магнитного поля  $H$  должна быть достаточно большой. Как показали компьютерные расчеты, для кластеров  $Mn_{12}$  это означает, что должно выполняться неравенство  $H > 1 \text{ Э}$ . Данная величина магнитного поля вполне достижима в эксперименте.

## Релаксационные эффекты в ЭПР ионов хрома в моноизотопном кремнии Si28

*Гусейнов Давуд Вадимович*

*Нижегородский Государственный Университет*

*Ежевский Александр Александрович, д.ф.-м.н.*

*[guseinov@phys.unn.ru](mailto:guseinov@phys.unn.ru)*

Природный монокристаллический кремний, применяемый в настоящее время в микроэлектронике, содержит изотопы с массовыми числами 28, 29 и 30 в количествах, значительно превышающих концентрации структурных дефектов и примесей ( $^{28}\text{Si}$ -92%,  $^{29}\text{Si}$ -4,7%,  $^{30}\text{Si}$ -3,3%). Поэтому обогащение кремния одним из изотопов значительно изменяет физические свойства этого материала. В промышленном производстве такого материала пока нет. Однако уже сейчас известно множество перспективных применений моноизотопного кремния. Так, для развития рентгеновских оптических приборов, например, таких как монохроматоры, необходим кремний, обогащенный изотопом  $^{28}\text{Si}$ , вследствие его повышенной теплопроводности, поскольку обычные монохроматоры не выдерживают рабочих температур. В последние годы предложено множество моделей твердотельных квантовых компьютеров на основе бесспинового изотопа кремния  $^{28}\text{Si}$ . Для более точного определения числа Авогадро, также необходим высокочистый моноизотопный кремний.

Перспективным представляется и такое технологическое направление, как нейтронное трансмутационное легирование кремния.

Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) относится к одному из тех методов, в которых изотопические эффекты проявляются наиболее ярко. Обогащение кремния одним из изотопов приводит к изменению содержания изотопа  $^{29}\text{Si}$  с ненулевым ядерным спином и к существенному изменению констант суперсверхтонкого взаимодействия, изменению процессов спин-спиновой релаксации, связанному с неоднородным уширением линии ЭПР сверхтонким взаимодействием, а также процессов спин-решеточной релаксации, вследствие уменьшения динамического разупорядочения, из-за изменения изотопного распределения, приводящего к изменению взаимодействия между системами электронных спинов и фононов.

В работе исследовался ЭПР образцов кремния, обогащенного изотопом  $^{28}\text{Si}$ , легированного ионами хрома  $\text{Cr}^{+}$ . Использовались монокристаллы кремния р – типа с удельным сопротивлением  $\sim 10$  ом·см, содержащие изотопы  $^{28}\text{Si}$ -99,873 % ат.,  $^{29}\text{Si}$ -0,095 % ат.,  $^{30}\text{Si}$ -0,032 % ат. Легирование хромом проводилось диффузией из источника  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  при температуре 1100 °C, в кварцевой ампуле в атмосфере осушенного азота. Образец кремния с источником помещался в ампулу, внутри графитового контейнера. Для сравнения также проводились исследования образцов кремния с природной композицией изотопов. Исследовалось влияние изотопических эффектов на процессы спин – решеточной релаксации. Для этого снимались температурные зависимости ширины первой производной линии поглощения спектров ЭПР, а также кривые насыщения амплитуды сигнала ЭПР от мощности СВЧ в резонаторе.

Сравнение полученных зависимостей для образцов с различной композицией изотопов, свидетельствует о том, что скорость спин-решеточной релаксации в моноизотопном кремнии выше, чем в природном при высоких температурах, в то время как при низких температурах процессы спин-решеточной релаксации более эффективны в природном кремнии. Также была обнаружена зависимость времени спин – решеточной релаксации от концентрации ионов хрома в кремнии. Ранее в работах [1,2] исследовались изотопические эффекты в ЭПР оборванных связей в кремнии. Были получены аналогичные результаты для оборванных связей, несмотря на то, что образцы отличались большим структурным несовершенством. Известно, что ширина линии спектра ЭПР в моноизотопном кремнии при низких температурах меньше, чем в природном кремнии из-за уменьшения суперсверхтонкого взаимодействия (ССТВ) с магнитными ядрами изотопа  $^{29}\text{Si}$ , обладающих спином  $I=1/2$ . Для оборванных связей уменьшение ширины линии за счет ССТВ составило 2.5 Гс. В образцах легированных хромом, эта величина составила 0.8 Гс, что является приемлемым результатом, учитывая существенно большую локализацию волновой функции иона хрома, и свидетельствует о том, что в процессе диффузии хрома удалось избежать изотопного замещения.

Список публикаций:

- [1] Г.Г. Девятых, А.В. Гусев, А.Ф. Хохлов, Г.А. Максимов, А.А. Ежеский, Д.В. Гусейнов, Е.М. Дианов. “Изотопные эффекты в электронном парамагнитном резонансе кремния”. Неорганические материалы. Т.32, № 4, с. 403-408, 2002г.  
[2] Г.Г. Девятых, А.В. Гусев, А.Ф. Хохлов, Г.А. Максимов, А.А. Ежеский, Д.В. Гусейнов, Е.М. Дианов. “Электронный парамагнитный резонанс моноизотопного высокочистого кремния-28”. ДАН, 2001г., т. 376, в 1, с. 62-65.

## **О состоянии ионов железа в соединениях $\text{CaTi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_{3-\delta}$ и $\text{SrTi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_{3-\delta}$**

**Дежнёв Александр Александрович**

**Надольский Александр Львович, Шерокалов Виталий Витальевич,**

**Бухаров Алексей Анатольевич, Незнахин Дмитрий Сергеевич**

**Уральский Государственный Университет**

**Надольский Александр Львович, к.ф.-м.н.**

**[kovenanter@rambler.ru](mailto:kovenanter@rambler.ru)**

В настоящее время ведутся обширные работы по увеличению ионной и электронной проводимостей мембранных материалов на основе кальциевых и стронциевых перовскитов легированных, в частности, железом.

Общепризнанный механизм замещения титана трехвалентным железом и образованием соответствующей концентрации кислородных вакансий не позволяет объяснить немонотонную зависимость ионной проводимости от количества внедренного железа.

В данной работе проводились измерения эффективного магнитного момента внедренного железа в зависимости от его содержания в матрице перовскита.

Для соединения  $\text{CaTi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_{3-\delta}$  при  $x \leq 0,2$  измеренная величина  $\mu_{\text{эф}} \approx 5,5\mu_{\text{Б}}$ , что близко к значению соответствующему трехвалентному иону железа. Однако при  $x > 0,2$   $\mu_{\text{эф}}$  отнесенная на один ион железа резко уменьшается вплоть до  $\mu_{\text{эф}} = 2,2\mu_{\text{Б}}$  при  $x = 0,5$ . Эти значения  $\mu_{\text{эф}}$  можно объяснить, если предположить, что железо сверх  $x = 0,2$  находится в низкоспиновом состоянии. Оно является одним из допустимых для валентного железа. Однако,  $\text{Fe}^{2+}$  в  $\text{CaTi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_{3-\delta}$  ни одним из исследователей не было обнаружено, поэтому логично

предположить, что при  $x > 0,2$  избыточное железо выделяется в составе новой фазы с очень малой ионной проводимостью.

Если эта фаза концентрируется на границах зерен, то становится понятным причина уменьшения общей проводимости по кислороду.

Подобные измерения для фазы  $\text{SrTi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_{3-\delta}$  дали значения  $\mu_{\text{эф}} \geq 25\mu_{\text{Б}}$  для  $x \geq 0,1$ . Причем, величина  $\mu_{\text{эф}}$  зависит от температуры предварительного отжига образца. При столь больших значениях  $\mu_{\text{эф}}$  зависимость обратной восприимчивости от температуры подчиняется закону Кюри-Вейса. Подобное явление ранее наблюдалось для сплавов Cu-Co и Al-Fe и получило название суперпарамагнетизм. Механизм его возникновения рассмотрен в трудах С. В. Вонсовского. В приложении к  $\text{SrTi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_{3-\delta}$  столь высокие величины  $\mu_{\text{эф}}$  можно объяснить выпадением новой фазы отличной по составу от матрицы в которой наблюдается обменное взаимодействие между ионами железа. То есть, в объеме этой фазы образуется магнитный домен, магнитный момент которого является суммой таковых всех ионов железа в этой области. Оценка размеров этих доменов дает величину меньше  $100\text{\AA}$ , поэтому рентгенофазовый анализ и не выявляет наличия новой фазы.

## **Нелинейная динамика доменных стенок в пленках при параметрическом возмущении**

*Зайцева Людмила Валериевна*

*Сыктывкарский Государственный Университет*

*Котов Леонид Нафанаилович, д.ф.-м.н., Асадуллин Фанур Фаритович, к.ф.-м.н.*

*[krie@syktsu.ru](mailto:krie@syktsu.ru)*

В последнее время заметно возрос интерес к изучению динамического поведения магнетиков. Наряду с важностью фундаментальной задачи о динамике намагниченности и ее практической значимостью, это обусловлено также общим повышением активности исследований динамики нелинейных систем, к которым относится подавляющее большинство физических, химических и др. объектов. Отсутствие развитых методов решения нелинейных уравнений долго сдерживало прогресс в описании динамики этих систем, ограничивая его рамками линейного приближения, дающего анализ их состояния лишь вблизи положения равновесия при малых внешних возмущениях. Недавние достижения в области математической физики, а также интенсивное использование ЭВМ для решения нелинейных задач позволили выявить ряд общих закономерностей в сложном поведении нелинейных систем. Причем, общность этих закономерностей для различных физических явлений, как оказалось, не уступает общности результатов гармонического приближения, хотя и является гораздо более многообразной.

В настоящей работе исследуется динамика ДС на основе численного метода моделирования нелинейной динамики системы осцилляторов при параметрическом возмущении. Каждая ДС в равновесном положении находится в потенциальной яме. Если мы мгновенно передадим отдельной ДС некоторую небольшую энергию, то она будет вести себя как осциллятор, колеблющийся около своего положения равновесия, скользя по дну потенциальной ямы. Благодаря процессам диссипации стенка постепенно вернется к своему положению равновесия. Принимая во внимание взаимодействие между доменами, можно ожидать, что такая система может рассматриваться как цепочка связанных нелинейных осцилляторов. Выбрав определенным образом некий набор переменных (например, координаты ДС), который бы достаточным образом описывал нашу периодическую доменную структуру, мы можем записать для каждой такой переменной уравнение движения, в котором было бы учтено влияние внешнего переменного возмущения.

В основу анализа математической модели колебания доменных стенок взято дифференциальное уравнение для замкнутой цепочки, на которой расположены 6 шариков соединённых между собой пружинами. Для них характерны следующие свойства:

- шарики (элементы доменной структуры) представляются в виде осцилляторов;
- взаимодействие между ними учитывается только с ближайшими соседями через упругие нелинейные силы;
- внешнее воздействие на систему учитывается в виде параметрического возмущения;
- процесс зарождения и уничтожения доменов учитывается периодическими граничными условиями.

Пусть каждый осциллятор имеет массу  $m$ . Диссипацию в системе учтем путем введения силы вязкого трения  $-\gamma \cdot \dot{y}_i$ . Влияние внешнего периодического возмущения будем учитывать в виде параметрического возмущения:  $B = k(1 + A \cos \omega t)$ . Систему осцилляторов можно представить в виде цепочки, замкнутой на окружности. В результате приходим к следующей системе уравнений:



$$\ddot{y}_1 + \beta \dot{y}_1 + k_0^N (y_1 - y_N - l_0 + 2\pi)[1 + \alpha_1 (y_1 - y_N - l_0 + 2\pi) + \alpha_2 (y_1 - y_N - l_0 + 2\pi)^2] + k_0^1 (y_1 - y_2 + l_0)[1 + \alpha_1 (y_1 - y_2 + l_0) + \alpha_2 (y_1 - y_2 + l_0)^2] = 0,$$

$$\ddot{y}_i + \beta \dot{y}_i + k_0^{i-1} (y_i - y_{i-1} - l_0)[1 + \alpha_1 (y_i - y_{i-1} - l_0) + \alpha_2 (y_i - y_{i-1} - l_0)^2] + k_0^i (y_i - y_{i+1} + l_0)[1 + \alpha_1 (y_i - y_{i+1} + l_0) + \alpha_2 (y_i - y_{i+1} + l_0)^2] = 0, \quad (1)$$

$$\ddot{y}_N + \beta \dot{y}_N + k_0^{N-1} (y_N - y_{N-1} - l_0)[1 + \alpha_1 (y_N - y_{N-1} - l_0) + \alpha_2 (y_N - y_{N-1} - l_0)^2] + k_0^N (y_N - y_1 + l_0 - 2\pi)[1 + \alpha_1 (y_N - y_1 + l_0 - 2\pi) + \alpha_2 (y_N - y_1 + l_0 - 2\pi)^2] = 0,$$

где  $y_i$  – набор независимых координат, циклические граничные условия представлены здесь в форме замкнутости цепочки на  $2\pi$ ,  $k_0^i = \omega_0^2 [1 + (-1)^{i-1} A \cos \omega t]$ ,  $\omega_0^2 = k/m$ ,  $l_0 = 2\pi/N$ ,  $\beta = \gamma/m$  [3].

Численное решение системы дифференциальных уравнений находилось при помощи метода интегрирования Рунге-Кутты 7-8 порядка. Вычисление осуществлялось с использования языка программирования *Фортран*, а графическое изображение в математической системе *Maple*.

При параметрическом воздействии координата доменной стенки может принимать любые значения, что соответствует её поступательному движению по кольцу. Наряду с поступательным движением имеет место и колебательное движение. Частоты колебаний в десятки и сотни раз меньше, чем частота параметрического воздействия. Колебания наблюдаются на кратных частотах. Во время движения доменной стенки наблюдаются и колебания скорости, особенно в начальный момент времени. В результате численного решения дифференциальных уравнений, описывающих колебания и поступательное движение нелинейных механических осцилляторов, получены зависимости координаты и скорости от времени действия параметрического воздействия и константы нелинейности при различных значениях константы затухания. В работе обнаружено поступательное движение при малых затуханиях с гигантскими скоростями, которое наступает только при длительном параметрическом воздействии. Это характерно для нелинейных систем.

Список публикаций:

- [1] В.К. Власко – Власов, Л.С. Успенская // *ЖЭТФ*. 1986. т.91, с.1483–1495.  
 [2] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., *Электродинамика сплошных сред. (курс теоретич. Физики в 10 томах), т.8, М. «Наука», 1992. с.200-242.*  
 [3] A.A. Cherechukin, V.V. Koledov, V.G. Shavrov et al. – *Proc. Of Intern. Symposium on Nonlinear Electromagnetic Systems (Cardiff, UK, 1995), p.438.*  
 [4] М.М. Соловьев, Б.Н. Филиппов // *ФТТ*. 1997. т.39, с.2036 – 2039.

## **Магнитоэлектрические взаимодействия в многослойных композитах на основе ЖИГ и РМН-РТ**

*Иванов Алексей Александрович*

*Новгородский Государственный Университет*

*Бичурин Мирза Имамович, д.ф-м.н.*

*[bmi@novsu.ac.ru](mailto:bmi@novsu.ac.ru)*

Природа низкочастотного (НЧ) магнитоэлектрического (МЭ) эффекта была исследована в двухслойных структурах, состоящих из: монокристалла РМН-РТ и железисто-иттриевого граната (ЖИГ). Были изучены образцы (001) РМН-РТ и поликристаллические образцы ЖИГ, монокристаллические образцы и эпитаксиальные тонкие пленки ЖИГ.

Этот доклад посвящен изучению МЭ эффекта в поликристаллических, объемных монокристаллических и эпитаксиальных ферромагнитных/ферроэлектрических гетероструктурах. В таких структурах деформация магнитоэлектрической фазы в магнитном поле приводит к индуцированию поляризации  $\delta P$ , обусловленной пьезоэлектрическим эффектом так, что  $\delta P = \alpha \cdot \delta H$ , где  $\alpha$  - МЭ восприимчивость. В последние годы стал наблюдаться повышенный интерес к МЭ эффекту в различных двухфазных композитах. До настоящего времени все внимание было сфокусировано на двухслойных и многослойных поликристаллических феррит-РЗТ композитах. Это исследование показало, что большой МЭ эффект на НЧ реализуется как в монокристаллических, так и эпитаксиальных структурах. Было необходимо получить информацию о природе взаимодействия на границе раздела, которое приводит к большому МЭ эффекту. Такая информация может быть получена путем исследования монокристаллов и с помощью получения точных сведений об их кристаллографических ориентациях, магнитных и электрических параметрах.

Основная часть исследований посвящена НЧ МЭ эффекту в двухслойных структурах и его зависимостям от магнитных и структурных параметров ферромагнитной фазы. Измерения проводились на двухслойных структурах: ЖИГ (поли-, моно- и эпитаксиальные структуры) и РМН-РТ. Характеристикой проведенных

измерений является МЭ коэффициент  $\alpha_E = \delta E / \delta H$ , где  $\delta E$  – индуцированное электрическое поле, возникающее в образце при помещении его в магнитное поле  $H$  величиной  $\delta H$ .

Все двухслойные структуры (4x4 мм) в этом исследовании были изготовлены с (001) PMN-PT толщиной 0,5 мм. Для магнитных фаз использовали:

- поликристалл ЖИГ толщиной 0,5 мм;
- монокристалл ЖИГ (111) толщиной 0,5 мм;
- эпитаксиальную пленку ЖИГ (110) толщиной 9,8-58 мкм на ГГГ подложке.

Для определения МЭ характеристик образцы были помещены в статическое поле  $H$ , создаваемое электромагнитом. Результирующее электрическое поле  $\delta E \perp$  граням образца было измерено через напряжение  $\delta V$ . Поперечный МЭ коэффициент  $\alpha_{E,31} = \delta V / t \delta H$ , где  $t$  – толщина PMN-PT был измерен для поля  $\parallel$  граням образца и  $\perp \delta E$  и составил 17 мВ/см Ое для поликристаллического ЖИГ и (001) PMN-PT, 130 мВ/см Ое для (111) ЖИГ толщиной 0,5 мм и (001) PMN-PT и 240 мВ/см Ое для эпитаксиальной пленки (110) ЖИГ толщиной 58 мкм на ГГГ подложке и (001) PMN-PT. Продольный МЭ коэффициент  $\alpha_{E,33}$  был измерен для всех полей  $\perp$  граням образца и составил 9 мВ/см Ое для поликристаллического ЖИГ и (001) PMN-PT, 8 мВ/см Ое для (111) ЖИГ и (001) PMN-PT.

По итогам работы можно сделать следующие выводы:

1. МЭ эффект на основе поликристалла ЖИГ самый слабый.
2. Значительное усиление МЭ эффекта наблюдается в монокристаллическом образце ЖИГ с ориентацией (111).
3. Максимальный МЭ эффект наблюдается в двухслойных структурах на основе эпитаксиальных пленок ЖИГ с ориентацией (110). МЭ коэффициенты зависят от ориентации магнитного поля  $H$ . МЭ эффект максимален при  $H \parallel \langle 111 \rangle$  и минимален при  $H \parallel \langle 001 \rangle$ . Поперечный МЭ коэффициент возрастает линейно с возрастанием толщины ЖИГ пленки.

В ходе проведенных исследований, был изучен НЧ МЭ эффект в двухслойных структурах на основе монокристалла PMN-PT и поликристалла, монокристалла и эпитаксиальной ЖИГ пленки. Наибольшие МЭ коэффициенты получены для образцов на тонких пленках ЖИГ. Результаты исследований могут быть использованы в технологии композитов. Кроме того, МЭ композиты являются потенциальными кандидатами для МЭ устройств памяти, сенсоров, электрически управляемых магнитных устройств.

## **Поведение магнитных свойств пленок с косвенной обменной связью при термомагнитной обработке**

***Иванов Юрий Павлович***

*Огнев Алексей Вячеславович, Демьянченко Кирилл Игоревич*  
*Дальневосточный Государственный Университет*

*Чеботкевич Людмила Алексеевна, д.ф.-м.н.*

*[ivanov@letoi.phys.dvgu.ru](mailto:ivanov@letoi.phys.dvgu.ru)*

Межслоевая обменная связь между ферромагнитными слоями, разделенными немагнитными прослойками, играет ключевую роль в понимании многих свойств, наблюдаемых в многослойных пленках. Так, изменение характера полевой зависимости намагниченности (или магнитосопротивления) при вращении пленки вокруг нормали к плоскости пленки позволяет судить о порядке магнитной анизотропии многослойных пленок [1].

В настоящей работе исследуется поведение магнитных параметров (коэрцитивной силы  $H_c$ , энергии эффективной обменной связи  $J_{эф}$  между слоями  $Co$ , констант одноосной и двухосной анизотропии  $K_u$ , изменения ориентации осей легкого намагничивания) пленок  $Co/Cu/Co$  с разным типом косвенной обменной связи между ферромагнитными слоями при отжиге в магнитном поле.

Пленки  $Co/Cu/Co$  осаждали на стеклянные подложки при комнатной температуре методом магнетронного распыления на постоянном токе в атмосфере рабочего газа  $Ar$  ( $P_{Ar} = 5 \times 10^{-3}$  Торр). Толщина слоев  $Co$   $d_{Co} = 6$  нм. Измерение коэрцитивной силы и регистрация кривой намагничивания производились индукционным методом на автоматизированном вибрационном магнетометре. Энергии анизотропии и косвенной обменной связи определялись методом подгонки теоретических кривых намагничивания к экспериментальным кривым. Исследуемые пленки отжигались при температуре  $240^\circ C$  без поля и в магнитном поле, приложенном в плоскости образца, в течение 30 мин..

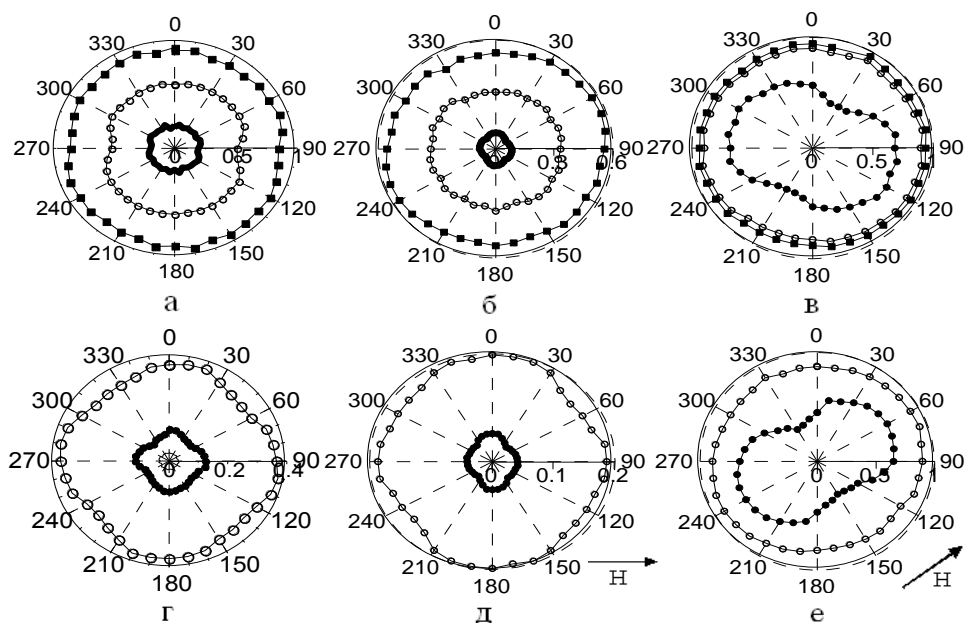


рис. 1. Полярные диаграммы относительной намагниченности пленок Co/Cu/Co: а,б,д,г –  $d_{Cu} = 2,1$  нм, в,е -  $d_{Cu} = 2,5$  нм; а,б,в – до отжига, г,д,е – после отжига (Тотж = 240о С, тотж = 30 мин); г – Тотж = 0, д,е –  $H = 350$  Э. ●●●-  $H = 50$  Э, ○○○ –  $H = 100$  Э, ■■■ – 150 Э.

Полярные диаграммы  $M/M_s = f(H, \varphi)$  ( $M$  – намагниченность в поле,  $M_s$  - намагниченность насыщения) пленок Co/Cu/Co с  $d_{Cu} = 2,1$  и  $2,5$  нм для нескольких фиксированных значений магнитного поля, представлены на рис. 1 (Стрелками показано направление внешнего магнитного поля при отжиге). Полярные диаграммы осажденных пленок в полях  $H = 100$  и  $150$  Э изотропны. В поле  $50$  Э полярные диаграммы пленок, в которых между слоями Co существует антиферромагнитная (АФМ) связь ( $d_{Cu} = 2,1$  нм, рис. 1а,б) показывают двухосную анизотропию, а в пленке с ферромагнитной (ФМ) связью между слоями Co ( $d_{Cu} = 2,5$  нм, рис. 1 в) диаграммы выявляют одноосную анизотропию. После отжига полярные диаграммы пленок с АФМ связью в полях  $50$  и  $100$  Э (см. рис. 1 г,д) показывают ярко выраженную анизотропию высокого порядка (двухосную анизотропию). Видно, что отжиг изменяет вид полярной диаграммы, а магнитное поле ( $H = 350$  Э) на вид диаграммы не оказывает влияния в этих пленках. Усиление двухосной анизотропии в пленках с АФМ связью обусловлено усилением косвенной АФМ связи, из-за частичного снятия внутренних напряжений и выравнивания межфазных границ. Иная ситуация наблюдается при отжиге пленок с ФМ связью между слоями Co. В магнитном поле вид полярной диаграммы существенно не изменяется, однако поле изменяет ориентацию оси легкого намагничивания (см рис 1 в,е).

Значения магнитных параметров пленок до и после отжига приведены в таблице.  $J_1$  и  $J_2$  – параметры билинейной и биквадратной связи между ферромагнитными слоями соответственно.  $J_{эф} = J_1 + 2J_2$  - эффективная энергия косвенной обменной связи между ферромагнитными слоями Co.  $\Delta\rho/\rho = [\rho(H) - \rho(H_{max})] / \rho(H_{max})$ .

В пленках с АФМ связью между слоями Co коэрцитивная сила  $H_c$ , константа двухосной анизотропии  $K_u^2$ , энергия эффективной косвенной обменной связи  $J_{эф}$  возрастают, а константа одноосной анизотропии  $K_u^1$  незначительно уменьшается при температуре отжига  $240^\circ\text{C}$ . Магнитное поле  $H = 350$  Э, приложенное в плоскости пленки, при отжиге не вносит изменений в магнитные параметры, потому что энергия косвенной обменной связи существенно больше энергии Зеемана. Возможно, для того чтобы внешнее магнитное поле при отжиге оказывало влияние на магнитные параметры пленок с АФМ связью между слоями Co, магнитное поле должно быть больше поля насыщения  $H_s$ . (Поле насыщения – это поле, в котором намагниченность в двух смежных ферромагнитных слоях выстраивается параллельно.) В пленках с ФМ связью между слоями Co магнитные параметры при данной температуре отжига изменяются незначительно. Это связано с тем, что при отжиге в этих пленках тип связи между ферромагнитными слоями сохраняется, а структурные изменения при такой температуре еще незначительны.

Co/Cu (d <sub>x</sub> )/Co	2,1 нм		2,1 нм		2,5 нм	
	До отжига	Отжиг Н=0	До отжига	Отжиг Н=350Э	До отжига	Отжиг Н=350Э
$\Delta\rho/\rho, \%$	1,3	2,0	1,22	1,58	0,55	0,64
$H_C, \text{Э}$	85	137	135	165	51	54
$K_U^2, 10^3 \text{ эрг} / \text{см}^3$	70	120	80	110	0	0
$K_U^1, 10^3 \text{ эрг} / \text{см}^3$	25	23	30	28	49	52
$J_1, \text{эрг} / \text{см}^2$	-0,07	-0,115	-0,088	-0,127	+0,0009	+0,0011
$J_2, \text{эрг} / \text{см}^2$	-0,023	-0,05	-0,021	-0,027	0	0
$J_{\text{eff}}, \text{эрг} / \text{см}^2$	-0,116	-0,215	-0,129	-0,181	+0,0009	+0,0011

В результате проведенных исследований показано, что в трехслойных пленках Co/Cu/Co с ФМ связью между слою Co внешнее магнитное поле при отжиге изменяет ориентацию оси легкого намагничивания. В пленках с АФМ связью между слоями Co внешнее поле в 350 Э при отжиге не влияет на поведение магнитных параметров и на ориентацию осей легкого намагничивания. Изменение магнитных параметров в таких пленках, обусловлено изменением эффективной косвенной обменной связи между слоями Co.

Список публикаций:

[1] Ustinov V.V., Milyaev M.A., Romashev L.N., Krinitsina T.P., Kravtsov E.A., *J. Magn. Magn. Mater.*, 226-230, 1811 (2001)

## Влияние магнитного поля на вероятность реакций радикальных пар

*Иванова Оксана Александровна*

*Воронежский Государственный Университет*

*Левин Марк Николаевич, д.ф.-м.н.*

*[oksana-alex@yandex.ru](mailto:oksana-alex@yandex.ru)*

В настоящей работе построена математическая модель взаимодействия радикальной пары со слабым постоянным магнитным полем, позволившая рассчитать вероятности интеркомбинационных переходов, определяющих темп химических реакций радикальных пар в магнитных полях.

В этой модели взаимодействие пары электронов с внешним магнитным полем описывается системой уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{v v_1}}{\partial t} = & -\frac{i}{\hbar} \sum_{v'} \left[ H_{v v'} \rho_{v' v_1} - \rho_{v v'} H_{v' v_1} \right] - (k_d + k_S) \rho_{v v_1} + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{M \mu'} \left( k_S - k_{M \mu'}^T \right) \cdot \left[ \delta_{v, 1 M \mu'} \cdot \rho_{(1 M \mu') v_1} + \rho_{v (1 M \mu')} \cdot \delta_{1 M \mu', v_1} \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\rho_{v_1 v_2}$  – компонента матрицы плотности,  $v$  – мультииндекс,  $H_{v_1 v_2}$  – матричный элемент гамильтониана  $H$  взаимодействия электронной пары с магнитным полем,  $k_d$  – скорость перехода радикальной пары в диссоциированное состояние,  $k_S$  – скорость перехода в синглетное состояние с нулевым суммарным спином  $S=0$  и нулевой проекцией этого спина  $M=0$ ,  $k_M^T$  – скорость перехода в триплетное возбужденное состояние с суммарным спином  $S=1$  и проекциями на выделенное направление  $M=-1, 0, 1$ . Отметим, что каналы  $k_S$  и  $k_M^T$  магниточувствительные, а канал  $k_d$  – нет.

Гамильтониан системы радикальная пара + парамагнитный центр имеет вид:

$$\hat{H} = -\beta g_1 (\vec{H}_1 \cdot \vec{S}_1) - \beta g_2 (\vec{H}_2 \cdot \vec{S}_2) + a (\vec{H}_1 \cdot \vec{I}), \quad (2)$$

где  $g_1$  и  $g_2$  – гиромагнитные факторы первого и второго электронов радикальной пары,  $\beta$  магнетон Бора,  $\vec{S}_1$  ( $\vec{S}_2$ ) – оператор спина первого (второго) электрона,  $\vec{I}$  – оператор спина парамагнитного центра, взаимодействующего с первым электроном,  $a$  – константа сверхтонкого взаимодействия.

В качестве парамагнитного центра рассматривается ядро одного из радикалов пары.

С помощью преобразования Лапласа система дифференциальных уравнений (1) преобразуется в систему алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_0} \bar{\rho}_{vv_1} - \rho_{vv_1}(0) = & -\frac{i}{\hbar} \sum_{v'} \left[ H_{vv'} \bar{\rho}_{v'v_1} - \bar{\rho}_{vv'} H_{v'v_1} \right] - (k_d + k_S) \cdot \bar{\rho}_{vv_1} + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{M\mu'} \left( k_S - k_{M\mu'}^T \right) \cdot \left[ \delta_{v, 1M\mu'} \cdot \bar{\rho}_{(1M\mu')v_1} + \bar{\rho}_{v(1M\mu')} \cdot \delta_{1M\mu', v_1} \right] \end{aligned} \quad (3)$$

Решение системы уравнений (3) позволяет найти зависимости синглетных и триплетных компонент плотности вероятности состояния радикальной пары от величины внешнего магнитного поля и магнитного поля ядра одного из радикалов.

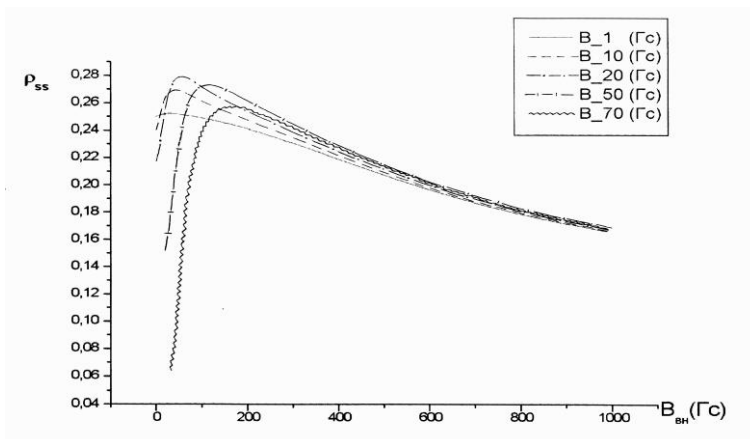


рис.1

В качестве примера результатов расчета в работе представлена зависимость плотности вероятности синглетного состояния радикальной пары  $\rho_{ss}$  от величины внешнего магнитного поля  $B_{вн}$  и поля парамагнитного центра  $B$  (рис.1). Синглетная компонента характеризует заселенность синглетного состояния радикальной пары. Представленная зависимость характеризует изменение спинового состояния радикальной пары в зависимости от величины магнитного поля. Уменьшению заселенности синглетной компоненты с увеличением магнитного поля соответствует увеличение вероятности перехода радикальной пары в другие спиновые состояния.

### Эффект Фарадея и ЭПР в 3-d ионах, диспергированных в матрице боратного стекла

*Иванова Оксана Станиславовна*

*Петраковская Элеанора Анатольевна*

*Институт физики им. Киренского СО РАН*

*Эдельман Ирина Самсоновна, д.ф-м.н.*

*[osi@iph.krasn.ru](mailto:osi@iph.krasn.ru)*

Постоянная потребность техники в эффективных материалах для управления световым лучом стимулирует поиск и исследования новых материалов, обладающих высокой магнитооптической добротностью (Q) в различных областях спектра. Одним из таких материалов являются стекла, изготовленные с добавлением 3d элементов. Наибольшие значения Q в стеклах такого рода были достигнуты при введении оксидов железа и марганца в матрицу  $22,5K_2O+22,5Al_2O_3+55B_2O_3$ . При этом суммарная концентрация MnO и  $Fe_2O_3$  не превышала

3% масс. Полученные высокие значения эффекта Фарадея (ЭФ) объяснялись авторами [1] агрегацией парамагнитных ионов и образованием наночастиц ферритов в процессе дополнительных термических обработок стекла. Механизмы образования частиц ферритов в стекле при столь низких концентрациях парамагнитных добавок до сих пор остаются не выясненными, в частности, не ясно, на каком этапе изготовления стекла возникают неоднородности распределения парамагнитных добавок в его объеме. В настоящей работе проведены сравнительные исследования спектральных зависимостей ЭФ и спектров ЭПР для калий-алюмо-боратных стекол содержащих ионы железа и марганца как исходных, так и образцов, подвергнутых термообработке.

Стекла варились в окислительно-восстановительных условиях. Состав исходных компонент в шихте:  $22,5\text{K}_2\text{O}+22,5\text{Al}_2\text{O}_3+55\text{B}_2\text{O}_3$ . Во все исследуемые образцы вводился  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  в количестве 1.5 % масс. сверх основного состава. Концентрация  $\text{MnO}$  составляла 0, 0,2, 0,4, 0,6, 1,2 % масс. Соотношение молярных концентраций марганца и железа составляло для этих образцов 0,16, 0,32, 0,48, 0,96. Все образцы подвергались дополнительной термообработке при температуре  $560^\circ\text{C}$ . Измерения ЭФ проводились с использованием модуляции плоскости поляризации световой волны в области длин волн от 450 до 1000 нм, во внешнем магнитном поле 2 кЭ, направленном нормально к плоскости образцов, при комнатной температуре. Точность измерения ЭФ составляла  $\pm 0,2$  мин., магнитного поля -  $\pm 20$  Э.

