

На правах рукописи

Столяр

Столяр Сергей Викторович

МАГНИТНЫЕ РЕЗОНАНСЫ В НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ
МАГНЕТИКАХ

Специальность - 01. 04. 11 - физика магнитных явлений

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Красноярск – 2012

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, ФГАОУ ВПО «Сибирский федеральный университет»

Научный консультант доктор физико-математических наук, профессор, Исхаков Рауф Садыкович

Официальные оппоненты:

Сергей Аполлонович Никитов, доктор физико-математических наук, профессор, член-корреспондент РАН, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, г. Москва

Васьковский Владимир Олегович, доктор физико-математических наук, профессор, ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н.Ельцина», г. Екатеринбург

Вальков Валерий Владимирович, доктор физико-математических наук, профессор, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, г. Красноярск

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук, г. Екатеринбург

Защита состоится « 30 » мая 2012 г. в 14 час. 30 мин.

на заседании диссертационного совета Д 003.055.02 по защите диссертаций в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук по адресу: 660036, Красноярск, Академгородок 50, стр. 38, в конференц-зале главного корпуса.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке

Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук

Автореферат разослан «12» марта 2012 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,

доктор физико-математических наук



Втюрин А.Н.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. Термин “нанотехнологии” отражает наиболее характерный признак различных материалов - масштаб, в котором происходит изготовление материалов с новыми физическими свойствами, объединяющий разнородные области исследовательской деятельности [1]. Нанотехнология развивается как междисциплинарная отрасль знаний, включая в себя медицину, биологию, химию и физику. Хотя значительные успехи достигнуты в областях, связанные с химией и биологией, наиболее подверженной влиянию бурного развития нанотехнологий является, безусловно, физика.

Физика тонких пленок оказалась неразрывно связанной с развитием нанотехнологий. Пленочные технологии, предоставляют возможность по получению как сверхтонких, нанометровой толщины пленок, так и комбинированных пленочных гетероструктур с размерами структурных блоков (или неоднородностей) нанометрового масштаба. Эти материалы обладают уникальным набором магнитных, электрических и оптических свойств, которые могут варьироваться в широких пределах путем изменения размера зерна в пленках нанокристаллических сплавов, либо периода модуляции в мультислойных структурах. К настоящему моменту, в мультислойных структурах уже обнаружен ряд уникальных физических эффектов, имеющих большое прикладное значение: эффект перпендикулярной магнитной анизотропии [2]; эффект гигантского магнитосопротивления [3], а также и другие. В связи с совершенствованием технологии выращивания пленок магнитных материалов с малой магнитной вязкостью, значительно повысился интерес к изучению процессов распространения спиновых волн, обусловленный возможностью их применения в устройствах спинволновой микроэлектроники, наноэлектроники и в устройствах СВЧ-техники [4]. Спиновые волны представляют собой распространяющиеся нарушения однородности намагниченности. В зависимости от механизма взаимодействия спинов, спиновые волны делятся на длинные магнитостатические (преобладает магнитодипольное взаимодействие) и на короткие обменные спиновые волны. Хотя обменные спиновые волны были предсказаны раньше, чем магнитостатические, однако в экспериментальном плане они изучены гораздо меньше. Методы ферромагнитного (ФМР) и спин-волнового резонанса (СВР) являются наиболее простыми и наглядными экспериментальными методиками, позволяющие изучать спиновые волны в наноструктурированных пленочных магнетиках. Эффекты, возникающие при возбуждении обменных спиновых волн методом ФМР в наноструктурированных пленочных структурах, характеризующихся размером неоднородности $\sim 100\text{\AA}$, обусловлены пространственным расположением этих составляющих наноструктуры и величиной обменного взаимодействия между этими составляющими. При возбуждении спиновых волн в наноструктурированных магнетиках (аморфных и нанокристаллических сплавах), характеризующихся изотропным распределением магнитных неоднородностей, существует критическая длина спиновой волны: волны с длинами большими и меньшими характерного размера магнитной составляющей (магнитной неоднородности) характеризуются разной величиной обменной жесткости. Данный эффект лежит в основе метода корреляционной спин-волновой спектроскопии (СВС) [5]. В настоящее время СВС хорошо развита для пленок и является мощным материаловедческим неразрушающим методом

изучения магнитной микроструктуры наноструктурированных магнетиков, при условии попадания размера магнитной неоднородности в диапазон длин волн, возбуждаемых при свч-измерении. Мультислойные пленки, представляющие наноструктуру с анизотропным распределением магнитных параметров, или с одномерной модуляцией параметров спиновой системы, с точки зрения корреляционной спин-волновой спектроскопии являются объектами с анизотропным характером распределения флуктуаций магнитных параметров вдоль оси z . Спектр спиновых волн в мультислойных пленках должен характеризоваться новой особенностью закона дисперсии волн (наличием щели в дисперсионном законе) при длине спиновой волны $\lambda = 2(d_1 + d_2)$, где $(d_1 + d_2)$ – период мультислойной структуры, а d_1, d_2 – толщины индивидуальных слоев. Это явление обусловлено рассеянием спиновых волн на периоде модуляции магнитных параметров. В методе СВР экспериментальная методика позволяет регистрировать до десяти стоячих обменных спиновых волн в диапазоне волновых векторов $k=10^5 \div 10^6 \text{ cm}^{-1}$ и восстанавливать в этой области дисперсионный закон $\omega \sim k^2$. Следовательно, для наблюдения энергетической щели в дисперсионном законе, волновой вектор края зоны Бриллюэна $k_b = \pi/(d_1 + d_2)$ мультислойной пленки толщиной $d = N(d_1 + d_2)$ должен быть подогнан в середину измеряемого волнового диапазона. Существовала большая теоретическая активность [6] при изучении данного вопроса. Однако экспериментальной регистрации щели в спектре обменных спиновых волн, возбуждаемых методом СВР, не было. Спектр магнитоэлектрических спиновых волн в магнитных кристаллах был изучен в работе [7].

В мультислойных пленках ферромагнетик/немагнитный металл, или в трехслойных сэндвичах (слоистых наноструктурах с анизотропным распределением магнитных параметров), величина междуслойного обменного взаимодействия $|J^{sl}| \rightarrow 0$, т.е. она на порядки меньше величины обменного взаимодействия спинов внутри ферромагнитных слоев. В данном случае, спектр ФМР таких трехслойных сэндвичей будет характеризоваться акустическим (с одной фазой) и оптическим (в противофазе) колебаниями векторов намагниченности в ферромагнитных слоях [8]. Основная часть экспериментальных работ, посвященная данной проблеме выполнена на структурах в которых, как правило, $d_{\text{FM}} < 10$ нм, а толщина проводящей прослойки составляет несколько нанометров. Увеличение толщины ферромагнитных слоев будет вызывать следующие эффекты: во-первых, величина и знак обменного взаимодействия слоев может меняться [9], во-вторых, для $d_{\text{FM}} \sim 100$ нм возникает феноменологическое определение поверхности с заданной величиной поверхностной анизотропии, действующей лишь на поверхностные спины и приводящей к неоднородному распределению намагниченности по толщине слоя. В магнитных полях, превышающих поле насыщения в свч - экспериментах, будут возникать стоячие спиновые волны в ферромагнитных слоях с узлами, расположенными на поверхностях ферромагнитных слоев [10]. По аналогии с оптической модой ФМР ($k=0$) для сэндвичей с тонкими ферромагнитными слоями, для ферромагнитных слоев с $d \sim 100$ нм следует ожидать акустический спектр с оптическими сателлитами ($k \neq 0$). Однако, какой закон дисперсии для такого типа колебаний, до предлагаемой диссертационной работы было неизвестно.

Эффект ГМС в основном используется в спин-вентильных структурах, в которых осуществляется послойное перемагничивание. Этот процесс обусловлен

наличием в одном из ферромагнитных слоев однонаправленной анизотропии (ОА). ОА наблюдается в слоистых пленочных наноструктурах с различным магнитным порядком. Из магнито жестких материалов в качестве закрепляющего слоя для создания эффекта ОА в магнитомягкой ферромагнитной пленке были успешно использованы аморфные ферримагнитные сплавы “редкая земля - переходной металл” (РЗМ-ПМ) DyCo, TbFe, TbCo, изготовленные в области компенсационных составов и характеризующиеся перпендикулярной магнитной анизотропией [11], [12]. Механизм ОА в данных системах РЗМ-ПМ не был установлен. Дело в том, что аморфные пленки TbFe и DyCo, представляют собой ферримагнетик с высокой одноосной перпендикулярной анизотропией и большими величинами коэрцитивной силы в области компенсационных составов, тогда как пленки NiFe являются магнитомягкими с низкой одноосной наведенной плоскостной анизотропией [13], [14]. Поэтому магнитная структура в пленках (TbFe, DyCo)/NiFe формируется ортогонально ориентированными эффективными намагниченностями слоев. В диссертации представлены результаты, позволившие предложить для данных систем механизм ОА.

В настоящее время огромное внимание уделяется биологическому синтезу железосодержащих наночастиц, что обусловлено биологической совместимостью данных объектов с живыми организмами, а также возможностью управления движением частиц внешним магнитным полем. Эти преимущества позволяют рассматривать железосодержащие наночастицы в качестве кандидатов при клиническом использовании для доставки лекарственных препаратов в соответствующие мишени. Известны четыре соединения железа, образующиеся в результате жизнедеятельности микроорганизмов. Это магнетит Fe_3O_4 , маггемит – $\gamma-Fe_2O_3$, пирротин $Fe_{1-x}S_x$ ($0 < x < 0,2$) и ферригидрит $5Fe_2O_3 \cdot 9H_2O$. До сих пор большее внимание привлекал магнетит, в частности образующийся в магнитотактных (magnetotaxis) бактериях [15]. Источников выделения биогенного ферригидрита намного больше - ткани животных и человека, растения и микроорганизмы, поэтому он более доступен для исследований и использования в прикладных целях [16].

В связи с этим цели и задачи работы были сформулированы следующим образом:

Цель работы

Магнитная микроструктура и магнитные свойства наноструктурированных материалов во многом определяется межчастичным (межслойным) взаимодействием составляющих эти материалы наночастиц (слоев). Цель данной работы заключается в исследовании магнитных свойств наноструктурированных материалов: магнитных наночастиц биогенного происхождения с отсутствием межчастичного обменного взаимодействия; магнитных обменно связанных пленок с различной величиной и знаком обменного взаимодействия между слоями, используя резонансные методики, позволяющие получать информацию как на нано - масштабе (ЯГР), так и на мезоскопическом уровне (ФМР, СВР).

Можно выделить две **задачи**, которые решались при проведении исследований:

- изучение резонансных свойств наноструктурированных тонких магнитных пленок методами ФМР и СВР;

- изучение физических свойств магнитных наночастиц железа, продуцируемых микроорганизмами, открывающие перспективы практического использования в медицине.

В соответствии с определенными задачами, в качестве объектов исследования были выбраны следующие:

- метастабильные пленки $Fe_{1-x}Ni_x$ сплавов ($0 < x < 1$);
- пленки метастабильных пересыщенных твердых растворов сплавов $Fe_{80}C_{20}$, $Co_{75}C_{25}$ с изменяющимся по толщине пленки составом твердого раствора;
- мультислойные пленочные структуры (магнетонные кристаллы) $[Ni_{1-x}Fe_x/Ni_{1-y}Fe_y]_5$, $(Co_{98}P_2/Co_{95}P_5)_N$;
- пленочные структуры $Dy_xCo_{1-x}(Tb_xFe_{1-x})/NiFe$, характеризующиеся однонаправленной анизотропией;
- мультислойные и сэндвич структуры $NiFe(Co)/Cu,Pd,DyCo/ NiFe(Co)$, характеризующиеся различной величиной и знаком обменного взаимодействия;
- магнитные наночастицы, производимые бактериями *Klebsiella oxytoca* при биоминерализации растворов солей железа.

Магнитные пленки пересыщенных твердых растворов $Fe_{80}C_{20}$, $Co_{75}C_{25}$ были получены Жигаловым В.С., метастабильные пленки $Fe_{1-x}Ni_x$ сплавов ($0 < x < 1$), обменносвязанные структуры $Dy_xCo_{1-x}(Tb_xFe_{1-x})/NiFe$, $NiFe/Cu/NiFe$ были получены Яковчуком В.Ю., мультислойные пленки Co/Pd , $[Ni_{1-x}Fe_x/Ni_{1-y}Fe_y]_5$, $(Co_{98}P_2/Co_{95}P_5)_N$ были получены Чекановой Л.А. в Институте физике им. Л.В. Киренского СО РАН. Магнитные наночастицы были изготовлены Ладыгиной В.П. в Международном научном центре исследований экстремальных состояний организма при Президиуме Красноярского Научного Центра СО РАН. Исследования методами ФМР, СВР были выполнены на спектрометре ЭПА-2М на частоте 9 ГГц в интервале полей от 0 до 25 кЭ. Исследования методом мессбауэровской спектроскопии были выполнены Баюковым О.А. в ИФ СО РАН.

Научная новизна

В процессе проведения исследований получены новые результаты:

1. Обнаружена и измерена запрещенная зона в спектре обменных спиновых волн магнетонного кристалла.
2. Предложена модель гетерофазного строения аморфных ферромагнитных пленок сплавов РЗМ-ПМ вблизи компенсационных составов.
3. Определена величина парциальной обменной жесткости для спиновой волны, распространяющейся через поляризованный слой Pd в мультислойных структурах Co/Pd .
4. Установлено, что резонансные поля обменных спиновых мод, представляющие собой оптические сателлиты акустических поглощений СВР в трехслойных обменносвязанных структурах “ферромагнетик”/”неферромагнитный металл”/”ферромагнетик”, удовлетворяют зависимости $H_p(n) \sim n^{5/2}$.

Практическая ценность

Полученные в диссертации научные результаты, в целом, способствуют расширению существующих представлений о магнитных взаимодействиях в многослойных пленочных структурах. В частности, они позволяют глубже понять механизмы формирования и изменения магнитных свойств при «конструировании» многослойных структур. Это, в свою очередь, позволит прогнозировать свойства различного класса магнитных систем и целенаправленно получать материалы с требуемыми свойствами;

- установлен концентрационный диапазон по содержанию РЗМ в слое DyCo, в области которого существует однонаправленная анизотропия в структуре DyCo/NiFe;
- предложено правило идентификации спин-волновых мод в спектре СВР магнетонного кристалла - введено понятие обменного дублета при волновом векторе $k=k_b=\pi(d_1+d_2)$, который представляет собой пики поглощений краев запрещенной зоны спектра, измерена величина щели в спектре обменных спиновых волн;
- преимущества практического использования биосинтезированных наночастиц ферригидрита заключается в крайне малой дисперсии размеров и физических свойств частиц, в возможности создавать направленное перемещение частиц внешним магнитным полем, что нашло свое отражение в патенте РФ.