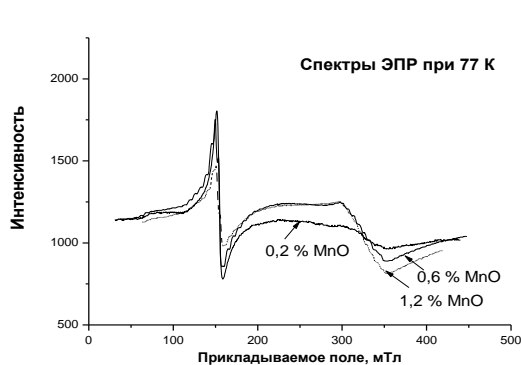


рис. 2

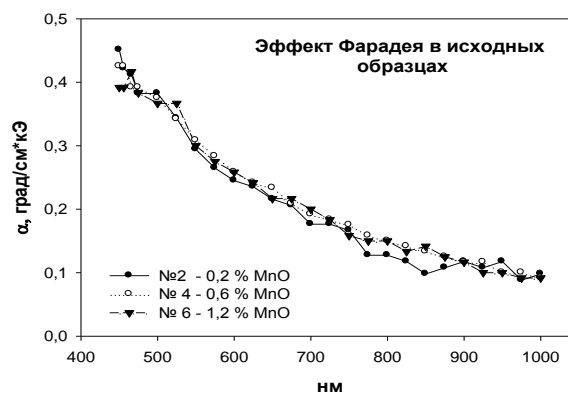


рис. 1

Полученные спектральные зависимости ЭФ для сходных образцов не отличаются друг от друга независимо от концентрации вводимых в них парамагнитных оксидов (см. рис.1). Величина ЭФ в этих случаях должна определяться суммой положительного диамагнитного вклада основного стекла и отрицательного парамагнитного вклада ионов железа и марганца. Исходные стекла характеризуются положительным ЭФ в исследованном интервале длин волн. Это означает превалирование в них диамагнитного вклада основы. Если парамагнитные ионы распределены в матрице стекла равномерно, то при использованных концентрациях (приблизительно 1 парамагнитный ион на 450 других ионов: бор, алюминий, калий, кислород) они не взаимодействуют друг с другом и их вклад в ЭФ должен расти пропорционально концентрации. В действительности, величина ЭФ не пропорциональна концентрации парамагнитных ионов. Такое поведение ЭФ в исходных стеклах можно объяснить отклонением распределения парамагнитных ионов от однородного, т.е. их агрегацией. При этом в микро областях с повышенными концентрациями парамагнитных ионов могут возникать магнитоупорядоченные кластеры, существование которых в стеклах, подвергнутых термообработке, было доказано с помощью рентгеновской дифракции в [1]. В исходных стеклах кластеры или наночастицы существуют наряду с изолированными ионами. Так как, несмотря на увеличивающуюся концентрацию введенных парамагнитных ионов, ЭФ не изменяется, можно предположить, что приложенное магнитное поле не изменяет состояние связанных ионов, то есть, в образцах преобладают кластеры с антиферромагнитным обменом. Приведенные данные свидетельствуют о том, что уже в исходных образцах имеет место неоднородное по объему распределение парамагнитных ионов. В спектрах ЭПР наблюдаются как отдельные парамагнитные центры так и их кластеры. Концентрационные зависимости спектров ЭПР (см. рис.2) показывают изменение распределения ионов при изменении количества вводимых оксидов. В исходном стекле прослеживается уменьшение интенсивности пика, отвечающего за изолированные парамагнитные ионы, и увеличение интенсивности и ширины пика, соответствующего кластерам в стекле.

Термообработка приводит к изменению, как спектральной зависимости и величины ЭФ, так и спектров ЭПР. Ситуация в этом случае аналогична той, которая описывалась нами ранее в [1], а именно, в стекле формируются магнитоупорядоченные наночастицы.

Работа частично поддержана Красноярским Краевым фондом науки, грант №12F0045C

Список публикаций:

[1] *I.Edelman, R.Ivantsov, A.Vasiliev, S.Stepanov, E.Kornilova, T.Zarubina, The Physics of Metals and Metallography Vol. 91, Suppl. 1, 2001, p. 116 - 120.*

## Особенности магнитных свойств наночастиц феррита марганца, диспергированных в боратном стекле.

*Иванцов Руслан Дмитриевич*

*Иванова Оксана Станиславовна*

*Институт Физики им. Куренского СО РАН*

*Эдельман Ирина Самсоновна д.ф.-м.н.*

*[ird@iph.krasn.ru](mailto:ird@iph.krasn.ru)*

Нано-размерные магнитные частицы в немагнитной матрице привлекают к себе значительное внимание из-за их фундаментальной и прикладной важности. Установление взаимосвязи между физическими свойствами веществ, содержащих наноразмерные частицы, и характеристиками частиц является одной из центральных проблем в физике наноразмерных материалов. Свойства материалов, содержащих магнитные наночастицы, обусловлены свойствами, присущими самим частицам, а также взаимодействием между частицами. Кроме того, свойства наночастиц сильно зависят от их поверхностей и поверхностей раздела, где окружение магнитных атомов изменяется по сравнению с их окружением в ядре частицы. По этой причине различные методы изготовления образцов и использование различных матриц приводят к большим различиям наблюдаемых магнитных характеристик в системах, содержащих наночастицы. Среди прочих наноразмерных систем, большое внимание уделяется магнитным частицам, диспергированным в стекольных матрицах. Благодаря высокой гибкости и относительно низкой стоимости стекольной технологии, она является универсальной технологией для создания наночастиц с широким спектром свойств и возможностью их целенаправленного изменения.

Уникальной особенностью стекол, исследуемых в настоящей работе, является формирование магнитных наночастиц при низких концентрациях допирующих элементов ~ 2-3 ат. %. Благодаря этому стекло характеризуется физическими свойствами, характерными для магнито-упорядоченных соединений и сохраняет при этом прозрачность в части видимой и ближней инфракрасной областях спектра.

Настоящая работа посвящена систематическому исследованию магнитных и магнитооптических характеристик наночастиц в зависимости от условий изготовления стекол системы  $22.5\text{Al}_2\text{O}_3\cdot 22.5\text{K}_2\text{O}\cdot 55\text{B}_2\text{O}_3$ , допированных  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и  $\text{MnO}$  и установлению корреляций между характеристиками частиц – размером, формой, составом, структурой и распределением в объеме, и магнитными свойствами стекла, включая магнитооптические свойства.

Ранее мы сообщали об исследовании калий-алюмо-боратной стекольной системы, содержащей невысокие массовые концентрации железа и марганца [1]. Несмотря на низкую концентрацию этих элементов (менее чем ~1.5 % мол.), стекла характеризовались нелинейной полевой зависимостью намагниченности с гистерезисом и магнитным насыщением в относительно низких магнитных полях, т. е. их поведение во внешнем магнитном поле было типичным для веществ с ферромагнитным или ферримагнитным порядком. В тоже время стекла оставались прозрачными в видимом и ближнем инфракрасном спектральных диапазонах и демонстрировали высокое значение магнито-оптического вращения Фарадея (ФВ). При этом магнитные свойства сильно зависели от условий термической обработки и от относительной концентрации железа и марганца в стекле. Особые магнитные свойства стекол объяснялись предположительно формированием наночастиц марганцевого феррита во время процессов получения стекол и дополнительной термической обработки. Для некоторых случаев с помощью дифракции рентгеновских лучей были обнаружены кристаллические наночастицы, и было сделано предположение о существовании в других случаях наночастиц, которые находятся в аморфном виде или слишком малы, чтобы быть определенными рентгеновской дифракцией. Механизмы формирования частиц при крайне низком содержании парамагнитных добавок в стекле остаются не выясненным. Между тем, глубокое понимание этих механизмов должно позволить создавать новые материалы для магнито-оптических устройств, с одной стороны, и использовать характеристики наночастиц в качестве индикаторов процессов, которые происходят в стекле в ходе их синтеза и термической обработки, с другой стороны. Сходство этих процессов с процессами, имеющими место во многих промышленных технологиях, а также в природе, придает более общий характер проблеме.

Проведено комплексное исследование боратных стекол, допированных оксидами железа и марганца. Впервые проведено прямое наблюдение наночастиц непосредственно в стекольной матрице посредством электронной микроскопии высокого разрешения. Приведены спектры эффекта Мёссбауэра отражающие различные магнитные состояния частиц в стеклах, а так же распределение ионов Fe и Mn по тетраэдрическим и октаэдрическим позициям в частицах марганцевого феррита. Установлены корреляции между размерами, формой, структурой частиц и технологическими параметрами, а также между морфологическими характеристиками частиц и магнитными свойствами содержащих их стекольных образцов. Выявлен ряд эффектов, обусловленных размерами наночастиц. Наиболее существенные среди них: (1) для образцов с размерами частиц, ниже порогового, обнаружены необычно сильное возрастание намагниченности и вращения Фарадея при понижении температуры, а так же высокие значения магнитной восприимчивости в сильных полях, что объясняется в рамках модели неколлинеарного распределения спинов в поверхностных слоях

частиц; (2) выявлено, что с изменением размера частиц изменяется соотношение между вращением Фарадея и намагниченностью, которое обычно является константой для данного материала. Эта аномалия связывается с отклонениями в распределении магнитных ионов по октаэдрическим и тетраэдрическим позициям по сравнению с кристаллом марганцевого феррита. Степень отклонений возрастает при уменьшении размеров частиц. Формирование кристаллических частиц в стекольной матрице позволяет определить изученный материал как стеклокерамику с уникальной комбинацией магнитных и оптических свойств. Последнее обстоятельство позволяет предпринять разработку магнитооптических элементов на основе стекол. Максимальная величина магнитооптической добротности  $Q=\alpha/k$  наблюдавшаяся в исследованных стеклах составляла 4.2 град в поле 200 Э при температуре 300К для длины волны 1.5 мкм.

Список публикаций:

[1] 1. И.С. Эдельман, С.А. Степанов, Р.Д. Иванцов, Т.В. Зарубина, Э.Е. Корнилова, А.Д.Васильев. Боратные стекла с парамагнитными добавками - новый магнитооптический материал для инфракрасной области спектра // Физ. Хим. стекла 2001. т.27. №5. с.664-672.

## Особенности магнитооптических эффектов в оксидных стеклах, активированных ионами диспрозия

Исаченко Валентина Александровна

Соколов Алексей Эдуардович, Сухачев Александр Леонидович  
Красноярский Государственный Университет

Эдельман Ирина Самсоновна, д.ф.-м.н.  
[iwa1984@inbox.ru](mailto:iwa1984@inbox.ru)

В последнее время появилось много работ связанных с изучением свойств редкоземельных (РЗ) элементов с незаполненной 4f электронной оболочкой, которые обладают необычными физическими и химическими свойствами. Одно из самых важных - высокая магнитооптическая активность некоторых РЗ ионов, включая трехвалентные ионы Dy. В представленной работе исследованы магнитный круговой дихроизм (МКД) и оптическое поглощение для ряда электронных f-f переходов в ионах  $Dy^{3+}$  в стеклянных матрицах:  $(P_2O_5-SiO_2-GeO_2)$  и  $(La_2O_3-Al_2O_3-B_2O_3-SiO_2-GeO_2)$ . Концентрация Dy составляла 34.82 масс %, 42.31 масс % в первом случае (образцы Dy1 и Dy2, соответственно) и 61.81 масс % во втором случае (образец Dy3). Исследуемые стекла были изготовлены в Гос. Науч. Центре ГОИ им. С.И. Вавилова (Санкт-Петербург).

Измерения оптического поглощения были проведены с помощью автоматизированного двулучевого монохроматора в диапазоне энергий световой волны  $20000-33000\text{cm}^{-1}$ . Разрешающая способность  $20\text{cm}^{-1}$ , динамический диапазон 4.5. Оптическая плотность измерена с точностью 3.0 %. МКД измерялся с использованием технологии модуляции фазы света, предложенной впервые в [1], с точностью  $10^{-4}\text{cm}^{-1}$ .

На рис.1. показаны спектры молярной экстинкции для образцов Dy1-3. Из рисунка видно, что в исследованной области спектра разрешено 7 полос поглощения, которые мы сопоставили со следующими переходами:

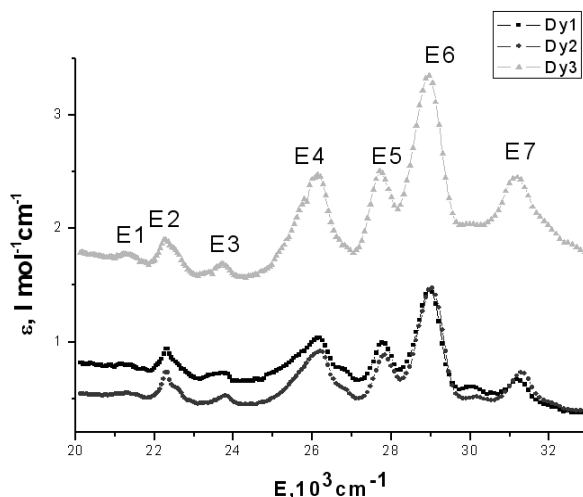
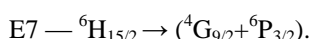
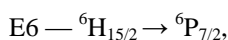
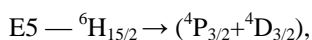
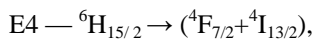
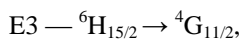
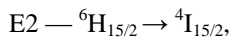
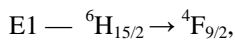


Рис.1. Спектр молярной экстинкции для образцов Dy1-3.

Отметим практически полное совпадение спектров для образцов Dy1 и Dy2, с одинаковой матрицей. Спектры образцов с разными матрицами отличаются по величине поглощения, но центры переходов соответствуют тем же энергиям. Следовательно, эти линии переходов характерны для Dy. Окружение матрицы влияет на интенсивность поглощения.

На рис.2. показан спектр МКД в коротковолновой части спектра. На рисунке хорошо видны переходы: E1, E2, E3, E4. Сравнение рис.1 и 2 показывает совершенно необычное поведение МКД. Если интенсивность поглощения полосы E1 значительно меньше чем полосы E4, то значения МКД на этих двух переходах практически равны. Аналогичная ситуация имеет место и в инфракрасной области спектра. Интенсивность полосы поглощения  ${}^6H_{15/2} \rightarrow {}^6F_{5/2}$  существенно меньше, чем полосы  ${}^6H_{15/2} \rightarrow ({}^6F_{7/2} + {}^6H_{5/2})$ , а отношение площадей



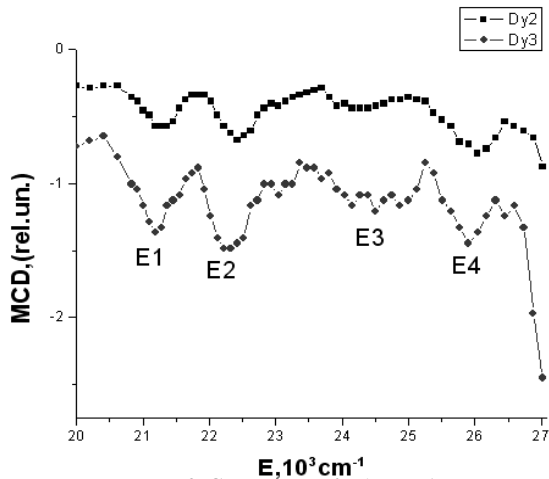


Рис.2. Спектр МКД для образцов Dy2 и Dy3.

контуров под максимумами МКД другое: для полосы  ${}^6\text{H}_{15/2} \rightarrow {}^6\text{F}_{5/2}$  эта площадь несколько больше, чем для полосы  ${}^6\text{H}_{15/2} \rightarrow {}^6(\text{F}_{7/2} + \text{H}_{5/2})$ .

Такое поведение противоречит установившемуся представлению о том, что величина магнитооптических эффектов пропорциональна силе осциллятора соответствующего электронного перехода и разности заселенностей подуровней основного состояния.

Авторы признательны Т.В. Зарубиной за предоставленные образцы для исследования. Работа частично поддержана Красноярским краевым фондом науки, грант № 12F0045С.

Список публикаций:

[1] S.N. Jaspersen, S.E. Schnatterly. *Rev. Sci. Instr.* 40 (1969) 761.

## Магнон-фононное и псевдомагнон-фононное взаимодействия в изотропном ферромагнетике

*Казбеков Каирбек Казбекович*

*Магомедов Шамиль Алиасхабович, Нухов Азим Кадимович*  
*Дагестанский Государственный Университет*

*Мусаев Гапиз Гапизович, д.ф.-м.н.*  
*545vega@mail.ru*

Учет поверхности при изучении ферромагнетиков привлекает внимание в связи с необходимостью выяснения эффектов, которые обнаруживаются в магнитных сверхрешетках, наноструктурах и интерфейсах [1,2]. Но теоретические исследования влияния поверхности на свойства магнетиков проводились используя феноменологический подход.

Нами сделана попытка вывода микроскопического Гамильтониана Гейзенберга с учетом поверхностной энергии. Рассмотрено приближение, в котором псевдоатом системы из объемного атома и атома поверхности, объединенных обменным взаимодействием, является достаточно прочным состоянием.

Ранее нами было получено выражение для Гейзенберговского гамильтониана  $H = H_0 + \hat{H}_{int}$  [3]. В приближении малого числа возбуждений оператор  $\hat{H}_{int}$  можно представить как возмущение. Тогда в нулевом приближении энергетический спектр спиновых возбуждений можно определить диагонализированным оператором:

$$\Delta H = \sum_j \sum_{k_j} \varepsilon_j(k) \mu_k^{j+} \mu_k^{j-} + \sum_p \sum_{j,j'} \sum_{k_j} \sum_{k'_j} \tilde{\varepsilon}_{jj'}^p(k, k') \mu_{kk'}^{jj'-}(\rho) \mu_{kk'}^{jj'+}(\rho), \quad (1)$$

$$\text{где } \varepsilon_j(k) = \mu_0 B + L_j(0) - L_j(k), \quad \tilde{\varepsilon}_{jj'}^p(k, k') = -\frac{1}{4} [\tilde{L}_{jj'}^p(0) - \tilde{L}_{jj'}^p(k, k')], \quad L_j(k) \equiv S_j \sum_{S_j \neq 0} A_j(\tilde{\xi}_j) \exp(i\vec{k}_j \tilde{\xi}_j),$$

$$L_{jj'}^p(k, k') \equiv S_p \sum_{\xi_j \neq 0} \sum_{\xi'_j = 0} F_p(\tilde{\xi}_j, \tilde{\xi}'_j) \exp(i\vec{k}_j \tilde{\xi}_j + i\vec{k}'_j \tilde{\xi}'_j), \quad \tilde{L}_{jj'}^p(k, k') \equiv L_{jj'}^p(k, k') (1 - \delta_{jj'}), \quad \tilde{L}_{jj'}^p(0) \equiv \tilde{L}_{jj'}^p(00).$$

Отметим, что при малых смещениях ионов обменные интегралы можно заменить рядами и произведя элементарные преобразования, можно получить выражения для операторов спин (псевдоспин) – решеточного взаимодействия.

Расчет показывает, что сравнительные оценки величин энергий магнон-фононного и псевдомагнон-фононного взаимодействий будет следующими:

$$\varepsilon_{s,vib} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\hbar}{2mN\omega_0}} \sqrt{\frac{J}{\Delta a}}, \quad \varepsilon_{ps,vib} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\hbar}{2m_v N_v \omega_{v0}}} \sqrt{\frac{\hbar}{2m_s N_s \omega_{s0}}} \sqrt{\frac{F}{\Delta a_s}}, \quad (2)$$

где  $J$  и  $F$  – обменные интегралы ближайших соседей,  $\omega_0$  – дебаевская частота для  $V$  и  $S$  – подсистем,  $\Delta a$  – амплитуда колебаний атомов.

Анализ показывает, что оценки для энергии спин-фононного и псевдоспин-фононного взаимодействий в общем виде могут быть записаны:

$$\varepsilon_{s,vib} \approx 0,25 * 10^{-11} \frac{J}{\Delta a}, \quad \varepsilon_{ps,vib} \approx 0,12 * 10^{-22} \frac{F}{(\Delta a)^2}. \quad (3)$$

Из (3) видно, что с ростом температуры ( $\Delta a$ -возрастает) энергия псевдоспин-фононного взаимодействия обратно пропорциональна квадрату смещения атома из положения равновесия и, следовательно, эта энергия играет заметную роль при низких температурах.

Список публикаций:

[1].Каганов М.И. О поверхностном магнетизме // ЖЭТФ -1972-т.62 вып. 3. – с. 1196-1200.

[2].Lipowsky R. and Wagner M. The Migdal-Kadanoff renormalization-group scheme for the 1 sing model with a free surface // Z. Phys. B. -1981.-V 42, № 4-P355.

[3].Казбеков К.К., Мусаев Г.Г. Спиновый гамильтониан Гейзенберга для ферромагнетика с поверхностью // Труды XVII Международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники». Москва.-2000.-с 87-89.

## Плазменные колебания в 2D электронном газе со сверхструктурой в присутствии высокочастотного электрического поля

Козлов Михаил Александрович

Волгоградский Государственный Педагогический Университет

Глазов Сергей Юрьевич, к.ф-м.н.

[Ice0@yandex.ru](mailto:Ice0@yandex.ru)

В настоящей работе рассмотрено влияние высокочастотного электрического поля на продольные плазменные колебания в 2D электронном газе в системе с периодическим потенциалом.

Пусть в направлении оси  $Ox$   $CC$  приложено электрическое поле  $E(t)=E_0 \cos(\omega t)$ . Предполагаем частоту соударений электронов с решеткой малой по сравнению с частотой переменного поля.

В результате расчета в приближении случайных фаз получено следующее уравнение, определяющее дисперсионную зависимость  $\omega(\vec{k})$

$$\frac{2\pi e^2}{\chi} \prod(\vec{k}, \omega) S(\vec{k}) = 1, \quad (1)$$

$$S(\vec{k}) = \sum_{n,m} \frac{|M([\vec{k} + \vec{g}]_x)|^2 |M([\vec{k} + \vec{g}]_y)|^2}{\sqrt{(k_x + g_x)^2 + (k_y + g_y)^2}}, \quad (2)$$

$$\prod(\vec{k}, \omega) = \sum_p J_0^2 \left[ \frac{\Delta \sin(p_x d + \alpha_x) \sin \alpha_x}{\omega_0} J_2(\gamma) \right] J_0^2 \left[ \frac{2\Delta \cos(p_x d + \alpha_x) \sin \alpha_x}{\omega_0} J_1(\gamma) \right] \times \\ \times \frac{n(\vec{p} + \vec{k}) - n(\vec{p})}{\Delta[\sin(p_x d + \alpha_x) \sin(\alpha_x) J_0(\gamma) + \sin(p_y d + \alpha_y) \sin(\alpha_y)] - \omega}, \quad (3)$$

где  $\alpha_x = k_x d / 2$ ,  $\alpha_y = k_y d / 2$ ,  $\gamma = eE_0 d / \omega_0$ ,  $\Delta$  – полуширина минизоны проводимости;  $d$  – период  $CC$ ;  $p_x, p_y$  – компоненты квазиимпульса электрона в плоскости  $CC$ ,  $\hbar = 1$ .

Вычисление множителя  $S(\vec{k})$  требует знания конкретного вида потенциальных ям, образующих  $CC$ . При произвольных значениях  $\vec{k}$  сумма в (2) не выражается через табулированные функции. Однако, при малых значениях  $k$  ( $k_x, k_y \ll \pi/d$ )  $S(\vec{k})$  ведет себя как  $1/|\vec{k}|$ . При этом из (1) следует, что спектр плазмонов обладает дисперсией  $\omega^2 \sim k$ , характерной для 2D газа без  $CC$ .

Вычисление поляризационного оператора значительно упрощается в случае высоких температур:  $\Delta \ll T$ . При  $\omega_0 \gg \Delta$ ,  $k_y = 0$  и  $\omega/\Delta |J_0(\gamma)| > |\sin k_x d / 2|$  получен явный вид закона дисперсии плазменных колебаний:

$$\omega(k_x) = \Delta \left| J_0(\gamma) \sin \frac{k_x d}{2} \right| \frac{|f(k_x)|}{\sqrt{f(k_x)^2 - 1}}, \quad (4)$$

где  $f(k_x) = 1 + \frac{\chi T}{2\pi e^2 N_0} \frac{J_0(\gamma)}{S(k_x)}$ ,  $T$  – температура в энергетических единицах.

Из (4) следует, что частота плазмонов в высокочастотном поле зависит от амплитуды поля осциллирующим образом. Аналогичный результат получен в для полупроводника с одномерной сверхрешеткой.

На (рис.1) построен график зависимости  $\omega(k)$  полученный с помощью численного анализа формулы (4) при концентрации  $N_0 = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $d = 10^{-5} \text{ см}$ ,  $\Delta = 10^{-2} \text{ эВ}$ ,  $T \approx 10^2 \text{ К}$ ,  $\omega_0 \approx 10^{14}$ , и значениях  $E_0 = 0 - 10^4 \text{ В/см}$ .

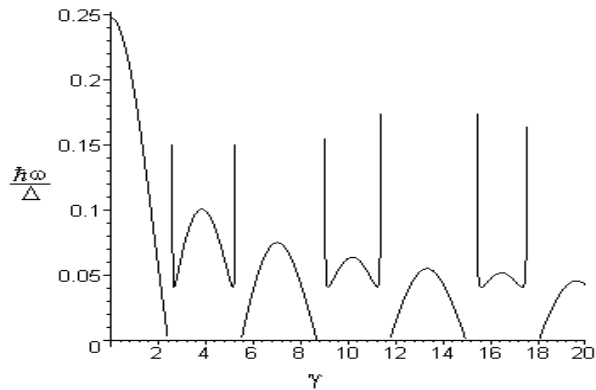


рис.1.

Если значение параметра  $\gamma$  приближается к корням функции Бесселя нулевого порядка, то плазменная частота стремится к нулю. Эта область соответствует полной самоиндуцированной прозрачности. Если  $f(k_x)^2 < 1$ , то  $\text{Re } \omega = 0$ . При  $J_0(\gamma) < 0$  существуют такие значения параметра  $\gamma$ , при котором  $f(k_x)^2 = 1$ , что приводит к неограниченному возрастанию  $\omega$ . При уменьшении частоты плазмонов уже на порядок от первоначальной (когда  $E_0=0$ ), существенную роль в изучаемых явлениях будут играть процессы взаимодействия электронов с решеткой.

Настоящая задача решалась в пренебрежении столкновениями электронов с решеткой. Такое возможно, когда период плазменных колебаний мал по сравнению с временем свободного пробега электрона  $\tau$  ( $\omega\tau \gg 1$ ). Для наблюдения предсказанных выше осцилляций последнее условие может быть выполнено при  $\tau \approx 10^{-12} \text{ с}$  (что является довольно жестким условием на чистоту образца). Таким образом, эксперименты по обнаружению описанного эффекта следует проводить при низких температурах в образцах с высокой подвижностью электронного газа.

Работа поддержана грантом регионального конкурса АВО РФФИ «Поволжье» 04 02 96505.

## Особенности движения капли магнитной жидкости в постоянном и переменном магнитном полях

*Копылова Оксана Сергеевна*

*Ставропольский Государственный Университет*

*Диканский Юрий Иванович, д.ф.-м.н.*

*[zolterxp@list.ru](mailto:zolterxp@list.ru)*

Исследовано движение капли магнитной жидкости в постоянном и переменном магнитных полях при их различной ориентации относительно скорости движения.

Оказалось, что в случае, когда направление движения совпадает с направлением напряженности магнитного поля, скорость капли увеличивается, а в случае, когда направление движения перпендикулярно направлению поля скорость капли уменьшается. Очевидно, это связано с деформацией капли под воздействием магнитного поля, приводящей к изменению силы сопротивления, испытываемой ею при движении.

Для скорости движения деформированной капли нетрудно получить:

$$v = \frac{gV(\rho - \rho_1)}{6\pi\eta R} \left( 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_0}\right) \right), \quad (1)$$

$\rho, V$  - плотность и объем капли соответственно;  $\rho_1, \eta$  - плотность и вязкость среды соответственно;

$R$  - эквивалентный радиус сферы;  $\tau_0 = \frac{m}{6\pi\eta R} = \frac{2}{9} \frac{\rho R^2}{\eta}$  - время, по истечении которого, скорость капли

магнитной жидкости можно считать установившейся. По условиям эксперимента при падении капли  $\tau_0 \ll t$  в жидкой среде и движение капли можно считать равномерным. В этом случае уравнение (1) дает

$$R = \sqrt{\frac{9\eta x}{2tg(\rho - \rho_1)}}, \quad (2)$$

где  $x$  - путь, который проходит капля за время  $t$ .

Эквивалентный радиус сферы может быть определен в случае вытянутого эллипсоида выражением:

$$R = a \frac{4(\beta^2 - 1)}{3} \left/ \left\{ \frac{2\beta^2 - 3}{\sqrt{\beta^2 - 1}} \ln(\beta + \sqrt{\beta^2 - 1}) - \beta \right\} \right., \quad (3)$$

где  $\beta$  - отношение большой и малой осей эллипсоида;  $a$  - длина большой полуоси эллипсоида;

а в случае сплюснутого эллипсоида эквивалентный радиус сферы

$$R = a \frac{4(\beta^2 - 1)}{3} \left/ \left\{ \frac{\beta(\beta^2 - 2)}{\sqrt{\beta^2 - 1}} \operatorname{arctg}(\sqrt{\beta^2 - 1}) + \beta \right\} \right., \quad (4)$$

На основе экспериментальных данных было произведено сравнение значения эквивалентного радиуса сферы рассчитанного по формуле (2)  $R_1$ , с вычисленным по формулам (3) и (4)  $R_2$ , показало, что во всех случаях  $R_1 > R_2$ , при этом  $(R_1 - R_2)$  увеличивается с повышением напряженности магнитного поля. Одной из причин этого является отклонение формы капли от эллипсоидальной при больших значениях напряженности поля, другой необходимость учета возникновения течений внутри жидкой капли, перемещающейся в жидкой среде.

При падении капли в переменном магнитном поле происходит пульсация ее формы. Оказалось, что в этом случае скорость установившегося движения капли зависит от частоты переменного поля, достигая экстремального значения при некоторой частоте  $\nu_{кр}$ . Иллюстрацией этого могут служить представленные на рис.1 зависимости времени падения капли от частоты магнитного поля в случае, когда напряженность поля совпадает с направлением скорости (кривая 1) и перпендикулярна ей (кривая 2). Результаты проведенных с помощью видеосъемки исследований зависимости максимального отношения полуосей капли от частоты поля рис.2 позволили сделать вывод, что значение  $\nu_{кр}$  совпадает с резонансной частотой колебания капли. Кроме описанных выше, проведены также исследования особенностей движения капли при произвольном (остром) угле между направлением скорости движения капли и магнитным полем.

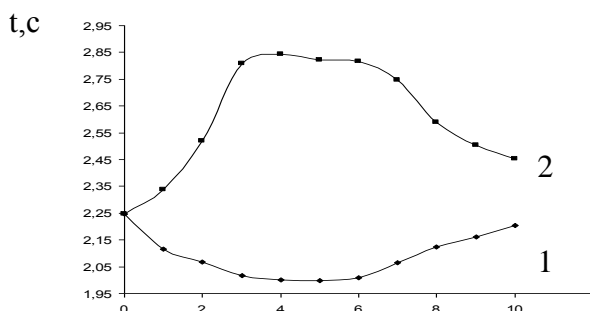


рис.1

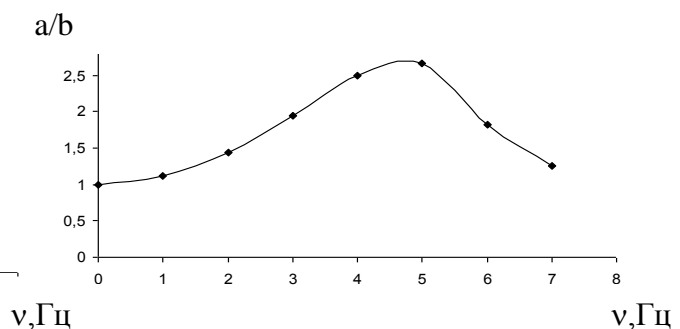


рис.2

## Электрические и диэлектрические свойства тонкопленочных нанокомпозитов $\text{Co-LiNbO}_3$ в режиме сильного электрического поля

*Копытин Михаил Николаевич*

*Горшков Александр Геннадьевич, Ситников Александр Викторович*  
*Воронежский Государственный Технический Университет*

*Стогней Олег Владимирович д.ф.-м.н.*

*[michaelkopitin@mail.ru](mailto:michaelkopitin@mail.ru)*

В последние годы активно изучаются композиционные материалы, представляющие собой гранулы магнитного металлического материала нанометрового размера, распределенные в немагнитной диэлектрической матрице. Композиты такого рода обладают рядом необычных магнитных, электрических, оптических и магнитооптических свойств, поэтому их изучение стимулируется как возможностью практического применения в электронной технике, так и перспективами решения ряда фундаментальных задач физики твердого тела.

В качестве объектов исследования были выбраны образцы тонкопленочных нанокомпозитов  $\text{Co}_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ , в которых диэлектрическая матрица сформирована из сегнетоэлектрического материала. Образцы  $\text{Co-LiNbO}_3$  были получены методом ионно-лучевого распыления мишеней в смешанной атмосфере (аргон + кислород). В процессе напыления давление кислорода в камере поддерживалось на уровне  $3,9 \cdot 10^{-5}$  Торр. При напылении использовалась составная мишень, состоящая из литой кобальтовой основы, на поверхности которой были расположены керамические пластины из  $\text{LiNbO}_3$ . Неравномерное расположение пластин  $\text{LiNbO}_3$  на поверхности мишени позволило в одном технологическом процессе (одном напылительном цикле и, соответственно, при одних условиях) получить образцы, соотношение долей металлической и диэлектрической фаз в которых изменялось в широких пределах [1]. Для проведения измерений вольт-амперных характеристик (ВАХ), исследования диэлектрической проницаемости и проводимости композитов с помощью операций осаждения формировалась специальная многослойная структура. На ситалловую подложку осуществлялось последовательное напыление слоев металла (Cr, Cu, Cr), затем осаждался собственно композиционный материал, на поверхности которого формировались контактные площадки посредством повторного осаждения слоев металла (Cr, Cu, Cr) через специальную маску. Слои хрома осаждались для улучшения адгезии пленки композита и предотвращения окисления меди. Электрические контакты к композиту осуществлялись через нижний металлический слой и верхние контактные площадки. Наличие в полученных образцах композитов отрицательного магниторезистивного эффекта, а также их магнитные характеристики подтверждают тот факт, что структура исследуемых образцов является наногранулированной [1]. Диэлектрическая матрица композитов, сформированная из  $\text{LiNbO}_3$ , является, по всей видимости, аморфной, что подтверждается наличием резкого уменьшения электросопротивления нанокомпозитов  $\text{Co}_x(\text{LiNbO}_3)_{100-x}$ , при их нагреве до 770 К [1].

Было обнаружено, что частотная зависимость электрической проводимости имеет вид  $\sigma \sim \omega^n$ , где  $n$  - параметр, принимающий значения менее 1 в зависимости от механизма проводимости. Из частотной зависимости проводимости, построенной в двойном логарифмическом масштабе, было оценено значение  $n \approx 0,6$ . Это значение близко к значениям, характерным для прыжкового механизма проводимости, то есть, можно говорить о том, что проводимость в исследованных образцах осуществляется посредством прыжкового механизма по локализованным состояниям. Характерными особенностями ВАХ для состава  $\text{Co}_{28}(\text{LiNbO}_3)_{72}$  (расположенного до порога перколяции) в сильных электрических полях является нелинейность и гистерезис. На ВАХ существует две области, соответствующие двум процессам проводимости с различной концентрацией локализованных состояний в запрещенной зоне диэлектрика.

Работа частично поддержана грантом РФФИ N 05-02-17012 и программой Университеты России «Развитие научного потенциала высшей школы»

Список публикаций:

[1]. Kalinin Yu.E., Kopitin M.N., Samsonov S.A., Sitnikov A.V., Stogney O.V. // *Ferroelectrics*. 2004. V. 307. P. 243.

## Явление самоорганизации в процессах формирования структур твердотельных материалов

*Ларина Татьяна Геннадиевна*

*Черепнин Алексей Анатольевич*

*Рязанская Государственная Радиотехническая Академия*

*Вихров Сергей Павлович, д.ф.-м.н.*

*[tanyalarina@post.rzn.ru](mailto:tanyalarina@post.rzn.ru)*

В настоящее время особое внимание физиков и технологов приковано к исследованию процессов роста материалов, поскольку знание механизмов и динамики образования твердотельного состояния позволяют прогнозировать появление тех или иных структур, а также управлять их свойствами [1]. Процессы формирования структур твердотельных материалов, как правило, представляет собой переход от состояния

квазиравновесного хаоса, аналогичного тепловому хаосу (расплав, газ), к когерентному состоянию с сильными связями между атомами. Эти процессы они характеризуются следующими основными признаками самоорганизующихся систем: термодинамическая открытость, сильная неравновесность, нарушение симметрии, скачкообразный характер изменения физических характеристик. Перечисленные особенности эволюции вещества в процессе отвердевания являются существенными ингредиентами сложного поведения, которое определяется как самоорганизация.

На наш взгляд, существующие методы исследования и управления свойствами не адекватны внутренним динамическим процессам в веществе в процессе структурообразования. В этой связи целью данной работы стала разработка и обоснование нового подхода к рассмотрению свойств твердотельных материалов с применением теории самоорганизации. В работах [1-3] были приведены экспериментальные результаты исследования структуры поверхности аморфного гидрогенизированного кремния ( $\alpha$ -Si:H) методами сканирующей туннельной микроскопии и атомной силовой микроскопии. Они доказывают, что неупорядоченная структура не может быть описана как случайная сетка, а представляет собой упорядоченную особым образом, сверхсложную организацию, а сам процесс образования структуры  $\alpha$ -Si:H проходит стадию детерминированного пространственно-временного хаоса, т.е. представляет собой самоорганизующуюся систему.

Идея о самоорганизации появилась как вариант объяснения возникновения упорядоченных структур в неупорядоченных средах. Именно возникновение когерентности в исходно хаотической среде считается главным атрибутом самоорганизации. Система называется самоорганизующейся, если она без специфического воздействия извне, т.е. спонтанно, обретает какую-то пространственную, временную или функциональную структуру [4]. В результате самоорганизации система приобретает новые коллективные свойства, которыми изначально не обладают ее элементы. Эти свойства проявляются в виде корреляций, т.е. создаются и поддерживаются воспроизводимые взаимоотношения между удаленными частями системы. В кристаллах корреляции проявляются в виде среднего и дальнего порядка, структуры с фрактальной размерностью системы уравнений, описывающей ее, и др. В неупорядоченных материалах они существуют в виде небольшого, относительно числа атомов, множества мод - гармоник, формирующих хаотическую динамику. В общем случае коллективные свойства атомов в твердых телах проявляются в виде различных структурных неоднородностей.

С точки зрения теории сложных систем, в результате самоорганизации у системы остается небольшое число параметров порядка, которые определяют ее поведение. Вполне достаточно наблюдать аттрактор системы, размерность которого при математическом ее описании во многих исследованиях оказалась довольно мала. Аттрактор в теории нелинейных систем характеризует состояние системы, которого она достигает при времени процесса эволюции, стремящемся к бесконечности и которое определяется небольшим числом параметров порядка. Основным способом анализа динамики сложных систем является метод вложения Такенса. Его суть состоит в том, что поведение системы может быть расшифровано по любой динамической или пространственной характеристике, т.к. любой сигнал от системы содержит в себе информацию обо всех процессах внутри нее, поскольку все части динамической системы взаимосвязаны и могут быть рассмотрены как единое целое [1]. Таким образом, исследовать динамику системы можно, измеряя любую из динамических переменных в одной точке через равные промежутки времени. Полученная последовательность данных обычно обрабатывается по алгоритму Грассбергера-Прокаччия. При этом определяются вид и размерность аттрактора, число степеней свободы, показатели Ляпунова и другие параметры динамики. Этот метод, первоначально разработанный для исследования поведения систем изменяющих свое состояние во времени, был адаптирован для изучения пространственно-распределенных систем, какими, например, являются поверхности материалов.

Такой подход открывает принципиально новые возможности для идентификации динамики формирования твердотельной структуры как непосредственно в области роста, так и по параметрам уже выращенного материала, а также приблизиться к решению таких актуальных проблем технологии, как невозпроизводимость структуры и свойств получаемых материалов [1, 5], термодинамическая метастабильность структуры, несовершенство алгоритмов оптимизации технологий. Конечным итогом приложения теории сложных систем к анализу процессов формирования твердотельной структуры должна стать разработка принципов, позволяющих эффективно управлять ростом материалов с заданной структурой, а также программировать синтез материалов с новыми уникальными свойствами.

#### Список публикаций:

- [1] *Природа невозпроизводимости структуры и свойств материалов для микро- и нанoeлектроники: Учеб. пособие / Н.В. Бодягин, С. П. Вихров, Т. Г. Ларина, С. М. Мурсалов, В.Н.Тимофеев. РГРТА. Рязань, 2004. 64 с.*
- [2] N. Bodyagin, S. Vikhrov, S. Mursalov, T. Larina. *Diagnostics of the structure and amorphous materials growth process by nonlinear dynamics method // J. of optoelectronics and advanced materials. Vol. 5, No. 5, 2003. P. 1293-1298.*
- [3] Ларина Т.Г. Роль промежуточного слоя в процессе образования твердотельных структур // *Межвуз. сб. науч. трудов. Физика полупроводников. Микроэлектроника. Радиоэлектронные устройства. Рязань, РГРТА, 2004. С. 21-25.*
- [4] Бодягин Н.В., Вихров С.П., Ларина Т.Г., Мурсалов С.М., Кираковский В.В. *Новый подход к определению аморфного состояния // Сб. тез. докл. IV Международная конференция «Аморфные и микрокристаллические полупроводники» - СПб, 2004. С. 230-231.*
- [5] Ларина Т. Г. *Некоторые аспекты применения нелинейной динамики // Физика полупроводников и микроэлектроника: Межвуз. сб. науч. трудов - РГРТА. Рязань, 2002. С. 22-26.*

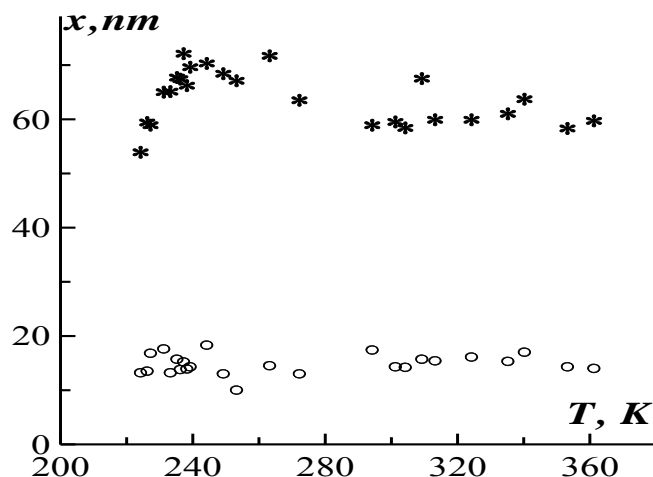
**Кластерный анализ магнитных жидкостей**  
**Лахтина Екатерина Владимировна**  
*Институт механики сплошных сред УрО РАН*  
*Пиеничников Александр Федорович, д.ф.-м.н.*  
[Laek@icmm.ru](mailto:Laek@icmm.ru)

Известно, что для существования устойчивых магнитных коллоидов магнитные и молекулярные силы притяжения, действующие между частицами, должны быть уравновешены силами отталкивания защитных оболочек, покрывающих частицы [1]. Однако даже в устойчивых образцах распределение частиц в жидкости не равномерно по объему – часть частиц объединяется в агрегаты различной формы (цепочки различной длины, кластеры, кольца). Это явление было подмечено уже в самых ранних работах [2, 3]. Непосредственное наблюдение за агрегатами в толще магнитной жидкости невозможно, и в решении вопроса о форме и размере образований приходится руководствоваться косвенными данными. Признаки существования в магнитных жидкостях квазисферических кластеров и коротких цепочек были неоднократно получены в экспериментах [4, 5, 6], но существование квазиполимерных цепей пока не подтвердилось экспериментально. Предложенная работа направлена на дополнительное исследование кластерного состава ферроколлоида на основе экспериментальных данных по частотной и температурной зависимостям динамической восприимчивости. Основное внимание уделяется оценке характерных размеров кластеров и их вкладу в начальную восприимчивость магнитной жидкости.

Использованный нами метод основан на известной зависимости времени релаксации магнитного момента частицы от ее размера. В случае полидисперсных магнитных жидкостей время релаксации определяется из дисперсионных кривых – зависимости действительной и мнимой части восприимчивости от частоты зондирующего поля. Динамическая восприимчивость в таком случае описывается суперпозицией функций Дебая. В нашей работе динамическая восприимчивость образцов измерялась мостом взаимной индуктивности в диапазоне температур 220-360 К. Опыты проводились с помощью селективного нановольтметра на 14 частотах, равномерно распределенных (в логарифмическом масштабе) в диапазоне от 10 Гц до 100 кГц.

Результаты обработки экспериментальных данных (сортировка частиц по размерам) представлены на *рис.1*. Этот рисунок хорошо показывает, что в исследованном образце присутствовали одиночные частицы и агрегаты, включающие по 3-4 частицы.

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 и Программы поддержки ведущих научных школ (грант НШ-1981.2003.1).



*рис. 1. Усредненные диаметры отдельных частиц (точки) и кластеров (звездочки) в зависимости от температуры*

**Список публикаций:**

- [1] Бибик Е. Е. *Физ. свойства магнитных жидкостей*. Свердловск: УНЦ АН СССР, с. 3 (1983).
- [2] Шлюмис М. И. *Усп. физ. наук*, **112**, вып. 3, с. 72 (1974).
- [3] Hess P. H., Parker P. H. *J. Appl. Polimer. Sci.*, **10**, p. 1915 (1966).
- [4] Зубарев А. Ю. *Журн. эксперимент. и теор. физ.*, **120**, вып. 1 (7), с. 94 (2001).
- [5] Иванов А. О., Канторович С. С. *Коллоид. журн.*, **65**, с. 189 (2003).
- [6] Pshenichnikov A. F., Lebedev A.V. *J. Chem. Phys.* **121**, n. 11, p. 5455 (2004).

# Упруго-индуцированное перемангничивание в слабых ферромагнетиках

Ли Цзянхуа

Жуков Евгений Александрович

Хабаровский Государственный Технический Университет

Кузьменко Александр Павлович, д.ф.м.н.

[Kap@mail.khstu.ru](mailto:Kap@mail.khstu.ru)

Для слабоферромагнитных материалов типа ортоферриты –  $\text{RFeO}_3$ , борат железа –  $\text{FeBO}_3$  в полях до нескольких кЭ основным механизмом перемангничивания является смещение доменных границ (ДГ), скорость которого в несколько раз превосходит скорости поперечного ( $V_t$ ) и продольного ( $V_l$ ) звука. Визуализация сверхзвуковых ДГ в оптически прозрачных пластинках этих соединений, осуществленная методом двукратной микрофотографии в режиме реального времени с использованием импульсов лазерного излучения длительностью вплоть до 30 пс, позволила обнаружить и исследовать новый механизм перемангничивания – упруго-индуцированный [1]. ДГ на предельной скорости ее стационарного движения равной  $20 \cdot 10^3$  м/с, совпадающей с минимальной фазовой скоростью спиновых волн на линейном участке их закона дисперсии может регистрироваться с пространственным разрешением  $6 \cdot 10^{-7}$  м, что позволяет исследовать ее положения и скорость в зависимости от частоты и поля –  $S(\omega)$ ,  $S(t)$  и  $V(H)$ . Исследованы однократные движения одиночной ДГ внутри катушек Гельмгольца (1 мм) в градиентном постоянном поле –  $dH/dx$  (не более 2500 Э/см) и в продвигающих полях ( $H$  до 5000 Э) с длительностью импульсов 500 нс. Зависимость  $S(t)$ , представленная на *рис. 1* состоит из участков – равномерного движения, а также разгона и замедления в  $dH/dx$ . При увеличении диссипации энергии динамической ДГ в упругой подсистеме, вызванном ростом коэффициента акустического затухания при  $V \geq V_t$  за счет изменения граничных условий на поверхностях пластинчатых образцов, а также при возрастании магнитоупругой связи ( $\delta_{i,l}$ ), обусловленной редкоземельным упорядочением было обнаружено нестационарное движение ДГ. Визуально такое движение ДГ сопровождается образованием промежуточного магнитооптического контраста на доменных структурах (ДС) при  $V \cong V_t$  и при  $V > V_t$ .

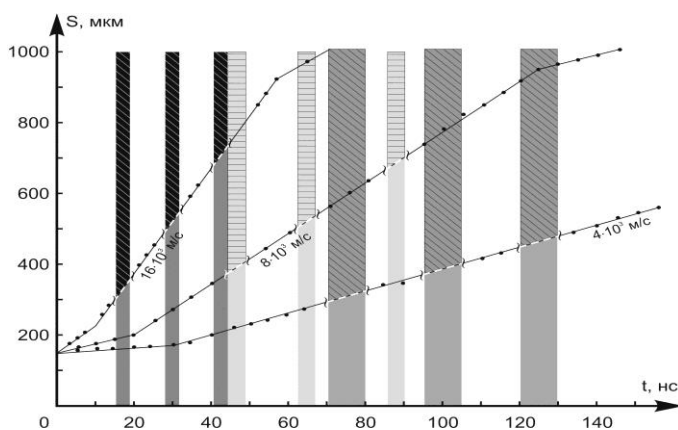


рис. 2. Области нестационарного движения на временной зависимости смещений ДГ.

зависимости  $S(t)$  в таком критическом поле нарушается несколько раз (*рис. 1*). За пределами этого интервала  $\Delta H_i + \delta H_i$  движение ДГ становится стационарным с одной из скоростей  $V_i$ . Интервал времени –  $\delta_t$ , в котором имеют место нестационарные осцилляции ДГ, составил 50 нс. По мере роста скорости  $V_i$   $\delta_t$  сдвигается к моменту начала движения ДГ, так при  $V_i = 16 \cdot 10^3$  м/с движение ДГ становится неустойчивым через несколько нс после начала движения (*рис. 1*). Движение ДГ со сверхзвуковыми скоростями сопровождается переходом через звуковой барьер. Нестационарное поведение ДГ может быть обусловлено упругими динамическими деформациями [2]. Визуально наблюдаемое упруго-индуцированное перемангничивание образца – 800 мкм в обоих направлениях происходит за время светового импульса (менее 1 нс).

## Список публикаций:

- [1] Kuz'menko A.P., Kaminskii A.V., Zhukov E.A., Filatov V.A., Dobromyslov M.B., *JMMM*, 257, 327 – 334 (2003).  
[2] Кузьменко А.П., Каминский А.В., Филатов В.Н., Жуков Е.А., *ФТТ*, 43(4), 666-672(2001).



## Влияние подложки на наноструктуру тонких металлических пленок

Лисицын Дмитрий Николаевич

Сыктывкарский Государственный Университет

Антонец Игорь Викторович, к.ф.-м.н.

[devil-1941@Rambler.ru](mailto:devil-1941@Rambler.ru)

Широкое применение находят технологии с использованием тонких металлических пленок. Результаты исследований показывают, что значительное влияние на отражающие и проводящие свойства оказывает подложка, на которую нанесены тонкие пленки [1,2]. Данная работа посвящена изучению влияния морфологии поверхности подложки на наноструктуру тонких металлических пленок, выращенных в условиях неглубокого вакуума. Пленки получены методом термического испарения с вольфрамовой лодочки в вакууме  $10^{-5}$  мм. рт. ст. при скоростях роста пленок порядка 10 нм/с. Такая скорость необходима для того, чтобы получать чистые металлические пленки с незначительным количеством примесей при неглубоком вакууме. Толщина пленок составляла 40-60 нм. В качестве подложек использовались рентгеновская пленка, стекло, текстолит.

Для исследований морфологии поверхности использовался микроскоп ACM ARIS-3500 фирмы "Burleigh Instruments Co", работающий в контактном режиме. Величины измеряемых сил лежат в пределах  $10^{-8}$ - $10^{-9}$  Н. Кантилевер представлял собой упругую консоль с минимальной жесткостью. Длина кантилевера составляла несколько сотен микрон. Для регистрации ангстремного смещения кантилевера от положения равновесия использовалась стандартная оптическая система, состоящая из полупроводникового лазера и четырехсекционного диодного фотодетектора. Отклонения кантилевера регистрируются в виде разностного сигнала, рассогласования от окон фотодиода. Области сканирования блоков ACM составляла  $5 \times 5$  и  $70 \times 70$  мкм<sup>2</sup>.

Характерные изображения поверхностей полимерной рентгеновской пленки (а), покровного стекла (б) и текстолита (в) приведены на рис. 1.

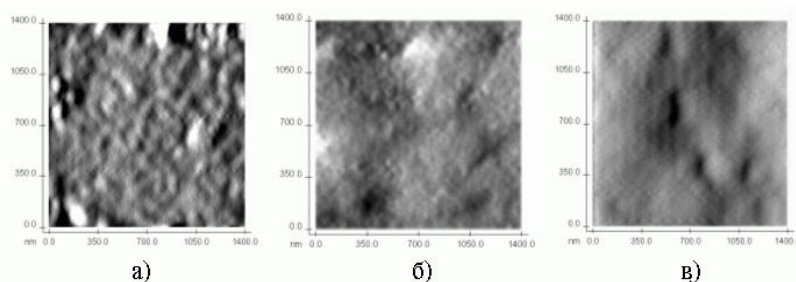


рис. 1 Характерные изображения поверхности подложек: а) пленка, б) стекло, в) текстолит

Изображения поверхности различных подложек, имеют характерные особенности. Поверхность текстолита на наноуровне (рис. 1а) достаточно гладкая, но бугристая и шероховатая. Заметим, что поверхность текстолита изначально наиболее загрязненная (рис. 1а). Стекло имеет чуть шероховатую поверхность, видимых дефектов невидно. Поверхность состоит из подобия уплощенных блоков (зерен) размерами в сотни и тысячи нанометров (рис. 1б). Подложка из рентгеновской пленки имеет наиболее шероховатую поверхность (рис. 1в).

На рис. 2 приведены характерные изображения морфологии поверхности пленок Ag, Fe и Cu на различных подложках. Пленки серебра имеет кластеры больших размеров на текстолите, по сравнению с кластерами на стеклянной и полимерной подложке. На пленках, напыленных на текстолит и рентгеновскую пленку можно заметить некоторую направленность кластеров, а на стеклянной подложке она не наблюдаются. На текстолитовой подложке наблюдается рост кластеров вплоть до образования сплошной пленки, на других подложках происходит рост кластеров, с заполнением пространства между ними (до образования сплошной пленки). Можно заметить, что кластеры как бы "сглаживают" дефекты подложки, стремясь к гладкой поверхности, но у пленки металла на рентгеновской пленке, все же, сохраняется первоначальная шероховатость, как до напыления на самой подложке. На стеклянной и полимерной подложках разброс размеров зерен значительный, форма чаще угловатая, чем округлая. При рассмотрении пленок меди на различных подложках, можно видеть те же самые особенности. У пленок меди на текстолитовой подложке кластеры имеют свое направление и скорлуповатый остроконечный вид. Кластеры на полимерной подложке располагаются неоднородно, формируя разнообразные агрегаты, от цепочечных до эллипсоидальных скоплений. Упаковка зерен очень плотная, вследствие чего их формы часто несут отпечаток контактов с соседними зернами, они как бы вдавлены друг в друга. Для железных пленок просматриваются аналогичные тенденции. У пленок железа нанесенных на пленочную подложку кластеры меньших размеров, чем у всех предыдущих аналогов. Формы агрегации зерен также аналогичны таковым для медной пленки, как и достаточно плотная упаковка. Поверхность железной пленки на текстолитовой подложке представлена кластерами меньшей формы, чем у двух других пленок. Кластеры имеют угловатую изометричную форму. Характерной чертой для железной пленки на стекле является "перетекание" одного зерна в другое через

сравнительно небольшие участки непосредственного контакта, располагающиеся, как правило, на вершинах, через которые проходят длинные оси.

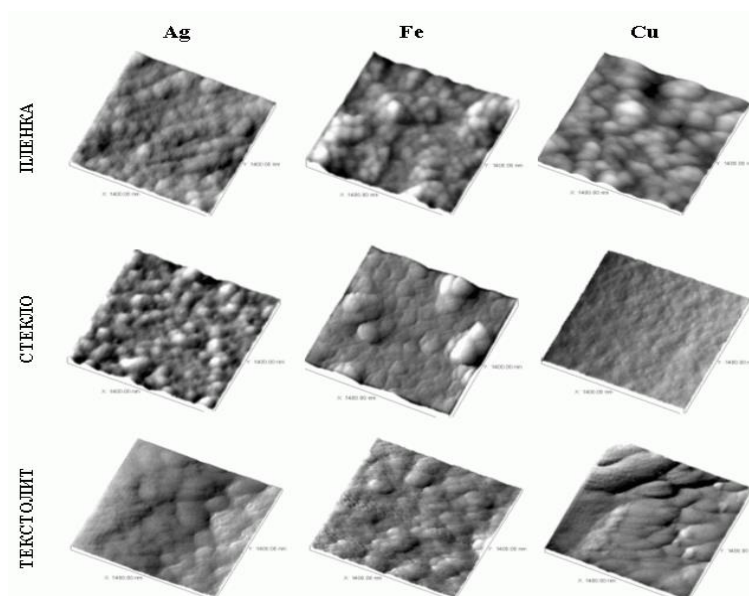


Рис. 2 Характерное изображение поверхности пленки (серебра, меди, железа) на подложке (пленка, стекло, текстолит)

На основе полученных описаний наноструктуры тонких пленок сделаны некоторые выводы о характере влияния подложки на наноструктуру тонких металлических пленок. Характер поверхности подложки (её гладкость или шероховатость) влияет на процесс формирования и образования сплошной пленки. Шероховатые подложки приводят к устойчивому сохранению этой характеристики поверхности. Рентгеновская пленка имеет шероховатую структуру, и пленки металлов на ней остаются шероховатыми. Гладкая поверхность подложки, например, пленка меди на стеклянной подложке позволяет получать гладкую поверхность пленок. Материал подложки влияет на характер зарождения, структуру роста и количество кластеров. Для стеклянной подложки характерно большое число равномерно растущих кластеров с последующим образованием гладкой сплошной пленки. Интенсивный рост и разрастание меньшего числа кластеров приводит к появлению структуры больших кластеров – подложки на основе текстолита. Для подложки рентгеновской пленки характерно рождение большого числа кластеров и последующее их сращивание.

При помощи методов атомно-силовой микроскопии показано, что морфологические свойства поверхности подложки оказывают значительное влияние не только на морфологию поверхности, но и на строение металлических пленок. В ходе исследования при одинаковых условиях напыления и равном количестве напыленного материала выявлены отличия в строении пленок.

Список публикаций:

[1] Антонец И.В., Котов Л.Н., Некипелов С.В., Голубев Е.А. Особенности наноструктуры и удельной проводимости тонких пленок различных металлов // ЖТФ. 2004. № 3. С. 24–27.

[2] Антонец И.В., Котов Л.Н., Некипелов С.В., Карпушов Е.Н. Проводящие и отражающие свойства тонких металлических пленок // ЖТФ. 2004. Т.74. № 11. С. 102–106.

## Динамические доменные и микромагнитные структуры в кристаллах ферритов-гранатов

Лысов Михаил Сергеевич

Уральский Государственный Университет

Кандаурова Герта Семеновна, д.ф.-м.н., Памятных Лидия Алексеевна, к.ф.-м.н.

[lysov.m@mail.ru](mailto:lysov.m@mail.ru)

Целью данной работы было изучение формирования доменной структуры (ДС) в переменном магнитном поле в кубических кристаллах-пластинах ферритов-гранатов. В работе [1] показано, что при уменьшении магнитного поля в одноосном образце вблизи состояния насыщения формированию ДС предшествует появление микромагнитной структуры. Формирование микромагнитной структуры при динамическом перемагничивании ферритов-гранатов является на сегодняшний день нерешенной задачей.

Исследования ДС проведены на монокристаллической пластине (111) феррита-граната  $(\text{TbErGd})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  толщиной около 50 мкм, с помощью магнитооптического метода Фарадея. Переменное магнитное поле  $H_{\sim} = H_0 \sin 2\pi ft$  с частотой 5 - 500 Гц прикладывалось в плоскости образца.

Результаты наблюдения ДС в кристалле в  $H_{\sim}$  показали следующее. В исходном размагниченном состоянии в образце наблюдалась блочная полосовая ДС с периодом ~140 мкм (рис. 1). В переменном поле  $H_{\sim}$  наблюдался дрейф полосовых доменов секторов в направлениях перпендикулярных доменным границам (показаны стрелками на рис. 1а). Определена область существования дрейфа полосовых доменов по амплитуде и частоте переменного магнитного поля.

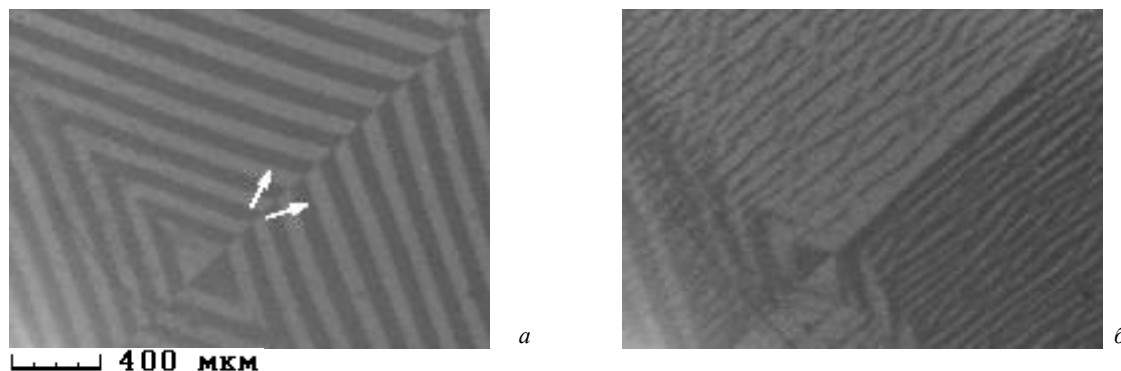


рис. 1 (а) Исходная доменная структура, (б) микромагнитная метастабильная структура

При уменьшении амплитуды переменного магнитного поля от состояния насыщения обнаружено формирование слабоконтрастных узких (шириной ~ 15 - 20 мкм) полос (рис. 1б), ориентированных по направлению дрейфа исходной системы полосовых доменов, которая имела место до насыщения. Такую структуру мы интерпретировали как микромагнитную динамическую структуру.

Работа поддержана федеральной программой «Развитие научного потенциала высшей школы» (код проекта 49134).

Список публикаций:

[1] Л.А. Памятных, Г.С. Кандаурова, Г.А. Шматов, О.В. Пролубицков «Доменные и микромагнитные структуры в кристаллах ферритов-гранатов» //НМММ 2004.

## Исследование квантовых спиновых систем методами Монте-Карло

Магомедов Магомед Алиевич<sup>1,2</sup>

Муртазаев Акай Курбанович<sup>1,2</sup>, Магомедова Лиана Курбановна<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики ДагНЦ РАН

<sup>2</sup>Дагестанский Государственный Университет

[magomedov\\_ma@iwt.ru](mailto:magomedov_ma@iwt.ru)

В последние годы ведется интенсивное исследование низкоразмерных (1d и 2d) квантовых систем. Следует отметить, что эти исследования также стимулируются большим количеством экспериментальных работ на квазиодномерных и квазидвумерных магнитных системах.

Нами, используя высокоэффективный петлевой алгоритм квантового метода Монте-Карло, основанный на подходе Сузуки-Троттера [1, 2], проведены исследования ряда двумерных квантовых моделей со спином  $S = 1/2$ : ферро- и антиферромагнитной модели Гейзенберга, XY – модели, а также двух «промежуточных» моделей. Исследования проведены для систем с линейными размерами  $L \times L \times 4m$  ( $m$  – число Троттера), с  $L = 32$  и  $m = 8, 16, 32$  и  $64$ . Таким образом, число спинов в исследованных системах составило  $N = 32768, 65536, 131072$  и  $262144$ . Следует отметить, что эти размеры достаточно большие для такого рода исследований. На систему в реальных и троттеровском направлениях накладывались периодические граничные условия. Следует отметить, что конечность числа Троттера сказывается на точности получаемых результатов, особенно, в низкотемпературной области. Для уменьшения погрешности нами была проведена квадратичная аппроксимация данных к  $(m \rightarrow \infty)$  [3, 4].

Все исследованные нами модели входят как частные случаи в более общую XXZ – модель, гамильтониан которой может быть представлен в следующем виде [3, 4]:

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y + \Delta S_i^z S_j^z)$$

где  $J > 0$ , а показатель  $\Delta$  может принимать следующие значения:  $\Delta = 0$  (XY-модель),  $\Delta = 1$  (ферромагнитная модель Гейзенберга),  $\Delta = -1$  (антиферромагнитная модель Гейзенберга) и  $\Delta = \pm 0.5$  («промежуточные» модели) [3, 4].

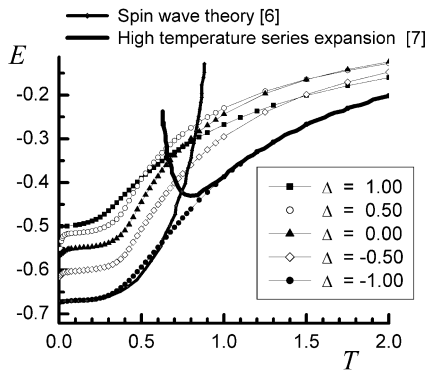


рис. 1.

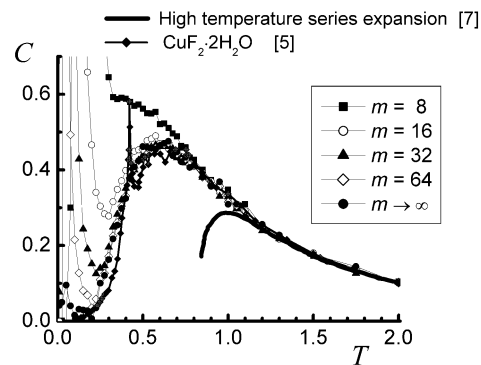


рис. 2.

Для всех этих моделей нами в широком диапазоне температур, в том числе и в низкотемпературной области, рассчитаны такие термодинамические характеристики как энергия, теплоемкость, восприимчивость и т.д. На рисунке 1 приведены температурные зависимости энергии  $E$  для различных моделей. Для сравнения приведены и данные (для случая  $\Delta = -1$ ), полученные модифицированной теорией спиновых волн и высокотемпературного разложения в ряды [6, 7]. Зависимость теплоемкости  $C$  от температуры приведена на рисунке 2.

Сравнение результатов, полученных нами, как с экспериментальными, так и с аналитическими данными показывает, что использованный метод обладает высокой эффективностью и точностью.

Работа поддержана грантом РФФИ (проект № 04-02-16487), грантом президента РФ по поддержке ведущих научных школ (грант № НШ-2253.2003.2) и ФЦП “Интеграция” (№ И0228).

Список публикаций:

- [1] M. Suzuki *Prog. Theor. Phys.* **56**, 1454 (1976)
- [2] H.G. Evertz *Cond-mat/9707221*
- [3] Yutaka Okabe, Macoto Kikuchi *Phys. Rev. B.* **34**, 7896 (1986)
- [4] Yutaka Okabe, Macoto Kikuchi *J. Phys. Soc. Jpn.* **57**, 4351 (1988)
- [5] L.J. De Jongh, A.R. Miedema *Advances in Physics.* **23**, 1 (1974)
- [6] M. Takahashi *Phys. Rev. B.* **40**, 2494 (1989)
- [7] Rushbrooke G.S., Baker G.A., Wood Jr., and P.J. in *Phase Transitions and Critical Phenomena*, edited by Domb C. and Green M.S. (Academic, New York, 1974), Vol. 3, Chap. 5.

## Исследование модели реального антиферромагнетика MnF<sub>2</sub> кластерными алгоритмами метода Монте-Карло

Магомедова Лиана Курбановна<sup>2</sup>

Магомедов Магомед Алиевич<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Дагестанский Государственный Университет

<sup>2</sup>Институт физики ДагНЦ РАН

[magomedov\\_ma@iwt.ru](mailto:magomedov_ma@iwt.ru)

К настоящему времени исследование фазовых переходов (ФП) и критических явлений (КЯ) методом МК проведены в основном на классических моделях, в которых не учитываются слабые релятивистские взаимодействия, такие как одноосная анизотропия, диполь-дипольные взаимодействия и т.д. [1]. В то же время большое количество экспериментальных работ, выполненных на конкретных материалах, показывают, что эти силы могут оказать значительное влияние на характер критического поведения. Примерами таких материалов являются: EuS, RbMnF<sub>3</sub>, FeF<sub>2</sub> и MnF<sub>2</sub>. Все эти материалы имеют величину спина  $S \geq 2$  и могут быть хорошо описаны классическими моделями Гейзенберга или Изинга с обменным взаимодействием между ближайшими соседями (в некоторых случаях и со вторыми ближайшими соседями), причем обменное взаимодействие в некоторых материалах носит конкурирующий характер [2]. Величина анизотропии в EuS и RbMnF<sub>3</sub> незначительна, в то время как в FeF<sub>2</sub> и MnF<sub>2</sub> принимает достаточно большие значения и в этих системах может наблюдаться смена гейзенберговского критического поведения на изинговское [2].

Нами, на основе высокоэффективного одно-кластерного алгоритма Вульфа [3], проведены высокоточные исследования критических свойств модели антиферромагнетика  $MnF_2$ . При построении модели  $MnF_2$  нами учитывались следующие особенности этого материала [2]. С учетом всех этих особенностей гамильтониан модели  $MnF_2$  может быть представлен в следующем виде:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{\langle i,j \rangle} J_1(S_i S_j) - \frac{1}{2} \sum_{\langle k,l \rangle} J_2(S_k S_l) - D_A \sum_i (S_i^z)^2, \quad |S_i| = 1, \quad (1)$$

где первый член учитывает обменное взаимодействие ионов Mn находящихся в центре и в углах элементарной ячейки ( $J_1 < 0$ ), второй – взаимодействие между ближайшими соседями вдоль оси  $c$  ( $J_2 > 0$  и  $|J_2|/|J_1| = 0.170$ ), третий – одноосную анизотропию ( $D_A/|J_1| = 1.6 \times 10^{-2}$ ) [2].

Кластерные алгоритмы метода МК, разработанные в последние годы, оказались весьма эффективными при исследовании критических явлений в различных классических моделях [1, 3]. Среди всех кластерных алгоритмов метода МК высокой эффективностью выделяется одно-кластерный алгоритм Вульфа [3]. Нами была выполнено обобщение этого алгоритма для исследования систем, которые могут быть описаны гамильтонианом типа (1).

Расчеты проводились для образцов с линейными размерами  $L \times L \times L$  ( $L = 10 \div 36$ ), при этом число спинов в системе составило  $N = 2000 \div 93312$ . Для снятия эффектов, связанных с малостью размеров моделируемых систем, при проведении исследований на систему накладывались периодические граничные условия.

Для определения температуры фазового перехода использовался высокоточный метод кумулянтов Биндера [4]. Рассчитанная по ним критическая температура составила  $T_N = 2.1085(5)$ .