Основные защищаемые положения:

1. Определение методом спин-волновой спектроскопии главного флуктуирующего магнитного параметра в метастабильных пленках $Fe_{80}C_{20}$ с изменяющимися по толщине пленки магнитными характеристиками.
2. Обнаружение методом СВР характерной модификации спектра обменных спиновых волн, обусловленной запрещенной зоной мультислойной пленки (магнетонного кристалла).
3. Обнаружение зависимости величины запрещенной зоны в спектре обменных спиновых волн от вида модулирующего магнитного параметра в мультислойной пленке.
4. Обнаружение и обоснование наличия областей в пленках сплавов (РЗМ-ПМ: DyCo, TbFe) компенсационных составов с перпендикулярной магнитной анизотропией, обеспечивающих явление обменной однонаправленной анизотропии в пленочных структурах DyCo(TbFe)/NiFe.
5. Установление закона дисперсии для оптических спиновых волн в трехслойных структурах.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации опубликованы в 39 работах, названия которых помещены отдельным списком, получен патент РФ.

Апробация работы

Результаты, включенные в диссертацию, были представлены и обсуждались на: Международной Байкальской научной конференции «Магнитные материалы», Иркутск (2001, 2003, 2008, 2010), Международном симпозиуме «Фазовые превращения в твердых растворах и сплавах» Ростов-на-Дону, Сочи (2002, 2004, 2005), XVIII международной школе-семинаре «Новые магнитные материалы

микроэлектроники”, Москва (2002, 2004, 2006), Евро-Азиатском симпозиуме “Новые пути в магнетизме”, Красноярск (2004), Московском международном симпозиуме по магнетизму, Москва (2005, 2008, 2011), 9 Международном симпозиуме “Упорядочения в металлах и сплавах” Ростов-на-Дону, Сочи, (2006), Первой международной научной конференции “Наноструктурные материалы 2008: Беларусь-Россия-Украина”, Минск (2008), Менделеевском съезде по общей и прикладной химии, Москва (2007), XXI Международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах» Москва (2009), IV Euro-Asian Symposium “Trend in Magnetism”: Nanospintronics EASTMAG-2010, Ekaterinburg (2010), 12-th International Conference on magnetic fluids, Sendai, Japan (2010), 14 Международном симпозиуме «Порядок, беспорядок и свойства оксидов» ODPO-14, Ростов-на-Дону, п. Лоо (2011).

Личный вклад автора заключается в самостоятельном выборе темы диссертационной работы, постановке задач и проведении всех исследований методами ферромагнитного и спин-волнового резонанса исследуемых магнитных структур.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, приложения, заключения и списка цитируемой литературы. Общий объем составляет 244 страницы, включая 138 рисунков и 19 таблиц. Список цитированной литературы состоит из 219 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении представлена общая характеристика работы: обоснована актуальность, сформулированы ее цели и задачи, приведены основные результаты, отмечены их новизна, научное и практическое значение, освещена апробация работы.

ГЛАВА 1. ФЕРРОМАГНИТНЫЙ И СПИН-ВОЛНОВОЙ РЕЗОНАНС В ПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ

Первая глава является обзорной. В ней описаны эффекты, возникающие при возбуждении обменных спиновых волн методом ФМР, в наноструктурированных пленочных структурах, характеризующихся размером $\sim 100\text{\AA}$, которые обусловлены пространственным расположением этих составляющих наноструктуры и величиной обменного взаимодействия между этими составляющими.

Возможности метода СВР были существенно расширены после цикла теоретических работ Игнатченко В.А., Исхакова Р.С.[17], [18], [5]. Основная идея авторов состояла в том, что в кристаллических и аморфных сплавах на основе переходных 3-d металлов с топологическим и композиционно разупорядоченной атомной структурой - все параметры спиновой системы, такие как обменное взаимодействие, намагниченность, анизотропия являются случайными функциями координат, т.е. в этих материалах существуют наномасштабные магнитные неоднородности ($\sim 100\text{\AA}$). Было показано, что из модифицированных “некиттелевских” кривых H_p (n^2) могут быть определены корреляционные радиусы r_c структурных неоднородностей, что позволило развить магнитоструктурный

метод, основанный на спин-волновом резонансе. В данном случае условие СВР в нанокристаллических и аморфных пленках с флуктуирующими магнитными параметрами, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} H_p &= \omega/\gamma + 4\pi M_{\text{эфф}} - \eta^{\text{эфф}}(k)k^2, \\ \eta^{\text{эфф}}(k) &= \langle \eta \rangle (1 - \gamma_i^2 J_i(k)), \end{aligned} \quad (1)$$

где H_p -резонансное поле, ω/γ -внутреннее поле, $M_{\text{эфф}}$ - эффективная намагниченность, $\eta^{\text{эфф}}$ и $\langle \eta \rangle$ - эффективная и средняя величина спин-волновой жесткости, $\gamma = \Delta i / \langle i \rangle$ интенсивность флуктуаций магнитного параметра i , $k = n(\pi/d)$ - волновой вектор спиновой волны, d - толщина пленки. Влияние флуктуаций проявляется в отклонениях (изломах) - “модификациях” “киттелевского” закона, описываемых введением функции $J_i(k)$. Флуктуации различных параметров ($i = \alpha, M$ - индекс флуктуирующего параметра (обмена или намагниченности, $\eta = 2A/M$, $\eta = \alpha \cdot M$, A -константа обменного взаимодействия)) ферромагнетика приводят к качественно различному характеру модификации закона дисперсии. Многочисленными исследованиями было установлено, что причиной модификаций закона дисперсии спиновых волн в неоднородных ферромагнитных пленках аморфных сплавов и пересыщенных твердых растворов являются химические неоднородности. В неоднородных сплавах типа переходной металл-металлоид химические неоднородности проявляются через флуктуации обменного параметра $\alpha = 2A/M^2_s$ (CoP [19], FeB [20], Fe(SiO₂) [21]. А в сплавах переходной металл-переходной металл- через пространственные флуктуации модуля намагниченности M (Co-Zr-P [22], (CoZr, Fe-Zr [23], FeNiP [24].

Мультислоиные пленки, представляющие в магнитном отношении среду с одномерной модуляцией параметров спиновой системы являются частным случаем систем с флуктуирующими спиновыми параметрами. С точки зрения корреляционной спин-волновой спектроскопии мультислоиные структуры являются объектами с анизотропным характером распределения флуктуаций магнитных параметров вдоль оси z , описываемых корреляционной функцией $K(r) \sim \exp(-k_c r) \cdot \cos qz$.

Спектр стоячих спиновых волн в мультислоиных пленках должен характеризоваться особенностью СВР - наличием запрещенной зоны при длине спиновой волны $\lambda = 2(d_1 + d_2)$, где $(d_1 + d_2)$ – период модуляции мультислоиной структуры, а d_1, d_2 – толщины индивидуальных слоев. Этот эффект, обусловлен рассеянием спиновых волн на периоде мультислоиности. В методе СВР экспериментальная методика позволяет регистрировать до десяти стоячих спиновых волн в диапазоне волновых векторов $k = 10^5 \div 10^6 \text{ см}^{-1}$. Следовательно, волновой вектор края зоны Бриллюэна $k_b = \pi/(d_1 + d_2)$ мультислоиной пленки толщиной $d = N(d_1 + d_2)$ должен быть подогнан в середину измеряемого волнового диапазона. Экспериментальные исследования спектра СВР в мультислоиных пленках выполненные в работах (см., например, [25], [26], [27], данному условию не удовлетворяли.

В работе [25] теоретически и экспериментально на структурах Fe/Ni было показано, что в мультислоиных структурах при СВР измерении для $k < k_b = \pi/(d_1 + d_2)$ выполняется киттелевский закон (смотри (1) при $J_i(k) = 1$). Условие резонанса описывается уравнением:

$$H_p = \omega/\gamma + 4\pi M_{\text{эфф}} - \frac{2A_{\text{эфф}}}{\langle M \rangle} k^2 \quad (2)$$

где A_{eff} -модифицированная константа обменного взаимодействия, d -толщина мультислойной структуры $d=N(d_1+d_2)$. A_{eff} - находится как средняя величина от обратных величин парциальных обменов (A_i) в отдельных слоях мультислойной структуры:

$$A_{eff}^{-1} = \langle A^{-1} \rangle. \quad (3)$$

Отсюда связь A_{eff} с парциальными обменами может быть выражена следующим образом:

$$\frac{d}{A_{eff}} = N \left(\frac{d_1}{A_1} + \frac{d_2}{A_2} \right). \quad (4)$$

В работе [28] используя выражения (2), (4) была определена парциальная величина обменной константы для поляризованного слоя Pt в мультислойной структуре Co/Pt ($A_{Co}=1,3 \cdot 10^{-6}$ Эрг/см, $A_{Pt}=0,72 \cdot 10^{-8}$ Эрг/см).

В многослойных структурах ферромагнетик / немагнитный слой (диа-, парамагнетик (Cu, Ag, Pd)) можно управлять величиной и знаком обменного взаимодействия ферромагнитных слоев, варьируя толщину $d_{сл}$ проводящей прослойки [29]. В тоже время, знак и величина обменного взаимодействия ферромагнитных слоев, разделенных металлической прослойкой, как оказалось, в свою очередь, может определяться толщиной ферромагнитного слоя [9]. При условии $d_{сл} > L_{пол}$, где $L_{пол}$ - глубина поляризации “немагнитного слоя” в мультислойной структуре при свч-измерениях результирующая кривая представляет собой спектр ФМР состоящий из акустического (с одной фазой) и оптического (в противофазе) колебания векторов намагниченности в ферромагнитных слоях [8]. Расчет дисперсионного соотношения для обменно-связанной системы состоящей из двух ферромагнитных слоев и разделенных немагнитным слоем проведен в работе [8]. В предположении, что два ферромагнитных слоя имеют одинаковую намагниченность насыщения $|M_1|=|M_2|=M_s$ и одинаковые значения g , с учетом зеемановской энергии, эффективной энергии анизотропии, энергии межслойного взаимодействия были получены условия ФМР. В геометрии выполнения эксперимента: внешнее магнитное поле параллельно плоскости образца, условия резонанса для акустической моды (+) и оптической моды (-) описываются следующим выражением [8]:

$$(\omega/\gamma)_{\pm}^2 = (H_0 + H_A - H_E \pm H_E)(H_0 + H_A + H_{eff} - H_E \pm H_E), \quad (5)$$

где H_{eff} – эффективное внутреннее поле, включает в себя размагничивающее поле $4\pi M$, H_0 – внешнее постоянное поле, H_A – поле анизотропии (в случае поликристаллических пленок $H_A=0$), $H_E=2J/Md$ – обменное поле (J - величина межслойного обменного взаимодействия ферромагнитных слоев, M - намагниченность ферромагнитного слоя, d - его толщина). Величина резонансного поля оптической моды смещена относительно величины резонансного поля акустической моды на величину $\pm H_E$. Знак “+ (-)” характеризует ситуацию антиферромагнитного (AF) (ферромагнитного (FM)) взаимодействия ферромагнитных слоев. Исследование методом ФМР проводились на эпитаксиально выращенных мультислойных структурах Co/Cu/Ni [30], Co/Ru [31],

Ni-Fe/Cu [32], Co/Cu [33], Fe/Pd [34] и трехслойных структур Fe/X/Fe, где X=Cu, Pd, Ag, Au [35].

В подавляющем числе рассмотренных случаев в сэндвич - структурах толщина ферромагнитного слоя составляла несколько нанометров и в них исследовались зависимости величины и знака обменного взаимодействия от толщины немагнитной прослойки. Данный диапазон толщин ферромагнитного слоя определялся требованием наличия эффекта гигантского магнитосопротивления. При увеличении толщины ферромагнитного слоя величина $\Delta R/R(H)$ уменьшается, что обусловлено уменьшением относительного числа электронов проводимости, рассеивающихся на неколлинеарных векторах намагниченности ферромагнитных слоев при отрицательной величине связи. В столь тонких слоях отсутствует как таковая поверхность. Любое закрепление (пининг) может быть представлено введением эффективного поля анизотропии, которое изменяется обратно пропорционально толщине слоя. Поэтому в сэндвичах регистрировались лишь кривые ферромагнитного резонанса с волновым вектором $k=0$, а длиной спиновой волны $\lambda=\infty$. Ситуация должна кардинально меняться в случае увеличения толщины d ферромагнитных слоев. Для $d\sim 1000\text{\AA}$ возникает понятие поверхности с определенной величиной поверхностной анизотропии, действующей лишь на поверхностные спины и приводящей к неоднородному распределению намагниченности. В магнитных полях, превышающих поле насыщения, в свч - экспериментах должны возникать стоячие спиновые волны в ферромагнитных слоях с узлами, расположенными на поверхностях ферромагнитных слоев. Доказательством появления дополнительных резонансных поглощений являются результаты работы [9]. В данной работе резонансные кривые ФМР в перпендикулярной ориентации магнитного поля относительно плоскости образцов для структур NiFe(1280\AA)/Cu(9\AA)/NiFe(1280\AA) содержали три резонансных поглощения, объяснить которые акустической и оптической модой ФМР уже нельзя. В работе [10] был использован комплекс магнитных исследований сэндвич - структур Ni₈₁Fe₁₉/Ru/Ni₈₁Fe₁₉, полученных методом магнетронного распыления на Si подложку с подслоем Ta. Толщина ферромагнитных слоев составляла 300 \AA. При максимальной величине антиферромагнитной связи при $d_{Ru}=4,9\text{\AA}$ регистрировались четыре поглощения, свидетельствующие о возбуждении спин-волновых мод. Авторы надежно идентифицировали одну из дополнительных мод как спин-волновую акустическую моду и, анализируя выражение для СВР в параллельной геометрии, определили величину константы обменного взаимодействия. Таким образом, для регистрации спектра спиновых волн в сэндвич-структурах необходимо увеличивать толщину ферромагнитных слоев. По аналогии с оптической модой ФМР для сэндвичей с тонкими ферромагнитными слоями, для ферромагнитных слоев с $d\sim 100\text{нм}$, помимо стандартных спин-волновых мод, следует ожидать оптические сателлиты спиновых волн, обусловленные обменным взаимодействием слоев. Естественно возникает вопрос, - какой закон дисперсии для такого типа колебаний? Известных работ, посвященных данной проблеме, на сегодняшний день нет.

Многослойные структуры, в которых наблюдается ГМС, условно могут быть разделены на две группы: сверхрешетки типа Fe/Cr, где магнитные слои антиферромагнитно упорядочены через немагнитную прослойку и так называемые спин-вентильные структуры [36] в которых послойное перемагничивание

обусловлено разной коэрцитивностью слоев (эффект “обменной пружины”, проявляющий себя в коллинеарной ориентации намагниченностей магнитомягкого и магнито жесткого слоев вследствие прямого обменного взаимодействия гейзенберговского типа [37]) или наличием в одном из слоев однонаправленной анизотропии ОА (эффект “обменного сдвига”, проявляющего себя в системе ферромагнетик-антиферромагнетик (ФМ-АФМ)) [38]. Явление однонаправленной анизотропии, заключающееся в существовании единственного энергетически выгодного направления для вектора намагниченности M , внешне проявляется в смещении петли гистерезиса $M(H)$ относительно нулевого значения приложенного магнитного поля H . Среди объектов, обладающих однонаправленной анизотропией, наиболее изученными оказались тонкие магнитные пленки, что связано с возможностью контроля поверхности, разделяющей слои с различным магнитным порядком. В многочисленных обзорах (смотри например [39] и монографии [40]) приведено как описание этих эффектов, так и их многочисленных приложений в композиционных постоянных магнитах [37], в магнитных датчиках, устройствах спинтроники и устройствах магнитной памяти [41]. Из магнито жестких материалов, для закрепляющего слоя для создания эффекта ОА, были успешно использованы аморфные ферромагнитные сплавы “редкая земля - переходной металл” TbCo [42]. Слои сплава TbCo, изготовленные в области компенсационных составов и характеризующиеся перпендикулярной магнитной анизотропией, обеспечивали высокую температуру блокировки в спин-вентильных структурах FeNi/Cu/FeNi/TbCo и FeNi/Cu/Co/TbCo [11], [12].