Таким образом, для модели  $MnF_2$  нами получен следующий набор критических индексов:

$$\begin{aligned} \alpha &= 0.119(2), & \beta &= 0.330(2), \\ \gamma &= 1.284(4), & \eta &= 0.045(5), & \nu &= 0.645(5). \end{aligned}$$

Эти значения находятся в хорошем согласии с данными лабораторных экспериментов [2]:

$$\begin{aligned} \alpha &= 0.11(2), & \beta &= 0.335(5), \\ \gamma &= 1.27(2), & \eta &= 0.05(5), & \nu &= 0.63(2). \end{aligned}$$

индекс  $\alpha$  рассчитан из скейлингового соотношения  $\alpha = 2 - d\nu$ .

Работа поддержана грантом РФФИ (проект № 04-02-16487), грантом президента РФ по поддержке ведущих научных школ (грант № НШ-2253.2003.2) и ФЦП “Интеграция” (№ И0228).

Список публикаций:

- [1] Камилев И.К., Муртазаев А.К., Магомедов М.А. // ЖЭТФ. – 2001. – Т.120. – №6. – С. 1535–1543.  
 [2] De Jongh L.J., Miedema A.R. // Adv. Phys. – 1974. – V.23. – No.1. – P. 1–260.  
 [3] Wolff U. // Phys. Rev. Lett. – 1989. – V.62. – No.4. – P. 361–364.  
 [4] Binder K., Luijten E. // Physics Reports. – 2001. – V.344. – P.179–253.  
 [5] Chen K., Ferrenberg A.M., Landau D.P. // Phys. Rev. B. – 1993. – V.48, No.5. – P.3249–3256.

## Развитие метода численного расчета взаимодействия Дзялошинского-Мории в соединениях переходных металлов

**Мазуренко Владимир Владимирович**

*Анисимов Владимир Ильич*

*Уральский Государственный Технический Университет (УПИ)*

*Анисимов Владимир Ильич, д.ф.м.н.*

*mazurenko@optics.imp.uran.ru*

Данная работа посвящена проблеме первопринципного теоретического описания слабого ферромагнетизма в соединениях переходных металлов. Для этого перед нами стоит цель рассчитать не эмпирическим способом изотропные обменные взаимодействия  $J_{ij}$  и анизотропные (Дзялошинского-Мории) взаимодействия  $\vec{D}_{ij}$ , являющиеся параметрами следующего спинового гамильтониана:

$$H = J_{ij} (\vec{S}_i \vec{S}_j) + \vec{D}_{ij} (\vec{S}_i \times \vec{S}_j) \quad (1)$$

Авторы работы [1] предложили метод первопринципного расчета параметров обменного взаимодействия  $J_{ij}$  через вторую вариацию полной энергии  $\delta^2 E$  по малым отклонениям магнитных моментов от коллинеарной конфигурации. В последствие этот метод был успешно использован при исследовании магнитных свойств многих соединений переходных металлов [2,3]. Соловьев и др. [4] показали, что взаимодействие Дзялошинского-Мории  $\bar{D}_{ij}$  можно рассчитать, используя теорию возмущений по спин-орбитальному взаимодействию в методе функций Грина.

Наблюдаемой в эксперименте является малый угол отклонения от антиферромагнитной конфигурации  $\delta\phi$ . В нашей работе мы показали, что данный угол может быть найден из первопринципных расчетов с использованием следующей формулы:

$$\delta\phi = \frac{\bar{A}_0}{4 \sum_{j>0} J_{0j}}, \quad (2)$$

где  $\bar{A}_0$  - вращающий магнитный момент на узле 0 и  $\sum_{j>0} J_{0j}$  - суммарное обменное взаимодействие узла 0 с соседями. Однако мы также продемонстрировали, что существует дополнительный одноузельный вклад во вращающий магнитный момент, не учитывающийся ранее [4] и который играет важную роль при описании слабого ферромагнетизма соединения  $Fe_2O_3$ .

Были проведены LDA+U расчеты электронной и магнитной структуры соединения  $Fe_2O_3$ , которое является первым примером системы со слабым ферромагнетизмом. Основные физические характеристики (энергетическая щель и магнитный момент атома железа) находятся в хорошем согласии с результатами предыдущих теоретических [5] и экспериментальных работ [6].

На основе проведенных LDA+U расчетов были вычислены параметры обменного взаимодействия между атомами железа. Установлено, что взаимодействия с соседями находящимися в третьей и четвертой координационной сфере являются наиболее сильными. Что также хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями [7] и данными экспериментов [8]. Расчет вращающего магнитного момента на узле позволил определить плоскость, в которой происходит малое отклонение спинов от антиферромагнитного упорядочения и оценить угол этого отклонения.

Дальнейшее развитие метода теоретического описания магнетизма соединений переходных металлов с малыми отклонениями магнитных моментов от антиферромагнитного упорядочения предполагает рассмотрение членов второго порядка по спин-орбитальному взаимодействию (такие как одноузельная анизотропия и симметричный анизотропный обмен).

Работа выполнена при финансовой помощи грантов РФФИ 04-02-16096, РФФИ 03-02-39024, программы поддержки молодых ученых INTAS № 04-83-3230, российско-голландского проекта NWO 047.016.005 и программы «Развитие научного потенциала высшей школы», подпрограмма «Исследования в области инфраструктуры научно-технической и инновационной деятельности высшей школы и развитие ее кадрового потенциала», раздел «Развитие научно-исследовательской работы молодых преподавателей и научных сотрудников, аспирантов и студентов», название проекта: «Развитие методов численного расчета параметров взаимодействий Дзялошинского-Мория и магнитной анизотропии в соединениях переходных металлов», код проекта 315.

#### Список публикаций:

- [1]. Lichtenstein A.I. et al, *J. Magn. Magn. Mater.*, **67**, 65 (1987).
- [2]. Solovyev I.V. and Terakura K., *Phys. Rev. B*, **58**, 15496 (1998).
- [3]. Korotin M.A. et al, *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 1387 (1999).
- [4]. Solovyev I., Hamada N. Terakura K., *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 4825 (1996).
- [5]. Bandyopadhyay A. et al, *Phys. Rev. B*, **69**, 174429 (2004).
- [6]. Benjelloun D. et al, *Mater. Chem. Phys.*, **10**, 503 (1984).
- [7]. Goodenough J.B., *Phys. Rev.*, **117**, 1442 (1960).
- [8]. Samuelsen E.J. and Shirane G. *Phys. Stat. Sol.*, **42**, 241 (1970).

## Магнитные свойства двухслойных пленок Dy/Dy-Ni

Марков Владимир Витальевич

Худяков А.Е.

Институт физики им. Куренского СО РАН

[bob@iph.krasn.ru](mailto:bob@iph.krasn.ru)

Взаимное влияние переходных 3d и редкоземельных (РЗ) 4f металлов в слоистых структурах постоянно привлекает внимание исследователей в связи с широким применением таких структур в системах записи и хранения информации. В то же время сложная магнитная структура РЗ металлов и ее высокая чувствительность к различным воздействиям представляют существенный фундаментальный интерес. Одним из факторов, влияющих на магнитное состояние слоев РЗ металлов в слоистых структурах и сверхрешетках, может быть взаимодействие с соседними слоями 3d металлов или включениями 3d атомов в слое РЗ металла. Настоящая работа посвящена исследованию влияния низких концентраций (~ 5 % масс.) примесей 3d атомов в слое Dy на температурные и спектральные зависимости линейных по намагниченности магнитооптических эффектов (МОЭ) – магнитного кругового дихроизма (МКД) и меридионального эффекта Керра (МЭК) – в двухслойных пленках Dy<sub>(1-x)</sub>Ni<sub>x</sub>-Ni. Здесь и далее  $x$  обозначает массовую концентрацию.

Образцы изготавливались распылением компонент из отдельных источников в сверхвысоком вакууме на модернизированной установке молекулярно-лучевой эпитаксии “Ангара”. Пленки осаждались на подложки, находящиеся при температуре 250°C. Распыляемые материалы: Ni вакуумной плавки и Dy класса ДиМ 1. Скорости распыления компонент составляли ~ 0.05 Å/sec для Ni и 2 Å/sec для Dy, соответственно. Концентрация Ni в слое Dy так же, как и толщина слоев Ni, определялась режимом распыления Ni. Было изготовлено несколько серий образцов с толщиной слоев Ni от 50 до 120 Å. Толщина слоев Dy варьировалась от 400 до 900 Å. Количество каждой компоненты определялось с помощью рентгеновского флуоресцентного анализа для всех образцов.

МКД измерялся в спектральном диапазоне 350 ÷ 650 nm. Магнитное поле было направлено нормально плоскости образцов и составляло 5.0 кОе. Измерения МКД производились с помощью модуляции состояния поляризации световой волны, впервые описанной в [1]. Точность измерения МКД составляла  $\pm 10^{-4}$ . Охлаждение образцов производилось в проточном криостате в потоке азота в интервале температур 80 ÷ 300 К, температура контролировалась с точностью  $\pm 1$  К. МКД измерялся сразу после получения образцов. Распределение компонент по площади и глубине для некоторых образцов определялось с помощью Оже электронной спектроскопии (ОЭС) после проведения магнитооптических измерений. Для контроля степени окисления слоев Dy на некоторых образцах были проведены измерения электропроводности после измерения МОЭ.

Основные результаты заключаются в следующем. В интервале температур 80-300 К слой Dy в двухслойных пленках, содержащий примеси Ni в концентрациях  $x$ , не превышающих несколько массовых процентов, дает постоянный, не зависящий от температуры вклад в МОЭ, приблизительно равный величине МОЭ, наблюдаемой в пленке Dy только при температурах, меньших температуры  $T_C$  перехода Dy в ферромагнитное состояние. Такая же концентрация Ni не влияет на МОЭ в слоях Dy при отсутствии соседнего слоя Ni. Таким образом, необычное поведение магнитной системы диспрозия в изученных образцах связано с двумя факторами: включением атомов переходных металлов в невысоких концентрациях по всей глубине слоя Dy и влиянием спиновой системы соседнего слоя Ni на магнитное состояние Dy через включенные 3d атомы. Аналогичные результаты были получены нами ранее для двухслойных пленок диспрозий /пермаллой [2,3]. Важным вопросом является выяснение зависимости магнитного состояния Dy от концентрации распределенных в его слое атомов 3d элемента. Такая информация получена из результатов ОЭС. Показано, что в случае двухслойных пленок Ni-Dy ( $x=0$  в соответствии с технологическими условиями) практически по всей глубине пленки диспрозия включения никеля отсутствуют. В случаях, когда Ni и Dy распылялись одновременно, Ni фиксировался по всей глубине слоя Dy в концентрациях  $x$  от 0.005 до 0.06 в зависимости от скорости распыления Ni

Проблема окисления Dy была подробно рассмотрена нами в [3]. Было показано, что, по крайней мере, во время магнитооптических экспериментов Dy остается в металлическом состоянии и его окисление до оксида Dy<sub>2</sub>O<sub>3</sub> происходит только при нагревании до ~ 400°C. Этот вывод подтверждается измерениями электрической проводимости. Так, пленка Dy толщиной 600 Å после проведения на ней магнитооптических измерений характеризовалась сопротивлением, равным  $5 \cdot 10^{-5}$  Ом.см. .

Суммируя результаты измерений МКД, приходим к следующим заключениям: примесь Ni в слое Dy оказывает существенное влияние на температурное поведение МКД и его спектральную зависимость только в том случае, когда слой Dy<sub>1-x</sub>Ni<sub>x</sub> находится в контакте со сплошным слоем Ni; пороговая концентрация Ni в Dy, при которой теряется сходство между температурными зависимостями МКД однослойной пленки Dy<sub>1-x</sub>Ni<sub>x</sub> и такой же пленки, осажденной на слой Ni, составляет ~ 2 масс %; при такой концентрации Ni температурная зависимость МКД в слое Dy<sub>1-x</sub>Ni<sub>x</sub> в двухслойной пленке практически повторяет температурную зависимость МКД в пленке Ni. Последний результат коррелирует с данными наших предыдущих работ [2,3]. Появление

МКД при температурах, существенно превышающих температуру ферромагнитного упорядочения массивного кристалла Dy ( $T_C = 85\text{K}$ ), может быть обусловлено только возникновением магнитного порядка в слое Dy<sub>1-x</sub>Ni<sub>x</sub>. Знак МКД свидетельствует о том, что магнитный момент слоя Dy<sub>1-x</sub>Ni<sub>x</sub> в исследованной ситуации параллелен магнитному моменту слоя Ni.

Магнитная поляризация 4f электронов РЗ металлов на поверхности 3d металлов обсуждалась ранее теоретически и наблюдалась экспериментально в очень тонких слоях. В частности, в [4] наблюдалась поляризация спинов 4f электронов в моно атомных пленках Dy, осажденных на монокристалл или пленку 3d металла. Спиновые моменты Dy при этом были направлены антипараллельно моменту поверхности кристалла или слоя 3d металла. Сильная зависимость температурного поведения МКД слоя Dy<sub>1-x</sub>Ni<sub>x</sub> от концентрации Ni (x) позволяет предположить, что в рассматриваемом случае, включения атомов никеля и их связь со сплошным магнитоупорядоченным слоем Ni ответственны за распространение влияния 3d металла на магнитное состояние Dy на большую глубину слоя Dy. Обсуждаются модели объясняющие обнаруженное явление.

Авторы благодарны Кеслеру В.Г. за проведение ОЭС измерений.

Список публикаций:

- [1]. S.N. Jaspersen, S.E. Schnatterly. *Rev.Sci.Instr.* **40**, 6, 6761 (1969).
- [2]. И.С Эдельман, А.Е. Худяков, В.Н. Заблуда, В.В. Марков, О.Б. Романова. *Письма в ЖЭТФ* **67**, 5, 322 (1998).
- [3]. И. С. Эдельман, В. В. Марков, В. Г. Кеслер, А. С. Паршин, А. Е. Худяков, Р. Д. Иванцов, Г. В. Бондаренко, И. П. Ронжин, С. Г. Овчинников. *ФММ* **91**, 3, 60 (2001).
- [4]. C. Carbone, R. Rochov, L. Braicovich, R. Jungblut, T. Kachel. *Phys. Rev.* **B 41**, 6, 3866 (1990).

## Исследование реальной структуры монокристаллов SBN с примесями Sr и Се методом травления

*Маркова Светлана Сергеевна*

*Румянцева Ирина Викторовна*

*Тверской Государственный Университет*

*Педько Борис Борисович, к. ф-м.н.*

*s010545@tversu.ru*

Ниобат бария-стронция Sr<sub>x</sub>Va<sub>1-x</sub>Nb<sub>2</sub>O<sub>6</sub> - сегнетоэлектрик-релаксор, обладающий уникальным набором электрофизических, оптических, фоторефрактивных и др. свойств, является одним из наиболее перспективных материалов оптоэлектроники. В связи с этим представляется актуальным исследование реальной структуры SBN с фоторефрактивными примесями.

В работе было проведено исследование дефектной и доменной структуры монокристаллов SBN чистых и с примесью Sr и Се методом химического травления. Результат травления полярного среза монокристалла чистого SBN представлен на рис. 1. В кристаллах чистого SBN области сегнетоэлектрических доменов располагаются в «шахматном» порядке по терминологии авторов работы [1], которые получили сходные картины другим методом, а в целом доменная структура чистого монокристалла SBN представляется в виде матрицы основного домена с вкраплениями полидоменных областей.

Процесс высокотемпературного отжига чистого SBN ( $t=200\text{ }^\circ\text{C}$  в течение 6 часов) приводит к измельчению доменной структуры и выделению областей иной фазы.

Исследовано влияние процесса поляризации ( $t=126\text{ }^\circ\text{C}$  в течение 6 часов, поле 6 кВ/см) на реальную структуру SBN. При первом травлении после поляризации наблюдается процесс, сходный с полировкой кристалла, картины предыдущих травлений исчезли, а новые доменные структуры не были визуализированы что связывается нами с монодоменизацией поверхностного слоя. Более глубокое травление приводит к выявлению доменной структуры с преобладанием областей доменов одного знака, что говорит о униполярности кристалла после поляризации. Анализ картин травления указывает, что степень униполярности кристаллов подвергнутых поляризации при вышеуказанном режиме поляризации достигает в объеме 80%. Следует отметить, что доменная структура поляризованных кристаллов более измельчена.

В кристаллах SBN с примесью Sr доменная структура заметно измельчена по сравнению с чистым SBN. При более глубоком травлении выявляется дислокационная структура (см. рис.2).

В кристаллах с примесью Се выявлены три типа структуры - вкрапления иной фазы, структурированные фигуры травления, связываемые с условиями роста, и фигуры травления в местах механических повреждений.

Список публикаций:

- [1] Иванов Н.Р., Волк Т.Р., Ивлева Л.И. и др. – *Кристаллография*, 2002, т. 47, №6. с. 1065-1072.

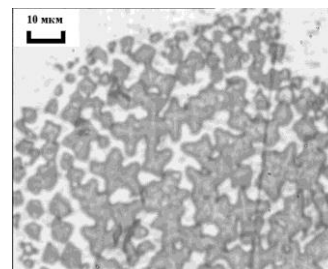


Рис. 1

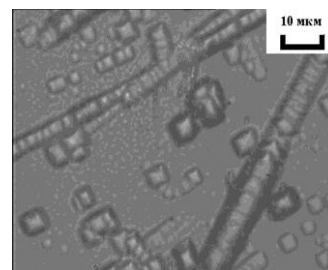


Рис. 2



## Исследование магнитных спектров ферритовых частиц

Мартюшев Александр Васильевич

Сыктывкарский Государственный Университет

Носов Леонид Сергеевич

[krie@syktsu.ru](mailto:krie@syktsu.ru)

Изучение и предсказание поведения частотных зависимостей магнитной проницаемости  $\mu$  (магнитных спектров) ферритов, является важной задачей, так как позволяет развивать физические представления о магнитной динамике, выявлять новые свойства материалов и синтезировать ферриты с заданными свойствами. На основе этих материалов можно конструировать новые элементы радиотехники, электроники, вычислительной техники и разрабатываемых в последнее время носителей информации на основе высокочастотной записи.

Аппроксимация магнитных спектров и получение аналитических формул на основе теоретических моделей, описывающих экспериментальные данные – одна из сложных задач магнитной динамики, несмотря на предпринимавшиеся попытки построить теорию, описывающую процессы, протекающие в магнетиках. Существует большое количество моделей, которыми пользуются при описании и объяснении поведения зависимостей проницаемости от частоты.

В работе было экспериментально исследовано магнитная проницаемости небольших (длиной 3-5 мм) монокристаллов марганец-цинковой шпинели (МЦШ) в интервале частот от 40 до 180 МГц, а также изучено влияния между монокристаллами на магнитные спектры.

Магнитная проницаемость  $\mu$  ферритовых образцов определяется путём измерения индуктивности катушки с кристаллом феррита и добротности контура  $Q$  с использованием измерителя добротности Е4-11 по стандартной методике, описанной в [1].

Кристалл феррита объёмом  $V_\phi$  находится в катушке с объём внутреннего пространства  $V$ . Тогда магнитная проницаемость  $\mu$  будет пропорциональна некоторой магнитной проницаемости  $\mu_{\phi\phi}$ , которая определяется по измеренной индуктивности  $L$ :

$$\mu_{\phi\phi} = \frac{L_f}{L}, \quad (1)$$

где  $L_f$  – индуктивность катушки с образцом,  $L$  – индуктивность катушки без образца, определяемая из зависимости резонансной частоты контура от емкости переменного конденсатора. Далее определяются компоненты магнитной проницаемости по формулам [1]:

$$\mu = \sqrt{\mu'^2 + \mu''^2} \quad (2)$$
$$\mu' = \frac{\mu \cdot Q}{\sqrt{Q^2 + 1}}, \quad \mu'' = \frac{\mu}{\sqrt{Q^2 + 1}}$$

На рис. 1 приведены графики магнитных спектров отдельных монокристаллических частиц.

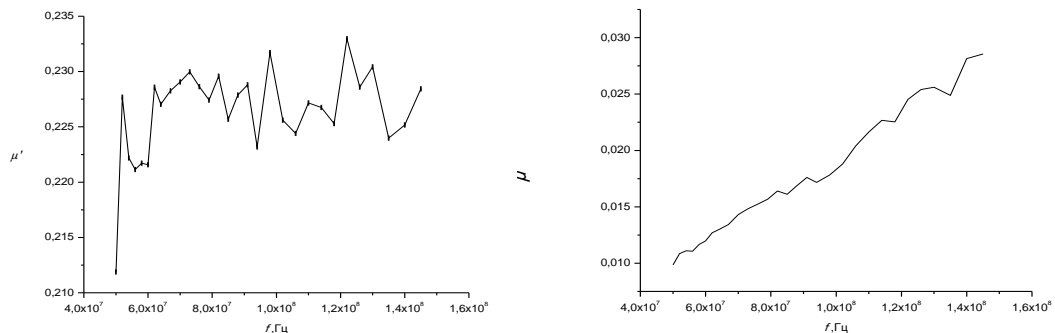


рис. 1

Далее на рис. 2 приведены графики магнитных спектров пары частиц.

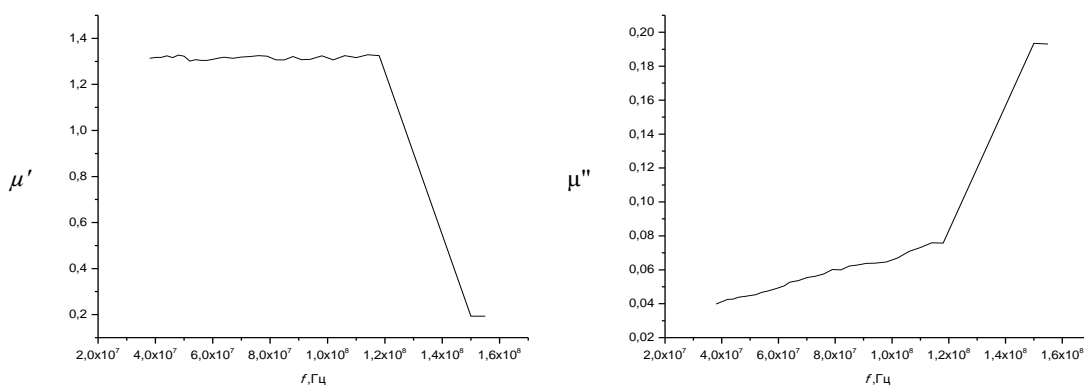


рис. 2

Особенностью этих зависимостей является наличие неадитивности магнитных спектров пар частиц в области высоких частот, что обусловлено более ранним возбуждением естественного ФМР из-за диполь-дипольного взаимодействия между частицами.

Проведены измерения отдельных частиц и пар частиц монокристаллов МЦШ. Показано влияние диполь-дипольного взаимодействия между отдельными частицами на магнитные спектры. Так как образцы имеют сильно вытянутую форму ( $3 \div 5 \times 0,5 \div 1$  мм), наличие ненулевого магнитного момента в них очевидно, что и было подтверждено по магнитным спектрам.

Список публикаций:

[1] Гольчевский Ю.В. *Динамические свойства ферритовых поликристаллов и ансамблей частиц. Кандидатская диссертация. Сыктывкар, 2004. 128 с.*

## Влияние примесей Cr и Ce на пьезоэлектрические свойства монокристаллов SBN

*Мовчикова Алёна Александровна*

*Мальшикина Ольга Витальевна*

*Тверской Государственный Университет*

*Мальшикина Ольга Витальевна, к.ф.-м.н.*

*[alena-ftf@mail.ru](mailto:alena-ftf@mail.ru)*

Известно, что введение примесей в кристаллы влияет на их физические свойства и позволяет получать материалы с определенными свойствами. Кристаллы ниобата бария-стронция  $\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$  (SBN) имеют структуру тетрагональных калий-вольфрамовых бронз и относятся к сегнетоэлектрикам-релаксорам (РСЭ) с размытым фазовым переходом [1]. Такая, частично заполненная, структура SBN и позволяет вводить довольно широкий диапазон примесей. Авторами работ [2,3] с помощью нейтронно-активного анализа было установлено, что ионы  $\text{Ce}^{3+}$  садятся на места  $\text{Sr}^{2+}/\text{Ba}^{2+}$ , а  $\text{Cr}^{3+}$  ионы – на места  $\text{Nb}^{5+}$ . В настоящей работе исследовалось влияние примесей ионов Ce и Cr на характер распределения пьезокоэффициента в поверхностном слое кристаллов SBN ( $x=0,61$ ).

Во всех поляризованных образцах SBN как с примесью Cr, так и с примесью Ce, наблюдалось неоднородное распределение пьезокоэффициента по толщине образца, свидетельствующее о том, что поляризация в этом слое больше, чем вблизи поверхности и в глубине кристалла. Это означает, что полной поляризации кристалла во внешнем поле не происходит. Глубина кристалла остается частично деполяризованной.

Кристаллы SBN:Cr и SBN:Ce после воздействия переменного электрического поля не деполяризуются, в отличие от беспримесного SBN, в котором пьезоотклик наблюдается только на стороне кристалла, соответствующей “-” концу вектора  $\mathbf{P}_s$  и его величина значительно меньше, чем у поляризованного образца. Значительное уменьшение пьезоотклика после воздействия переменного поля наблюдается и в SBN с двойной примесью Cr и Ce.

В работе показано, что примесные кристаллы SBN полностью деполяризуются, только после отжига (в воздушной атмосфере при температуре  $200^\circ\text{C}$ ). В то же время отжиг беспримесного кристалла SBN приводит к частичной реполяризации образца, так, по направлению пьезотока установлено, что вектор поляризации с обеих сторон образца, направлен из глубины к поверхности.

Таким образом, из результатов проведенных исследований видно, что введение в SBN примесей Ce и Cr по-разному влияет на состояние поляризации в поверхностных слоях этих кристаллов. Неодинаковое воздействие переменного электрического поля и отжига на кристаллы SBN:Cr, SBN:Ce и беспримесный

кристалл SBN может быть связана с наличием примесей и различием занимаемого ионами Се и Ст положения в структуре кристалла SBN, то есть с изменением условий зародышеобразования и движения доменных стенок.

Список публикаций:

- [1] Кузьминов Ю.С. *Электрический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития*. М.: Наука, 1987. 263с.  
 [2] Woike Th., Weckwerth G., Palme Y. etc. // *Solid State Communications*. 1997. V.102, №10. P.743.  
 [3] Woike Th., Dofler U., Tsankov L. etc. // *Applied Physic B-lasers and optics*. 2001. V.72. №6. P. 661.

**Фазовые переходы в KNbO<sub>3</sub>**  
**Назаренко Александр Владимирович**  
 Тесленко Павел Юрьевич  
 Ростовский Государственный Университет  
 Кабилов Юрий Вагизович, к.ф.-м.н.  
[kupri@phys.rsu.ru](mailto:kupri@phys.rsu.ru)

Ранее установлено, что в сегнетоэлектрических перовскитах наноразмерные эффекты существенно изменяют основные характеристики фазовых переходов — при уменьшении размеров областей идеальности кристаллических фаз ниже критических (10-100нм) величины спонтанной поляризации, температуры Кюри понижаются, а в ряде случаев имеет место реконструктивные фазовые переходы.

Как известно, KNbO<sub>3</sub> по своим особенностям физических свойств является достаточно полным аналогом классического сегнетоэлектрика BaTiO<sub>3</sub>. Если в BaTiO<sub>3</sub> наноразмерные эффекты подробно изучены, то для KNbO<sub>3</sub> подобные исследования никем не проводились.

В настоящем докладе приводятся результаты структурного изучения фазовых переходов в KNbO<sub>3</sub> в поликристаллических образцах, приготовленных с разными условиями синтеза, которые обеспечивали исходное состояние KNbO<sub>3</sub> с разными размерами областей идеального кристаллического строения. Исследования проведены с использованием измерительно-вычислительного комплекса "Рентген-структура", позволяющего в автоматическом режиме получать рентгенодифракционные профили при разных температурах (20 ≤ T ≤ 1000 °C) и обрабатывать экспериментальные данные до определения основных структурных параметров (симметрия, параметры решетки, позиционные и тепловые параметры атомов, размеры областей когерентного рассеяния).

Установлено, что в KNbO<sub>3</sub> с размерами областей идеальности кристаллического строения более 100 нм при комнатной температуре характеризуется орторомбической элементарной ячейкой (пр. гр. *Bmm2*), которая при T<sub>1</sub>=220 °C переходит в тетрагональную (пр. гр. *P4mm*) и при T<sub>2</sub>=420 °C в кубическую (пр. гр. *Pm3m*). При размерах областей идеальности (порядка 20-30нм) в исходном KNbO<sub>3</sub> температуры фазовых переходов T<sub>1</sub> и T<sub>2</sub> снижаются до T<sub>1</sub>=180 °C и T<sub>2</sub>=370 °C. Орторомбическая фаза такого образца при комнатной температуре характеризуется параметрами, приведенными в таблице структурных параметров KNbO<sub>3</sub> (<D>=25нм) при 20 °C a=5.201E, b=7.603E, c=5.210E; z=4:

Атомные параметры				
	x	y	z	B, E <sup>2</sup>
K	0.03	0.25	0.01	4.0
Nb	0	0	0	2.5
O(1)	0.51	0.25	0.00	5.0
O(2)	0.26	0.05	0.75	5.0

Таким образом, установлено, что уменьшение размеров областей когерентного рассеяния (областей идеальности) ниже критических приводит к снижению температур фазовых переходов KNbO<sub>3</sub>.

Работа поддержана РФФИ (грант 04-03-32039а).

**О магнитной переориентации антиферромагнитных частиц переменным полем**

**Носов Леонид Сергеевич**  
 Сыктывкарский Государственный Университет  
[nosov@syktsu.ru](mailto:nosov@syktsu.ru)

Одним из альтернативных энергонезависимых носителей информации может быть ансамбль независимых однодоменных ориентированных ферромагнитных частиц [1,2,4]. Метод считывания информации с такого ансамбля предполагает возбуждение ансамбля маломощным импульсом переменного магнитного поля на частоте ферромагнитного резонанса (ФМР) [2,4]. Задача переориентации на резонансных частотах в настоящее время экспериментально почти не исследовалась, и подходом к её решению на данном этапе может

быть теоретический анализ и численное моделирование поведения намагниченности однодоменной частицы в различных полях. В работе [2] коротко излагается метод решения этой задачи для сферических частиц. Однако, еще никто не предлагал использовать с аналогичной целью однодоменные антиферромагнитные частицы. В данной работе исследована задача переориентации вектора антиферромагнетизма однодоменных антиферромагнитных частиц.

Рассмотрим двухподрешеточный антиферромагнетик с кубической анизотропией в форме сферы. Частицы можно считать независимыми, так как они не обладают собственным магнитным моментом и расстояния между ними больше радиуса обменного взаимодействия. Плотность магнитной энергии частицы представим в виде суммы плотностей энергии обменного поля, энергии кубической анизотропии и зеемановской энергии намагниченностей подрешеток частицы в переменном магнитном поле [3]:

$$U(\mathbf{m}_1, \mathbf{m}_2) = -\frac{\lambda}{2} \mathbf{m}_1 \mathbf{m}_2 + U_a(\mathbf{m}_1) + U_a(\mathbf{m}_2) - (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) \cdot \mathbf{H}_\sim, \quad (1)$$

где  $U_a(\mathbf{m}) = K_1 \cdot (m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_x^2 m_z^2) + K_2 \cdot m_x^2 m_y^2 m_z^2$  – плотность энергии кубической анизотропии (решетки считаем эквивалентными),  $K_1 > 0$ ,  $K_2 < 0$  – первая и вторая константы кубической анизотропии;  $\lambda$  – параметр обменного поля;  $\mathbf{H}_\sim = \mathbf{h} \cdot \sin(\omega \cdot t)$  – внешнее переменное магнитное поле с частотой  $\omega$ ;  $\mathbf{m}_i = \mathbf{M}_i / M_0$  – вектор направляющих косинусов намагниченности  $\mathbf{M}_i$   $i$ -той подрешетки,  $M_0 = |\mathbf{M}_i|$ ; оси  $Ox$ ,  $Oy$  и  $Oz$  совпадают с главными кристаллографическими осями частицы  $[100]$ ,  $[010]$  и  $[001]$ .

Можно ввести вектора ферромагнетизма и антиферромагнетизма следующим образом:  $\mathbf{l} = \mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2$ ,  $\mathbf{m} = \mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2$ . При отсутствии внешнего поля, вектор антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  занимает одно из трех устойчивых положений, соответствующих минимуму энергии: параллельно оси  $Ox$ ,  $Oy$  или  $Oz$ . Уравнение движения векторов намагниченностей подрешеток в форме Гильберта после преобразований может быть записано в виде [3]:

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

где  $\alpha$  – безразмерный параметр затухания;  $\mathbf{H}_{effi}^* = -\delta U^* / \delta \mathbf{m}_i$  – приведенное эффективное магнитное поле, действующее на магнитный момент, где  $U^*(\mathbf{m}_1, \mathbf{m}_2) = U(\mathbf{m}_1, \mathbf{m}_2) / 2K_1$  – приведенная плотность свободной энергии;  $t^* = t \cdot 2\gamma K_1 / M_0$  – приведенное время;  $\omega^* = \omega M_0 / 2\gamma K_1$  – приведенная частота;  $\mathbf{h}^* = \mathbf{h} \cdot M_0 / 2K_1$  – приведенная амплитуда переменного магнитного поля;  $\gamma$  – гиромагнитное отношение.

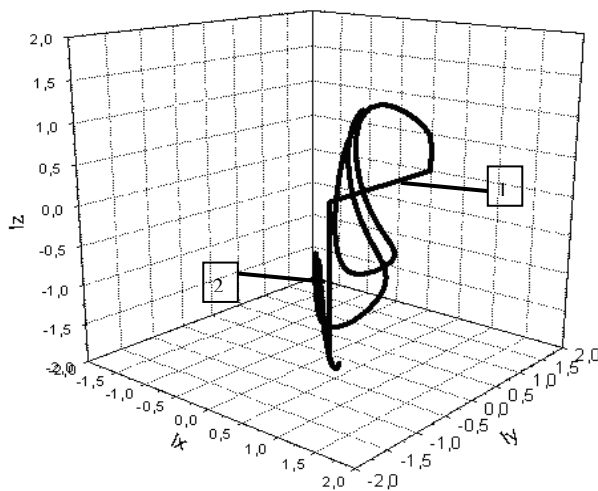


рис. 1

Пусть до включения переменного поля вектор антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  был направлен по оси  $Oy$ , и переменное поле направлено вдоль оси  $Oy$ . При определенных значениях амплитуды (начиная с некоторого порогового значения) и частоты переменного поля возможна переориентация вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  в положение, перпендикулярное начальному, что показано на рис. 1, где показана траектория движения вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{l}$  сферической частицы под действием переменного магнитного поля (численный расчет) из положения 1 в положение 2, перпендикулярное положению 1. Параметры системы:  $\omega^* = 67$ ,  $h^* = 100$ , время наблюдения  $\Delta t^* = 2$ , время

действия поля  $\tau = 1$ ,  $K_2 / K_1 = -0.5$ ,  $M_0^2 / 2K_1 = 9$ ,  $\lambda / 2K_1 = 10^3$ . Такое поведение, как и для ферромагнитных частиц [2], носит резонансный характер.

В работе рассмотрена нелинейная динамика магнитной подсистемы однодоменной антиферромагнитной частицы. Показано, что при определенных значениях частоты и амплитуды импульса переменного магнитного поля, действующего на частицу, наблюдается переориентация вектора антиферромагнетизма в положение, перпендикулярное начальному положению вектора антиферромагнетизма частицы. Это явление носит резонансный характер. Так как ориентация вектора антиферромагнетизма определяет условия АФМР, то по изменению спектра АФМР можно проследить переориентацию вектора антиферромагнетизма.