Впервые, эффект обменной однонаправленной анизотропии (ОА) в слоистых пленках, содержащих слои FeNi и слои аморфных сплавов “редкая земля - переходной металл” с перпендикулярной магнитной анизотропией, был обнаружен в Институте Физики СО РАН (г. Красноярск) в структурах TbFe/NiFe и DyCo/NiFe [13]. Механизм ОА в данных системах не был установлен, что, однако, не помешало разработке на основе этих структур магнитных датчиков [43], [44]. Эти датчики характеризовались рядом преимуществ по сравнению с аналогичными, выполненными на основе пленок ФМ-АФМ.

ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНА ДИСПЕРСИИ СПИНОВЫХ ВОЛН НЕОДНОРОДНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

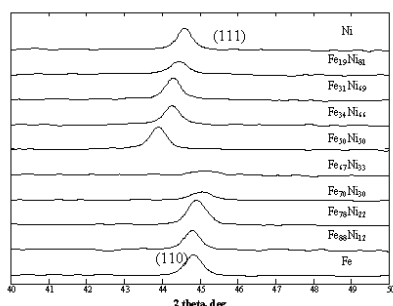


Рис. 1 Рентгенограммы тонких пленок изучаемых сплавов FeNi

Во второй главе изложены результаты исследований нанокристаллических и мультислойных ферромагнитных пленок методами ФМР и СВР. В параграфе 2.1 определен главный флуктуирующий магнитный параметр и его протяженность в метастабильных пленках $Fe_{1-x}Ni_x$ сплавов, характеризующихся изотропными неоднородностями. Для получения пленок сплавов FeNi в качестве распыляемых материалов (лигатур) использовались металлы и сплавы: Fe, $Fe_{19}Ni_{81}$, $Fe_{34}Ni_{66}$, $Fe_{50}Ni_{50}$, Ni. Толщина полученных пленок, химический состав полученных пленок

определялись методом рентгенофлуоресцентного анализа. Различия химических составов пленок, полученных за одно напыление, не превышало 0,5 вес. %. Толщина изготовленных материалов составляла 180-260 нм.

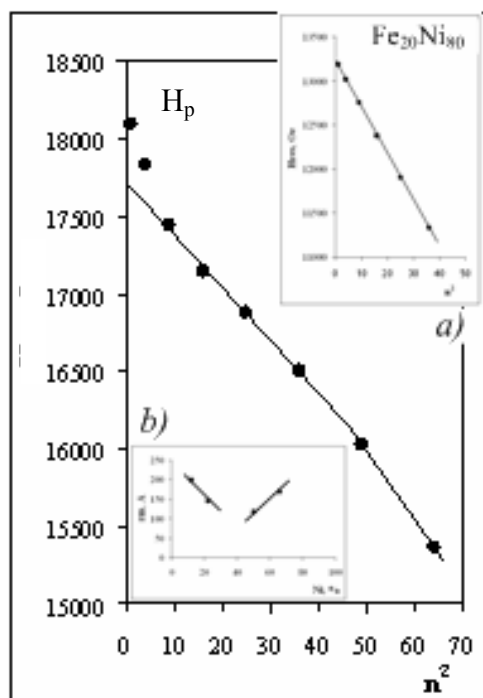


Рис. 2 Зависимость $H_p(n^2)$ для пленки состава $Fe_{50}Ni_{50}$

линейная зависимость $H_p(n^2)$, позволившая определить величину константы обменного взаимодействия. На верхней вставке рисунка 2 представлена характерная зависимость $H_p(n^2)$ для пленки состава $Fe_{20}Ni_{80}$.

Для пленок составов $Fe_{35}Ni_{75}$, $Fe_{50}Ni_{50}$, $Fe_{78}Ni_{22}$, $Fe_{88}Ni_{12}$, зависимость $H_p(n^2)$ характеризовалась изломом “по намагнитченности”. Данный вид модификации дисперсионного закона для спиновых волн обусловлен изменением величины спин-волновой жесткости с меньшей величины на большую при определенном значении волнового вектора k' и является следствием неоднородного распределения намагнитченности в сплаве исследуемых пленок. По координате точки излома ($k'=(\pi/d)n'$) определяется характерный волновой вектор неоднородностей намагнитченности и размер этой неоднородности $r_m=1/k_m$. На рисунке 2 приведена зависимость $H_p(n^2)$ для пленки сплава $Fe_{50}Ni_{50}$, характеризующейся неоднородным распределением намагнитченности. На нижней вставке рисунка 2 представлена концентрационная зависимость корреляционного радиуса флуктуаций намагнитченности. Отсутствие соответствующих изломов на дисперсионных кривых составов $Fe_{20}Ni_{80}$, $Fe_{31}Ni_{69}$, $Fe_{67}Ni_{31}$ свидетельствует лишь о том, что характерный волновой вектор магнитных неоднородностей для данных сплавов не попадает в диапазон волновых векторов, которые мы восстанавливаем при измерении спектров СВР. Однако представленная зависимость корреляционного радиуса флуктуаций намагнитченности на рисунке 2 позволяет сделать оценку размеров магнитных неоднородностей для инвариных концентраций ($r_m < 5$ нм). Таким образом, несмотря на то, что в изучаемых нами тонких пленках сплавов FeNi инвариных концентраций удалось стабилизировать ОЦК структуру,

На рисунке 1 приведен участок рентгенограммы тонких пленок изучаемых сплавов, полученных методом термического напыления. На рисунке видно, что тонкие пленки $Fe_{1-x}Ni_x$ в интервале концентрации $0,5 < x < 1$ характеризуются ГЦК структурой. Известно, что намагнитченность насыщения $Fe_{1-x}Ni_x$ сплавов инвариных концентраций близка к нулю. Концентрационные зависимости намагнитченности изучаемых пленок свидетельствуют об отсутствии аномалий магнитных свойств в изучаемых $Fe_{1-x}Ni_x$ пленках. Имеющиеся на сегодняшний день модели, объясняющие физические свойства инвариных сплавов сводятся к наличию магнитных неоднородностей, которые могут быть вызваны гетерофазностью, химической неоднородностью сплава либо же разным знаком (или величиной) обменного взаимодействия.

В перпендикулярной геометрии выполнения эксперимента на всех синтезированных пленках наблюдались спектры СВР. Для пленок составов Ni, $Fe_{20}Ni_{80}$, $Fe_{31}Ni_{69}$, $Fe_{67}Ni_{31}$, Fe наблюдалась

пленки данных составов являются наиболее дисперсными в магнитном отношении – характеризуются минимальным размером магнитных неоднородностей.

В параграфах 2.2. и 2.3 изучены пленки метастабильных пересыщенных твердых растворов сплавов Fe-C Co-C, полученных методом импульсно плазменного напыления. В данных пленках неравновесное содержание C в твердом растворе изменяется, в том числе и по толщине пленки, что приводит к характерному изменению магнитных параметров пленки по толщине. Химическая неоднородность толстых пленок Fe(C), полученных методом ИПИ ($d > 1500 \text{ \AA}$), изучалась с помощью Depth Selective Mossbauer Spectroscopy $\text{Co}^{57}(\text{Rh})$ в работе [48]. Основным результатом данной работы является обнаруженная толщинная зависимость $H_{\text{св}}$ и объемной доли ОЦК Fe. По мере удаления от поверхности пленки, контактирующей с подложкой, значение сверхтонкого поля $H_{\text{св}}$ увеличивается, как и величина объемной доли $\alpha\text{-Fe}$, что свидетельствует об уменьшении содержания углерода в твердом растворе Fe(C). С помощью метода спин-волновой спектроскопии на свежеприготовленных пленках сплава Fe(C) удалось определить характеристики обнаруженной неоднородности намагниченности M : интенсивность флуктуаций γ_m^2 и среднее значение $\langle \eta \rangle$. Волновой вектор, определяемый величиной $\Gamma_m = 1/k_m$ остается постоянным для всех толщин пленок изучаемого сплава: $k_m = 10^6 \text{ см}^{-1}$. Величина среднего значения $\langle \eta \rangle$ в пленках сплавов, полученных по указанной технологии, зависит от толщины пленки d . Ранее такая зависимость не наблюдалась. Обнаруженная особенность отражает тот факт, что кинетика затвердевания конденсатов Fe(C) зависит от скорости охлаждения конденсата, которая, в свою очередь, зависит от толщины конденсата.

В параграфе 2.4 изложены результаты исследования спектров СВР в мультислойных пленках (магнитных кристаллах). Спектр волн любой природы в периодических структурах имеет зонный характер. В нем появляются зоны разрешенных и запрещенных значений энергии ε . В обратном пространстве формируются зоны Бриллюэна, края этих зон определяются волновым вектором $k_b = \pi q/d$, где m – номер зоны, $q = 2\pi/(d_1 + d_2)$ – вектор обратной решетки, $d_1 + d_2$ – период одномерной модуляции. При значениях k_b на графике функции $\varepsilon(k)$ возникают щели (запрещенные зоны $\Delta\varepsilon_m$). Ширина запрещенной зоны определяется разницей физических параметров соседних слоев. В параграфе изложены результаты изучения методом СВР спектра спиновых волн в мультислойных пленках в области края зоны Бриллюэна, где осуществляется модификация функции $\varepsilon(k)$, представленная на рис. 3.

Химически модулированная структура $\text{Ni}_{1-x}\text{Fe}_x/\text{Ni}_{1-y}\text{Fe}_y$ изготавливалась путем варьирования концентрации переходных металлов. Количество парных слоев N было равно 5 ($d = 5(d_1 + d_2)$). Были также изучены спектры образцов, отожженных в вакууме с давлением 10^{-5} Торр при $100^\circ, 200^\circ, 300^\circ\text{C}$ в течение 1 часа. Определение величины эффективной спин-волновой жесткости для пленок неоднородных сплавов проводилось по формуле:

$$\eta = \frac{2A}{M_s} = \frac{H_1 - H_i}{n_i^2 - 1} \left(\frac{d}{\pi} \right)^2. \quad (6).$$

На рисунку 4 представлен спектр СВР, измеренный на мультислойной пленке $[\text{Ni}_{65}\text{Fe}_{35}(180 \text{ \AA})/\text{Ni}_{60}\text{Fe}_{40}(180 \text{ \AA})]_5$, содержащий десять пиков, что позволяет провести полный анализ данного спектра СВР. Видно, что в спектре этой пленки имеются

два пика, резонансные поля которых больше, чем поле наиболее интенсивного максимума.

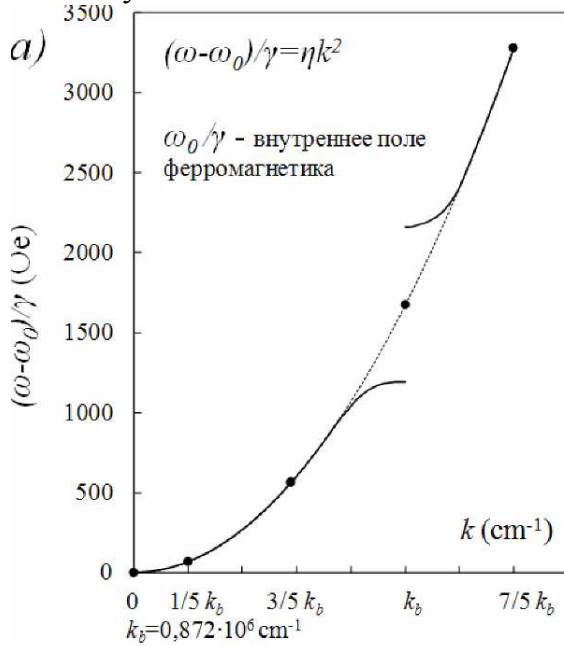


Рис. 3 Схематичное представление дисперсионного закона обменных спиновых волн в мультислойной пленке (сплошная линия) толщиной $d=5(d_1+d_2)$. Точки, соединяющиеся штриховой линией описывают дисперсионный закон в однородной ферромагнитной пленке толщиной $d=1800\text{\AA}$ с величиной обменной жесткости $\eta=2,2 \cdot 10^{-9}$ Э·см²

Последнее означает, что волновые вектора k стоячих спиновых волн определяются уравнениями, полученными из обменных граничных условий при произвольных параметрах закрепления намагниченности на нижней и верхней поверхностях пленки β_1^S и β_2^S [49]

$$\operatorname{tg}(kd) = \frac{(\beta_1^S + \beta_2^S)k}{k^2 - \beta_1^S \beta_2^S}, \text{ если } k \text{ реально} \quad (7a)$$

$$\operatorname{th}(k_S d) = \frac{-(\beta_1^S + \beta_2^S)k^2}{k_S^2 + \beta_1^S \beta_2^S}, \text{ если } k = ik_S \text{ мнимо.} \quad (7b)$$

Здесь параметр закрепления $\beta_i^S = K_{iS}/A$. Обнаружение двух поверхностных мод ($n > 0$), обозначенных на рис. 4 как S_1, S_2 , свидетельствует о реализации на внешней

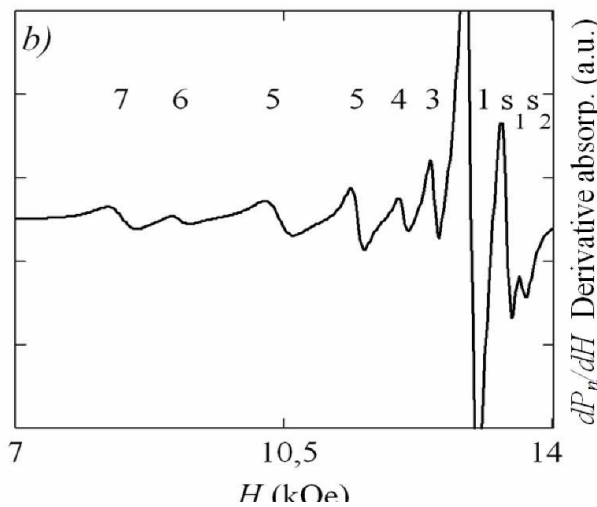


Рис. 4 Спектр СВР мультислойной пленки

и приподложечной поверхностях этой мультислойной пленки обменных граничных условий с поверхностными анизотропиями типа «легкая плоскость» ($K_{1S}, K_{2S} < 0$). Уравнение (7) для объемных мод в случае сильного закрепления ($A/K_S d \rightarrow 0$) имеет киттелевское решение $kd = n\pi$ с возбуждением только нечетных n .

Для случая $|A/K_S d| < 1$, получаем решение: $kd = n\pi(1 - A/K_S d) = n \cdot \alpha$, где $n=1, 2, 3, 4, 5, \dots$, т.е. в спектре возбуждаются моды как нечетные (симметричные относительно центра пленки), так и четные

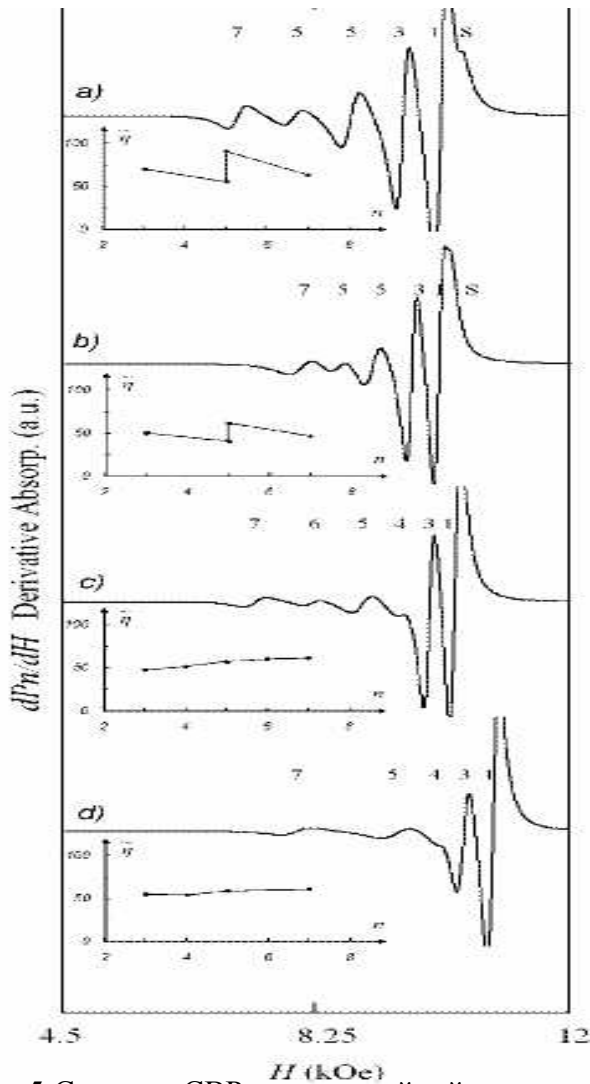


Рис. 5 Спектры СВР мультислойной пленки $[\text{Ni}_{90}\text{Fe}_{10}(150\text{\AA})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(150\text{\AA})]_5$ в результате термообработки; а) - исходное состояние; б) - отжиг при $T=100^\circ\text{C}$; в) - отжиг при $T=200^\circ\text{C}$; г) - отжиг при $T=300^\circ\text{C}$. Продолжительность отжига 1 час. На вставках - зависимость эффективной обменной жесткости η от n

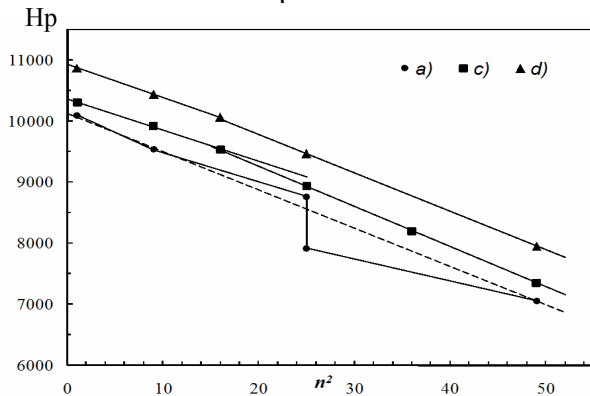


Рис. 6 Зависимость $H_p(n^2)$ мультислойной пленки $[\text{Ni}_{90}\text{Fe}_{10}(150\text{\AA})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(150\text{\AA})]_5$; а) - исходное состояние; в) - отжиг при $T=200^\circ\text{C}$; г) - отжиг при $T=300^\circ\text{C}$

(антисимметричные относительно центра пленки). Вследствие антисимметричности, четные моды имеют меньшую интенсивность по сравнению с интенсивностями окружающих их нечетных мод. И действительно (см. рис. 4), интенсивность 4-й моды меньше интенсивности 3-й и 5-й моды. Для обсуждаемой мультислойной пленки $\alpha = 3,115$. Поэтому для определения волновых векторов можно пользоваться решением Киттеля, так как величина смещения резонансных полей (из-за разности $\pi - \alpha$) на порядок меньше ширины спин-волновых мод. Особый интерес вызывает 5-я и последующие моды. 5-я мода характеризуется волновым вектором $k_5 = 5\pi/d = 5\pi/5(d_1 + d_2) = \pi/(d_1 + d_2) = k_b$, т.е. этот пик регистрируется на низкоэнергетическом краю запрещенной зоны спектра спиновых волн (см. рис. 3). Видно (см. рис. 4), что последующие моды не могут быть описаны как $n=6, 7, 8$, так как в этом случае интенсивности данных мод не согласуются с правилом интенсивности.

Следовательно, идентификация n низкополевых пиков СВР данной пленки должна быть продолжена таким образом: $n=5, 6, 7$. Только в этом случае сохраняется правило интенсивностей: $I_5 > I_6, I_6 < I_7$. Таким образом, вводится обменный дублет при $n=5$, который представляет собой пики поглощений низкоэнергетического и высокоэнергетического края запрещенной зоны спектра обменных спиновых волн, описываемого модами: $n=1, 2, 3, 4, 5, 5, 6, 7$ (рис. 4), где $k_5 = k_b$. Следовательно, моды $n=1, 2, 3, 4, 5$ принадлежат первой зоне Бриллюэна магнетонного кристалла, а моды $n=5, 6, 7$ - второй зоне. Ширина запрещенной зоны измеряется в полевых координатах, как разница величин полей характеризующих 5-е моды. Для спектра обменных стоячих спиновых волн, представленного на рис.6, ширина щели равна 1,04 кЭ. Пересчитывая эту величину в частотные координаты, мы получаем

оценку величины запрещенной зоны в спектре обменных спиновых волн: $\Delta\omega \approx 3\text{ГГц}$.

Известно [49], что в ферромагнитных пленках могут быть сформированы антисимметричные граничные условия: на одной поверхности пленки анизотропия типа «легкая плоскость» ($K_{1S} < 0$), а на другой поверхности пленки анизотропия типа «легкая ось» ($K_{2S} > 0$). В случае равенства этих анизотропий ($K_{1S} + K_{2S} = 0$), однородное переменное поле может возбудить в таких пленках спиновые волны с нечетным номером n .

На рис. 5 представлен спектр СВР мультислойной пленки $[\text{Ni}_{90}\text{Fe}_{10}(150\text{Å})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(150\text{Å})]_5$, для которой были сформированы данные граничные условия. Видно, что в спектре СВР исходной мультислойной пленки реализуется одна поверхностная мода и нечетные объемные моды.

На рисунке 6 приведена экспериментальная зависимость в координатах резонансные поля от квадрата номера моды. Величина щели в полевых координатах равна 800Э . Здесь же представлены (рис. 5) результаты модификации спектра СВР в ходе термоотжига, превращающего данную модулированную мультислойную пленку в однофазный слой пермаллоя. Модификация спектра этой мультислойной пленки начинается уже в ходе отжига при 100°C . Видно существенное уменьшение величины щели (вдвое по сравнению с исходной), а также сокращение всего спектрального диапазона СВР. В ходе отжига при 200°C происходит качественная перестройка спектра СВР: восстанавливается спектральный диапазон, в спектре появляются четные моды (рис. 5, кривая c). Зависимость $H_p(n^2)$ (рис. 6, кривая c) может быть представлена двумя прямыми, указывающими на постоянную величину обмена для спиновых волн с $n=1\div 4$, и рост величины обменной жесткости для волн с $n=5\div 7$. Последнее указывает на то, что одномерная периодическая модуляция намагниченности здесь заменяется на изотропные флуктуации намагниченности, приводящие к соответствующей модификации эффективного обмена и спектра спиновых волн (см, выражение 1). Отжиг при 300°C величину этих флуктуаций намагниченности существенно уменьшил: здесь резонансные поля H_p уже укладываются на линейную зависимость от n^2 (рис. 6, кривая d).

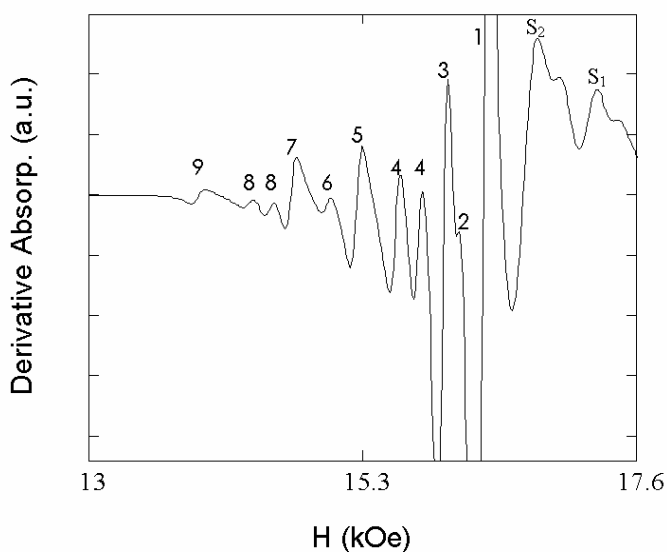


Рис. 7 Спектр СВР мультислойной пленки $[\text{Co}_{98}\text{P}_2(40\text{ nm})/\text{Co}_{95}\text{P}_5(50\text{ nm})]_4$

Регистрация второй брегговской щели при $k = 2 k_b$ на структурах $[\text{Ni}_{1-x}\text{Fe}_x/\text{Ni}_{1-y}\text{Fe}_y]_5$ невозможна в силу следующих причин. Во-первых, для надежной регистрации второй брегговской щели в спектре спиновых волн общее количество регистрируемых пиков СВР (тригонометрических мод) должно быть не менее $n \geq 13$ (при условии, что число пар слоев в пленке $N=5$; при $N=4$, $n \geq 11$). Для наблюдения такого количества резонансных пиков общая толщина пленки должна составлять $L > 350\text{ нм}$. Во-вторых, в мультислойных пленках $[\text{Ni}_{1-x}\text{Fe}_x/\text{Ni}_{1-y}\text{Fe}_y]_5$ ширина первой брегговской щели в полевых единицах составляет

$\Delta\varepsilon_1 \approx 1$ кЭ. Используемая нами частота СВЧ поля при измерении СВР равна $f=9,2$ ГГц, поэтому полевой развертки для регистрации такой особенности спектра СВР недостаточно (в нашем случае она составляет 3 - 3,5 кЭ).

На рисунке 7 представлен спектр СВР мультислойной структуры $[\text{Co}_{98}\text{P}_2(400\text{\AA}) / \text{Co}_{95}\text{P}_5(500\text{\AA})]_4$. Спектр СВР мультислойной структуры содержит тринадцать пиков, что позволяет провести полный анализ указанных спектров.

В спектре данной пленки имеются два пика, резонансные поля которых больше, чем поле наиболее интенсивного максимума. Данные пики соответствуют возбуждению двух поверхностных мод, обозначенных на рисунке как S_1, S_2 . Данные пики свидетельствуют о реализации на внешней и приподложечной поверхностях этой мультислойной пленки обменных граничных условий с поверхностными анизотропиями типа «легкая плоскость». Последнее указывает, что моды в спектре являются как нечетными (большой интенсивности), так и четными (малой интенсивности), т.е. идентификация спин-волновых мод $n = 1, 2, 3, 4 \dots$. Особый интерес вызывают дублеты 4-ой и 8-ой моды, так как они характеризуется волновым вектором $k_4 = k_b$ и $k_8 = 2k_b$ соответственно. В спектре СВР мультислойной пленки $[\text{Co}_{98}\text{P}_2 / \text{Co}_{95}\text{P}_5]_4$ (рис. 7) моды $n = 1, 2, 3, 4$ характеризуют первую зону Бриллюэна магнетонного кристалла, моды 4, 5, 6, 7, 8 – вторую зону, а моды 8, 9 - третью зону. Для данной мультислойной структуры ширины запрещенных зон $\Delta\varepsilon_1$ и $\Delta\varepsilon_2$ оказались равными 200 Э и 180 Э соответственно. Данное значение величины запрещенной зоны существенно меньше величины щели, наблюдаемой мультислойной пленки $[\text{Ni}_{65}\text{Fe}_{35}(180\text{\AA}) / \text{Ni}_{60}\text{Fe}_{40}(180\text{\AA})]_5$. Причина отличий обусловлена различием модулирующего магнитного параметра. В мультислойной структуре $[\text{Ni}_{65}\text{Fe}_{35}(180\text{\AA}) / \text{Ni}_{60}\text{Fe}_{40}(180\text{\AA})]_5$ химические составы используемых слоев были подобраны таким образом, чтобы основным модулирующим параметром выступала намагниченность насыщения. В изучаемых мультислойных структурах на основе сплавов Co-P основным модулирующим параметром является величина обменного взаимодействия (а также величина поля локальной анизотропии).

Таким образом, в одномерных магнетонных кристаллах, полученных в виде мультислойных структур «ферромагнетик / ферромагнетик», методом спин-волнового резонанса, для обменных спиновых волн обнаружена модификация спектра спиновых волн, обусловленная образованием первой, второй и третьей зон Бриллюэна. Измеренные величины запрещенных зон в полевых координатах в спектре обменных спиновых волн мультислойной пленки $[\text{Co}_{98}\text{P}_2 / \text{Co}_{95}\text{P}_5]_N$: $\Delta\varepsilon_1 = 200$ Э, $\Delta\varepsilon_2 = 180$ Э – в пять-семь раз меньше величин аналогичной характеристики мультислойных пленок $[\text{NiFe} / \text{NiFe}]_N$.

ГЛАВА 3. СТАТИЧЕСКИЕ И ДИНАМИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ОБМЕННОСВЯЗАННЫХ ПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР РЗМ-ПМ (DyCo, TbFe)/NiFe

В третьей главе для изучения особенностей магнитной структуры аморфных ферримагнитных сплавов предлагается исследование многослойных пленочных структур: $\text{Dy}_x\text{Co}_{1-x}(\text{Tb}_x\text{Fe}_{1-x})/\text{NiFe}$. Действительно, наличие обменного взаимодействия между слоями ферримагнитного сплава и слоем NiFe приводит к существенным модификациям статических и динамических магнитных характеристик слоя сплава NiFe. Исследование интегральных магнитных свойств многослойных пленочных систем и последующее их сопоставление с

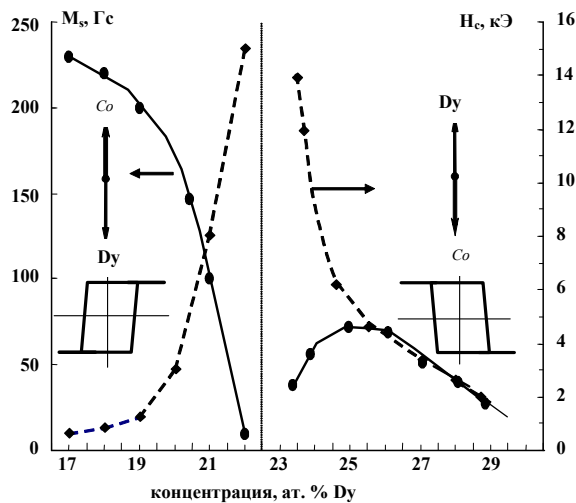


Рис. 8 Концентрационная зависимость эффективной намагниченности насыщения M_s и коэрцитивной силы H_c аморфных

характеристиками пленок сплава NiFe позволяет получить информацию о реальной магнитной микроструктуре магнитожесткого слоя сплава.