Список публикаций:

- [1] Kotov L.N., Asadullin F.F., Asadullin F.F. *The response of the Single-Domain Ferrite Particles Assembly // Proceeding International Forum on Wave Electronics and Its Applications. St.Peterburg, 2000. P.196-198.*  
 [2] Котов Л.Н., Носов Л.С. Переориентация вектора намагниченности в однодоменной частице импульсом высокочастотного поля // *Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29, Вып. 20. С. 38-42.*  
 [3] Гуревич А.Г. *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках.* – М.: Наука, 1973. 464 с.  
 [4] Котов Л.Н., Носов Л.С. *О возможности использования явления ФМР для магнитной записи информации // Сборник трудов XVIII международной школы-семинара «Новые магнитные материалы микроэлектроники (НМММ)» Москва, 2002. С. 734-736.*

## Комплексное исследование магнитных свойств нанокристаллических пленок Co/Cu/Co

**Огнев Алексей Вячеславович**

*Дальневосточный Государственный Университет*

*Чеботкевич Людмила Алексеевна, д.ф.-м.н.*

*[ognev@lemoi.phys.dvgu.ru](mailto:ognev@lemoi.phys.dvgu.ru)*

Эффект гигантского магнитосопротивления (ГМС), открытый более 10 лет назад, позволил достичь значительных успехов в области записи и хранения информации на магнитных носителях. Наиболее интенсивные исследования, направленные на коммерческое использование этого явления, были проведены в США и Японии. Однако, в последние годы основное внимание ученых сфокусировано на изучение фундаментальных свойств структур с эффектом ГМС. В настоящей работе рассматриваются магнитные свойства многослойных пленок Co/Cu/Co, а именно магнитная анизотропия и доменная структура.

Исследованы мелкозернистые, поликристаллические трехслойные пленки Co/Cu/Co, полученные методом магнетронного распыления в атмосфере Ar ( $P_{Ar} = 5 \times 10^{-3}$  Торр) на монокристаллы Si(111). Толщина слоев Co  $d_{Co} = 6$  нм была постоянной, а медной прослойки варьировалась  $d_{Cu} = (0 \div 2.4)$  нм.

Было установлено, что в нанокристаллических трехслойных пленках с двумерной упаковкой зерен средняя анизотропия ферромагнитного блока  $\langle K_a \rangle$ , ферромагнитный корреляционный радиус  $R_f$  осциллируют при увеличении  $d_{Cu}$ . Показано, что для многослойных пленок с косвенной обменной связью между ферромагнитными слоями величина средней локальной анизотропии, равна  $\langle K_a \rangle = \sqrt{\langle K \rangle^2 + K_u^2 \pm E_{эф}^2}$ , где  $E_{эф}$  - энергия косвенной обменной связи. Знак  $+(-)$  соответствует случаю АФМ (ФМ) упорядочения магнитных моментов в соседних ферромагнитных слоях.

Продемонстрирована корреляция между полем случайной магнитной анизотропии  $\langle H_a \rangle$  и коэрцитивной силы. Это доказывает, что  $H_c$  в исследуемых пленках определяется локальными характеристиками микроструктуры.

В пленках с косвенной антиферромагнитной связью обнаружена многоосная магнитная анизотропия, а также сложная доменная структура, образованная  $360^\circ$  доменными стенками.

Выделены поверхностная и объемная компоненты магнитной анизотропии. Проведены оценки компонент магнитной анизотропии, обусловленных структурными неоднородностям. Для оценки параметров структурных неоднородностей проводили спектральный Фурье-анализ электронно-микроскопических изображений. Рассчитанные компоненты магнитной анизотропии пленок после осаждения и после отжига согласуются с экспериментально измеренными.

## Вихревые динамические доменные структуры в высокоанизотропной пленке феррита-граната

Пашко Анна Геннадьевна

Уральский Государственный Университет

Кандаурова Гертта Семеновна, д.ф.-м.н.; Осадченко Валерий Харитонович, к.ф.-м.н.  
[anna.pashko@usu.ru](mailto:anna.pashko@usu.ru)

Известно, что в пленках ферритов-гранатов под воздействием внешнего переменного магнитного поля формируются динамические доменные структуры (ДС) различного вида. В данной работе сообщается о наблюдении вихревых динамических ДС в пленке феррита-граната с перпендикулярной анизотропией. В исходном состоянии пленочный образец имеет лабиринтную ДС, поле статического насыщения  $H_S = 20 \text{ Э}$ . Фактор качества образца  $Q=23$ , площадь  $S=16 \text{ мм}^2$ . В процессе эксперимента пленка находилась в однородном переменном магнитном поле  $H_{\sim} = H_0 \sin 2\pi ft$ . Частота  $f$  и амплитуда  $H_0$  поля изменялись в диапазонах  $(0,2 \div 6,8) \text{ кГц}$  и  $(30 \div 170) \text{ Э}$  соответственно. Динамическая доменная структура выявлялась с помощью магнитооптического метода Фарадея и снималась на видеокамеру стробоскопическим методом. Длительность светового импульса составляла  $3 \text{ мкс}$ , что позволило получить высококонтрастные снимки динамической доменной структуры, соответствующие различным участкам петель гистерезиса (ПГ) образца. ПГ выводились на экран осциллографа с помощью дуолучевого магнитооптического поляриметра и также снимались на видеокамеру.

Динамические ДС и ПГ исследуемой пленки феррита-граната при  $H_0 \leq 2H_S$  и частотах поля  $f=0,2 \div 6,4 \text{ кГц}$  имеют обычный вид. Дальнейшее повышение амплитуды поля до  $H_0 \approx (2 \div 3)H_S$  привело к появлению вихреобразной динамической ДС. Она наблюдается при частоте внешнего поля  $(0,2 \div 0,4) \text{ кГц}$  и амплитуде  $(40 \div 80) \text{ Э}$ . Характерным является то, что "вихри" ДС существуют только на определенных участках петли гистерезиса, показанных на *рис. 1а*. Различный топологический заряд вихревых доменных структур "белой" и "черной" магнитных фаз формируется при снижении поля от максимального отрицательного и положительного значения соответственно (*рис. 1а, б*). Следовательно, в формировании "вихрей" ДС решающую роль играет гиротропная сила, знак которой зависит от направления магнитного поля. Нужно отметить, что закручиваются под воздействием внешнего переменного поля только свободные отростки в виде одиночных полосовых доменов (*рис 1а, б*). В случае, когда кончики доменов расположены близко друг к другу, "завихрений" нет. Отметим, что подробное рассмотрение полученных кадров показало, что различным циклам перемагничивания соответствуют различные способы роста доменов обратной магнитной фазы: или движением конца домена и его последующим ветвлением (*рис. 1а, б*), или уширением полосового домена. В последнем случае домену недостаточно свободного места для изгиба, поэтому завихрений ДС нет. Таким образом, неоднозначностью процессов разрастания доменов обратной фазы объясняется отсутствие вихревых ДС в некоторых циклах перемагничивания.

Нам представляется, что образование описанных «вихрей» ДС связано с лавинообразным разрастанием полосовых доменов обратной магнитной фазы из точечных дефектов, действием гиротропной силы на них и должно происходить при оптимальной скорости движения доменных границ.

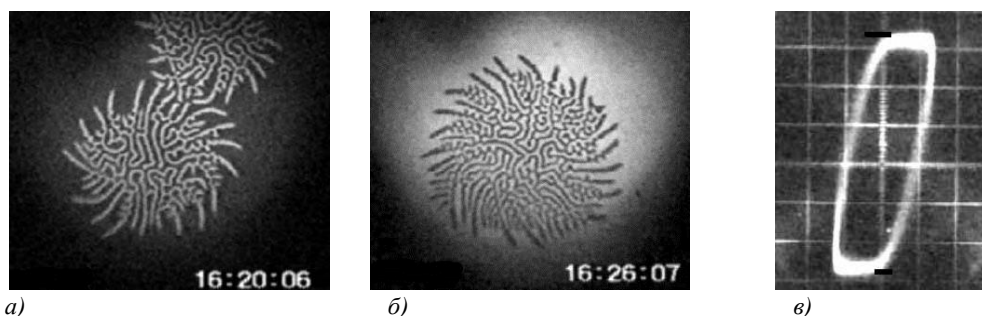


Рис.1. Вихревые динамические доменные структуры, соответствующие различным мгновенным значениям переменного поля: а)  $-5 \text{ Э}$ , б)  $5 \text{ Э}$ . Петля гистерезиса пленки феррита-граната, полученная при параметрах внешнего поля  $f=0,4 \text{ кГц}$ ,  $H_0=44 \text{ Э}$ , отмечены участки существования вихревых ДС (масштаб по оси абсцисс  $35 \text{ Э}$ )

## Внутреннее трение в гранулированном нанокompозите металл-диэлектрик

*Перов Андрей Викторович*

*Ситников Александр Викторович*

*Воронежский Государственный Технический Университет*

*Калинин Юрий Егорович, к.ф.-м.н.*

[kalinin@ns1.vstu.ac.ru](mailto:kalinin@ns1.vstu.ac.ru)

В работе исследована температурная зависимость внутреннего трения и модуля Юнга гранулированных нанокompозитов  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{100-x}$  на низких частотах 100-1000 Гц. Исследуемый образец представлял собой аморфную пленку композита толщиной 3 мкм, напыленную на кремниевую подложку толщиной 200 мкм и размером  $3 \times 20 \text{ мм}^2$ . Все исследованные композиты с размером ферромагнитных включений 2-5 нм в диэлектрической матрице были получены ионно-лучевым распылением составных мишеней, представляющих собой сплавную металлическую основу, на поверхности которой были размещены пластины алюминия оксида. Изменение числа пластин и расстояния между ними позволяло варьировать состав напыляемых композитов (соотношение металлической и диэлектрической фаз) в широких пределах.

Исследования внутреннего трения проводили методом изгибных колебаний консольно закрепленного образца. Экспериментальные зависимости внутреннего трения и относительного изменения модуля Юнга от температуры композита  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{32,3}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{67,7}$  представлены на рис. 1. Внутреннее трение в интервале температур 300-600 К практически не изменяется, а при дальнейшем повышении температуры наблюдается экспоненциальный рост, который сменяется резким спадом при температуре кристаллизации металлической фазы композита ( $T \cong 760 \text{ К}$ ). Температурная зависимость модуля Юнга представляет собой зеркальное отображение зависимости  $Q^{-1}(T)$ . Подобные закономерности наблюдаются для других составов композитов.

Анализ экспериментальных зависимостей внутреннего трения, перестроенных в координатах  $\ln(Q^{-1}) - 1/T$ , показал, что эффективная энергия активации высокотемпературного фона составляет  $0,692 \pm 0,0435 \text{ эВ}$ , что согласуется с результатами исследований для аморфного металлического сплава  $\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10}$  [1].

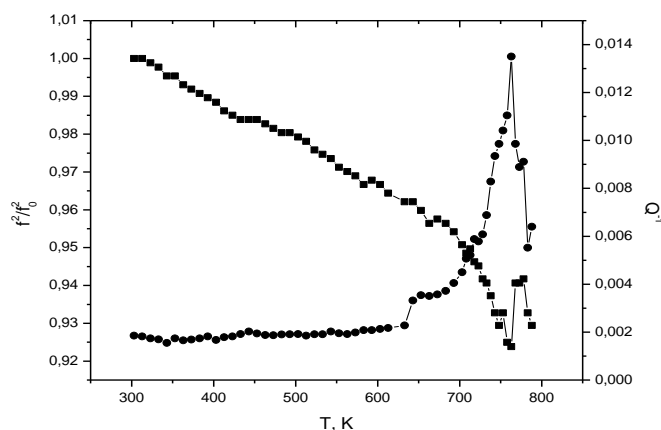


рис. 1 Температурная зависимость внутреннего трения и относительного изменения модуля Юнга гранулированного нанокompозита  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{32,3}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{67,7}$

Список публикаций:

[1]. Золотухин И.В., Калинин Ю.Е.О высокотемпературном фоне внутреннего трения в кристаллических и аморфных твердых телах. ФТТ, 1995 г., т. 37, 2, с.536-545.

## Новый метод получения монокристаллов редкоземельных интерметаллидов R-Fe-B

*Петухов Кирилл Сергеевич*

*Тверской Государственный Университет*

*Скоков Константин Петрович, к.ф.-м.н.*

[s011537@tversu.ru](mailto:s011537@tversu.ru)

Интерметаллические соединения на основе сплавов редкоземельных металлов с металлами группы железа играют важную роль в физике магнитных материалов и нашли широкое применение во многих отраслях современной промышленности. В последние 20 лет наиболее интенсивно ведутся исследования системы сплавов R-Fe-B. Это связано с тем, что в 1984 году было открыто новое соединение  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$  с высокой намагниченностью насыщения  $4\pi I_s$  ( $\approx 16 \text{ кГс}$ ) и константой магнитной анизотропии  $K_1$  ( $\approx 5,0 \text{ МДж/м}^3$ ). На его

основе были получены постоянные магниты, обладающие наивысшими значениями максимального энергетического произведения  $(BH)_{\max}$  (до 55 МГс·Э). Начиная с 90-х г.г. XX века широко исследуются технологии HDDR, которые позволяют улучшить свойства постоянных магнитов, постепенно приближаясь к значению теоретического предела  $(BH)_{\max}$  (64 МГс·Э).

Для прецизионного измерения магнитных свойств, как исходных сплавов, так и сплавов с атомами внедрения требуются монокристаллические образцы.

В связи с этим, в работе поставлена следующая задача – получить монокристаллические образцы соединения  $R_2Fe_{14}B$  массами не мене 5 мг пригодных для магнитных измерений намагниченности и вращательного момента. Кроме того, данные образцы были использованы для изучения влияния водорода на магнитные свойства этих соединений.

В качестве объектов исследования были выбраны сплавы  $Y_2Fe_{14}B$ ,  $Nd_2Fe_{14}B$ ,  $Y_2Fe_{14}Co_2B$ ,  $Nd_2Fe_{14}Co_2B$ . Сплавы были получены методом индукционной плавки в атмосфере особо чистого аргона. Данные соединения образуются по двойной перетектической реакции, что делает практически невозможным образование крупных монокристаллов в расплаве. Однако в ряде работ было показано, что после HDDR процесса при отжиге при температуре ниже перетектической реакции наблюдается заметный рост зерен фазы  $Nd_2Fe_{14}B$ . В связи с этим была поставлена задача: разработать методику получения крупных монокристаллов с использованием HDDR процесса.

Выплавленные образцы гидрировались по стандартной HDDR-технологии. Для этого была разработана и создана экспериментальная установка для гидрирования сплавов интерметаллических соединений в интервале температур до 800°C. HDDR-процесс производился по следующей схеме. Водород получался стандартным способом при электролизе воды. Сначала была выполнена прокачка, во время которой был удален из камеры и остальных емкостей воздух. После чего производился нагрев. При нагреве водород начинал поглощаться сплавом с очень большой скоростью, о чем свидетельствовало уменьшение объема балластных емкостей объемом 5 дм<sup>3</sup>. Через 2-3 минуты после начала процесса его скорость стабилизировалась, и объем поглощенного водорода становился приблизительно равным объему водорода, вырабатываемому при электролизе воды. Весь процесс наводороживания составлял 30-40 минут. После этого они переплавлялись в печи сопротивления СНВЭ при температуре ниже перетектической реакции и охлаждались до температуры 1000°C, при которой выдерживались в течение 10 часов.

Было произведено гидрирование сплавов  $Y_2Fe_{14}B$ ,  $Nd_2Fe_{14}B$ ,  $Y_2Fe_{14}Co_2B$ ,  $Nd_2Fe_{14}Co_2B$  и последующий отжиг гидрированных образцов для получения монокристаллических образцов.

Качество полученных монокристаллов контролировалось методами оптической металлографии и рентгено-структурного анализа. Наблюдения микроструктуры и доменной структуры образцов проводились на поляризационном металлографическом микроскопе NEOPHOT-30 на произвольно ориентированной поверхности методом полярного эффекта Керра. Анализ поверхности исследованных сплавов показал, что в образцах после HDDR обработки размер зерна по сравнению с размером зерна исходного сплава увеличивается. Наиболее крупные зерна имели диаметр больше 5 мкм и массу – более 15 мкг. Эти зерна были препарированы из слитка и были аттестованы методом Лауэ.

Установлено, что монокристаллы массой до 10 мг имели достаточно совершенную структуру, что позволило их использовать для магнитных измерений.

Список публикаций:

[1] *Herbst J.F., Croat J.J., Yelon W.B. Structural and magnetic properties of  $Nd_2Fe_{14}B$  // J.Appl. Phys. V.57. P.4086-4090(1985).*

## **Мезомасштабные неоднородности в нанокристаллических плёнках $Fe_xNi_{1-x}(P)$**

*Полянский Дмитрий Александрович*

*Дальневосточный Государственный Университет*

*Юдин Виталий Витальевич*

*[rambo192@mail.ru](mailto:rambo192@mail.ru)*

В работе исследовалась поверхность нанокристаллических плёнок  $Fe_xNi_{1-x}(P)$ , полученных в лаборатории Физики магнитных плёнок ИФ СО РАН методом химического осаждения на стеклянные подложки с предварительным нанесением затравочного слоя Pd. Серия параметризована по концентрации никеля, содержание фосфора в образцах ~ 2%, размер кристаллитов в образцах ~ 10 нм. Анализ морфологии поверхности плёнок проведён в лаборатории оптики и электрофизики ИАПУ ДВО РАН на атомном силовом микроскопе Solver P47 в полуконтактном режиме, что соответствует измерению топографии поверхности на основе вибрационной методики, при которой колеблющееся острие зонда слегка стучит по поверхности образца. Кантилевер колеблется на своей резонансной частоте или вблизи ее, колебания вызывают осциллирующее движение лазерного луча регистрирующей системы относительно верхней и нижней половины фотодиода. Это приводит к появлению на выходе регистрирующей системы переменного электрического



сигнала на частоте осцилляций кантилевера, амплитуда которого пропорциональна амплитуде колебаний острия.

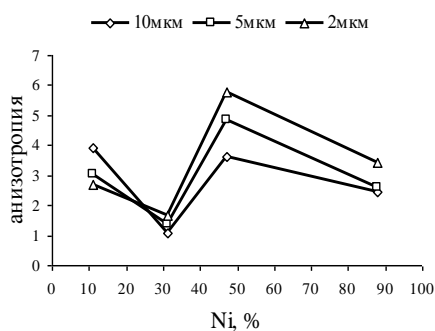


рис. 1.

На каждом образце делались сканы трёх размеров (2\*2 мкм, 5\*5 мкм, 10\*10 мкм) с целью захватить неоднородности разного масштаба. Морфология поверхности исследованных плёнок характеризуется сложной каплеобразной топологией микрорельефа, планарные размеры неоднородностей колеблются от 150 нм до 2500 нм, вертикальные от 5 нм до 500 нм. Неоднородности такого масштаба можно назвать мезоструктурными. Для количественной параметризации изображений с них были получены дифракционные картины Фраунгофера (ДФ), позволяющие в частности дать количественную оценку анизотропии системы неоднородностей и определить их распределение по размерам. Показано, что на всех трёх масштабах зависимости анизотропии от состава ведут себя синфазно, имея максимум при содержании Ni ~ 47% и минимум при Ni ~ 31% (рис. 1). Для плёнок с содержанием Ni 11% тенденция изменения

анизотропии с размером скана противоположна наблюдавшейся для остальных образцов. Для всех зависимостей значение анизотропии спектра для масштаба 5\*5 мкм занимает промежуточное положение между значениями для масштабов 2\*2 мкм и 10\*10 мкм (рис. 2). При концентрации Ni 11% и 88% анизотропна не только форма неоднородностей но и их распределение по поверхности плёнки, что подтверждается двухосной анизотропией соответствующих ДКФ. Наложение двух видов анизотропии понижает анизотропию этих образцов в целом.

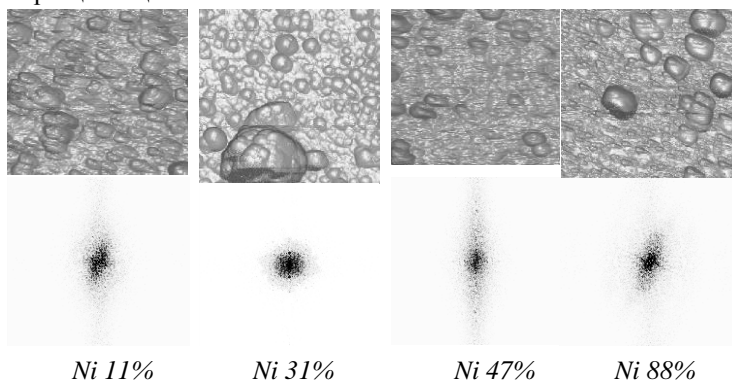


рис. 2. Сканы размером 5\*5 мкм и соответствующие ДКФ

Следует отметить, что концентрационная зависимость анизотропии мезоструктуры исследованных образцов коррелирует с анизотропией магнитного блока полученной для плёнок аналогичного состава в лаборатории Физики магнитных плёнок ИФ СО РАН.

При помощи ДКФ были найдены распределения неоднородностей по размерам для всех исследуемых поверхностей. Характер зависимостей оказался степенным, построенные в двойных логарифмических осях они спрямились с хорошей степенью достоверности. Тангенс угла наклона данных

прямых соответствует размерностям исходных систем мезодефектов. Размерности мезоструктур для объектов с концентрациями Ni 88%, 47% и 11% (т.е. те, для которых имеют место анизотропия мезоструктуры) близки к двум (2.06, 2.01, 2.13), размерность мезоструктуры для образца Fe<sub>67</sub>Ni<sub>31</sub>(P) достигает 2.68.

## Влияние плазменной обработки на структуру и механические свойства аустенитного никелевого сплава

Прохоренкова Надежда Валерьевна

Восточно-Казахстанский Государственный Университет

Алонцева Дарья Львовна

[Dalontseva@mail.ru](mailto:Dalontseva@mail.ru)

Создание новых машин и агрегатов для работы на сверхвысоких скоростях, при высоких температурах и давлениях ужесточает требования к конструкционным материалам. Одним из наиболее современных методов получения таких материалов являются комбинированные (дуплексные) методы обработки сплавов. Известно также, что сплавы на основе Ni по-прежнему считаются перспективными материалами. Последнее время возрос интерес к применению высокоскоростных импульсных плазменных струй для нанесения покрытий из тугоплавких материалов: керамики, металлокерамики, с помощью которых можно получить высокого качества покрытия с достаточно высокой эффективностью (производительностью).

Целью данной работы является исследование влияния порошковых покрытий на основе Ni на подложке из малоуглеродистой стали, нанесенных плазменно-детонационным методом с последующим оплавлением поверхности и части подложки сильноточным электронным пучком на микроструктуру, фазовый состав и свойства стали. В частности, особый интерес представляет вопрос о том, как влияет покрытие на коррозионную стойкость и микротвердость.

С помощью высокоскоростной импульсной плазменной струи было нанесено покрытие из порошков на основе Ni (ПГ - 10Н - 01 и ПГАН) толщиной от 60 до 110 мкм. Затем покрытие и поверхность подложки из стали 3 были оплавлены электронным пучком в режиме плавления (обработка образцов проведена в г. Сумы в Сумском институте модификации поверхности). Подложка из стали 3 стандартного состава на основе Fe, основу состава порошкового напыления составляет Ni.

Основными методами исследования были рентгеноструктурный фазовый анализ, оптическая микроскопия (металлография) и механические испытания. Испытания на микротвердость проводили на приборе ПМТ 3 (проводили по 20 испытаний «на точку»). Рентгеноструктурный анализ проводился на приборе ДРОН – 3 с использованием кобальтового излучения Co -K $\alpha$ . Рентгенограммы снимались на интервале углов от тридцати до ста тридцати градусов со скоростью движения один градус в минуту, постоянной времени  $t = 2,5$  сек, интенсивностью излучения  $I = 1000$  импульсов в секунду, рабочее напряжение  $U = 30$  кВ, ток 40 мА. Далее проводили расшифровку рентгенограмм по известным методикам, с использованием данных картотеки ASTM. Контроль качества полированной поверхности шлифа проводили на металлографическом микроскопе МИМ 7. Для выявления микроструктуры полированную поверхность образца подвергали травлению в хлоруксусном электролите. Фотосъемка производилась на оптическом микроскопе Neophot 21, при помощи цифрового фотоаппарата.

По проделанной работе можно сделать следующие выводы:

1. Выявлена микроструктура образцов после травления. Средний размер зерен составляет 7 мкм, зерна примерно равноосны. Объемная доля перлитных зерен составляет 30%. Адгезия образцов, покрытых плазменной струей плохая, образцы сразу же покрываются ржавчиной при попадании в водную среду.

2. По результатам механических испытаний, микротвердость после напыления существенно увеличивается, в среднем возрастая в 5 раз. При этом дисперсия микротвердости возрастает со стороны напыленного слоя, что косвенно свидетельствует о фазовой неоднородности покрытия.

3. Предположение о фазовой неоднородности подтверждается и данными рентгеноструктурного фазового анализа. Как видно из анализа рентгенограмм, напыленный слой многофазен, здесь присутствует в больших количествах Fe, образуются соединения Ni<sub>2</sub>Si, FeCr. Предполагаем, что именно эта многофазность влияет на коррозионную стойкость исследуемых образцов, а Fe проникает на поверхность из подложки за счет перемешивания и нагревания при обработке поверхности электронным пучком.

## Магнитоакустический резонанс в феррит-пьезоэлектрических композитах

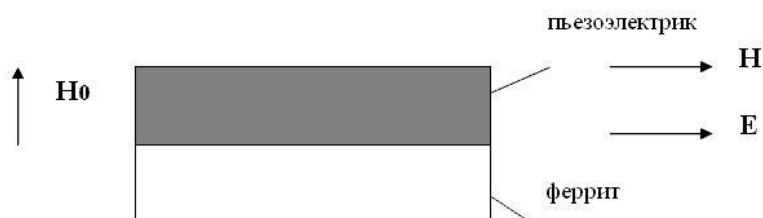
*Рябков Олег Владимирович*

*Новгородский Государственный Университет*

*Петров Владимир Михайлович, к. ф.-м.н.*

*[deptptr@novsu.ac.ru](mailto:deptptr@novsu.ac.ru)*

Наличие магнитоэлектрических (МЭ) свойств в слоистых феррит-пьезоэлектрических композитах обусловлено механическим взаимодействием между магнитной и электрической подсистемами. Магнитострикция феррита во внешнем магнитном поле вызывает поляризацию электрической подсистемы посредством пьезоэлектрического эффекта. В данной работе рассматривается МЭ эффект в слоистой структуре на основе монокристаллических феррита никеля и сегнетоэлектрического твердого раствора  $Pb(Mg_{1/2}Nb_{1/2})O_3 - PbTiO_3$ , заключающийся в индуцировании электрического поля во внешнем магнитном поле в области наложения частот электромеханического и магнитного резонансов. На рисунке приведена схема двухслойного композита в подмагничивающем поле  $H_0$ , направленном перпендикулярно плоскости пластинки, при этом переменные электрическое и магнитное поля параллельны плоскости пластинки.



Результатами работы является следующее:

1. Получено выражение для МЭ коэффициента по напряжению в области наложения частот электромеханического и магнитного резонансов.

2. Между смещением и однородной прецессией намагниченности ферритовой фазы выявлена связь через граничные условия на поверхностях пластинки. При приближении частоты переменного магнитного поля к частоте однородной прецессии намагниченности величина МЭ коэффициента по напряжению резко возрастает. Это возрастание связано с резонансной зависимостью смещения в области магнитного резонанса, а смещение благодаря пьезоэлектрическому эффекту индуцирует электрическое поле в пьезоэлектрической компоненте.

3. Приведены частотные зависимости МЭ коэффициента по напряжению для двухслойной структуры феррит никеля –  $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$  –  $\text{PbTiO}_3$ . Затухание в расчетах учтено введением комплексной частоты.

4. На частотах, значительно меньших частоты однородной прецессии намагниченности, МЭ коэффициент по напряжению имеет максимум в области электромеханического резонанса, при этом резонансная частота определяется толщинами слоев композита. Существенное увеличение МЭ коэффициента обнаружено в области магнитоакустического резонанса при совпадении частот электромеханического резонанса и однородной прецессии намагниченности ферритовой фазы.

5. Расчетное значение МЭ коэффициента по напряжению позволяет рекомендовать слоистые композиционные материалы на основе монокристаллических ферритов и пьезоэлектриков для использования в радиокомпонентах, работа которых основана на генерации магнитоупругих волн или на управлении параметрами магнитного резонанса с помощью электрического поля.

6. Обнаружена резонансная зависимость МЭ коэффициента по напряжению композиционных феррит-пьезоэлектрических материалов в области магнитоакустического резонанса при совпадении частот электромеханического резонанса и однородной прецессии намагниченности ферритовой фазы.

## **Оптимизация гальваномагнитных свойств тонкопленочных наноструктур на основе металлов Со и Си пленок**

**Самардак Александр Сергеевич**

*Дальневосточный Государственный Университет*

*[sas@lemoi.phys.dvgu.ru](mailto:sas@lemoi.phys.dvgu.ru)*

В работе представлены результаты исследования магнитных и магниторезистивных параметров  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}$  пленок в процессе ступенчатого отжига и изучены диффузионные процессы в зависимости от температуры и времени отжига. Исследовались пять серий пленок, каждая из которых состояла из образцов с  $d_{\text{Cu}} = 1,0$  нм и  $2,1$  нм (соответственно первый и второй максимумы антиферромагнитной (АФМ) связи), так как при этих толщинах между слоями  $\text{Co}$  ( $d_{\text{Co}} = 6$  нм) реализуется наиболее сильная косвенная обменная связь. В ходе исследования определены наилучшие параметры термической обработки, позволяющие получать пленки с оптимальными магнитными и магниторезистивными характеристиками.

Исходя из результатов исследования, сделаны следующие выводы:

1. Установлен диффузионный характер структурных превращений в трехслойных  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}$  пленках в процессе изотермического отжига. Взаимодиффузия атомов  $\text{Co}$  и  $\text{Cu}$  на несколько межатомных расстояний начинает существенное проявление после отжига при  $T_{\text{отж}}=190^\circ\text{C}$ .

3. Получено, что вклад взаимодиффузии слоёв  $\text{Co}$  и  $\text{Cu}$  в изменение удельного сопротивления всей  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}$  плёнки при отжиге не превышает десяти процентов. Но эти микроскопические изменения структуры на атомном уровне в межфазных границах являются причиной сильных изменений магнитных и магниторезистивных свойств в течение отжига.

4. Установлено поведение билинейной связи в процессе ступенчатого изотермического отжига. В пленках с  $d_{\text{Cu}}$ , соответствующей 1-ому АФМ максимуму, энергия билинейной связи достигает максимального значения ( $J_1 \approx -0,15$  мДж/м<sup>2</sup>) после пятидесяти минутного отжига при  $250^\circ\text{C}$ . В процессе отжига при  $400^\circ\text{C}$  величина  $J_1$  меняет знак на положительный, что свидетельствует об установлении между смежными магнитными слоями прямой ферромагнитной связи. В пленках  $d_{\text{Cu}}=2,1$  нм наибольшее значение билинейной энергии ( $J_1 \approx -0,14$  мДж/м<sup>2</sup>) было достигнуто после 7 мин отжига при  $350^\circ\text{C}$ . Последующий отжиг приводит к уменьшению величины  $J_1$  без изменения характера связи.

5. Обнаружено, что в пленках  $\text{Co}/\text{Cu}/\text{Co}$  с  $d_{\text{Cu}}=1,0$  нм после отжига при  $T_{\text{отж}}=250^\circ\text{C}$  в течение 130 мин биквадратичная связь исчезает. В пленках с  $d_{\text{Cu}}=2,1$  нм после отжига при  $T_{\text{отж}}=250^\circ\text{C}$  в течение 80 мин биквадратичная связь достигает максимального значения ( $J_2 \approx -0,05$  мДж/м<sup>2</sup>). Дальнейший отжиг этих пленок приводит к уменьшению, а после отжига при  $T_{\text{отж}}=300^\circ\text{C}$  в течение 30 мин к полному исчезновению  $J_2$ .

## Влияние термической обработки на газовую чувствительность пленок на основе оксидов индия и иттрия

Самохина Оксана Ивановна

Ситников Александр Викторович, Копыльцова Дарья Николаевна

Воронежский Государственный Технический Университет

Калинин Юрий Егорович, д.ф.-м.н.

[kalinin@ns1.vstu.ac.ru](mailto:kalinin@ns1.vstu.ac.ru)

В данной работе было исследовано влияние термической обработки на чувствительность к водороду пленок на основе оксидов индия и иттрия. Образцы были получены методом ионно-лучевого распыления составной мишени и осаждения продуктов распыления на ситалловой подложке. Мишень состояла из пластины индия размером  $280 \times 80 \times 0,5 \text{ mm}^3$ , на поверхности которой с переменным шагом закреплялись пластины иттрия размером  $80 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$ , что позволяло в одном технологическом цикле получать пленки толщиной 1-1,5  $\mu\text{m}$  с непрерывным распределением иттрия от 0,4 до 5 ат. % по длине подложки. Удельное электрическое сопротивление измерялось потенциометрическим методом с относительной погрешностью 1 – 2 %.

На (рис.1) представлены результаты относительного изменения удельного электрического сопротивления при  $T = 200 \text{ }^\circ\text{C}$  предварительно термообработанных пленок  $\text{In}_{28,2}\text{Y}_{0,8}\text{O}_{71}$  при циклическом напуске воздуха давлением  $P = 380 \text{ Torr}$  и напуске молекулярного водорода давлением  $P = 7,6 \text{ Torr}$  в воздушную среду. Напуск воздуха в вакуумную камеру с остаточным давлением  $P = 10^{-4} \text{ Torr}$  приводит к увеличению  $\rho$  более чем на 750 % в течение 60-и минутной выдержки для образцов, предварительно отожженных в атмосфере аргона (рис.1, а) и менее чем на 30 % для образцов, предварительно отожженных на воздухе. Напуск молекулярного водорода в воздушную среду приводит к резкому уменьшению электрического сопротивления за время меньше одной минуты, однако в первом случае относительное изменение удельного электрического сопротивления гораздо больше. Удаление водорода и напуск воздуха вновь приводит к скачкообразному росту  $\rho$  примерно на ту же самую величину.

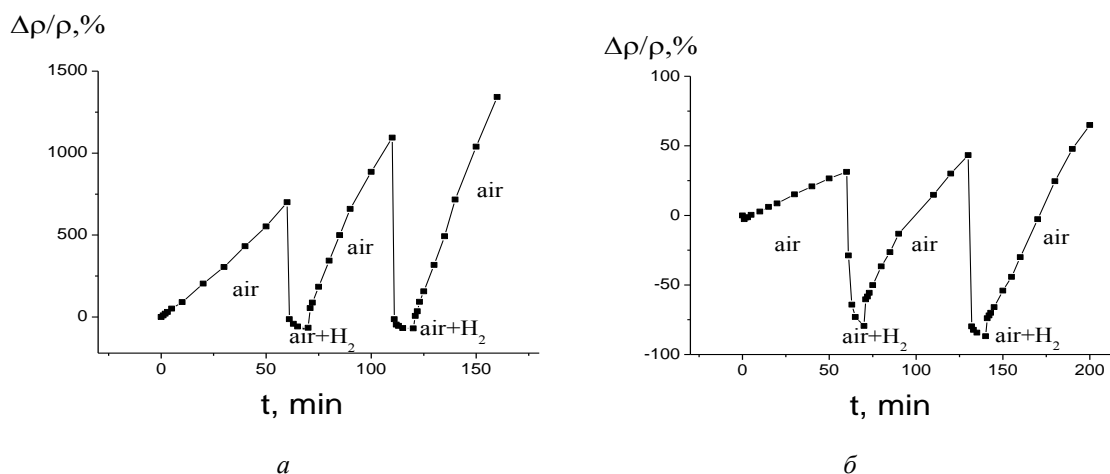


рис. 1. Временные зависимости электрического сопротивления пленки  $\text{In}_{28,2}\text{Y}_{0,8}\text{O}_{71}$  при температуре  $200 \text{ }^\circ\text{C}$  после предварительной термической обработки:

а) отжиг в течение 5 минут при температуре  $320 \text{ }^\circ\text{C}$  в атмосфере аргона (380 Torr);

б) отжиг в течение 5 минут при температуре  $300 \text{ }^\circ\text{C}$  на воздухе (380 Torr)

При отжиге в атмосфере аргона чувствительность к водороду гораздо выше, чем при отжиге на воздухе, однако отжиг на воздухе позволяет сделать электрическое сопротивление более стабильным.

## Высокочастотные магнитные свойства аморфных нанокompозитов металл-диэлектрик

Ситников Константин Александрович

Калаев Владимир Александрович

Воронежский Государственный Технический Университет

Ситников Александр Викторович

[kalinin@ns1.vstu.ac.ru](mailto:kalinin@ns1.vstu.ac.ru)

Экспериментально исследованы зависимости комплексной магнитной проницаемости от концентрации металлической фазы аморфных композитов  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ ,  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ ,  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$  и  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$  при комнатной температуре. При малых концентрациях ферромагнитной фазы композиты имеют низкие значения действительной ( $\mu'$ ) и мнимой ( $\mu''$ ) частей комплексной магнитной проницаемости, характерные для суперпарамагнитного состояния. Для композитов расположенных за порогом

перколяции наблюдаются сложные концентрационные зависимости  $\mu'$  и  $\mu''$  в виде кривых с максимумом, отражающим неоднородную магнитную структуру, формируемую в результате конкуренции анизотропии, индуцируемой механическими напряжениями на границе пленка-подложка, и анизотропии формы образцов. Установлено, что резкий рост магнитной проницаемости на концентрационной зависимости наблюдается раньше порога протекания, определяемого по электросопротивлению. На основе магнитных измерений предложено разделение композитов за порогом перколяции на две группы: композиты с лабиринтной структурой из ферромагнитных проводящих каналов в диэлектрической матрице и «объемного» ферромагнетика с включениями диэлектрической фазы.

Изучено влияние внешнего постоянного магнитного поля различной ориентации на поведение  $\mu'$  и  $\mu''$ . Показано, что при ориентации высокочастотного измерительного и постоянного магнитного поля (H) в плоскости пленки параллельно продольной оси образца, величины  $\mu'$  и  $\mu''$  уменьшаются и в поле насыщения стремятся к единице. При ориентации H перпендикулярно измерительному полю и оси образца в композитах  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{47}(\text{SiO}_2)_{53}$ ,  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_{47}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{53}$  и  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{52}(\text{SiO}_2)_{48}$  величина комплексной магнитной проницаемости в малых полях возрастает, достигая максимума, а затем уменьшается и в поле насыщения стремится к единице. Для композита  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_{42}(\text{Al}_2\text{O}_3)_{58}$  на зависимости  $\mu'(H)$  при такой ориентации внешнего магнитного поля максимума не наблюдается. Наблюдаемые различия связываются с наличием пространственной неоднородности распределения магнитных моментов в объеме композита. На основании полученных результатов установлено, что ось легкого намагничивания в ферромагнитных композитах  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ ,  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ ,  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$  имеет преимущественное направление параллельно продольной оси образца.

Исследовано влияние изотермических и термомагнитных отжигов на величину комплексной магнитной проницаемости. Изотермический отжиг для исследованных композитов, расположенных за порогом протекания, приводит к изменению величины комплексной магнитной проницаемости в разной степени. Наибольший спад действительной и мнимой части комплексной магнитной проницаемости наблюдается у композитов  $(\text{Co}_{41}\text{Fe}_{39}\text{B}_{20})_x(\text{SiO}_2)_{1-x}$ , а наименьший у композитов  $(\text{Co}_{45}\text{Fe}_{45}\text{Zr}_{10})_x(\text{Al}_2\text{O}_3)_{1-x}$ . Показано, что высокие значения магнитной проницаемости в высокочастотном диапазоне в гранулированных нанокompозитах могут быть реализованы путем создания перпендикулярной магнитной анизотропии при термомагнитной обработке. Сформированная в процессе роста аморфная структура ферромагнитных гранул с их лабиринтной морфологией в диэлектрической матрице позволяют увеличить рабочий частотный диапазон гранулированных композитов до СВЧ области.

## **Взаимосвязь между локализацией электронов в расплаве цезия и его транспортными свойствами**

*Соболев Андрей Николаевич*

*Воронцов Александр Геннадьевич*

*Южно-Уральский Государственный Университет*

*Мирзоев Александр Аминулаевич, д. ф.-м. н.*

*[andrey@physics.susu.ac.ru](mailto:andrey@physics.susu.ac.ru)*

Жидкие металлы в настоящее время играют очень большую роль в промышленности. Они используются и в качестве теплоносителей в энергоустановках атомных реакторов, и как составляющие электрических контактов, и во многих других отраслях. Но для широкого использования жидких металлов необходимо сначала изучить их различные физико-химические свойства, что при высоких температурах металлов экспериментально представляет собой трудновыполнимую и затратную в финансовом плане задачу. Проводимые же ранее теоретические расчеты свойств расплавов ограничивались лишь температурами вблизи точки плавления, при температурах же от 700 К и выше существующие методы давали существенное завышение результатов по сравнению с экспериментальными данными. Поэтому в прошлом году перед нами была поставлена задача о разработке метода, позволяющего рассчитать одно из важнейших свойств расплавов – электропроводность, что и было сделано. Для расчета использовался первопринципный метод ЛМТО-рекурсии.

Полученные результаты показали достаточно хорошее согласие с экспериментом при низких (300-700 К) и высоких (1300-1900 К) температурах, в то время, как при температурах, заключенных в промежутке от 700 до 1300 К, мы наблюдали некоторое завышение результатов (примерно на 20-30% (рис. 1)).

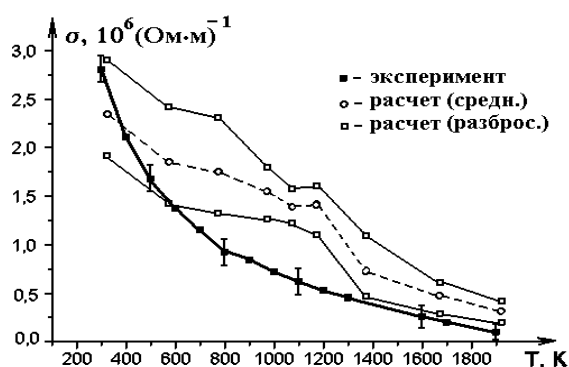


рис. 1. Результаты расчета электропроводности жидкого цезия методом рекурсии.

Была выдвинута гипотеза, позволяющая объяснить результаты расчета и их несогласие с экспериментом. Она заключалась в существовании связи между локализацией электронов и электропроводностью. Действительно, как следует из работ Лифшица, в расплаве могут существовать как делокализованные, так и локализованные состояния электронов, причем с повышением температуры радиус локализации уменьшается. В нашем расчете бралась модель из 1000 атомов цезия с периодическими граничными условиями. Таким образом, при низких температурах, когда состояния в цезии практически делокализованы, наш расчет повторяет эксперимент. То же происходит и при высоких температурах, когда радиус локализации электронов в цезии сравним с радиусом нашей модели. При средних температурах радиус локализации в цезии больше радиуса модели, поэтому при периодических граничных условиях происходит делокализация электронов, и электропроводность, следовательно, уменьшается.

Для проверки гипотезы, высказанной выше, нами была проведена серия расчетов электропроводности методом ЛМТО – рекурсии при температуре 1073 К. Начальный вектор состояния выбирался нами случайно таким образом, чтобы в серии расчетов были как делокализованные, так и локализованные начальные приближения. Все получившиеся собственные вектора при действии на них гамильтонианом дают собственное значение, отличающееся от энергии Ферми не более чем на  $10^{-3}$  Рб.

Полученная статистика показывает, что при старте процедуры фильтрации с делокализованного начального приближения вектор получается делокализованный, в то время как при старте с локализованного состояния может получиться как локализованный, так и делокализованный вектор. Это можно объяснить, если предположить, что при этой температуре начинается кластеризация образца, и при делокализованном начальном приближении вероятность перехода электронной плотности, находящейся на отдельных кластерах, очень мала, и поэтому она остается на месте.

Для данных собственных векторов была рассчитана электропроводность, также было проведено сравнение ее с экспериментально полученными данными.

Из полученных результатов видно, что, хотя все собственные вектора и дают завышенное значение электропроводности (что может объясняться большой величиной радиуса локализации состояний по сравнению с размерами нашего кластера), локализованные векторы дают более верные результаты, поэтому есть смысл начинать с локализованного приближения.

Работа поддержана грантом РФФИ № 04-02-96013.

## Влияние кристаллического поля на электронную и магнитную структуру титанатов La и Y

Стрельцов Сергей Владимирович

Мыльникова Анастасия Сергеевна, Пчелкина Злата Викторовна, Шорилов Алексей Олегович

Уральский Государственный Технический Университет (УПИ)

Анисимов Владимир Ильич, д.ф.-м.н.

[streltsov@optics.imp.uran.ru](mailto:streltsov@optics.imp.uran.ru)

При комнатной температуре соединения  $\text{LaTiO}_3$  и  $\text{YTiO}_3$  кристаллизуются в структуре типа  $\text{GdFeO}_3$  (пространственная группа симметрии  $Pbnm$ ), которая может быть получена из идеального перовскита (группа симметрии  $Pm-3m$ ) путем наклона (относительно направления  $[110]$ ) и разворота (относительно  $[001]$ )  $\text{TiO}_6$  октаэдров. Величина разворота и наклона октаэдров зависит от размера ионов La и Y. Однако, несмотря на схожую кристаллическую структуру, данные соединения координатно отличаются с точки зрения магнитной структуры. Если  $\text{LaTiO}_3$  является антиферромагнетиком G-типа (все ближайшие соседи антиферромагнитны) с относительно высокой  $T_N=146\text{K}$ [1], то  $\text{YTiO}_3$  – ферромагнетик с низкой  $T_c\sim 30\text{K}$ [2]. В  $\text{YTiO}_3$  локальный

магнитный момент на ионе Ti равен  $0.84 \mu_B$  [2], а в  $\text{LaTiO}_3$  он составляет лишь  $0.58 \mu_B$  [1], что сильно отличается от ожидаемого  $1 \mu_B$  для конфигурации  $d^1$ . Другой интересной особенностью данных соединений является изотропный магнетонный спектр, с небольшой щелью в спектре спиновых возбуждений  $\sim 3.3$  мэВ и  $0.02$  мэВ для  $\text{LaTiO}_3$  и  $\text{YTiO}_3$  соответственно [3,4].

Для того, чтобы описать загадочные свойства титанатов в работе [5] была предложена гипотеза существования орбитальной жидкости. Согласно этой теории вырождение  $t_{2g}$  подзоны может приводить к орбитально-разупорядоченному основному состоянию. При этом измеряемые величины будут являться средним по динамически изменяющемуся орбитальному ансамблю и, если  $x_y, y_z, z_x$  орбитали вырождены, либо расщепления между ними малы, то в среднем электрон будет находиться на каждой орбитали одинаковые промежутки времени, а значит электронные и магнитные свойства будут изотропны.

С другой стороны, существование локальных тригональных искажений  $\text{TiO}_6$ , предсказанных Мочизуки и Имадой [6], может привести к локализации электрона на  $a_{1g}$  орбитали. Волновая функция, соответствующая  $a_{1g}$  орбитали, есть линейная комбинация всех трех  $t_{2g}$  орбиталей с одинаковыми весами

$$a_{1g} = (x_y + y_z + z_x) / \sqrt{3}. \quad (1)$$

Следовательно, локализация электрона на этой орбитали также приведет к экспериментально наблюдаемой изотропии электронных и магнитных свойств. Таким образом, структура кристаллического поля оказывается решающим фактором, позволяющим сказать какая из моделей верна: наличие вырождения в  $t_{2g}$  оболочке сделает более предпочтительной модель орбитальной жидкости, а значительное расщепление будет говорить в пользу модели Мочизуки - Имады.

В настоящей работе было показано, что расщепление кристаллическим полем  $t_{2g}$ -оболочки иона Ti в соединении  $\text{LaTiO}_3$  достигает 230 мэВ. Последнее хорошо согласуется с результатами анализа спектров рентгеновского поглощения, которые оценивают расщепление кристаллическим полем в данном соединении в 120-300 мэВ [7]. Однако, данная величина не может быть интерпретирована как разница по энергии между основным и первым возбужденным состояниями, так как не учитывает возможность релаксации электронной подсистемы в процессе возбуждения. Для вычисления энергии первого возбужденного состояния используется метод, который позволяет учесть подобные электронные релаксации. Он не имеет неопределенности в выборе каких-либо унитарных преобразований или базиса волновых функций (в отличие от метода проектирования одноузельного гамильтониана [8]) и пригоден для вычисления малых величин энергий возбуждения (в отличие от метода нахождения центров тяжести соответствующих зон [9]).

Учет быстрых электронных релаксаций уменьшает энергию первого возбужденного состояния в титанатах на  $\sim 30\%$  (70 мэВ), до 160 мэВ. Тем не менее, эта величина остается достаточно большой для возможности формирования орбитальной жидкости в титанате La. Локализация электрона за счет сильного одноузельного кулоновского взаимодействия приводит к возникновению орбитального порядка как в  $\text{LaTiO}_3$ , так и в  $\text{YTiO}_3$ . Однако, различные локальные искажения кристаллической решетки стабилизируют разные орбитальноупорядоченные состояния в данных соединениях, приводя в возникновению к ферромагнетизма в  $\text{YTiO}_3$  (антиферроорбитальное упорядочение) и антиферромагнетизма в  $\text{LaTiO}_3$  (нетривиальное ферроорбитальное упорядочение).

В заключение авторы хотели бы выразить признательность Мазуренко В.В. за плодотворное обсуждение результатов данной работы. Работа выполнена при поддержке РФФИ (РФФИ-04-02-16096, РФФИ-03-02-39024) и в рамках российско-голландского проекта NWO 047.016.005.

#### Список публикаций:

- [1] M. Cwik et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 060401(R) (2003)
- [2] J.R. Hester et al., *Acta Cryst.* v. **B53**, 739 (1997)
- [3] B. Keimer et al., *Phys. Rev. Lett.* v. **85**, 3946 (2000)
- [4] C. Ulrich et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 167202 (2002)
- [5] G. Khaliullin, S. Maekawa, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3950 (2000)
- [6] M. Mochizuki and M. Imada, *J. Phys. Soc. Jpn.*, **73**, 1833 (2004)
- [7] M.W. Haverkort et al., to be published in *Phys. Rev. Lett.*, cond-mat/0405516
- [8] V.I. Anisimov et al., cond-mat/0407359
- [9] I.A. Nekrasov, S.V. Streltsov, M.A. Korotin, and V.I. Anisimov, *Phys. Rev. B*, **68**, 235113 (2003).

# Влияние термообработки на магнитооптические свойства $Tb_{3-x}Ca_xGa_5O_{12}$

Сухачев Александр Леонидович

Соколов Алексей Эдуардович

Красноярский Государственный Университет

Эдельман Ирина Самсоновна, д.ф.-м.н.

[alexey@iph.krasn.ru](mailto:alexey@iph.krasn.ru)

Кристалл тербий галлиевого граната (TGG) постоянно привлекает значительное внимание из-за высокой постоянной Верде и низкого коэффициента поглощения в ИК и видимом спектральном диапазоне. В последние годы это внимание резко возросло в связи с открытием в TGG, допированном Се и Са, фоторефрактивного эффекта в интервале 400-440 нм, для выяснения природы которого важно детальное изучение особенностей МКД и ФВ в этом спектральном диапазоне. В данной работе исследовано влияние термообработки на магнитооптические свойства  $Tb_{3-x}Ca_xGa_5O_{12}$  ( $x=0; 0.1$ ). Магнитный круговой дихроизм (МКД) исследован в сравнении с оптическим поглощением и фарадеевским вращением (ФВ) для спектрального диапазона 400-600 нм и температурного интервала 100-300 К.

Исследованию подвергались два типа кристаллов, стехиометрический кристалл тербий-галлиевого граната ( $Tb_3Ga_5O_{12}$ ) и кристалл активированный ионами кальция ( $Tb_{2.9}Ca_{0.1}Ga_5O_{12}$ ), оба кристалла были подвергнуты отжигу в вакууме при  $600^{\circ}C$  в течении 2 часов. Кристаллы  $Tb_3Ga_5O_{12}$  и  $Tb_{2.9}Ca_{0.1}Ga_5O_{12}$  были синтезированы в институте физики им. Л.В. Киренского СО РАН по методу, разработанному под руководством Л.Н. Безматерных по разработанной им методике [1].

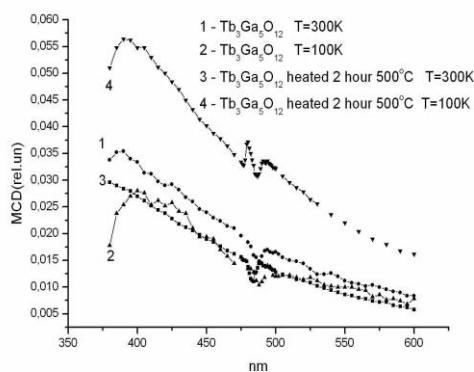


Рис 1: МКД в  $Tb_3Ga_5O_{12}$ : 1, 3 -  $T=300K$ , 2, 4 -  $100K$ :

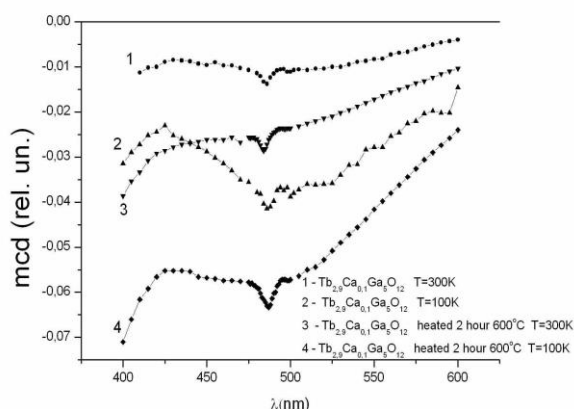


Рис 2: МКД в  $Tb_{2.9}Ca_{0.1}Ga_5O_{12}$ : 1, 3 -  $T=300K$ , 2, 4 -  $100K$ ; 1, 2 – исходный, 3, 4 – отожженный образец.

В спектре поглощения исходного кристалла  $Tb_3Ga_5O_{12}$  наблюдается серия слабых узких линий в области 300-370 нм, соответствующих f-f переходам в ионах тербия. Край полосы фундаментального поглощения соответствует  $\sim 300$  нм. Кристалл  $Tb_{2.9}Ca_{0.1}Ga_5O_{12}$  в этой области энергий непрозрачен, для него полоса фундаментального поглощения простирается до  $\sim 370$  нм. Полоса  ${}^7F_6 \rightarrow {}^5D_4$ , характерная для иона  $Tb^{3+}$ , наблюдается при 488 нм для всех случаев, и интенсивность линий одинакова. Величина и спектральные зависимости ФВ одинаковы для всех образцов. Эти зависимости хорошо описываются известной формулой для ФВ, обусловленного разрешенным f-d электронным переходом.

Со спектрами МКД ситуация была другой. Эффект МКД, связанный с электронным переходом в  $Tb^{3+}$ , проявляется в узком спектральном диапазоне вблизи этого перехода: на всех кривых (рис. 1 и 2) хорошо видна S-образная особенность в районе 488 нм, связанная с переходом  ${}^7F_6 \rightarrow {}^5D_4$ . Больше в этом спектральном интервале в  $Tb^{3+}$  нет никаких переходов, но МКД конечной величины наблюдается в довольно широкой области для обоих кристаллов. Причем для  $Tb_3Ga_5O_{12}$  эффект положительный, а для  $Tb_{2.9}Ca_{0.1}Ga_5O_{12}$  – отрицательный. Заметим, что введение в решетку граната  $Ca^{2+}$  может привести, с одной стороны, к компенсирующему увеличению валентности части ионов Tb, с другой стороны, к появлению кислородных вакансий. По-видимому, либо то, либо другое отразилось на поведении МКД кристалла. Особенно необычно температурное поведение МКД в  $Tb_3Ga_5O_{12}$ . Как

правило, при понижении температуры магнитооптические эффекты в парамагнетиках возрастают в соответствии с увеличением намагниченности. Такое поведение наблюдается для  $Tb_{2.9}Ca_{0.1}Ga_5O_{12}$ , как исходного, так и отожженного (рис.2). В случае же исходного  $Tb_3Ga_5O_{12}$  МКД уменьшается при понижении температуры. Из рис.1 видно, что при 100 К эффект меньше по сравнению с 300 К.

Наблюдение МКД в кристаллах в спектральной области, где отсутствуют электронные переходы в редкоземельном ионе, можно связать с образованием в них центров окраски различного типа. Эти центры включают кислородные вакансии и близко к ним расположенные ионы  $Tb^{3+}$ . При этом вакансии занимают различные кристаллографически неэквивалентные позиции. Их можно рассматривать как микроскопические



локальные искажения структуры кристалла. Из-за вхождения в эти центры магнитного иона Tb<sup>3+</sup> при наложении магнитного поля локальные искажения изменяются, что приводит к изменению поглощения света.

Рассмотрим влияние отжига кристаллов в вакууме на МКД. Форма спектра и знак МКД для отожженного кристалла Tb<sub>2.9</sub>Ca<sub>0.1</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> не изменились по сравнению с исходным. Для Tb<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub> после отжига знак остался прежним, но изменилась форма спектра (пропал широкий пик в районе 400 нм). Температурная зависимость МКД для обоих образцов стала одинаковой (МКД растет с уменьшением температуры). В основном наблюдаемые изменения укладываются в концепцию центров окраски, связанных с кислородными вакансиями: отжиг в вакууме приводит к возрастанию дефицита кислорода, т.е. к увеличению количества вакансий. Если это справедливо, то отжиг в атмосфере должен привести к обратным изменениям.

В дальнейшем планируется провести исследование влияния отжига кристаллов в атмосфере и других воздействий на МКД.

Список публикаций:

[1].L.N. Bezmaternykh, I.A. Gudim, V.L. Temerov. *The Surface: X-ray, synchrotron and neutron investigations 5 (2002) 20*

## Расчёт магнитных спектров ферритов с учётом нелинейной динамики

*Тарасов Дмитрий Владимирович*

*Сыктывкарский Государственный Университет*

*Гольчевский Юрий Валентинович*

*[tarasdim@email.ru](mailto:tarasdim@email.ru)*

Изучение и предсказание поведения частотных зависимостей магнитной проницаемости  $\mu$  (магнитных спектров) ферритов, является важной задачей, так как позволяет развивать физические представления о магнитной динамике, выявлять новые свойства материалов и синтезировать ферриты с заданными свойствами, на основе которых можно конструировать новые элементы радиотехники, электроники, вычислительной техники и разрабатываемых в последнее время носителей информации на основе высокочастотной записи. Аппроксимация магнитных спектров и получение аналитических формул на основе теоретических моделей, описывающих экспериментальные данные – одна из сложных задач магнитной динамики, несмотря на предпринимавшиеся попытки построить теорию, описывающую процессы, протекающие в магнетитах. Существует большое количество моделей, которыми пользуются при описании и объяснении поведения зависимостей проницаемости от частоты. Получаемые расчеты, как правило, хорошо описывают спектры в узком интервале частот, что может быть связано с большим количеством неучтенных факторов: не учитывается вращение вектора намагниченности или движение доменных границ, остается нераскрытым характер поведения диссипативного параметра  $\alpha$  и др.

Кроме того, используемые для описания магнитной динамики выражения основываются на решении уравнения Ландау-Лифшица или Гильберта в приближении малых амплитуд, что обуславливает часто встречающиеся расхождения теоретических и экспериментальных спектров. Данная работа посвящена расчёту магнитных спектров, при которых учитывалась нелинейная динамика, т.е. большие амплитуды колебаний магнитного момента.

При нахождении намагниченности использовалось не линеаризованное уравнение Ландау-Лифшица, с диссипативным членом в виде Гильберта. Диссипативный член записывается, в предположении, что на намагниченность, кроме поля  $\mathbf{H}$ , действует поле «сил трения», пропорциональное скорости изменения  $\mathbf{M}$  (1).

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M} \left[ \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right] \quad (1)$$

где  $\alpha$  - параметр диссипации.

Представим магнитное поле и намагниченность, входящие в уравнение, в виде сумм постоянных и переменных составляющих:  $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}(t)$ , где постоянная составляющая сравнима по величине с переменной.

Расписывая уравнения по декартовым осям, получим систему уравнений (2), где точкой обозначена производная по времени.

$$\begin{aligned} \dot{M}_x &= -\gamma(M_y H_z - M_z H_y) + \frac{\alpha}{M} (M_y \dot{M}_z - M_z \dot{M}_y) \\ \dot{M}_y &= \gamma(M_x H_z - M_z H_x) + \frac{\alpha}{M} (M_x \dot{M}_z - M_z \dot{M}_x) \\ \dot{M}_z &= -\gamma(M_x H_y - M_y H_x) + \frac{\alpha}{M} (M_x \dot{M}_y - M_y \dot{M}_x) \end{aligned} \quad (2)$$

Направим внешнее магнитное поле следующим образом: по оси z постоянная составляющая  $\mathbf{H}_0$ , а плоскости xy переменное поле, поляризованное по кругу. В данном предположении система переписется в виде (3):

$$\begin{aligned} \dot{M}_x &= -\gamma(M_y H_0 - M_z h \sin \omega t) + \frac{\alpha}{M}(M_y \dot{M}_z - M_z \dot{M}_y) \\ \dot{M}_y &= \gamma(M_x H_0 - M_z h \cos \omega t) + \frac{\alpha}{M}(M_x \dot{M}_z - M_z \dot{M}_x) \\ \dot{M}_z &= -\gamma(M_x h \sin \omega t - M_y h \cos \omega t) + \frac{\alpha}{M}(M_x \dot{M}_y - M_y \dot{M}_x) \end{aligned} \quad (3)$$

Эту систему решаем методом Рунге Кутты третьего порядка точности. Зная зависимость  $M(t)$  можем найти, как зависит восприимчивость  $\chi$  от времени по формуле:  $\chi = M/H$ .

Перейдем от временной зависимости к частотной с помощью Фурье преобразования (4).

$$\chi(\omega) = \chi_0 + \int_{-\infty}^{\infty} \chi(t')(\cos \omega t' + j \sin \omega t') dt' \quad (4)$$

где  $\chi_0$  - восприимчивость в нулевой момент времени.

Получены следующие результаты для  $\chi_{yy}$  компоненты тензора восприимчивости  $\chi$  (рис. 1):

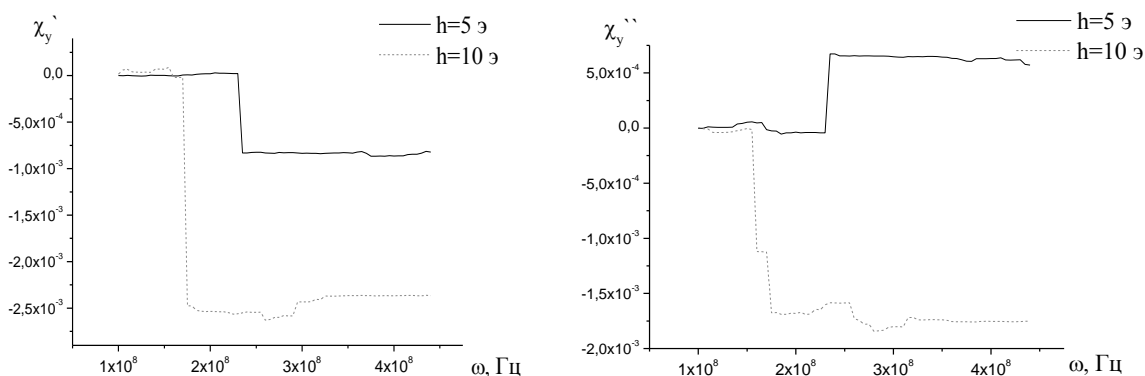


рис. 1

Таким образом, в работе рассмотрено влияние нелинейной динамики намагниченности на восприимчивость безграничного образца.

## Влияние нелинейного электрического поля на плазменные колебания в 2D электронном газе со сверхструктурой

*Толпегин Игорь Сергеевич*

*Волгоградский Государственный Педагогический Университет*

*Глазов Сергей Юрьевич к. ф-м. н*

*[glazov@vspsu.ru](mailto:glazov@vspsu.ru)*

Решена задача о влиянии нелинейного электрического поля на закон дисперсии плазменных волн в 2D электронном газе со сверхструктурой (СС). Нелинейность электрического поля предполагается слабой. Получено выражение, позволяющее определить дисперсионную зависимость  $\omega(k)$ . Для  $\omega_0 \gg \Delta$  ( $\omega_0$  – частота нелинейного поля,  $\Delta$  – полуширина минизоны проводимости,  $\hbar = 1$ ) показано, что при увеличении амплитуды нелинейной волны плазменная частота уменьшается. Расчеты выполнены на основе квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса.

Нелинейное электрическое поле поляризовано в направлении оси OX СС.

В результате расчета в приближении случайных фаз при  $\omega_0 > \Delta$  и  $k < 0.5$  получено следующее уравнение, определяющее дисперсионную зависимость  $\omega(\vec{k})$ :

$$\frac{2\pi e^2}{\chi} \Pi(\vec{k}, \omega) S(\vec{k}) = 1, \quad (1)$$

$$\Pi(\vec{k}, \omega) = \sum_p J_0^2 \left[ \Delta \sin(p_x d + \alpha_x) \sin(\alpha_x) \frac{a_1(\kappa)}{2\omega_0} \right] J_0^2 \left[ \Delta \cos(p_x d + \alpha_x) \sin(\alpha_x) \frac{b_0(\kappa)}{\omega_0} \right] \times \\ \times \frac{n(\vec{p} + \vec{k}) - n(\vec{p})}{\Delta [\sin(p_x d + \alpha_x) \sin(\alpha_x) a_0(\kappa) + \sin(p_y d + \alpha_y) \sin(\alpha_y)] - \omega}, \quad (2)$$

где  $\alpha_x = k_x d / 2$ ,  $\alpha_y = k_y d / 2$ ,  $\chi$  - диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки,  $d$  - период СС;  $p_x$ ,  $p_y$  - компоненты квазиимпульса электрона в плоскости СС,  $a_1(\kappa)$ ,  $b_0(\kappa)$  - коэффициенты разложения в ряд Фурье.

Вычисление множителя  $S(\vec{k})$  требует знания конкретного вида потенциальных ям, образующих СС.

При произвольных значениях  $\vec{k}$  сумма в (3) не выражается через табулированные функции. Однако, при малых значениях  $k$  ( $k_x, k_y \ll \pi/d$ )  $S(\vec{k})$  ведет себя как  $1/|\vec{k}|$ . При этом из (1) следует, что спектр плазмонов обладает дисперсией  $\omega^2 \sim k$ , характерной для 2D газа без СС.

Вычисление поляризационного оператора значительно упрощается в случае высоких температур:  $\Delta \ll T$ . Рассмотрим далее предельный случай, для которого можно получить явную зависимость  $\omega(k)$ . При  $\omega_0 \gg \Delta$  и  $k_y = 0$  закон дисперсии плазменных колебаний имеет вид:

$$\omega(k_x) = a_0(\kappa) \Delta \left| \sin \frac{k_x d}{2} \right| \frac{f(k_x)}{\sqrt{f(k_x)^2 - 1}}, \quad (3)$$

где  $f(k_x) = 1 + \frac{\chi T}{2\pi e^2 N_0} \frac{a_0(\kappa)}{S(k_x)}$ ,  $a_0 = 2 \frac{E(\kappa)}{K(\kappa)} - 1$ ,  $\kappa = \frac{e E_0 d}{2\omega_p} \frac{|1 - \beta^2|^{1/2}}{\beta}$  - модуль нелинейности,

$\omega_0 = \frac{\pi}{2K(\kappa)} \frac{\beta}{|1 - \beta^2|^{1/2}} \omega_p$ ,  $\beta = u/V$ ,  $V$  - скорость электромагнитной волны в отсутствие электронов,  $u$  - фазовая

скорость волны,  $E_0$  - амплитуда напряженности поля нелинейной волны,  $K(\kappa)$  - полный эллиптический интеграл первого рода,  $T$  - температура в энергетических единицах.

На (рис.1) построен график зависимости  $\omega(k)$  при: а)  $\kappa=0.1$ ; б)  $\kappa=0.4$ , полученный с помощью численного анализа формулы (3). Оказывается, что при увеличении амплитуды нелинейной волны плазменная частота уменьшается. При  $kd/2 \ll 1$  получаем ожидаемую дисперсионную зависимость  $\omega^2 \sim k$ , характерную для 2D газа без СС.

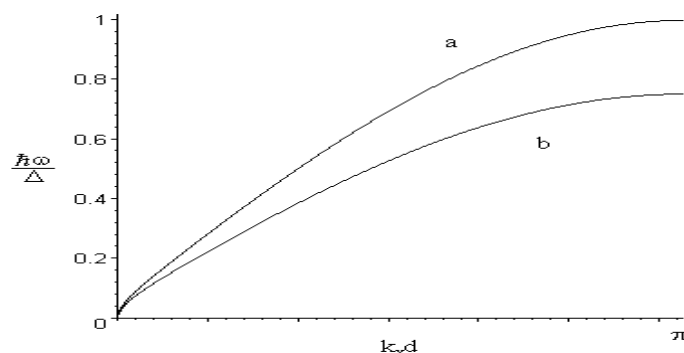


рис.1.

Сделаем численные оценки. При концентрации  $N_0 = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $d = 10^{-5} \text{ см}$ ,  $\Delta = 10^{-2} \text{ eV}$ ,  $T \approx 10^2 \text{ К}$ ,  $\omega_0 \approx 10^{14}$  получаем, что частота плазменных колебаний составляющая по порядку величины  $\omega \approx 10^{12} - 10^{13} \text{ с}^{-1}$ , достигается при  $k \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$ .

Работа поддержана грантом регионального конкурса АВО РФФИ «Поволжье» 04 02 96505.

## Перколяционная модель объемных магнитоэлектрических композитов

*Тусков Дмитрий Сергеевич*

*Новгородский Государственный Университет*

*Петров Владимир Николаевич, к.ф.-м.н.*

*[deptptr@novsu.ac.ru](mailto:deptptr@novsu.ac.ru)*

На сегодняшний день актуальной задачей является исследование композиционных материалов на основе пьезоэлектрических и магнитострикционных материалов, которые, как известно, имеют значительно большие значения магнитоэлектрических (МЭ) коэффициентов, по сравнению с монокристаллами. Развитие технологии композиционных материалов способствует созданию различных типов структур, которые позволят преодолеть трудности применения МЭ эффекта на практике.

Разработка новых МЭ композиционных материалов предполагает использование надежных теоретических моделей, позволяющих прогнозировать их свойства в широком диапазоне изменения концентраций и при существенном различии электромеханических параметров составляющих компонентов.

Технология производства МЭ композитов позволяет охватить весь возможный диапазон изменения концентраций и может приводить к получению материалов различных типов.

Точные решения трехмерных задач, связанных с вычислением эффективных констант неоднородных систем, отсутствуют. Поэтому отсутствует и четкая структурная классификация МЭ материалов.

В настоящее время известны решения таких задач только для МЭ материалов с типами связности 3-0 и 0-3. Многочисленные опыты показывают, что максимум МЭ эффекта наблюдается при других типах связности (между 3-0 и 0-3), поэтому построение методик расчета эффективных констант композита, является важной и актуальной задачей.

Расчет МЭ коэффициента проведен с использованием теории перколяции.

Представляя среду в виде дискретной решетки, в узлах которой случайным образом находится либо пьезоэлектрик, либо магнитострикционный материал, можно сформулировать два типа задач. Узлы решетки, в которых находится пьезоэлектрик, условно можно считать открытыми, считая долю открытых узлов  $x$  основным независимым параметром и полагая два открытых узла принадлежащими одному кластеру, если их можно соединить непрерывной цепочкой соседних открытых узлов. Такие вопросы как среднее число узлов в кластере, распределение кластеров по размерам, появление бесконечного кластера и доля входящих в него узлов, составляют задачу узлов.

Можно также выборочно открывать связи между соседними узлами и считать, что одному кластеру принадлежат узлы, соединенные цепочками открытых связей. Тогда те же самые вопросы о числе узлов в кластере и т.д. составляют содержание задачи связей.