В параграфе 3.1 описан эффект однонаправленной анизотропии, обнаруженный в Институте Физики СО РАН на двухслойных структурах TbFe/NiFe и DyCo/NiFe [13]. Особенности предложенных планарных структур заключались в следующем. Аморфные пленки TbFe и DyCo, представляют собой ферримагнетик с высокой одноосной перпендикулярной анизотропией и большими величинами коэрцитивной силы в области концентрации PЗ вблизи компенсационной x_c .

В параграфе 3.2 описаны магнитные свойства пленок аморфных сплавов DyCo. На рис. 8 приведен участок магнитной фазовой диаграммы аморфных пленок сплавов DyCo. При комнатной температуре состав пленок $Dy_{22}Co_{78}$ является компенсационным. Величины намагниченности насыщения M_s , коэрцитивная сила H_c измеренные на вибрационном магнитометре, для пленок DyCo приведены на рис.8. Константы одноосной анизотропии пленок PЗМ-ПМ, измеренные на вращательном анизометре, составляют $3 \cdot 10^5 \div 10^6$ Эрг/см³.

В параграфе 3.3 приведены результаты исследования величины обменной однонаправленной анизотропии структуры $Dy_xCo_{1-x}(d=700\text{\AA})/NiFe(d=X\text{\AA})$, где $12 < X < 1000\text{\AA}$. Измеренные петли гистерезиса показали, что в изучаемых двухслойных пленках направление одноосной и ОА с хорошей точностью совпали. Были измерены величины: коэрцитивной силы магнитомягкого слоя ($H_c \approx 2-4$ Э), поля наведенной одноосной анизотропии ($H_k \approx 6-7$ Э) и величины поля обменного смещения H_E . Зависимость величины H_E от толщины слоя NiFe описывалась выражением:

$$H_E = \frac{J_E}{Md}, \quad (8)$$

где M -намагниченность насыщения, d -толщина слоя NiFe. Величина энергии обменного взаимодействия слоев оказалась равна $J_E^{M(H)} \approx 0,2$ Эрг/см². Величины H_E и соответственно J_E , могут быть измерены методом ФМР. Для этого стандартную формулу, описывающую ФМР в геометрии, когда внешнее поле параллельно плоскости пленки, необходимо заменить выражением

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = (H + H_E)(H + H_E + 4\pi M) \quad (9).$$

Обоснование такой замены приведено в работах [50], [51]. Тогда, из сопоставления величин резонансных полей двухслойных систем и реперных пленок NiFe по выражениям (8), (9) может быть вычислена искомая величина H_E . Рассчитанные величины H_E представлены на рис. 9. Видно, что для этих величин также выполняется гиперболическая зависимость $H_E(1/d)$, согласующаяся с выражением (8). Однако вычисленная величина энергии обменного взаимодействия слоев

составляет $J_E^{\text{ФМР}} \approx 0,4$ Эрг/см², что в два раза превышает аналогичную характеристику, определенную по результатам статических измерений.

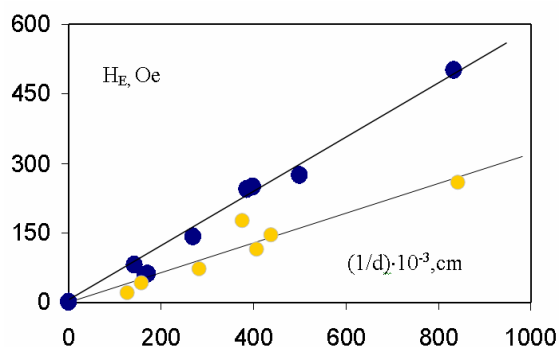


Рис. 9 Зависимость величины обменного поля $H_E(1/d)$, в структурах DyCo/NiFe, определенная из ФМР - ●, из $M(H)$ - ○, - в зависимости от толщины слоя NiFe

В параграфе 3.4 изложены результаты исследования методом ФМР и СВР двухслойных пленочных структур $Dy_xCo_{1-x}/Ni_{80}Fe_{20}$ разных составов слоя DyCo. Выбор составов аморфного ферромагнитного сплава редкоземельный металл-переходной металл (РЗМ-ПМ) определялся следующими причинами. При комнатной температуре компенсационным является состав аморфного сплава $Du_{22}Co_{78}$. (смотри рис.8). Выбранные составы сплавов РЗМ-ПМ находятся по разные стороны по оси составов от точки магнитной компенсации, однако характеризуются близкими величинами таких магнитных характеристик, как намагниченность насыщения $M_s \sim 80$ Гс, коэрцитивная сила $H_c \sim 4$ кЭ и величина перпендикулярной магнитной анизотропии $K_{\perp} \approx 3 \cdot 10^5$ Эрг/см³.

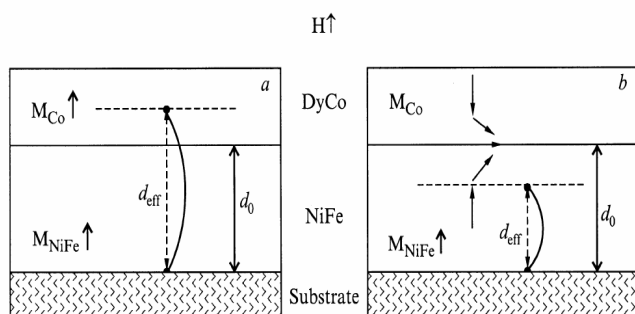


Рис. 10 Конфигурация векторов эффективных намагниченностей M двухслойных структур DyCo/NiFe в геометрии эксперимента $H \parallel$ ОЛН DyCo: а – докомпенсационный состав; б – послекомпенсационный состав DyCo.

Анализ спектров СВР позволил установить, что эффективная толщина слоя NiFe, определяющая волновые вектора первых мод СВР ($d_{\text{эфф}} = (d_0 \pm \delta)$) отлична от значения d_0 , задаваемого технологическим процессом получения пленок. Знак величины $\delta \approx 400 \text{ \AA}$ определяется составом магнито жесткого слоя DyCo. Полученный результат поясняется рисунком 10. Узел стоячей спиновой волны в обменносвязанных пленочных структурах $Ni_{80}Fe_{20}/Dy_{20}Co_{80}$ при СВР измерениях с межслойной поверхности перемещается внутрь слоя аморфного ферромагнитного сплава. Если изготовить трехслойные обменносвязанные структуры $Ni_{80}Fe_{20}/Dy_xCo_{1-x}/Ni_{80}Fe_{20}$ с докомпенсационными составами слоя Dy_xCo_{1-x} , в которых толщина аморфного слоя $d_{Dy_xCo_{1-x}} < 2\delta$, разумно ожидать регистрации единого спектра СВР трехслойной структуры $Ni_{80}Fe_{20}/Dy_xCo_{1-x}/Ni_{80}Fe_{20}$. В данном случае узлы стоячих спиновых волн должны находиться на внешних поверхностях ферромагнитных слоев сплава $Ni_{80}Fe_{20}$.

В параграфе 3.5 изложены результаты исследования методом СВР трехслойных пленочных структур $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Dy}_{20}\text{Co}_{80}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (докомпенсационный состав слоя DyCo) и $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Dy}_{24}\text{Co}_{76}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ (послекомпенсационный состав слоя DyCo).

Спектры СВР трехслойных пленок были записаны в двух геометриях: внешнее магнитное поле перпендикулярно плоскости пленки ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$), внешнее магнитное поле параллельно плоскости пленки $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$.

Для наших целей важно, что обменная жесткость η , вычисляемая по формуле (6), не зависит от геометрии эксперимента СВР и (при условии регистрации пиков СВР как для случая $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$, так и для случая $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$) должна характеризоваться одной и той же величиной. Действительно, на реперных однослойных пленках $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ толщиной 3000\AA регистрировались спектры СВР в обеих геометриях эксперимента: $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$ - 14 пиков СВР, включая поверхностный, $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$ - 5 пиков СВР (см. рис. 11). Рассчитанные по формуле (6) величины η с хорошей точностью оказались одинаковыми: $\eta \approx 2.5 \cdot 10^{-9}$ Э·см² (эта величина согласуется с имеющимися литературными данными [52]). На реперных пленках $\text{Dy}_{20}\text{Co}_{80}$, $\text{Dy}_{22}\text{Co}_{78}$, $\text{Dy}_{24}\text{Co}_{76}$ СВЧ - поглощение не наблюдалось.

На рис. 12 приведены спектры поглощения исследуемых трехслойных пленок $\text{NiFe}/\text{Dy}_x\text{Co}_{1-x}/\text{NiFe}$. Кривая на рис.12,а описывает спектр СВР планарной системы $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Dy}_{20}\text{Co}_{80}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ в геометрии $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$, кривая на рис. 12,б – спектр СВЧ поглощения системы $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Dy}_{24}\text{Co}_{76}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ в этой же геометрии. Видно существенное различие представленных спектров: на планарной системе с промежуточным слоем DyCo докомпенсационного состава возбуждаются спин-волновые моды, в то время как на планарной системе с промежуточным слоем DyCo послекомпенсационного состава спектр представляет собой суперпозицию двух кривых ФМР. Причиной столь значительных отличий выступает обменное взаимодействие между слоями, а также ориентация намагниченности подрешетки Co в слое DyCo относительно внешнего магнитного поля.

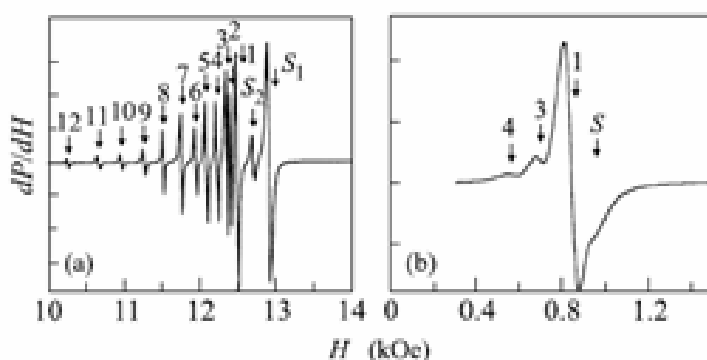


Рис. 11 Спектры СВР реперной (контрольной) пленки NiFe в двух геометриях эксперимента

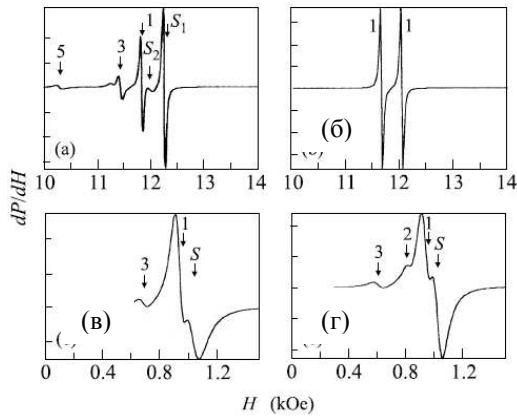


Рис. 12 Спектры СВР пленочной планарной структуры NiFe/Dy_xCo_{1-x}/NiFe до (а,в)- и послекомпенсационного состава (б, г) DyCo в двух геометриях эксперимента H||n (а,б), H⊥n (в,г)

Действительно, в трехслойной системе с промежуточным слоем докомпенсационного состава, в геометрии нашего эксперимента $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$ вектора намагниченности насыщения слоев NiFe, суммарной намагниченности DyCo, а также подрешетки Co параллельны внешнему магнитному полю \mathbf{H} . Благодаря обменному взаимодействию магнитных моментов переходных металлов, магнитные моменты Co будут вовлечены в формирование стоячих спиновых волн СВЧ полями. В этом случае при изменении H последовательно возбуждаются стоячие волны с разными n (см. рис. 12,а). В то же время конфигурация векторов намагниченностей в трехслойной системе с промежуточным слоем DyCo послекомпенсационного состава другая. Здесь вектора намагниченности подрешетки Co в DyCo и намагниченности насыщения слоев NiFe в насыщающих полях H антипараллельны. И, вследствие того же обменного взаимодействия, мы наблюдаем дублетную линию ФМР в этой трехслойной системе (рис. 12,б).

Неожиданным результатом стало наблюдение спектра поглощения СВР-типа в геометрии $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$ (внешнее поле параллельно плоскости пленок) как на планарных системах с докомпенсационным промежуточным слоем DyCo, так и на планарных системах с послекомпенсационным промежуточным слоем DyCo (см. рис. 12,в и рис. 12,г соответственно). Дело в том, что внешнее поле H (~ 1 кЭ) в этой геометрии существенно меньше коэрцитивной силы ферромагнитного слоя DyCo ($H_c \approx 4-5$ кЭ). Следовательно, менять ориентацию суммарной намагниченности в слое DyCo (как и ориентацию намагниченностей подрешеток) это поле не может. Ясность внесло исследование изменений параметров спектров СВР в изучаемых планарных системах при изменении толщины промежуточного слоя DyCo от 100 \AA до 800 \AA .

На рис. 13 представлены величины эффективной обменной жесткости η в зависимости от толщины слоя DyCo, вычисленные по формуле (6) из экспериментальных спектров СВР, для планарной системы Ni₈₀Fe₂₀/Dy₂₀Co₈₀/Ni₈₀Fe₂₀ в геометрии $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$ (кривая 1); для системы Ni₈₀Fe₂₀/Dy₂₀Co₈₀/Ni₈₀Fe₂₀ и системы Ni₈₀Fe₂₀/Dy₂₄Co₇₆/Ni₈₀Fe₂₀ в геометрии $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$ (кривая 2 и 3 соответственно). Здесь же на оси ординат отложена величина обменной жесткости $\eta_{эфф}$ реперной пленки NiFe. Видно, что величины обменной жесткости η , характеризующие систему Ni₈₀Fe₂₀/Dy₂₀Co₈₀/Ni₈₀Fe₂₀, зависят от геометрии эксперимента СВР: отношение величин η ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$) к величинам η ($\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$) достигает двух и более раз (см. кривые 1,2 на рис.13). В то же время видно, что величины η , измеренные на системе Ni₈₀Fe₂₀/Dy₂₄Co₇₆/Ni₈₀Fe₂₀ в геометрии $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$ (кривая 3), близки к величинам η системы с промежуточным слоем Dy₂₀Co₈₀,

определенными в геометрии $k \parallel M$. Если исходить из принципа, что величина обменной жесткости ферромагнитной пленки не должна зависеть от геометрии СВР, то мы приходим к выводу, что величины η на кривых 1,3 (рис. 13) характеризуют один и тот же магнитный материал, а величины η на кривой 2 (рис. 13) – другой магнитный материал.

Полученные нами результаты отражают основное свойство аморфного состояния – естественную (флуктуационную) неоднородность структуры аморфных сплавов. Известно, что в аморфных сплавах существуют химические (фазовые) неоднородности наномасштаба.