Модель процесса перколяции можно представить следующим образом. Когда все узлы открыты, решетка является моделью пьезоэлектрика. При уменьшении концентрации пьезоэлектрика (закрывании узлов) сопротивление материала сначала будет мало изменяться, а при каком-то критическом значении  $x=x_c$  произойдет резкое уменьшение сопротивления композита, т.е. произойдет перколяционный переход, являющийся геометрическим аналогом появления бесконечного магнитострикционного кластера. В окрестности перколяционного перехода происходит резкое изменение МЭ коэффициентов, связанное с изменением типа связности композита.

В окрестности перколяционного перехода, где аппроксимация эффективной среды не применима, получить точные результаты аналитическими методами сложно, поэтому, расчет МЭ коэффициентов проведен численно методами компьютерного моделирования.

В данной работе, посвященной рассмотрению окрестности перколяционного перехода и вычислению на основе данной теории МЭ коэффициента по напряжению для феррит-пьезоэлектрических композитов, получены следующие результаты:

- построена перколяционная модель объемных феррит-пьезоэлектрических композитов;
- определены перколяционные пороги;
- рассчитаны МЭ коэффициенты в области перколяционного перехода.

# Экранирование заряда двумерным электронным газом со сверхструктурой в условиях штарковского квантования

**Фартуков Юрий Владимирович**

Волгоградский Государственный Педагогический Университет

Глазов Сергей Юрьевич, к.ф.-м.н.

[azdazdnik@rambler.ru](mailto:azdazdnik@rambler.ru)

Исследовано влияние постоянного однородного электрического поля на проникновение поля точечного и пространственно – периодически распределенного заряда в двумерный (2D) электронный газ в системе с периодическим потенциалом.

Рассматривается твердотельная структура в плоскости  $z = 0$  в которой находится 2D электронный газ со сверхструктурой (СС), разделяющий пространство на две среды с разными диэлектрическими проницаемостями. Для  $z > 0$  диэлектрическая постоянная равна  $\epsilon_+$ , для  $z < 0$  диэлектрическая постоянная  $\epsilon_-$ . Будем считать, что в плоскости  $z = h$  ( $h > 0$ ) имеется распределение электрического заряда с поверхностной плотностью  $Q(\vec{\rho})$  ( $\vec{\rho} = \{x, y, 0\}$ ). Постоянное электрическое поле воздействует на 2D электронный газ СС (вектор напряженности  $\vec{E}$  ориентирован вдоль оси ОХ).

Влияние дополнительного периодического потенциала (сверхструктуры) можно учесть, записав энергетический спектр носителей тока в приближении сильной связи

$$\epsilon(\vec{p}) = \Delta - \frac{\Delta}{2} [\cos(p_x d) + \cos(p_y d)], \quad (1)$$

где  $\Delta$  – полуширина минизоны проводимости;  $d$  – период СС;  $p_x, p_y$  – компоненты квазиимпульса электрона в плоскости СС (здесь и далее  $\hbar = 1$ ).

В результате расчета в приближении случайных фаз получено следующее выражение для экранирующего потенциала. В присутствии постоянного квантующего электрического поля экранирующий потенциал осциллирует с частотами, кратными  $\Omega_{st} = eEd$ . Это есть проявление блоховских осцилляций электронов в минизоне.

Распределение постоянной части потенциала при  $z < 0$  рассчитано для двух случаев: точечного и пространственно – периодически распределенного заряда. Результат получен для случая высоких температур ( $2\Delta \ll T$ ) и  $\Omega_{st} > \Delta$ .

I. Если плотность распределения заряда задана соотношением  $Q(\rho) = Q_0 \delta(\rho)$ , то уравнение для распределения потенциала имеет вид

$$\varphi(\rho, z) = \frac{Q_0}{(\epsilon_+ + \epsilon_-)\pi} \int \frac{\exp[-q(h-z)]}{q} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{J_n^2\left(\frac{\Delta}{\Omega_{st}} \sin\left(\frac{kd}{2}\right)\right) \exp[i\vec{q}\vec{\rho}] d^2 \vec{q}}{1 + \frac{\chi}{q} \left(1 - \frac{n\Omega_{st}}{\sqrt{(n\Omega_{st})^2 - \Delta^2 \sin^2 \frac{q_y d}{2}}}\right)}, \quad (2)$$

где  $\chi = 4\pi e^2 N / [(\epsilon_+ + \epsilon_-)T]$ ,  $N$  – поверхностная плотность 2D электронного газа.

Этот интеграл не выражается в табулированных функциях. Численный анализ показал, что при увеличении напряженности постоянного поля  $E$  увеличивается эффект экранирования точечного заряда. В пределе  $\beta / (h - z) \ll 1$  ( $\beta = \Delta d / 2\Omega_{st}$ ) влиянием поля точечного заряда можно пренебречь.

II. Если плотность распределения заряда задана соотношением  $Q(\rho) = \sigma_0 \cos(kx)$ , то в этом случае постоянная составляющая результирующего потенциала имеет вид

$$\varphi(\rho, z) = \frac{4\pi\sigma_0 \cos(kx)}{(\epsilon_+ + \epsilon_-)k} \exp[-k(h-z)] \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{J_n^2\left(\frac{\Delta}{\Omega_{st}} \sin\left(\frac{kd}{2}\right)\right)}{1 + \frac{\chi}{k} \left(1 - \frac{n\Omega_{st}}{\sqrt{(n\Omega_{st})^2 - \Delta^2 \sin^2\left(\frac{kd}{2}\right)}}\right)}. \quad (3)$$

В случае  $q_y d \ll 1$  для распределения потенциала получено

$$\varphi_-(x, z) = \frac{4\pi\sigma_0 \cos(kx)}{(\varepsilon_+ + \varepsilon_-)k} \exp[-k(h-z)] \times \left(1 - \frac{\chi}{\chi+k} J_0^2(\beta k)\right). \quad (4)$$

Из выражения (4) следует, что в постоянном электрическом поле при ( $\beta \geq k^{-1}$ ) амплитуда потенциала осциллирует в зависимости от величины напряженности постоянного поля. При возрастании напряженности поля коэффициент экранирования уменьшается, что соответствует усилению эффекта экранирования. При  $\chi \gg k \sim \beta^{-1} 2D$  электронный газ становится "электрически не прозрачным", и поле, созданное статическим распределением заряда не проникает через него.

Приведем численные значения параметров задачи, при которых выполняются сделанные выше приближения и можно ожидать проявления максимального экранирования:  $\Delta \sim 10^{-2}$  эВ,  $d \sim 10^{-6}$  см,  $\Omega_{st} \sim 10^{13}$  с $^{-1}$  ( $E \sim 10^3$  В/см),  $N \sim 10^{11}$  см $^{-2}$ . Отметим, что для проявления штарковского квантования необходимо выполнение условия  $\Omega_{st}\tau \gg 1$  ( $\tau$  - среднее время свободного пробега электрона). Последнее неравенство может быть выполнено при  $\tau > 10^{-13}$  с (что является довольно жестким условием на чистоту образца). Таким образом, эксперименты по обнаружению описанного эффекта следует проводить при низких температурах в образцах с высокой подвижностью электронного газа. Например, экспериментальное изучение шубниковских осцилляций в подобных сверхструктурах проводилось при 1.3 – 4.3 К; подвижность двумерных электронов при этом достигала достаточно высоких значений  $(2 - 5) 10^5$  см $^2$ /(Вс).

## Определение точки Кюри ферромагнетика

*Хабиров Илья Рифович*

*Дальневосточный Государственный Университет Путей Сообщения*

*Криштоп Виктор Владимирович, к.ф.-м.н.*

*[krivic@yahoo.com](mailto:krivic@yahoo.com)*

Принцип действия этого прибора основан на том эффекте, что при прохождении ферромагнетиком точки Кюри, он теряет все свои магнитные свойства, то есть превращается в парамагнетик.

Для регистрации же прохождения точки Кюри, то есть того момента, когда все домены в веществе разрушены и исчезли все магнитные моменты доменов, применён такой метод: на ферромагнетик (ферритовое кольцо марки 2000НМ) намотаны две обмотки (1 и 2) тонким изолированным медным проводом, на одну из них (1) подаётся напряжение звуковой частоты, другая же обмотка (2) нагружена стрелочным индикатором, регистрирующим ток в ней.

Если на обмотку 1 подано низкочастотное напряжение, и ферромагнетик не находится при температуре, равной или большей температуры Кюри для него, то в обмотке 2 протекает ток и стрелочный индикатор покажет его наличие.

Если же точка Кюри пройдена, то в результате разрушения доменов и превращения ферромагнетика в парамагнетик, ток в обмотке 2 протекать не будет и индикатор, нагруженный этой обмоткой, покажет его отсутствие.

В конструкцию прибора входят следующие узлы:

1. непосредственно сам ферромагнетик с его обмотками-датчиками;
2. электронный термометр, позволяющий регистрировать температуру ферромагнетика;
3. регулятор мощности нагревателя, осуществляющего нагрев ферромагнетика;
4. генератор низкой (звуковой) частоты;
5. блок питания этих устройств.

Ферромагнетик с его обмотками конструктивно оформлен в виде тороидального трансформатора, помещённого вместе с нагревателем и датчиком-терморезистором в тонкую металлическую оболочку- кожух, заполненный твёрдой теплопроводящей массой.

Нагрев ферромагнетика осуществляется при помощи нихромовой спирали, размещённой вместе с самим ферромагнетиком и датчиком температуры в том же кожухе.

Питание нагревателя осуществляется через специальный регулятор мощности нагревателя, в котором мощность изменяется за счёт изменения протекающего через нагрузку (нагреватель) тока. Регулятор мощности построен на мощном тринисторном ключе и управляющих им транзисторов.

Для регистрации температуры нагрева ферромагнетика служит электронный термометр, построенный на операционном усилителе. Датчиком термометра служит терморезистор, размещённый в непосредственной близости от ферромагнетика.

Генератор низкочастотного напряжения выполнен на интегральном таймере типа КР1006ВИ1. С него (генератора) снимается напряжение звуковой частоты, и подается на одну из обмоток, намотанных на ферромагнетике.

В результате эксперимента было показано, что температура Кюри данного ферромагнетика лежит в области 150°C и при нагревании и при охлаждении образца. Обнаруженное значение температуры Кюри согласуется с паспортными данными данного феррита. Данный метод применен нами в Дальневосточном государственном университете путей сообщения для создания лабораторной работы по курсу физики твердого тела в разделе "Магнитные свойства веществ".

## Изучение вибрационных и ультразвуковых колебаний магнитожидкостного элемента

**Чистяков Михаил Владимирович**

*Каменева Юлия Юрьевна, Коварда Владимир Васильевич*

*Курский Государственный Технический Университет*

*Полунин Вячеслав Михайлович, д.ф.-м.н.*

*[Polunin\\_vm@hotmail.ru](mailto:Polunin_vm@hotmail.ru); [chimisha@yandex.ru](mailto:chimisha@yandex.ru)*

В работе [1] сообщалось об исследовании магнитожидкостного преобразователя в ультразвуковом диапазоне на основе акустомагнитного эффекта (АМЭ) [2], а также о преобразовании в низкочастотной области при помощи магнитожидкостной мембраны.

Настоящей работой исследование магнитожидкостного элемента в области высоких частот (20 – 70 кГц) продолжено в условиях, когда приемником электромагнитных волн является пара катушек, с одинаковой геометрией и одинаковым количеством витков.

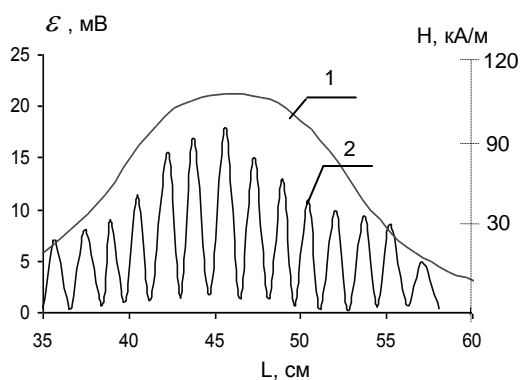


рис.1

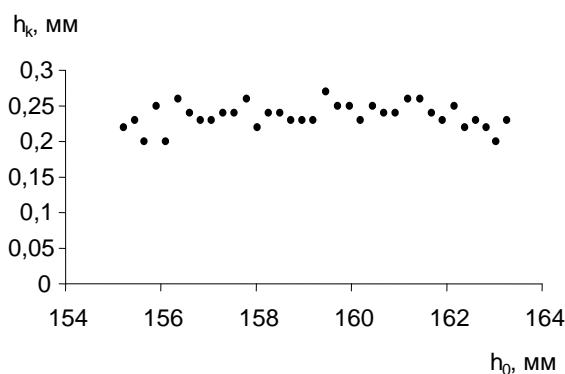


рис.2

На рис.1 кривая 1 - представляет экспериментально полученную зависимость поперечной к трубке составляющей напряженности магнитного поля от расстояния вдоль оси; кривая 2 – зависимость ЭДС индукции  $\varepsilon$  от расстояния, отсчитываемого вдоль оси трубки с использованием двух катушек.

Экспериментально установлено нелинейное увеличение принимаемого сигнала с 1,2 мВ при работе одной катушки до 10 мВ при включении второй катушки. Выявленный эффект имеет большое значение при исследовании магнитных жидкостей.

В области низких частот (20 – 200 Гц) исследования проводились с использованием магнитожидкостного столбика и магнитожидкостной мембраны (МЖМ).

Возвратно-поступательное течение магнитной жидкости (МЖ) в трубах (осевые колебания МЖ - столбика) недостаточно рассматривалось исследователями. В том числе это касается вопроса о влиянии неоднородности магнитного поля на возможное изменение вязкости МЖ. В то же время одним из наиболее интересных моментов как в прикладном, так и фундаментальном аспектах изучения является поведение магнитного коллоида под воздействием магнитных полей разной напряженности. Результаты экспериментального исследования зависимости частоты и коэффициента затухания колебаний от напряженности магнитного поля, приведены в таблице:

$H$ , кА/м	$\beta$	$\nu$ , Гц
7,4	6,58	22,22
47,77	8,52	22,29
92,36	10,17	22,09
135,51	11,82	22,09

Данные таблицы свидетельствуют об увеличении коэффициента затухания по мере возрастания напряженности магнитного поля (частота при таких полях практически не изменяется). В магнитном поле сдвиговая вязкость МЖ получает приращение за счет магнитовязкого эффекта, обусловленного преимущественной ориентацией магнитного момента, жестко связанного с феррочастицей.

МЖМ представляет собой каплю магнитного коллоида, перекрывающую сечение стеклянной трубки благодаря стабилизирующему действию неоднородного магнитного поля коаксиально расположенного кольцевого магнита [3]. При наличии в трубке донышка мембрана изолирует находящуюся под ней воздушную полость. В результате смещения кольцевого магнита, жестко связанного с кинематическим узлом катетометра, создается перепад давления и происходит разрыв МЖМ.

На рис.2 графически представлены результаты экспериментальных измерений  $h_k$ –перемещения магнита между двумя последующими разрывами МЖМ в зависимости от высоты изолированного жидкостью воздушного столба  $h$ . Приращение давления  $P_k$  в газовой полости при последующих разрывах перемишки можно рассчитать по формуле (1):

$$P_k \cong P_a \gamma \frac{h_k}{h} \quad (1),$$

где  $P_a$  – атмосферное давление,  $\gamma$  – определяется коэффициентами пондеромоторной и газовой упругостей.

Исследования проводились при следующих значениях  $h$ : 161 мм, 177 мм, 194 мм, 204 мм. Значения  $P_k$  соответственно равны: 78 Па, 76 Па, 75 Па, 74 Па.

Распределение количества разрывов от ширины шага  $h_k$  носит экстремальный характер, причем экстремум приходится на среднее значение  $h_k$ .

Список публикаций:

- [1]. Полунин В.М., Каменева Ю.Ю., Коварда В.В., Беседин А.Г., Пауков В.М., Чистяков М. В. Экспериментальное исследование магнитоожидкостного преобразователя. Сборник трудов XV сессии РАО. Т II. – М.: ГЕОС, 2004, С.37 – 40.  
 [2]. Полунин В.М. Электромагнитные эффекты, вызванные упругой деформацией цилиндрического образца намагниченной жидкости // Магнитная гидродинамика. 1988. №3. С. 43 – 50.  
 [3]. Rosensweig R.E. Ferrohydrodynamics. – Cambridge: Univ. Press, 1985. – 344 p.

## Квазистатическое перемагничивание мультислойной магнитной структуры

**Шарипов Станислав Мирославович**

*Сыктывкарский Государственный Университет*

*Власов Владимир Сергеевич*

*ssdf@rol.ru*

В данной работе рассматривалась структура, состоящая из достаточно большого числа ( $n \gg 1$ ) слоев магнитного металла с намагниченностью  $M_i$  и толщиной  $d_i$ , разделенных немагнитными прослойками, толщина которых отвечает антиферромагнитному типу обменной связи между магнитными слоями. Если магнитная анизотропия магнитных слоев складывается из одноосной наведенной анизотропии типа “легкая ось” и кристаллографической кубической анизотропии, причем кристаллографические оси [100] и [010] лежат в плоскости слоев, а ось легкого намагничивания наведенной анизотропии ориентирована перпендикулярно слоям. В этом случае свободная энергия системы в расчете на единицу площади дается выражением [1]:

$$E = \sum_{i=1}^n d_i \left[ -\mathbf{H}\mathbf{M}_i + \frac{K_{1i}}{4} (\sin^2 2\psi_i + \cos^4 \psi_i \sin^2 2\varphi_i) + \frac{K_{2i}}{16} \sin^2 2\psi_i \cos^2 \psi_i \sin^2 2\varphi_i + (K_{ui} - 2\pi M_i^2) \cos^2 \psi_i \right] + J \sum_{i=1}^n \frac{M_i M_{i+1}}{M_i M_{i+1}}, \quad (1)$$

где  $J$  - константа билинейной связи, обусловленной косвенным обменным взаимодействием магнитных моментов ближайших слоев, зависящая в общем случае от толщины, материала и структурных характеристик прослойки;  $K_{1,2i}$  - первая и вторая константы кубической анизотропии;  $K_{ui}$  - константа роторной анизотропии;  $\mathbf{H}$  - статическое подмагничивающее поле;  $\varphi_i$  - отсчитываемый от оси [100] азимутальный угол, определяющий ориентацию магнитного момента соответствующих пленок;  $\psi_i$  - угол выхода вектора  $\mathbf{M}_i$  из плоскости пленки.

Далее магнитные слои будем считать идентичными, т. е. примем  $M_i = M$ ,  $d_i = d$ ,  $K_{ui} = K_u$ ,  $K_{1;2i} = K_{1;2}$ . Положительность константы связи  $J$  обеспечивает антиферромагнитную связь магнитных моментов в соседних



слоях, т. е. противоположность их направлений в отсутствие подмагничивающего поля. В этом случае вся совокупность магнитных слоев разбивается на две подсистемы ( $j = 1, 2$ ) с идентичным поведением слоев каждой из подсистемы.

При подмагничивающем поле  $\mathbf{H}$ , лежащем в плоскости пленок, с учетом больших размагничивающих полей ( $4\pi M \gg 2K_u, JM$ ) для реализуемых на практике структур магнитные моменты лежат в плоскости слоев, поэтому равновесные углы  $\psi_j = 0$ . Для определения равновесных азимутальных углов  $\varphi_j(\mathbf{H})$  используем условия равновесия  $\partial E / \partial \varphi_j = 0$  и  $\partial^2 E / \partial \varphi_j^2 > 0$ , приводящие для двух соседних слоев с учетом (1) к системе уравнений

$$2HM \sin(\varphi_j - \varphi_H) + K_1 \sin(4\varphi_j) - 2\bar{J} \sin(\varphi_j - \varphi_{3-j}) = 0, \quad (2)$$

$$HM \cos(\varphi_j - \varphi_H) + 2K_1 \cos(4\varphi_j) - \bar{J} \cos(\varphi_j - \varphi_{3-j}) > 0,$$

где  $\varphi_H$  - азимутальный угол, отсчитываемый от оси [100] и определяющий плоскостное направление поля  $\mathbf{H}$ ;  $\bar{J} = 2J/d$  (удвоение константы связи по сравнению с двухслойной системой обусловлено взаимодействием магнитного момента каждого слоя с магнитными моментами двух ближайших слоев).

В работе было проведено численное решение системы уравнений (2). Для расчётов, были взяты следующие параметры плёнки: будем использовать параметры, близкие к параметрам системы (Марганец-цинковая шпинель (МЦШ) / Cr)<sub>n</sub>, а именно: для слоев МЦШ намагниченность  $M = 600$  Gs, константы анизотропии  $K_1 = 5 \cdot 10^3$  erg / cm<sup>3</sup>,  $K_2 = -0.5 \cdot 10^3$  erg / cm<sup>3</sup>,  $K_u = 1 \cdot 10^3$  erg / cm<sup>3</sup>, толщина  $d = 21.2 \cdot 10^{-8}$  cm; параметры слоев хрома явно в (1) не входят, но они определяют величину константы связи  $J$ .

В работе исследованы зависимости равновесного азимутального угла  $\varphi_j$  магнитного момента первой и второй плёнки от величины подмагничивающего поля  $H$ , направленного под углом  $\varphi_H = 0$ , полученные для четырёх значений константы связи  $J = 0.05, 0.1, 0.132, 0.17$  erg / cm<sup>2</sup>.

Из результатов расчётов следует, что при отсутствии поля равновесными углами являются углы  $\pi/2$  и  $-\pi/2$ , а при достижении поля некоторого значения  $H_a$  происходит переориентация магнитных моментов по полю, т.е.  $\varphi_{01} = \varphi_{02} = \varphi_H$ . Обратное неколлинеарное расположение моментов восстанавливается при достижении полем другого значения  $H_b$ .

Таким образом, при малых значениях  $J$  имеет место ориентационная петля гистерезиса, которая сужается при увеличении константы взаимодействия. В случае же больших значений  $J$   $H_b = H_a$  и петля гистерезиса отсутствует.

Рассмотрим теперь важный случай плоскостного перемагничивания, когда поле  $\mathbf{H}$  ориентировано вдоль кристаллографической оси [110], т.е. когда  $\varphi_4 = \pi/4$ . Соответствующие зависимости равновесных азимутальных углов от величины подмагничивающего поля, получены для четырёх значений константы связи  $J = 0.05, 0.1, 0.132, 0.17$  erg / cm<sup>2</sup>.

При достижении поля значения  $H_a$  [1], как и в рассмотренном выше случае, происходит ориентационный фазовый переход, в результате которого равновесной становится только сонаправленная ориентация магнитных моментов. Восстановление неколлинеарной конфигурации при уменьшении подмагничивающего поля происходит в результате обратного фазового перехода, когда поле достигает значения  $H_b$ . Таким образом, при малых значениях  $J$  имеет место ориентационная петля гистерезиса, которая сужается при увеличении константы взаимодействия. В случае же больших значениях  $J$   $H_b = H_a$  и петля гистерезиса отсутствует.

В ходе данной работы, были исследованы равновесные состояния и квазистатическое перемагничивание мультислойной магнитной структуры. Обнаружена гистерезисная зависимость ориентации намагниченности магнитных слоёв данной структуры от величины постоянного поля. Подобный характер поведения намагниченности позволит реализовать различные динамические режимы поведения вектора намагниченности в многослойной структуре. Это будет сделано в следующих работах.

Рассмотренная модель мультислойной структуры является весьма упрощённой. Помимо шероховатости границ раздела слоёв в реальных структурах присутствуют отклонения коэффициентов связи и намагниченности от средних значений, связанные с дефектами плёнок и ограниченным числом слоёв. Учёт отмеченных факторов должен существенно усложнить анализ нелинейной динамики магнитных моментов и процесс перемагничивания структуры. Тем не менее, полученные результаты правильно отражают особенности поведения реальных мультислойных структур.

Список публикаций:

[1] Шутый А.М., Семенов Д.И. Динамическое перемагничивание и бистабильные состояния в антиферромагнитных многослойных структурах // ФТТ, 2004, т. 46, № 2. С. 271-276.

## Угловая зависимость магнетосопротивления Co/Cu/Co пленок

*Шароценко Владимир Сергеевич*

*Самардак Александр Сергеевич*

*Уссурийский Государственный Педагогический Институт*

*Дальневосточный Государственный Университет*

*Чеботкевич Людмила Алексеевна, д.ф.-м.н.*

*[pohsta@mail.ru](mailto:pohsta@mail.ru)*

В настоящей работе исследуется зависимость магнеторезистивного отношения MR от угла между приложенным магнитным полем и током ( $MR = f(\varphi)$ ).

Пленки Co/Cu/Co получали 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 при температуре  $100 \div 400^\circ\text{C}$ . Магнитные параметры измеряли на автоматизированном вибромагнитометре, а магнетосопротивление - четырехточечным компенсационным методом.

Измерения магнетосопротивления  $MR = [\rho(H) - \rho(H_S)] / \rho(H_S)$  проводились при двух различных конфигурациях расположения контактов: при стандартном расположении контактов (рис.1а) и при перекрестном (рис.1б). Здесь  $\rho(H)$  - удельное сопротивление в поле H,  $\rho(H_S)$  - удельное сопротивление в поле насыщения. Образец вращался относительно внешнего магнитного поля на  $360^\circ$ . На всех образцах наибольшее значение магнетосопротивления наблюдалось при перекрестном расположении контактов. Особенно сильное увеличение MR наблюдалось при перекрестном расположении контактов на пленках с толщиной медной прослойки  $d_{Cu} = 1$  нм (первый антиферромагнитный (АФМ) максимум) и при  $d_{Cu} = 2,1$  нм (второй АФМ максимум). В этих пленках при направлении внешнего магнитного поля относительно тока под углом  $45^\circ$  магнетосопротивление возрастает более чем в двадцать раз, таблица.

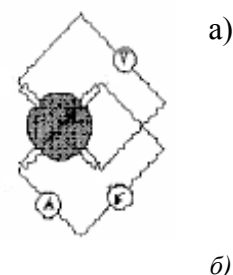


рис. 1

$\Delta R/R, \%$

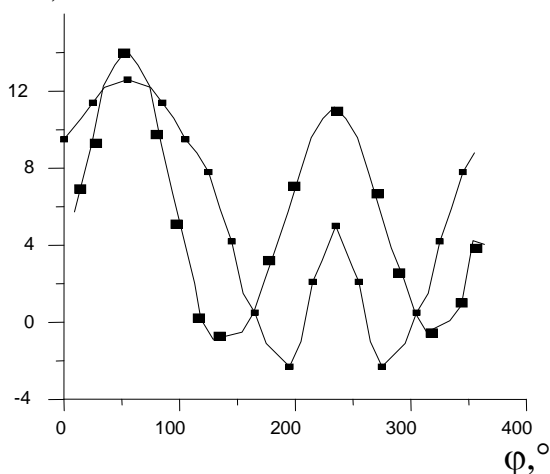


рис.2

Чувствительность магнетосопротивления пленок при перекрестной конфигурации контактов, равна 0.2 %/Э, что на порядок выше чувствительности при стандартном расположении контактов, равной ~0.01 %/Э.

Угловая зависимость магнетосопротивления при перекрестной конфигурации контактов для пленок Co/Cu/Co с толщиной медной прослойки соответствующей первому и второму АФМ максимумам представлена на рис.2.,  $\varphi$  - угол между направлением внешнего магнитного поля и током. Видно, что величина перекрестного магнетосопротивления при изменении угла  $\varphi$  носит осциллирующий характер.

Максимумы MR для пленок с  $d_{Cu} = 1$  и 2,1 нм совпадают, то время как минимумы MR несколько смещены. Видно, что зависимость  $MR = f(\varphi)$  изменяется с периодом  $180^\circ$ .

Co/Cu(d)/Co	$d_{Cu} = 1,0$ нм				$d_{Cu} = 2,1$ нм			
	MR, %	$\varphi, ^\circ$	MR, %	$\varphi, ^\circ$	MR, %	$\varphi, ^\circ$	MR, %	$\varphi, ^\circ$
$MR_{max}$	15,1	45	12,0	225	13,2	45	5,0	230
$MR_{min}$	-0,9	135	-1,0	315	-2,1	180	-2,1	290

Таким образом, высокая чувствительность и большая величина MR при перекрестном расположении контактов позволяют использовать этот метод для измерения магнетосопротивления в высокочастотных сенсорах магнитного и электрического полей.

## Возврат внутреннего трения после электромеханического воздействия на пьезокерамику

**Шевяков Павел Владимирович**

*Жога Лев Викторович*

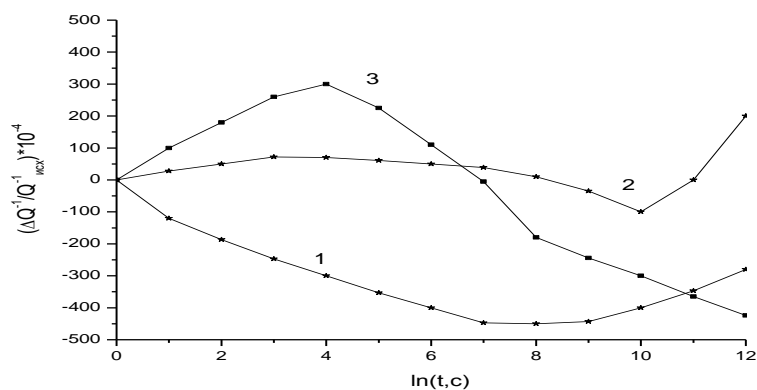
*Волгоградский Государственный Архитектурно-Строительный Университет*

*Жога Лев Викторович, к.ф.-м. н.*

*[Shev\\_p@mail.ru](mailto:Shev_p@mail.ru)*

Анализ исследований кинетической прочности пьезоэлектрической керамики в механических и электрических полях позволил сделать вывод о связях разрушения в механическом и электрическом поле. Причем их связь объясняется (механическое разрушение и пробой развиваются в одних и тех же местах) тем, что изменение структуры очагов разрушения и пробой осуществляется в результате локальной неупругой деформации. Как следует из релаксационной модели хрупкого разрушения, любой процесс локальной пластической деформации, в частности движение доменных стенок, при малых нагрузках может приводить к уменьшению структурных перенапряжений и их выравниванию, а при больших нагрузках к их усилению и образованию микротрещин. Но поскольку структурные доменные изменения определяют и внутреннее трение сегнетокерамики, представляет интерес анализа изменений трения после пребывания образца под нагрузкой для объяснения кинетической прочности сегнетокерамики в электрическом и механическом полях. Рассмотрен эффект возврата трения в сегнетокерамике в течение 120 суток как сложный процесс, обусловленный суммой явлений, управляемых несколькими механизмами. Возврат внутреннего трения был исследован после приложения следующих видов воздействий при различных температурах: 1. Механические нагрузки: а) постоянное механическое напряжение, б) циклическое изменение механической нагрузки; 2. Электрические нагрузки: а) постоянные по величине напряженности, б) циклическое изменение амплитуды напряженности; 3. Одновременное приложение механической и электрической нагрузки.

На рис. 1 представлены результаты относительного изменения внутреннего трения материала ЦТС-35  $\Delta Q^{-1}/Q^{-1}_{исх}$  после механического воздействия постоянной и циклической нагрузкой.



*рис.1 Относительное изменение во времени внутреннего трения сегнетокерамики*

*ЦТС-35 после механического воздействия: 1-  $\sigma$  - циклическая, время нагрузки 5 мин. Сквозность 1 мин.; 2-  $\sigma = const$ ,  $\sigma = 18,2$  МПа в течение 120 мин.; 3-  $\sigma = const$ ,  $\sigma = 18,2$  МПа в течение 75 мин.*

Внутреннее трение пьезокерамических резонаторов составов ЦТС-19 и ЦТС-35 оценивалось по величине относительной ширины резонансного пика пьезокерамического плоского резонатора размером  $(6 \times 6 \times 3) \text{ мм}^3$  на уровне 3 дБ.

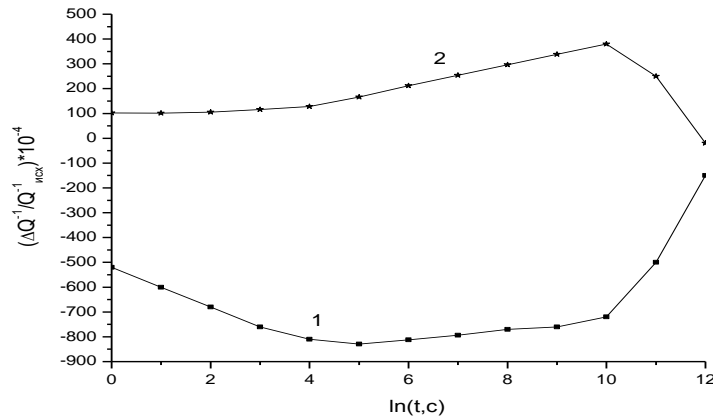


рис.2 Относительное изменение внутреннего трения сегнетокерамики после разгрузки ( $\sigma=18,2$  МПа,  $E^{\wedge}P(1,67$ кВТ/мм),  $T=373$  К): 1- ЦТС-19; 2-ЦТС-35.

Отметим, что для всех образцов ЦТС-19 и ЦТС-35 после воздействия внутреннее трение изменялось в течение 120 суток (рис.2). На наш взгляд это происходит из-за доменных перестроек в местах концентраторов напряжений каждого образца. Концентраторами напряжений являются дефекты структуры: границы зерен, трещины, поры, включения и т.д. после разгрузки метастабильная доменная структура стремится перейти в новое устойчивое состояние и это приводит к изменению внутреннего трения образца. Наблюдаемое различие в изменениях внутреннего трения для ЦТС-19 и ЦТС-35 можно объяснить более значительными перестройками доменной структуры в ЦТС-19 из-за более высокой подвижности доменных стенок в этом материале.

## Ионная и электронная проводимость мембранного материала $\text{CaTi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_{3-\delta}$

**Шерокалов Виталий Витальевич**

*Надольский Александр Львович, Бухаров Алексей Анатольевич,*

*Дежнёв Александр Александрович*

*Уральский Государственный Университет*

*Надольский Александр Львович, к.ф.-м.н.*

*[Sherokalov\\_v@mail.ru](mailto:Sherokalov_v@mail.ru)*

Одним из перспективных мембранных материалов является  $\text{CaTi}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_{3-\delta}$  со структурой типа перовскита. Замещение четырехвалентного титана трехвалентным железом приводит к образованию вакансий в анионной подрешетке и акцепторных уровней в запрещенной зоне. То и другое обеспечивает высокую ионную (по кислороду) и электронную проводимость. Общепринятое представление о механизме замещения титана железом предполагает линейный рост ионной проводимости по мере увеличения содержания железа в фазе. Реально, однако, наблюдается экстремальная зависимость с максимумом при  $x = 0,2$ .

В данной работе проводились исследования процесса распада ионной поляризации для образцов составов  $x = 0,2$  и  $x = 0,3$  в диапазоне температур от 600 до 1000°C на воздухе. На графиках зависимости логарифма разности потенциалов от времени выделяются два участка. Первый резкое уменьшение  $U$ (мВ) в течении 90-100 секунд. Второй более пологий продолжительностью 600 и более секунд. С ростом температуры эксперимента первый участок сокращается по времени. Вычисление величин коэффициентов диффузии и построение графика в координатах  $\ln(D/D_0) - 1/T$  позволило выявить два резко отличных участка. Низкотемпературный с углом наклона соответствующий  $E_{\text{акт}} = 0,11$ эВ, второй высокотемпературный –  $E_{\text{акт}} = 0,4$ эВ. Такой ход позволяет говорить о наличии в соединении двух видов вакансий с различной энергией активации движения.

Оценка концентрации вакансий участвующих в ионном переносе по формуле Нернста-Эйнштейна дали значения на два порядка меньшие, чем оцененные из предположения, что введение двух ионов железа создают одну вакансию в подрешетке кислорода. Эти результаты можно рассматривать как основу для последующего объяснения экстремальной зависимости ионной проводимости от состава по железу.