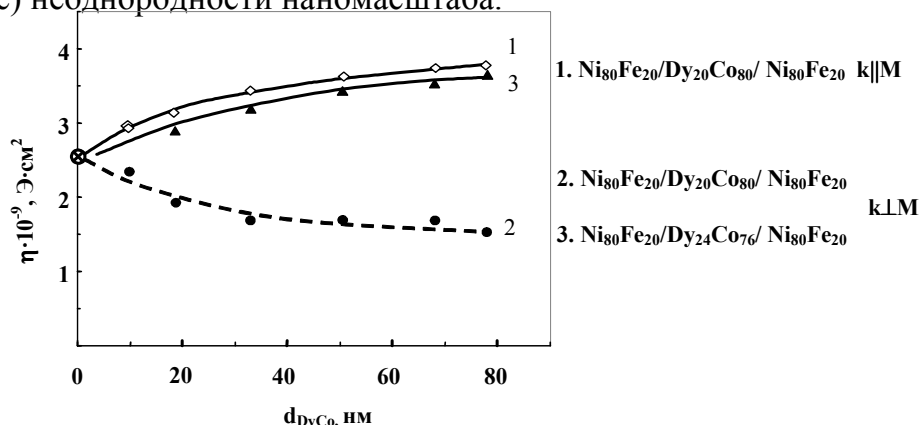


Рис. 13 Зависимость величины обменной жесткости η от толщины слоя DyCo

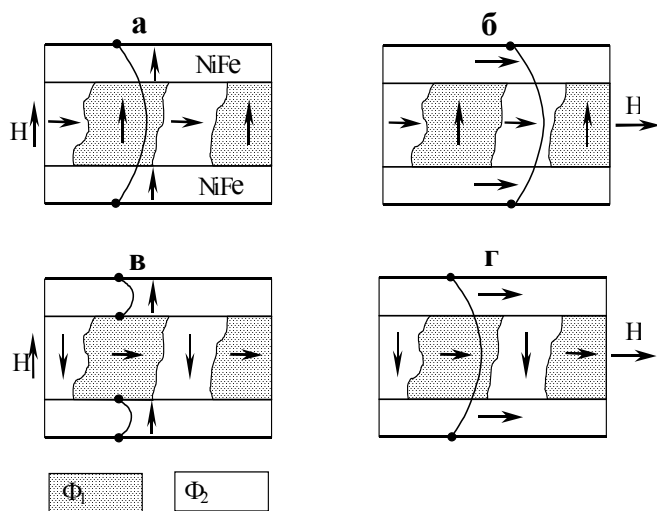


Рис. 14 Предполагаемая конфигурация векторов намагниченностей 3d - металлов трехслойных пленок и первая мода стоячей спиновой волны: а,б–докомпенсационный состав; в,г - послекомпенсационный состав DyCo

В частности, в аморфных ферромагнитных сплавах эти неоднородности выступают причиной флуктуаций обменного взаимодействия и намагниченности насыщения, которые неоднократно экспериментально регистрировались (в том числе и методом СВР [19], [22]). Амплитуда флуктуаций концентраций в этих сплавах может достигать нескольких атомных процентов от средней концентрации. И это основная причина особенностей сплавов DyCo в компенсационной области. Для этого сплава естественно ввести понятие двух магнитных фаз: фаза Φ_1 , для которой локально и интегрально выполняется неравенство $M_{Co} > M_{Dy}$ и фаза Φ_2 , в которой на микро- и макроуровне реализуется неравенство $M_{Dy} > M_{Co}$. В области концентраций $x \ll x_{комп}$ либо $x \gg x_{комп}$, магнитная структура сплава DyCo однозначно относится к Φ_1 , либо к Φ_2 . Совершенно другая ситуация реализуется в области $x \approx x_{комп}$ при условии, что Δx

лежит в пределах дисперсии флуктуаций локальных концентраций. В этом случае сама точка компенсации $x_{комп}$ определяется требованием равенства объемов хаотически перемешанных фаз Φ_1 и Φ_2 . Сплавы DyCo докомпенсационного состава тогда определяются неравенством $V_{\Phi_1} > V_{\Phi_2}$, а послекомпенсационного состава - $V_{\Phi_1} < V_{\Phi_2}$.

Результаты описанного эксперимента естественным образом интерпретируются в рамках предложенной схемы на рис.14 (здесь стрелками указана возможная ориентация намагниченностей 3d - металлов, а также схематично представлено распределение переменной намагниченности по толщине трехслойной пленки в первой моде СВР). Рис. 14,а описывает экспериментальную ситуацию, приведенную на рис. 13 (кривая 1). Здесь для слоя $Du_{20}Co_{80}$ фаза Φ_1 – матричная, фаза Φ_2 – примесная. Намагниченность M_{Co} в фазе Φ_1 ориентирована по внешнему полю и полю перпендикулярной анизотропии. В этом случае в примесной фазе Φ_2 намагниченность M_{Co} из-за обменного взаимодействия переходных элементов обязана иметь плоскостную составляющую. Поэтому для трехслойной системы $Ni_{80}Fe_{20}/Dy_{20}Co_{80}/Ni_{80}Fe_{20}$ в геометрии $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$ когерентная спиновая волна распространяется по фазе Φ_1 , а в геометрии $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$ - по фазе Φ_2 (см. рис. 14(а) и 14(б)). Тогда различие величин η кривых 1 и 2 на рис. 13 физически понятно – эффективная жесткость здесь формируется из парциальных жесткостей η_i по сути дела разных магнитных материалов.

Для системы $Ni_{80}Fe_{20}/Dy_{24}Co_{76}/Ni_{80}Fe_{20}$ осуществляется инверсия – здесь Φ_2 - основная фазы, а Φ_1 - примесная. В этом случае в геометрии СВР ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$) по внешнему полю ориентируется намагниченность M_{Dy} фазы Φ_2 , а намагниченность M_{Co} этой фазы антипараллельна как внешнему полю, так и намагниченности NiFe. В такой ситуации возбуждение когерентной спиновой волны возможно только в слоях NiFe (см. рис. 12(б) и рис.14(в)). Однако теперь намагниченность M_{Co} примесной фазы Φ_1 может иметь плоскостную составляющую. Поэтому в трехслойной системе $Ni_{80}Fe_{20}/Dy_{24}Co_{76}/Ni_{80}Fe_{20}$ в геометрии $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$ спиновая волна получает возможность распространяться по примесной фазе Φ_1 (см. рис. 12(г) и рис. 14(г)). Последнее объясняет согласие величин η , представленных на рис. 13 кривыми 1 и 3.

Таким образом, результаты исследования методом СВР трехслойных планарных систем $Ni_{80}Fe_{20}/Dy_xCo_{1-x}/Ni_{80}Fe_{20}$, с промежуточным аморфным слоем DyCo в области компенсационных составов, позволяют не только косвенно судить о неоднородной структуре этих аморфных пленок DyCo, но и предложить модель микрогетерофазности этого технически важного класса магнитных материалов.

В параграфе 3.6 приведены результаты исследования по квазистатическому переметанию пленок $Dy_xCo_{1-x}/NiFe$ при различных концентрациях x_i РЗМ элемента двух серий: подложка / ферромагнитный слой Dy_xCo_{1-x} (70 nm) / ферромагнитный слой NiFe (150nm); подложка / ферромагнитный слой NiFe (150 nm)/ферромагнитный слой Dy_xCo_{1-x} (70 nm). Напыление слоев NiFe осуществлялось в постоянном магнитном поле, ориентированном в плоскости пленки. Оказалось, что особенности концентрационных зависимостей поля смещения H_E петли гистерезиса не только хорошо описываются в рамках предложенной выше модели, но и позволяют оценить величины некоторых параметров этой модели.

На рис. 15 представлены экспериментальные зависимости величины поля смещения H_E петли гистерезиса (все измерения проводились при комнатной

температуре) от концентрации РЗМ элемента в структуре «подложка / DyCo / NiFe», а также схемы распределения нанофаз Φ_1 и Φ_2 в слое DyCo. Аналогичная зависимость $H_E(x)$ и аналогичные схемы для планарной структуры «подложка / NiFe / DyCo» приведены на рис. 16. Результаты эксперимента естественным образом интерпретируются в рамках предложенной модели строения аморфных сплавов DyCo в области магнитной компенсации, а также схем, представленных на рис. 15, 16 (здесь стрелками указана возможная ориентация намагниченностей 3-d металлов).

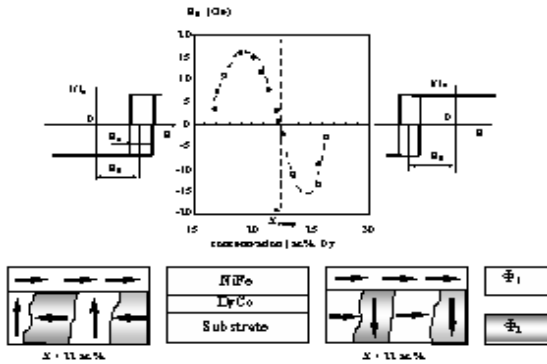


Рис. 15 Петли гистерезиса и концентрационная зависимость величины поля смещения $H_E(x)$ структур «подложка/DyCo/NiFe». На схеме представлены ориентации векторов намагниченностей 3-d металлов данных структур. В слое DyCo заштрихованная фаза Φ_2 ($M_{Co} > M_{Dy}$), фаза Φ_1 ($M_{Co} > M_{Dy}$)

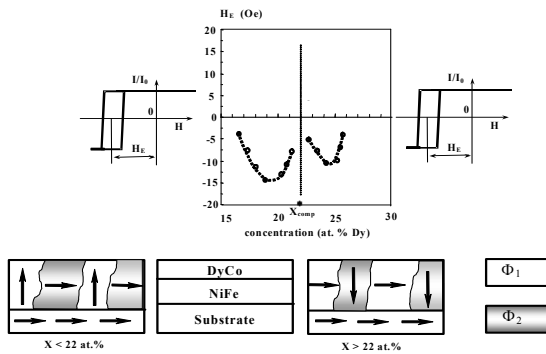


Рис. 16 Петли гистерезиса и концентрационная зависимость величины поля смещения $H_E(x)$ структур «подложка/NiFe/DyCo». На схеме представлены ориентации векторов намагниченностей 3-d металлов данных структур. В слое DyCo заштрихованная фаза Φ_2 ($M_{Co} < M_{Dy}$), фаза Φ_1 ($M_{Co} > M_{Dy}$)

В параграфе 3.7 приведены результаты исследований однослойных ферромагнитных пленок Tb_xFe_{1-x} методом ядерного гамма резонанса - мессбауэровской спектроскопии. Данная методика чувствительна к локальному окружению атома Fe, а также к локальной ориентации вектора намагниченности в пленке относительно направления пучка γ -квантов [53], поэтому является прямым методом изучения химических, фазовых неоднородностей аморфных ферромагнитных сплавов РЗМ - ПМ.

Задача определения углов θ (угол между направлением пучка γ -квантов и локальным вектором намагниченности) для нескольких фаз неоднородного ферромагнитного сплава при подгонке всех остальных параметров СТС в общем случае не имеет однозначного решения. Необходимо вводить ограничения на углы θ или их фиксировать. В данном параграфе, согласно развиваемого подхода о магнитной гетерофазности аморфных ферромагнитных сплавов компенсационных составов, было введено предположение о том, что в пленке существуют две магнитные фазы, магнитный момент одной фазы ориентирован параллельно ($\theta = 90^\circ$, \leftrightarrow), а другой – перпендикулярно ($\theta = 0$, \updownarrow) плоскости пленки. В этом случае для определения функций $P(H)$ была использована сумма двух групп секстетов с θ

= 0 и $\theta = 90^\circ$. В таблице 1 приведены параметры позиций, которые имеют заселенность более 1%.

Таблица 1. Параметры позиций, обнаруженных в пленках Tb_xFe_{1-x}

	Позиция	IS	H	QS	W34	W16	S
Tb₂₈Fe₇₂	$\updownarrow \Phi_2$	0.12	84	0	0.58	2.64	0.28
	$\updownarrow \Phi_2$	-0.02	152	-0.03	0.51	1.15	0.14
	\leftrightarrow	0	170	0.04	0.82	0.82	0.20
	$\updownarrow \Phi_2$	0.01	194	0	0.37	0.58	0.06
	$\leftrightarrow \Phi_1$	-0.02	218	0.05	0.76	0.81	0.13
	$\leftrightarrow \Phi_1$	0.06	239	0.21	0.71	0.93	0.05
	$\leftrightarrow \Phi_1$	0.06	257	0.21	0.77	1.01	0.05
		0.21	0	1.39	0.65	-	0.09
Tb₃₂Fe₆₈	$\updownarrow \Phi_2$	0.15	95	0	0.39	1.8	0.16
	$\updownarrow \Phi_2$	-0.01	174	-0.01	0.50	1.01	0.14
	\leftrightarrow	0	196	0.01	0.91	0.91	0.22
	$\updownarrow \Phi_2$	0.04	221	-0.01	0.46	0.88	0.12
	$\leftrightarrow \Phi_1$	-0.01	241	0.02	0.54	0.55	0.06
	$\leftrightarrow \Phi_1$	0.08	260	0.08	0.81	1.73	0.10
	$\leftrightarrow \Phi_1$	0.09	271	0.07	0.59	0.95	0.08
		0.25	0	1.27	0.86	-	0.12
Tb₃₂Fe₆₈ Отжиг 250 °С, 10 мин.	\updownarrow	0.39	112	-0.12	0.77	0.88	0.08
	\leftrightarrow	-0.01	197	0.33	0.42	1.42	0.15
	\leftrightarrow	0.18	219	0.10	0.45	1.78	0.21
	\leftrightarrow	0.03	244	0.52	0.27	1.26	0.13
	\leftrightarrow	0.02	256	-0.36	0.61	0.65	0.09
	\leftrightarrow	0.18	267	0	0.79	0.79	0.10
	\leftrightarrow	0.17	301	0.02	0.72	1.05	0.15
		0.37	0	1.38	1.13	-	0.09

В таблице IS – изомерный химический сдвиг относительно α -Fe, ± 0.02 мм/с; H – сверхтонкое поле на ядре, ± 3 кЭ; QS – квадрупольное расщепление, ± 0.02 мм/с; W34 и W16 – ширины внутренних и внешних линий секстета, соответственно, ± 0.02 мм/с; S – долевая заселенность позиции, ± 0.03 .

Из данных, приведенных в таблице, видно, что величины сверхтонких полей обнаруженных локальных нанобластей сплава $Tb_{28}Fe_{72}$ характеризуются меньшими величинами, по сравнению с величинами H нанобластей сплава $Tb_{32}Fe_{68}$. Данные особенности согласуются с имеющимися на сегодняшний день представлениями о концентрационных зависимостях температуры Кюри и среднего значения сверхтонкого поля для аморфных ферритмагнитных сплавов Tb_xFe_{1-x} . Необходимо отметить, что в пленках изучаемых составов, характеризующихся перпендикулярной анизотропией, регистрируются нанобласти с IS=0 и W34=W16, составляющие около 20 % объема материала, по установленным значениям сверхтонких полей H=170 кЭ ($Tb_{28}Fe_{72}$) и H=196 кЭ ($Tb_{32}Fe_{68}$) их разумно отнести к матричной магнитной фазе Φ_2 , для которой должно выполняться неравенство: $M_{Fe} < M_{Tb}$. Следовательно вектор намагниченности данных областей должен быть ориентирован перпендикулярно плоскости пленки. В эксперименте же наблюдается обратная ситуация. Данные области характеризуются $\theta = 90$. По данным таблицы 1 можно определить объемные доли (долевую заселенность позиции S) магнитных фаз Φ_1 и Φ_2 . Для пленок состава $Tb_{28}Fe_{72}$ $S(\Phi_1) = 23$ %, $S(\Phi_2) = 48$ %. Для пленок состава $Tb_{32}Fe_{68}$

$S(\Phi_1) = 24 \%$, $S(\Phi_2) = 42\%$. Широкое распределение сверхтонких полей в фазах Φ_1 и Φ_2 указывает на локальную химическую неоднородность как фазы Φ_1 , так и фазы Φ_2 . Заселенность парамагнитных областей составляет около 10%. Термообработка приводит к изменению фазового состава сплава. Происходит повышение сверхтонкого поля и исчезновение перпендикулярной анизотропии.

ГЛАВА 4. ФЕРРОМАГНИТНЫЙ И СПИН-ВОЛНОВОЙ РЕЗОНАНС В ОБМЕННОСВЯЗАННЫХ ПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ «ферромагнетик»/Cu,Pd,DyCo/«ферромагнетик»

При возбуждении обменных спиновых волн однородным переменным магнитным полем в многослойной системе, состоящей из ферромагнитных слоев, разделенных металлическими прослойками, характерный вид ФМР-спектра будет в основном определяться величиной и знаком обменного взаимодействия ферромагнитных слоев через немагнитные слои. Если величина обменного взаимодействия между слоями $J^{cl} > 0$ и сопоставима с величиной обмена J внутри ферромагнитных слоев, то в многослойной пленке будет реализован единый спектр акустических спиновых волн многослойной структуры. При $J^{cl} = 0$ ФМР-спектр будет формироваться только акустическим типом колебаний намагниченности в индивидуальных ферромагнитных слоях. В случае $|J^{cl}| \rightarrow 0$ ФМР - спектр будет характеризоваться акустическими и оптическими колебаниями вектора намагниченности в ферромагнитных слоях. В главе 4 приведены результаты исследования пленочных структур «ферромагнетик» / Cu, Pd, DyCo / «ферромагнетик», в которых удалось пронаблюдать перечисленные варианты спектра обменных спиновых волн.

В параграфе 4.1 изучены спектры ФМР трехслойных структур NiFe/Cu(Ag)/NiFe. Для исследований сэндвич-структуры FeNi/Cu(Ag)/FeNi были изготовлены методом термического испарения.

Кривые ФМР NiFe/Cu(Ag)/NiFe характеризовались двумя резонансными поглощениями различной интенсивности. Частотно-полевая зависимость двухслойной обменносвязанной пленки в насыщенном состоянии состоит из двух ветвей, одна из которых является «акустической», обусловленной сфазированным колебанием векторов намагниченности индивидуальных слоев. Вторая мода - «оптическая», определяется антифазными колебаниями векторов намагниченности [8]. Разность полевых координат регистрируемых мод в насыщенном состоянии определяет величину однородного обменного поля H_E взаимодействия ферромагнитных слоев. Координата оптической моды смещена относительно величины резонансного поля акустической моды на величину $H_E = \pm 2J^{cl}/Md$, где J^{cl} - величина межслойного обменного взаимодействия ферромагнитных слоев, M - намагниченность слоя NiFe, d - его толщина. Знак “+ (-)” характеризует ситуацию антиферромагнитного (AF) (ферромагнитного (FM)) взаимодействия ферромагнитных слоев. Таким образом, при AF взаимодействии высокополевой пик ФМР меньшей интенсивности является оптической модой. При смене знака обменного взаимодействия оптическая мода представлена низкополевым пиком поглощения.

На рисунке 17 приведена зависимость величин обменного взаимодействия ферромагнитных слоев J^{cl} от толщины прослойки меди, вычисленных из разницы полевых координат акустической и оптической моды в спектре ФМР (параллельная геометрия). На кривой, представленной на рисунке 17, видно, что в исследуемых

структурах как величина, так и знак обменного взаимодействия ферромагнитных слоев через диамагнитную прослойку определяется толщиной этой металлической прослойки. При толщине медной прослойки $0 < d < 25 \text{ \AA}$ и $45 < d < 65 \text{ \AA}$ между ферромагнитными слоями в сэндвич структурах NiFe/Cu/NiFe реализуется ферромагнитная связь. При $25 < d < 35 \text{ \AA}$ связь отрицательная. Величина параметра J^{cl} , определенная из ФМР измерений, согласуется с величиной межслойного обменного взаимодействия, полученной другими авторами [54] из статических измерений.

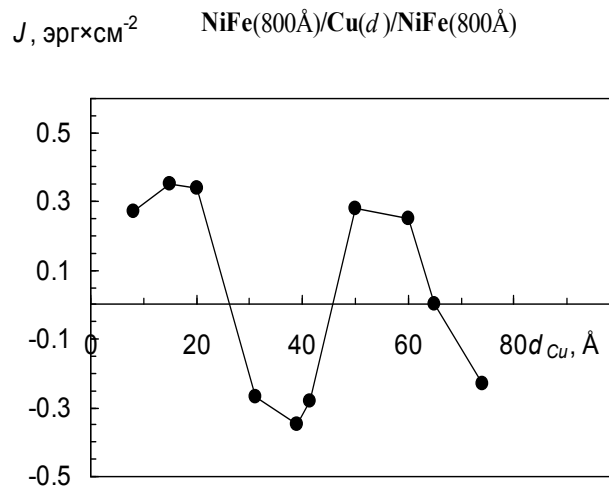


Рис. 17 Зависимость величины межслойного обменного взаимодействия ферромагнитных слоев J от толщины Cu .

В структурах FeNi(400Å)/Ag($X \text{ \AA}$)/FeNi(400Å), $X=15, 25, 35, 60, 80 \text{ \AA}$ с увеличением толщины слоя серебра величина J монотонно уменьшалась от 0,3 до 0,1 Эрг·см², оставаясь положительной.

В параграфе 4.2 изучены спектры СВР трехслойных структур NiFe/Cu(Ag)/NiFe. При толщинах d ферромагнитных слоев в обменно связанных пленках NiFe/Cu/NiFe больших, чем 600 \AA в ортогональной геометрии ориентации поля в СВЧ спектре этих структур наблюдаются многочисленные резонансные поглощения. Типичные экспериментальные кривые приведены на рисунках 18 и 20. Сопоставление данных спектров со стандартным спектром СВР реперной пленки, показывает отсутствие известных закономерностей спада интенсивности от номера пика n . Полевые координаты наблюдаемых поглощений также указывают на то, что регистрируемую кривую поглощения нельзя интерпретировать как стандартный спектр СВР пленки толщиной d либо $2d$. Используя спектры реперных образцов, мы интерпретировали наблюдаемые СВЧ спектры как спектр СВР пленки толщиной d , в котором у каждого резонансного акустического поглощения присутствует оптический сателлит. Координаты сателлита согласуются с зависимостью $J^{cl}(d)$ приведенной на рисунке 17. В случае положительной связи ($J^{cl} > 0$) резонансные поля сателлитов $H_p^{omn} < H_p^{ak}$. При $J^{cl} < 0$ величины $H_p^{omn} > H_p^{ak}$. При $J^{cl} \approx 0$ ($d_{Cu} = 6.5 \text{ нм}$) наблюдается стандартный спектр СВР пленки NiFe толщиной d , представленный на рисунке 22. Видно, что в случае $J^{cl} \approx 0$ (смотри рисунок 22) кривая ФМР в перпендикулярной геометрии выполнения эксперимента характеризуется отсутствием оптических поглощений.

Для резонансных полей акустических колебаний выполняется стандартная киттельевская зависимость $H_p^{ак}(n) \sim n^2$, тангенс угла которой определяется константой обменного взаимодействия.

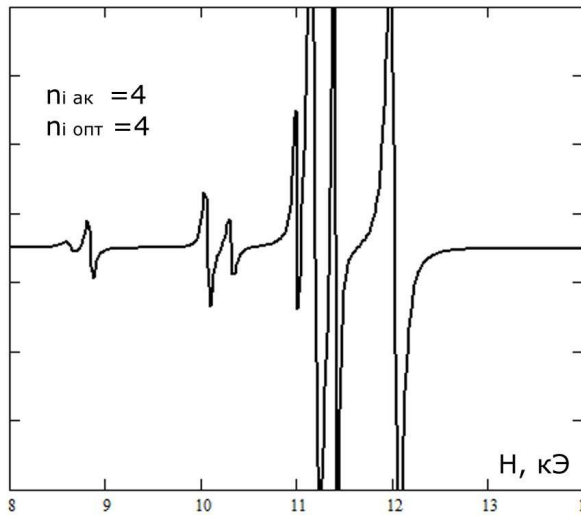


Рис. 18 Кривая спин-волнового резонанса пленки NiFe(740Å)/Cu(8Å)/NiFe(740Å), в которой реализуется ферромагнитное взаимодействие между слоями NiFe

Координаты резонансных полей оптических колебаний намагниченности в трехслойной структуре NiFe/Cu/NiFe описываются нестандартной зависимостью $H_p^{онм}(n_i) \sim n_i^{5/2}$. Данные зависимости приведены на рисунке 19 (случай положительной связи) и рисунке 21 (случай отрицательной связи).

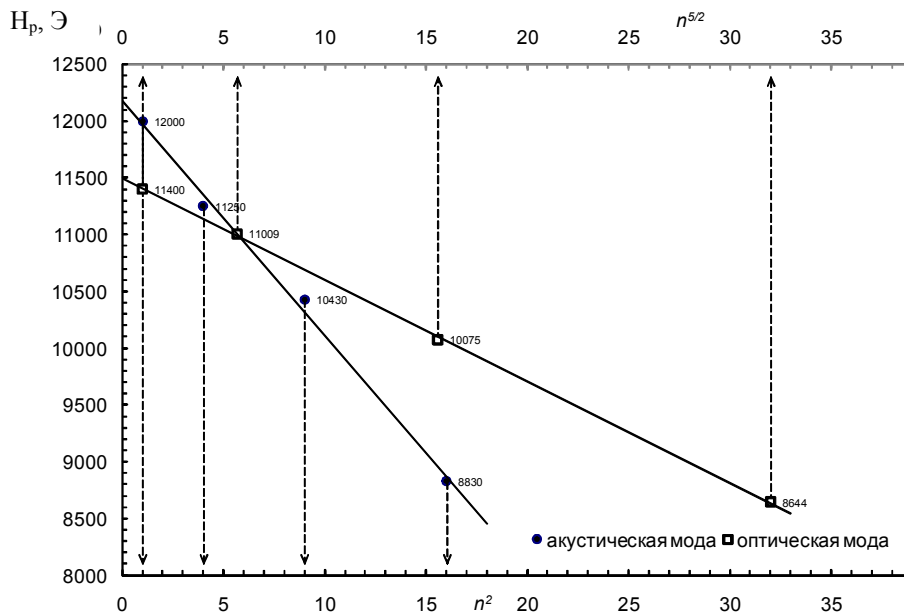


Рис. 19 Зависимость резонансного поля $H_p(n^2)$ для акустических колебаний, зависимость резонансного поля $H_p(n^{5/2})$ для оптических колебаний пленки NiFe(740Å)/Cu(8Å)/NiFe(740Å), в которой реализуется ферромагнитное взаимодействие между слоями NiFe

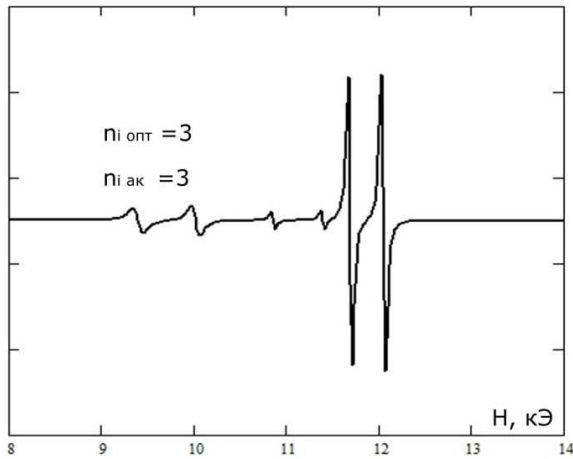


Рис. 20 Кривая спиноволнового резонанса пленки NiFe(740Å)/Cu(36Å)/NiFe(740Å), в которой реализуется антиферромагнитное взаимодействие между слоями NiFe

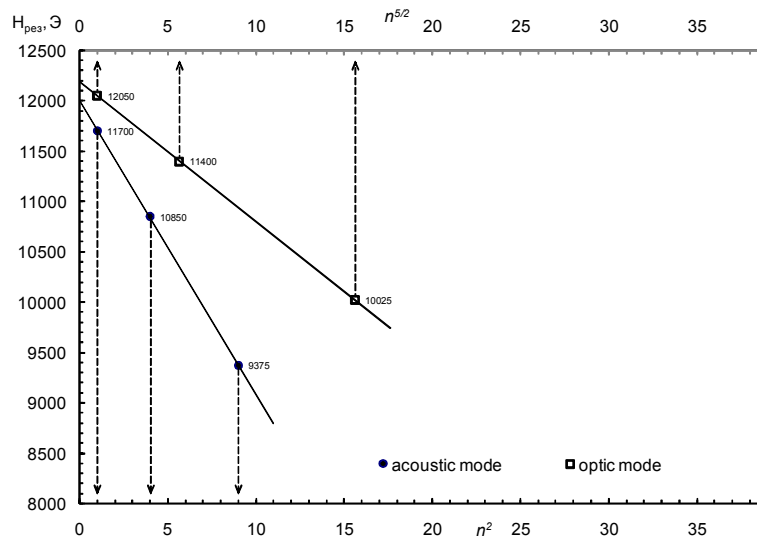


Рис. 21 Зависимость резонансного поля $H_p(n^2)$ для акустических колебаний, зависимость резонансного поля $H_p(n^{5/2})$ для оптических колебаний пленки NiFe(740Å)/Cu(36Å)/NiFe(740Å), в которой реализуется антиферромагнитное взаимодействие между слоями NiFe

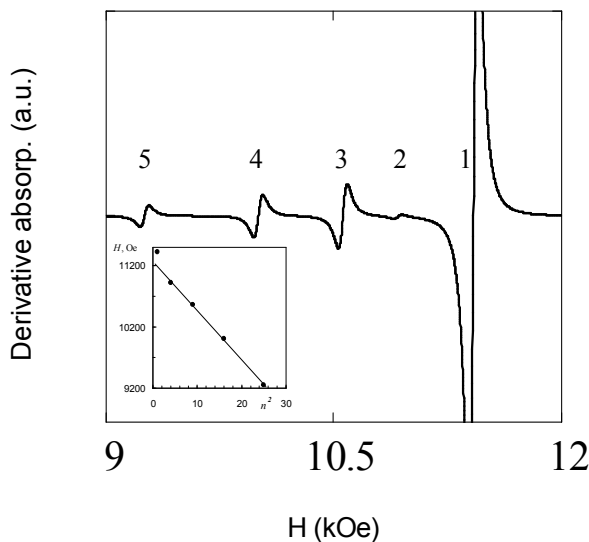


Рис. 22 Кривая спиноволнового резонанса пленки NiFe(1000 Å) / Cu ($d_{Cu} = 65 \text{ \AA}$) / NiFe (1000 Å), в которой $J^{cl} \approx 0$

В параграфе 4.4 представлены результаты исследования мультислойных пленок Co/Pd, полученных методом химического осаждения. Пленки изучались методами рентгеноструктурного анализа, ядерного магнитного резонанса (ЯМР), а также магнитного анализа с использованием низкотемпературных термомагнитных кривых. Спектры ЯМР этих мультислойных пленок раскладываются на две составляющие, одна из которых определяется ГЦК ближайшим окружением Co, а другая - ГПУ окружением. Вид спектров ЯМР, а также поведение константы обменного взаимодействия $A(t_{Co})$, как оказалось, обусловлены высокодефектным состоянием ферромагнитных слоев Co, которые реализуются как плотноупакованные ГЦК структуры, с большим количеством ГПУ дефектов упаковки.