Измерения температурной зависимости электропроводности на переменном токе (10КГц) дали значения энергии активации проводимости  $\sim 0,75$ эВ. При ширине запрещенной зоны чистого  $\text{CaTiO}_3$   $E_g = 2,7$ эВ величину 0,75эВ можно трактовать как положение акцепторных уровней по отношению к потолку валентной зоны.

Измеренные значения термо-э.д.с. измеряются от 0,36мВ/К при 1000К до 0,45мВ/К при 1200К. Объяснение такого поведения термо-э.д.с. требует дальнейших исследований.

**Учет одноузельного кулоновского и спин-орбитального взаимодействий в рамках метода LDA+U для описания сильной магнитной анизотропии в монохалькогенидах урана**

**Шориков Алексей Олегович**

*Медведева Юлия Евгениевна, Потеряев Александр Иванович, Елфимов Сергей,*

*Кожевников Антон Викторович, Дж.-Л. Ванг, Ж. Зенг,*

*Институт физики Металлов УрО РАН*

*Анисимов Владимир Ильич д.ф.-м.н.*

*shorikov@optics.imp.uran.ru*

Расчет электронной структуры из первых принципов (без использования подгоночных параметров) является стандартным средством микроскопического описания свойств твердых тел. Одним из наиболее популярных приближений, позволяющим рассчитывать электронную структуру, является LDA – приближение локальной электронной плотности[1]. Однако данное приближение не способно описать соединения переходных и редкоземельных металлов, где наблюдаются сильные корреляционные эффекты, которые носят кулоновский характер. В методе LDA+U[2] введение орбитально-зависимого потенциала позволяет устранить эти недостатки, и добиться хорошего описания соединений, содержащих 3d- и 4d-элементы, в которых спин-орбитальное взаимодействие (COB) невелико и много слабее величины обменного взаимодействия. Такие соединения хорошо описываются в рамках LS-связи, и поворотом системы координат можно привести Гамильтониан системы к блочному виду, в котором все элементы с разными спиновыми индексами будут нулевыми. Для 4f- и 5f-элементов сильное COB приводит к возникновению скошенного антиферромагнитного упорядочения, когда спины на соседних узлах упорядочены не коллинеарно друг другу, а развернуты на некоторый угол, или анизотропного магнетизма, когда существует легкая ось намагниченности. В 4f- и 5f - элементах COB больше или сравнимо по величине с обменным взаимодействием, поэтому магнитное состояние иона должно описываться в рамках jj-связи или промежуточной связи соответственно. В этом случае в локальном базисе гамильтониан, записанный в методе LDA+U, невозможно привести к блочно-диагональному виду и он должен быть записан в форме, инвариантной относительно поворота системы координат. На базе пакета программ TB-LMTO-ASA[3] в методе LDA+U был реализован код, в котором кулоновское прямое и обменное взаимодействия и COB записаны в полной матричной форме. С помощью данного кода была рассчитана электронная структура монохалькогенидов урана: *US*, *USe*, *UTe*. Величина параметра кулоновского взаимодействия *U* рассчитанная в рамках приближения LDA согласно работе[4] определяется не однозначно и сильно зависит от каналов экранировки, заданных при ее расчете. Для *US*, например, данная величина меняется от 0.8 эВ до 3.6 эВ. Для исключения неоднозначности, параметр *U*=1.25 эВ был подобран так, что равновесный объем *US* совпадал с экспериментальным. Полученный параметр был использован для всех трех соединений. Одноузельный обменный параметр *J* слабо зависит от экранировки и, вычисленный согласно [4], получился равным 0.49 эВ для *US* и 0.48 эВ для *USe*, *UTe*. В результате самосогласованного расчета было получено магнитное решение, в котором спиновый и орбитальный моменты антипараллельны и направлены вдоль легкой оси [111], в полном согласии с экспериментом[5]. Кроме того в работе показано, что уран находится в конфигурации  $f^3$ , и во всех монохалькогенидах урана реализуется случай промежуточной связи. Эффективный магнитный момент, в этом случае, можно рассчитать, используя *g*-фактор полученный для jj и LS-связи, что даст верхнюю и нижнюю границы для оценки(см. таблицу). Рассчитанный эффективный магнитный момент оказался переоцененным, однако находится в разумном согласии с экспериментом.

	<i>J</i> , $\mu_B$	$g_{jj}=0.86$ , $\mu_{eff}^{jj}$ , $\mu_B$	$g_{LS}=0.73$ , $\mu_{eff}^{LS}$ , $\mu_B$	$\mu_{eff}^{exp}$ , $\mu_B$ [5]	$\mu_{neut}^{exp}$ , $\mu_B$ [6]
US	3.18	3,14	2.66	2.2	1.7
USe	3.38	3,31	2.81	2.5	2.0
UTe	3.51	3,42	2.91	2.8	2.2

Работа была выполнена при поддержке грантов РФФИ 03-02-39024 и NWO 047.016.005

Список публикаций:

- [1]. W. Kohn, *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 1253 (1999),  
 [2]. A.I. Liechtenstein et al., *Phys. Rev. B* **52**, r5467 (1995),  
 [3]. O. K. Andersen, *Phys. Rev. B* **12**, 3060-3083 (1975),  
 [4]. O. Gunnarsson, *Phys. Rev. B* **39**, 1708 (1989),  
 [5]. G. Busch and O. Vogt, *J.Less-Common Met.* **62**, 335 (1978),  
 [6]. F.A Wedgwood, *J.Phys.C.5*, 2427 (1972).

# Упорядоченный сплав Fe<sub>66</sub>Al<sub>34</sub>: магнитная структура основного состояния и её температурное поведение

Шуравин Андрей Сергеевич

Е.П. Елсуков, Е.В. Воронина, А.В. Королёв, Р. Gaczynski, Н. Drulis

Удмуртский Государственный Университет

Воронина Елена Валентиновна, к. ф.-м. н.

[Sa5@pochta.ru](mailto:Sa5@pochta.ru)

Исследование проблем физики магнетизма упорядоченных сплавов Fe-Al показало, что наиболее нетривиальным с точки зрения формирования и проявления магнитных свойств является интервал концентраций Al от 28 до 50 ат. %. Однако до сих пор не существует однозначного ответа на природу магнетизма в этих сплавах. В настоящем докладе представлены результаты температурных мёссбауэровских (T=13-80 K) и магнитных (T = 5-300 K) исследований упорядоченного по B2-типу сплава Fe<sub>66</sub>Al<sub>34</sub>. Следующие основные результаты были получены:

1. Насыщение на кривых намагничивания M(H) не достигается вплоть до H = 50 кЭ. Петли гистерезиса являются симметричными при всех T от 5 до 300 K. Среднее значение магнитного момента  $\bar{m}_{Fe}$  при T = 5 K оценено в 0.2 – 0.3  $\mu_B$ . Температурные ZFC и FC кривые показывают максимум при использовании малых H (рис. 1).

2. Среднее значение сверхтонкого магнитного поля (СТМП)  $\bar{H} = 140$  кЭ (T = 12 K) приводит к нереально большому отношению  $H/\bar{m}_{Fe} \cong 600$  кЭ /  $\mu_B$ . Температурные зависимости  $\bar{H}(T)$  и доли немагнитной компоненты в мёссбауэровском спектре (МС)  $P_0(T)$  показывают необычное поведение (рис. 2):  $\bar{H}$  резко уменьшается, а  $P_0$  возрастает при T > 20 K;  $\bar{H} = 0$  при T = 80 K. В то же время намагниченность не равна нулю при T = 80 K и возрастает в 20 раз при увеличении H от 0.5 до 25 кЭ (рис. 1). Приложение в мёссбауэровских измерениях при T = 80 K внешнего магнитного поля  $H_{вн} = 2$  кЭ приводит к магнитному расщеплению в МС со средним СТМП  $\bar{H} = 33$  кЭ.

Непротиворечивое объяснение экспериментальных данных достигается использованием модели Маттисовского магнетика [1, 2] с хаотически расположенными и в зависимости от числа атомов Al в ближайшем окружении атома Fe противоположно ориентированными магнитными моментами, а также с их различной температурной спиновой динамикой за счет возбуждений Стонеровского типа [3].

Запишем средний магнитный момент на атом Fe в виде:

$$\bar{m}_{Fe} = \sum_k m_k S_k, \quad (1)$$

где  $m_k$  – локальный магнитный момент атома Fe с k атомами Al в ближайшем окружении,  $S_k$  – вероятность данной конфигурации в B2 сверхструктуре нестехиометрического состава 34 ат.% Al. Величины  $m_k$  выбираются в соответствии с полученными ранее в работе [4]. Рассчитанное из (1) значение для ферромагнитного состояния составляет  $\bar{m}_{Fe}(F) = 1.38 \mu_B$ , которое значительно превышает 0.2 – 0.3  $\mu_B$  из магнитных измерений. Тем не менее, из  $\bar{m}_{Fe}(F)$  можно оценить среднее СТМП по выражению:

$$\bar{H} = \bar{m}_{Fe}(F) \cdot A, \quad (2)$$

где A – константа сверхтонкого взаимодействия для 3d-электронов, равная 120 кЭ/ $\mu_B$  [5]. Рассчитанное значение 166 кЭ вполне удовлетворительно согласуется с экстраполированным к T = 0 значением  $\bar{H} = 145$  кЭ (рис. 2). Удовлетворительного согласия с экспериментальной оценкой значения  $\bar{m}_{Fe}$  можно достичь, если полагать, что при  $k \geq 5$  магнитные моменты атомов Fe ориентируются в противоположном направлении:

$$\bar{m}_{Fe}(M) = \sum_{k=0}^4 m_k S_k - \sum_{k=5}^8 m_k S_k = 0.33 \mu_B, \quad (3)$$

При анализе температурных измерений учтём, что средний магнитный момент противоположно направленных сплавов стремится к нулю при значительно меньших температурах, чем для ориентированных вдоль [3]. Это означает, что на зависимостях M(T) должен обнаруживаться максимум, наличие которого можно отчётливо видеть на (рис. 1). Из мёссбауэровских данных следует (рис. 2) резкое возрастание доли немагнитной компоненты  $P_0$  до 0.55 при T = 34 K. Оценим долю противоположно ориентированных магнитных моментов S(-) в основном состоянии (T = 0):

$$S(-) = \sum_{k=5}^8 S_k = 0.58. \quad (4)$$

Таким образом, если при  $T = 34$  К средний магнитный момент противоположно направленных спинов  $m_{Fe}(-) = 0$ , то можно непротиворечивым образом объяснить поведение зависимостей  $H(T)$  и  $P_0(T)$  в этой области температур (рис. 2).

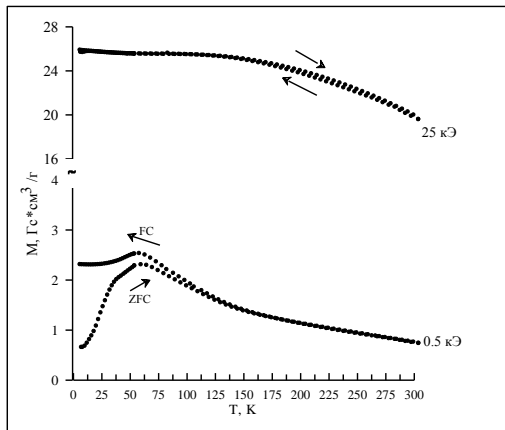


рис. 1. ZFC и FC температурные зависимости намагниченности.

Из сопоставления данных магнитных и мёссбауэровских измерений при  $T = 80$  К следует также вывод о появлении индуцированного магнетизма в приложенном внешнем магнитном поле.

Список публикаций:

- [1]. Mattis D.C. //Phys. Letters, 56A(1976)421.
- [2]. Arzhnikov A.K., Dobysheva L.V. //J. Magn. Magn. Mater., 117(1992)87.
- [3]. Arzhnikov A.K., Dobysheva L.V. //Phys. Letters, 195A(1994)176.
- [4]. Yelsukov E.P., Voronina E.V., Varinov V.A. //J. Magn. Magn. Mater., 115(1992)291.
- [5]. Аржников А.К., Добышева Л.В. //Известия РАН, серия физ., 67(7)(2003)1007.

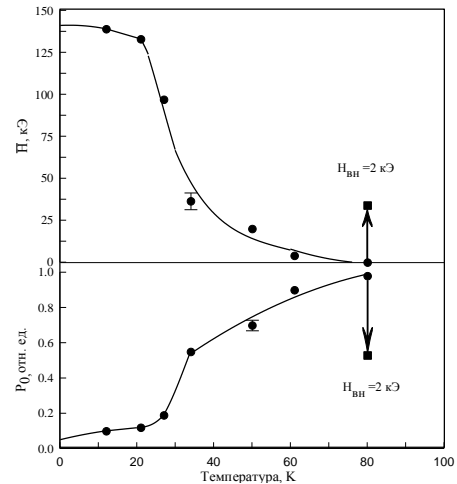


рис. 2. Температурные зависимости среднего СТПН  $H$  и доли немагнитной компоненты  $P_0$  в мёссбауэровском спектре.

## К вопросу о формировании магнитного поля в рельсовом электромагнитном ускорителе масс

Щёлоков Юрий Алексеевич

Санкт-Петербургский Государственный Морской Технический Университет

Легуша Федор Федорович, д.ф-м.н.

[Pantov1985@mail.ru](mailto:Pantov1985@mail.ru)

В настоящее время проводятся программы, направленные на разработку рельсовых электромагнитных ускорителей масс (рельсотронов) в качестве разгонных и пусковых устройств различных систем морской техники [1]. Среди них можно выделить отдельный тип, являющийся одной из наиболее удачных модификаций рельсотрона, так называемый  $N$  – витковый рельсотрон. Согласно работе [2] многovitковый рельсотрон представляет собой  $N$  пар рельсов соединенных последовательно друг с другом и уложенных в штабель, которые запитываются от одного внешнего источника питания. Между рельсовыми штабелями размещается пластинчатая арматура, состоящая из  $N$  электропроводных пластин и  $N - 1$  электроизоляционных пластин. В процессе работы рельсотрона торцевые поверхности электропроводных пластин арматуры имеют возможность скользить по боковым поверхностям рельсов, обеспечивая при этом электрический контакт между ними.

В момент, когда цепь системы замыкается по рельсам и свободно скользящей арматуре начинает течь ток, создающий в пространстве окружающем проводники магнитное поле. Взаимодействие электрического тока текущего по проводникам арматуры с магнитными полями, создаваемыми проводящими рельсами, приводит к появлению механической силы действующей на якорь (арматуру) и, следовательно, на разгоняемое твердое тело. Возникающая сила всегда направлена параллельно рельсам, и стремится сместить твердое тело в сторону от источника электрического тока вдоль центральной оси рельсотрона. Таким образом, в рельсотроне осуществляется прямое преобразование энергии электромагнитного поля в механическую силу, обеспечивающую ускорение твердого тела.

Для таких систем, имеет большое значение распределение магнитного поля, зависящее от величины протекающего по рельсам электрического тока, геометрических и прочих параметров рельсотрона. Это, прежде всего, необходимо для выбора оптимальных параметров и разработки наиболее эффективных пусковых устройств. В данной работе строится численная модель расчета магнитного поля для пятивиткового рельсотрона.

Предполагалось, что поперечное сечение рельсов прямоугольное: толщина - 9,0 мм, ширина – 21,0 мм. Расстояние между соседними рельсами одного штабеля 5,0 мм, а расстояние между рельсовыми штабелями 60,0 мм. Ток считался постоянным и равным 1,0 А. Длина каждого рельса 1200,0 мм. Внутренний объем рельсотрона и окружающее его пространство заполнены воздухом.

Исследование распределения магнитного поля во внутреннем канале и во внешнем пространстве рельсотрона проводилось методом векторного магнитного потенциала и применительно к нему методом наложения. Для этой цели использовался математический пакет программ MathCAD и Delphi. В результате расчетов было получено распределение модуля вектора магнитной индукции в канале рельсотрона (рис.1).

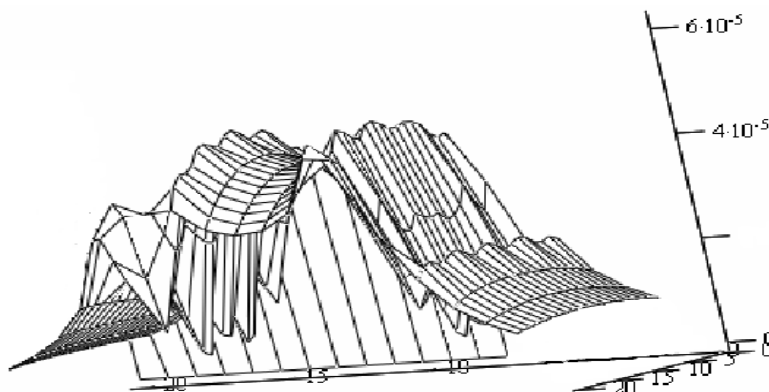


рис.1 Распределение модуля вектора магнитной индукции в канале рельсотрона.

Как видно из (рис.1) в штабелях рельсов, что обусловлено ограниченностью коэффициента диффузии магнитного поля, а также при удалении от внешних, по отношению к каналу рельсотрона, поверхностей рельсов, значения вектора магнитной индукции спадает. Возрастание магнитного поля наблюдается вблизи внешних поверхностей штабелей рельсов. В самом же канале рельсотрона магнитное поле максимально около внутренней поверхности штабелей и спадает к центру канала. Полученные нами результаты подтверждают теоретические и экспериментальные исследования подобных рельсов.

Список публикаций:

- [1] Ледуша Ф.Ф., Смольников А.В. Рельсотроны – электромагнитные ускорители масс для новых образцов морской техники. МНК: Морское подводное оружие – памятные даты истории. СПб. 2004, с. 89-92.  
 [2] Poltanov A.E., Kondratenko A.K., Ryndin V.N., Goncharov I.I., Glinov A.P. MultiTern Railguns: Concept Analysis and Experimental Results. Proc. 10-th Symp. Electromagnetic Launch technology. IEEE Trans.Magn., vol. 37, N1, 2001, pp. 457-461.

## **Зависимость напряженности электрического поля пробоя от величины механической нагрузки**

**Юрин Денис Валерьевич**

**Жога Лев Викторович**

*Волгоградский Государственный Архитектурно-Строительный Университет*

*Жога Лев Викторович, к.ф.-м.н.*

*[postmaster@vgasa.ru](mailto:postmaster@vgasa.ru)*

Полагая в [1], что пробой и механическое разрушение развиваются в одних и тех же местах, то их связь может быть объяснена изменением структуры очагов пробоя и разрушения в результате локальной неупругой деформации. Как следует из релаксационной модели хрупкого разрушения [2,3], любой процесс локальной пластической деформации, в частности движение доменных стенок, при малых напряжениях может приводить к релаксации структурных перенапряжений и их выравниванию, а при больших напряжениях — к их усилению и образованию микротрещин. Следовательно, разная роль локальной деформации может проявиться и в различном влиянии механического поля на разрушение в электрическом.

Используя кинетическое уравнение разрушения в электрическом поле (ЭП) [4] при  $\sigma = \text{const}$ , получим  $\lg \tau = \lg A_{EM} - B_{EM} E$ ,



$$\text{где } A_{EM} = \tau_0 \exp \frac{U_0 - V_{эф}^E \sigma}{kT} = \tau_0 \exp \frac{U_{эф}^E}{kT}, \quad B_{EM} = \frac{V_{эф}^E b}{kT}$$

Отсюда

$$E = \frac{1}{B_{EM}} \lg \tau_0 + \frac{1}{B_{EM}} \frac{U_0}{kT} - \frac{1}{B_{EM}} \lg \tau - \frac{1}{B_{EM}} B_{ME} \sigma \quad (1)$$

Очевидно, если коэффициенты  $B_{EM}$  и  $B_{ME}$  постоянные, то с увеличением  $\sigma$  электрическая прочность должна уменьшаться линейно (область  $\sigma > \sigma_{кр}$  на рис1). В области малых  $\sigma$  значения  $B_{EM}$  и  $B_{ME}$  должны зависеть от  $E$  и  $\sigma$ . В [4] было установлено, что коэффициент  $B_{ME}(E)$  в первом приближении можно считать постоянным. В этом случае все изменения прочности должны быть связаны с изменениями  $B_{EM} = \frac{V_{эф}^E b}{kT}$ , который зависит от поляризации, в данном случае от  $b$ , приводя к особенностям в разрушении сегнетоэлектриков.

Следовательно, физическую картину разрушения сегнетокерамик при одновременном действии электрического и механического полей можно представить следующим образом: после силовой нагрузки в дефектном месте сегнетокерамики начинает идти процесс разрыва связей, т.е. разрушение материала. После наложения электрического поля в этих же дефектных местах за счет обратного пьезоэффекта происходит увеличение нагрузки на связи, а кроме этого происходит и дополнительная поляризация путем смещения ионов (возникает электрический момент  $p = q \cdot l$ ). В результате чего процесс разрушения происходит быстрее или другими словами прочность снижается, за счет снижения высоты барьера препятствующего разъединению атомов.

Список публикаций:

- [1] Жога Л.В., Шнейзман В.В. Разрушение сегнетокерамики в электрическом и механическом полях. ФТТ, Т.34, № 8, с.2578-2583, (1992).  
 [2] (9) Степанов В. А., Шнейзман В. В., Жога Л. В. //ФММ, Т. 42, № 5, с.1068—1074, (1996).  
 [3] (10) Степанов В. А., Песчанская Н. Н., Шнейзман В. В. Прочность и релаксационные явления в твердых телах. Л., С.: 246, (1984).  
 [4] Жога Л. В., Шнейзман В. В., Шевяков П. В. Кинетика разрушения сегнетоактивных гетерогенных материалов при одновременном действии внешних механических и электрического полей. Материалы Международного семинара (г. Воронеж, 5-6 Октября 2004г.) Воронеж, с. 26-30, (2004).

## Электрохромный эффект в гидратированном пентаоксиде ванадия

*Яковлева Дарья Сергеевна*

*Петрозаводский Государственный Университет*

*Стефанович Генрих Болеславович*

*[darinaj@mail.ru](mailto:darinaj@mail.ru)*

В тонких пленках гидратированного пентаоксида ванадия состава  $V_2O_5 \cdot nH_2O$  обнаружен электрохромный эффект, заключающийся в обратимом изменении цвета пленки под воздействием электрического поля.

Эффект осуществляется в «сухой» планарной системе, в отсутствии электролита, что является важной особенностью данного эффекта и открывает новые возможности применения данного явления.

В ходе эксперимента установлены параметры окраски пленки, измерены коэффициенты пропускания для исходной и окрашенной пленки. Рассчитано изменение ширины запрещенной зоны в результате окраски.

По итогам работы можно сделать следующие выводы:

1. Параметры окраски: напряжение  $U = 150 \div 180$  В,  $I = 2 \div 3$  мкА, время окраски  $t = 10$  мин. В ходе окраски наблюдается изменение цвета пленки от исходного коричневого до ярко-красного.
2. Окрашивание происходит вокруг отрицательного электрода и при перемене полярности исчезает.
3. В окрашенных пленках наблюдается сдвиг края поглощения (рис. 1) в длинноволновую область спектра и увеличение пропускания.
4. Рассчитано, что при этом оптическая ширина запрещенной зоны  $E_g$  уменьшается (от 2,28 эВ до 2,22 эВ), что связано с искажением ванадий-кислородных полиэдров  $V_2O_5 \cdot nH_2O$ .

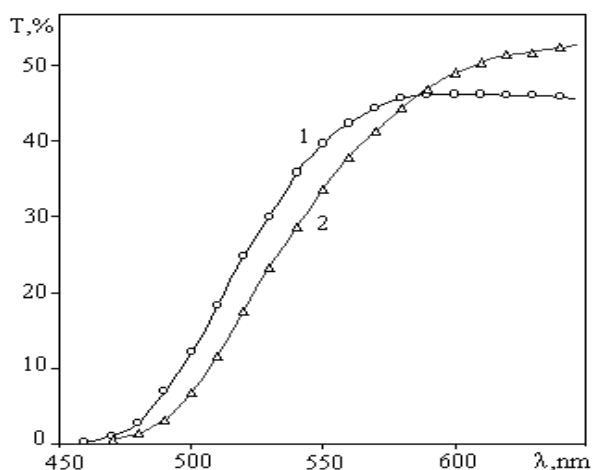


рис.1

Модификация оптических свойств тонких пленок  $V_2O_5 \cdot nH_2O$  при внутреннем электрохромном эффекте: 1 - исходная плёнка, 2 - после электрополевого воздействия ( $I=8$  мкА,  $t=10$  мин).

- Для объяснения данного эффекта выдвинуто предположение, что в электрическом поле происходит увеличение концентрации протонов около катода, но не в результате внедрения их извне (т.е. из электролита), а из-за перераспределения внутри пленки.

## Энергия смешения сплавов железа с переходными металлами (Cr, Mn, Ni) при малых значениях концентрации примесного элемента.

*Ялалов Марсель Миндиярович*

*Южно-Уральский Государственный Университет*

*Мирзоев Александр Аминулаевич, д.ф.м.н.*

*[marsel@physics.susu.ac.ru](mailto:marsel@physics.susu.ac.ru)*

Система Fe-Cr играет исключительную роль при конструировании специальных сталей. При достижении в сплаве с железом концентрации 13 ат. % хрома электрохимический потенциал сплава скачкообразно поднимается в область положительных значений. Таким образом, сплавы и стали с более высокой концентрацией хрома оказываются нержавеющими независимо от фазового состава. Сплавы, содержащие более 13 ат. % хрома, являются ферритными при всех температурах, вплоть до плавления. Классическими примерами ферритных сталей являются почти безуглеродистые стали X17 и X25. Нагрев и охлаждение таких сталей обусловлены необходимостью проведения рекристаллизационного отжига после проката. При исследовании отжига выяснилось, что замедленное охлаждение или выдержка изделий в районе 450-485°C вызывают их сильнейшее охрупчивание, в связи с чем возник термин “хрупкость 475°”. Было выдвинуто множество гипотез о природе этого вида хрупкости, но подсказку для решения дали термохимии. Вся совокупность данных о поведении б-твердых растворов системы железо-хром характеризует ее как типичную систему с положительной теплотой образования, то есть склонную к расслоению.

Однако в последние годы появились исследования ближнего порядка в системе железо-хром, в которых сделан вывод о том, что при относительно низких содержаниях хрома ближний порядок носит характер упорядочения, а при больших концентрациях хрома соответствует расслоению. Эти результаты находятся в противоречии с изложенными выше характеристиками системы и, несомненно, нуждаются в уточнении физической природы аномалии упорядочения.

При добавлении в расплав Fe-Cr малых добавок переходных металлов его свойства существенно меняются. В частности, добавки марганца или никеля упрочняют железо-хромистую сталь, пропадает эффект “хрупкости 475°”. Это изменение может быть вызвано двумя причинами. Первой является понижение энергии смешения сплава. Второй – понижение коэффициента диффузии. При помощи самосогласованного расчета можно с высокой точностью рассчитать полные энергии сплавов системы Fe-Cr без примесей и с малыми примесями переходных металлов во всем интервале концентраций хрома. Рассчитав энергии смешения для каждого из составов, мы получим возможность исследовать предрасположенность сплава к распаду на фазы в зависимости от концентрации хрома. А выяснив влияние на энергию смешения малых примесей, можно сделать вывод о том, какой именно механизм обеспечивает упрочнение железо-хромистых сталей при добавлении марганца и никеля.

Основные результаты работы:

1. Проведено первопринципное моделирование энергии смешения бинарных сплавов системы Fe-Cr во всем интервале существования ОЦК фазы методом ЛМТО.
2. Показано, что энергия смешения меняет знак с отрицательного на положительный при увеличении концентрации хрома выше 6 ат. %.
3. Исследована гипотеза о том, что подавление хрупкости железохромистых сталей малыми добавками никеля и марганца связана с их влиянием на границу смены знака энергии смешения. С этой целью проведены расчеты энергии смешения неупорядоченных бинарных систем Fe-Mn, Fe-Ni и тройных систем Fe-Cr-Mn (-Ni). Показано, что малые примеси марганца и никеля слабо меняют энергию смешения, следовательно, их влияние на хрупкость железохромистых сталей имеет кинетическую природу.
4. Проведено моделирование магнитных моментов бинарных Fe-Cr, Fe-Ni, Fe-Mn и тройных систем Fe-Cr-Mn (-Ni). Полученный прогноз является полезным ориентиром для экспериментаторов и важным справочным материалом для металлургов.

## Электронная структура и адсорбция оксаимидкарбодиазаниновых красителей на поверхности микрокристаллов бромида серебра

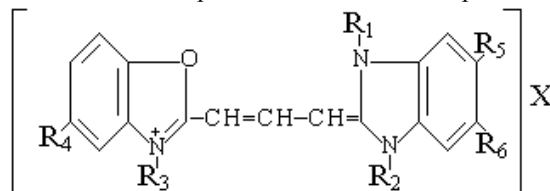
*Яцына Николай Александрович*

*Горбань Денис Владимирович, Юдин Андрей Леонидович*  
*Кемеровский Государственный Университет*

*Юдин Андрей Леонидович, к.ф.-м.н.*

*[andrey@kemsu.ru](mailto:andrey@kemsu.ru)*

Методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) было проведено исследование оксаимидкарбодиазаниновых красителей (КР) до и после адсорбции на поверхности микрокристаллов (МК) AgBr. Интерес к полиметиновым цианиновым КР в значительной степени обусловлен применением их в качестве спектральных сенсibilизаторов. Однако о формах и продуктах взаимодействия КР с МК AgBr информация отсутствует. В наших экспериментах КР вводились в золи AgBr в виде спиртового раствора в концентрации  $10^{-4}$  моль/моль AgBr. КР в исходном состоянии исследовались в виде слоев на золотой подложке, которые получали путем выпаривания соли КР из раствора этанола с концентрацией КР  $10^{-4}$  моль/л. Структурная формула исследуемых оксаимидкарбодиазаниновых КР изображена на следующей схеме.



№ Кр	R <sub>1</sub>	R <sub>2</sub>	R <sub>3</sub>	R <sub>4</sub>	R <sub>5</sub>	R <sub>6</sub>	X
4996	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub>	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub>	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub>	H	Cl	Cl	J
4997	C <sub>4</sub> H <sub>9</sub>	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub>	(CH <sub>2</sub> ) <sub>3</sub> SO <sub>3</sub> <sup>-</sup>	C <sub>6</sub> H <sub>5</sub>	H	Br	-
4998	C <sub>4</sub> H <sub>9</sub>	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub>	(CH <sub>2</sub> ) <sub>3</sub> SO <sub>3</sub> <sup>-</sup>	C <sub>4</sub> H <sub>4</sub>	H	Br	-
5001	C <sub>6</sub> H <sub>13</sub>	(CH <sub>2</sub> ) <sub>3</sub> SO <sub>3</sub> <sup>-</sup>	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub>	CH <sub>3</sub> O	Cl	Cl	-
5005	C <sub>4</sub> H <sub>9</sub>	(CH <sub>2</sub> ) <sub>3</sub> SO <sub>3</sub> <sup>-</sup>	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub>	CH <sub>3</sub> O	Cl	Cl	-
5006	C <sub>6</sub> H <sub>13</sub>	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub>	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub>	CH <sub>3</sub> O	Cl	Cl	J

Персональный интерес к несимметричным оксаимидкарбодиазаниновым красителям обусловлен тем, что *электронная несимметричность* данных ортохромофоров влияет на основность гетероостатков, склонность к J-агрегации и эффективность спектральной сенсibilизации. Для КР, в которых алкильно-сульфитная группа расположена на сопряженном катионе (5001, 5005) обнаружено увеличение энергии связи уровня S 2p по сравнению с КР 4997 и 4998 с 165 до 168,3 эВ, что объясняется смещением внутримолекулярного положительного заряда (рис. 1). В результате адсорбции энергия связи линии I 3d КР 4996 увеличивается на 1,1 эВ и достигает значений характерных для молекулярного иода [1], что означает раздельную адсорбцию противоиона иода от катиона КР. Была установлена неустойчивость бром, хлор-заместителей под рентгеновским и ультрафиолетовым излучением.

При взаимодействии поверхностных ионов Ag<sup>+</sup> и Br<sup>-</sup> с КР происходит деформация молекул КР и перераспределение электронной плотности на атомах адсорбата, что находит свое отражение в модификации РФЭС-спектров. Анализ химического сдвига линий элементов КР и подложки, а также состава поверхности AgBr до и после адсорбции КР позволил предложить модель адсорбции оксаимидкарбодиазаниновых КР и указать атомы КР, принимающих участие в образовании связей с поверхностными ионами решетки AgBr. Сопоставление линий S 2p исходных и адсорбированных КР показывает, что в адсорбированном состоянии положение 2p пика серы отвечающего сульфитной группе (рис. 2. жирная линия) смещается на 0,4±2,6 эВ. Эти

положительные химические сдвиги S 2p уровня превосходят энергию Ван-дер-Ваальсовой связи и свидетельствуют о связи сульфитных групп КР с поверхностью AgBr, вероятнее всего с поверхностными ионами  $Ag^+$ , так как энергия связи S 2p уровня 167,9-168,4 эВ отвечает соединениям типа  $-(CH)_n-SO_3^-Me^+$  [1]. Прямое взаимодействие концевой  $O^{(-)}$  группы КР с поверхностными ионами  $Ag^+$  приводит к образованию связи легант  $O^-Ag^+$ . Компонент линии кислорода O 1s, отвечающий сульфитной группе, входит в состав общей широкой линии O 1s всего имеющегося кислорода, поэтому выделение химсдвига для атомов кислорода, входящего в гетероциклические ядра катионов КР, сульфитную и оксаметиленовую группу затруднительно. В спектре S 2p серосодержащих КР наблюдаются дополнительные линии, отвечающие как элементарной сере (КР 4997) [1], так и группам  $SO_2$ ,  $SO_4$ . Величина химсдвига уровня S 2p атомов серы сульфитной группы увеличивается с ростом степени дипольности молекул КР и у КР 5001, 5005, чем у КР 4997 и 4998. В выбранных несимметричных цианидах группы  $-N^+=$  гетероциклов могут связываться с ионами  $Br^-$ , однако химсдвиг линии азота N 1s азо-фенольной группы в адсорбированном состоянии незначителен.

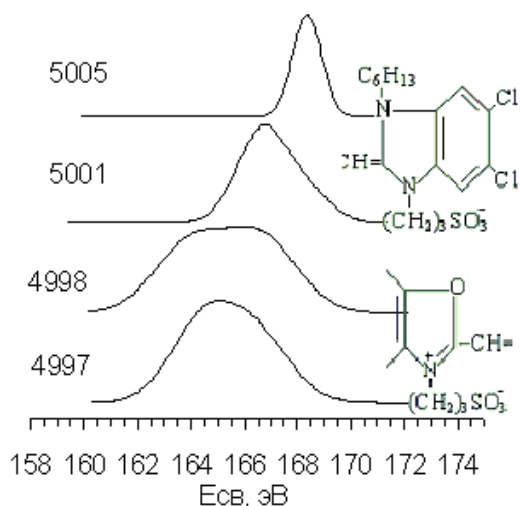


рис. 1. Спектр линии S 2p КР в исходном состоянии.

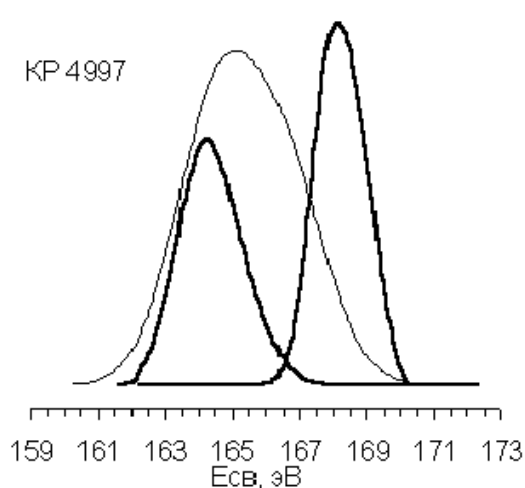


рис. 2. S 2p спектр КР 4997 до и после адсорбции.

Список публикаций:

[1] Wagner C.D., Rigus W.M., e. a. Handbook of X-ray Photoelectron Spectroscopy // Physical electronics Div., Perkin-Elmer Corp., Eden Prairie, 1979.