В параграфе 4.5 изучены спектры СВР мультислойных пленок Co/Pd. В серии образцов Co/Pd менялась как толщина ферромагнитного слоя Co (от 30 до 260 Å), так и толщина немагнитного промежуточного слоя Pd (от 9 до 50 Å) (всего 20 образцов).

При ортогональной ориентации во внешнем магнитном поле пленок Co/Pd ($d_{Pd} \leq 30$ Å) наблюдались спектры СВР, для которых выполнялась линейная зависимость H_p от n^2 . При больших толщинах слоя ($d_{Pd} > 30$ Å) кривая СВЧ - поглощения представляла собой один широкий пик ФМР.

Спектры СВР на мультислойной структуре обусловлены прохождением обменных спиновых волн через слои Pd. Последнее свидетельствует о наличии некоторого магнитного момента и парциального обмена в промежуточных слоях парамагнитного Pd, т.е. о поляризации слоев Pd.

Для мультислойной системы Co/Pd, используя выражение 4, удалось рассчитать величину, характеризующую этот парциальный обмен (обменную жесткость) распространения спиновой волны (при волновом векторе $k \neq 0$) через слой Pd, которая составила $A_{Pd} = 0.1 \cdot 10^{-6}$ Эрг/см.

В параграфе 4.6 изложены результаты исследований резонансных характеристик трехслойных обменно-связанных систем NiFe/DyCo/NiFe. В данном случае два ферромагнитных слоя сплава NiFe разделены аморфным ферромагнитным слоем докомпенсационного состава. Исследованы спектры СВР пленок NiFe (1100 Å) / Dy_xCo_{1-x}(*d*) / NiFe (1100 Å), $x < 22$ ат. %, $0 < d < 1500$ Å. Обменно-связанные структуры DyCo/NiFe, как и реперные однослойные пленки NiFe, были синтезированы методом термического испарения в вакууме $3 \cdot 10^{-6}$ Торр последовательным напылением слоев NiFe и DyCo (Dy: 18 – 21 ат. %, Co: 82 – 79 ат. %).

При толщине аморфного ферромагнитного слоя Dy_xCo_{1-x} $d < 70$ nm в трехслойных пленках NiFe (110 nm) / Dy_xCo_{1-x}(*d*) / NiFe (110 nm) спектр СВР описывался стоячими спиновыми волнами, закрепленные узлы которых расположены на внешних поверхностях ферромагнитных слоев ($d < 2\delta$, обменное взаимодействие между слоями J^{cl} сопоставимо с величиной обмена J внутри ферромагнитных слоев). При толщине $70 < d < 100$ nm, спектры СВР трехслойной системы NiFe (100 nm) / Dy_xCo_{1-x}(*d*) / NiFe (100 nm) характеризовались акустическими колебаниями индивидуальных слоев (вектора намагниченности ферромагнитных слоев прецессируют в фазе, закрепленные узлы стоячих спиновых волн находятся на поверхностях слоев NiFe). Каждое акустическое поглощение сопровождается оптическим сателлитом (вектора намагниченности ферромагнитных слоев прецессируют в противофазе, закрепленные узлы стоячих

спиновых волн находятся на поверхностях слоев NiFe). Для данного диапазона толщин $70 < d < 100$ nm величина $J^{cl} \ll J$.

При толщине слоя ферромагнетика $d > 100$ nm спектр СВР трехслойной системы NiFe (110 nm) / Dy_xCo_{1-x} (d) / NiFe (110 nm) аналогичен спектру индивидуального слоя NiFe (вектора намагниченности ферромагнитных слоев прецессируют в фазе, закрепленные узлы стоячих спиновых волн находятся на поверхностях слоев NiFe). Для данного диапазона толщин $d > 100$ nm, величина $J^{cl} \rightarrow 0$.

Для резонансных полей акустических колебаний выполнялась стандартная киттелевская зависимость $H_{рез}^{ак}(n_i) \sim n_i^2$, тангенс угла которой позволяет определить величину эффективного обменного взаимодействия. Координаты резонансных полей оптических колебаний намагниченности в спектре СВР описывались нестандартной зависимостью $H_{рез}^{онм}(n_i) \sim n_i^{5/2}$.

ГЛАВА 5. СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦ ФЕРРИГИДРИТА БИОГЕННОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ

В пятой главе представлены результаты исследований кристаллической структуры и свойств железосодержащих наночастиц, образующихся в результате жизнедеятельности микроорганизмов *Klebsiella oxytoca*.

В параграфе 5.1 описаны результаты работ (небольшой обзор), посвященных вопросам получения и изучения физических свойств магнитных наночастиц биогенного происхождения. В параграфе 5.2 изложены результаты структурных исследований изучаемых магнитных наночастиц, позволившие идентифицировать эти наночастицы. На рис.23 (а) приведен снимок бактерии культуры, выращенной в течение 15 дней. На рис. 23 (б) представлена картина электронной дифракции кристаллических образований, находящихся внутри бактериальной клетки. Регистрируемые утолщения на кольцах (смотри рис. 23(б)) указывают на текстурированность данных образований. Дисперсия азимутальной составляющей рефлексов указывает на то, что образовавшаяся частица состоит из когерентно ориентированных блоков. Расшифровка электронограммы свидетельствует о кубической симметрии кристаллических образований. Регистрировались следующие отражения: (222), (400), (440), (444), постоянная решетки $a=8.39\text{Å}$.

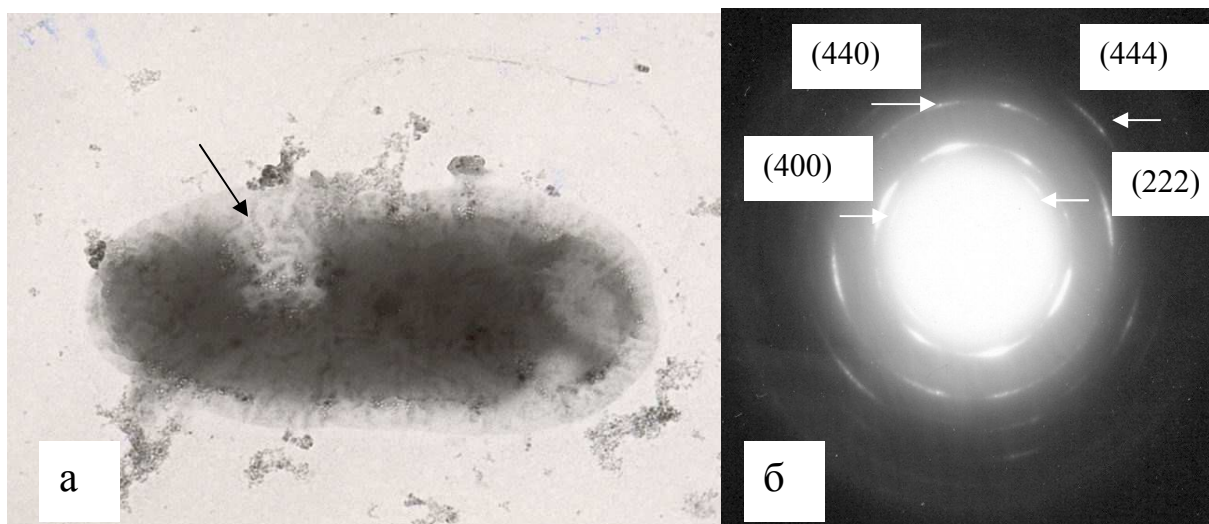


Рис. 23- (а) - Снимок бактерии культуры выращенной в течении 15 дней (увеличение 30000), (б) - картина микродифракции кристаллических образований, находящихся внутри бактериальной клетки

Рентгенограммы молодых культур (время выращивания менее одного месяца) характеризовались размытым гало в интервале углов $330 < 2\Theta < 40$ градусов. Для 90-дневной выращенной культуры обнаружены два отражения с межплоскостными расстояниями $d_1 = 2.525 \text{ \AA}$ и $d_2 = 2.21 \text{ \AA}$. Из сопоставления этой рентгенограммы с рентгенограммами цитрата Fe^{3+} и высушенного осадка без предварительного центрифугирования следует, что наблюдаемые отражения характеризуют частицы, образовавшиеся в результате жизнедеятельности бактерий. На основе сопоставления полученных экспериментальных результатов и литературных данных делается заключение о том, что изучаемые объекты являются наночастицами ферригидрита $\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot n\text{H}_2\text{O}$. На основе результатов, полученных методами оптической микроскопии, растровой электронной микроскопии и малоуглового рассеяния рентгеновских лучей было установлено, что наночастицы ферригидрита представляют собой цилиндры длиной $\approx 20 \text{ \AA}$, диаметром $\approx 10 \text{ \AA}$ [55], [56].

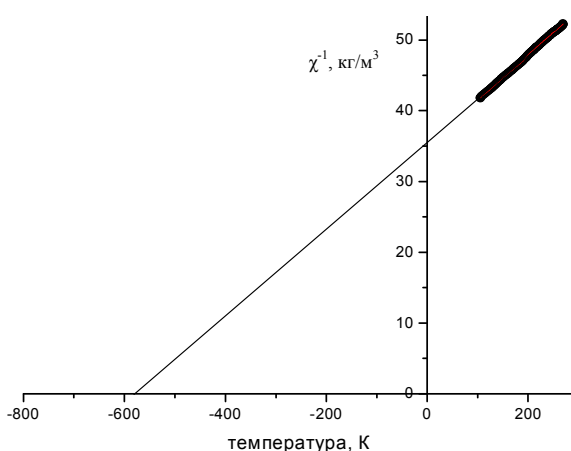


Рис. 24 Температурная зависимость обратной восприимчивости $\chi^{-1}(T)$, измеренная при $H=10 \text{ кЭ}$

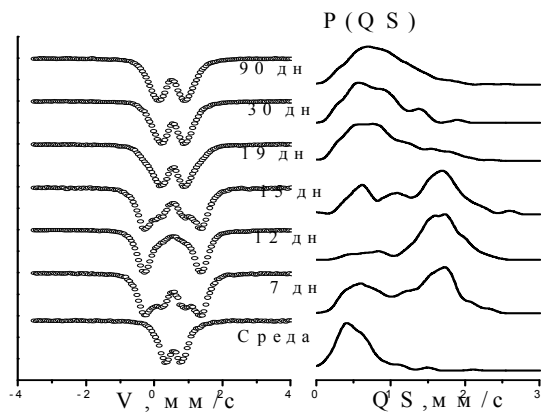


Рис. 25 Мессбауэровские спектры высушенной биомассы в зависимости от продолжительности культивирования бактерий и соответствующие им функции вероятности квадрупольного расщепления

Мессбауэровские спектры высушенной культуры представляли собой суперпозицию нескольких квадрупольных дуплетов, обусловленных неэквивалентными состояниями ионов Fe в исследуемом материале. Параметры этих спектров указывают на трехвалентное состояние ионов Fe. Сопоставление параметров ЯГР исследуемых наночастиц с мессбауэровскими параметрами частиц Fe_3O_4 , $\gamma-Fe_2O_3$, минерала ферригидрита $Fe_2O_3 \cdot nH_2O$, ферригидрита, заключенного в белковую оболочку (ферритина), позволяет утверждать о том, что исследуемое вещество является ферригидритом. Кривые намагничивания высушенной биомассы показали линейную зависимость намагниченности от внешнего магнитного поля, что характерно для парамагнетиков или магнитных частиц, находящихся в суперпарамагнитном состоянии. Обратная восприимчивость $\chi^{-1}(T)$ имеет линейную зависимость в диапазоне температур от 100 до 300К. Данная зависимость представлена на рис.24. Асимптотическая температура Кюри $\sim \Theta_\alpha = -600K$, указывает на наличие антиферромагнитного взаимодействия в исследуемых наночастицах.

Исследуемые наночастицы, образующиеся в результате жизнедеятельности бактерий, характеризуются кристаллической структурой кубической симметрии. Параметр решетки a близок к соответствующему параметру магнетита Fe_3O_4 ($a=8.39\text{\AA}$) и маггемита $\gamma-Fe_2O_3$ ($a=8.35\text{\AA}$), также характеризующихся кубической симметрией. Химической формуле ферригидрита $Fe_2O_3 \cdot nH_2O$ (ион Fe^{3+} находится в октаэдрическом окружении лигандов) может соответствовать несколько кристаллических образований [57], включая аморфный ферригидрит, что обусловлено различной последовательностью расположения слоев лигандов (кислорода и OH групп). Различают два предельных случая кристаллических структур ферригидрита. 2LFh - магнетитоподобная структура со следующей последовательностью расположения кислородных слоев, (включая OH): ABCABC – характеризуется кубической симметрией с постоянной $a=8.4\text{\AA}$. Другой предельный случай- 6LFh структура, в которой плоскости лигандов (O, OH,) располагаются в последовательности ABABAB... или ABAC – двойная гексагональная упаковка. В данном случае кристаллическая структура характеризуется гексагональной элементарной ячейкой с параметрами $a=5.08\text{\AA}$, $c=9.4\text{\AA}$. Существование промежуточных структур между 2LFh и 6LFh следует рассматривать как структуры с “дефектами упаковки” в расположении плоскостей лигандов.

Необходимо отметить, что исследования выполненные методом электронной микроскопии указывают на формирование в молодых культурах ферригидрита с

магнетитоподобной кристаллической структурой - 2LFh. В процессе культивирования, происходит увеличение размеров частиц ферригидрита, а следовательно идут процессы упорядочения лигандов. Наблюдаемые рентгеновские отражения, полученные на высушенной 90-дневной культуре $d_1=2,525\text{Å}$ и $d_2=2.21\text{Å}$, согласуются с литературными данными о кристаллической структуре ферригидрита, однако указывают на то, что последовательность в расположении слоев лигандов иная чем ABCABC, которая характеризует последовательность слоев лигандов ферригидрита (2LFh) молодых культур.

Мессбауэровские спектры, измеренные при комнатной температуре, показаны на рис. 25. Спектры приведены в зависимости от возраста культуры. На этом же рисунке для сравнения приведен спектр свежеприготовленной среды Lovley, на которой культивировались бактерии, а также функции распределения вероятности квадрупольных расщеплений, соответствующие экспериментальным спектрам.

Таблица 2. Мессбауэровские параметры бактерий в зависимости от продолжительности культивирования.

	Fe1				Fe2				Fe3				Fe4				
	IS	QS	W	S	IS	QS	W	S	IS	QS	W	S	IS	QS	W	S	
Среда	0.41	0.40	0.35	0.65	0.42	0.69	0.39	0.35									
7 дн	0.40	0.54	0.34	0.25	0.39	0.98	0.38	0.21	0.40	1.50	0.34	0.27	0.39	1.82	0.34	0.27	
12 дн	0.38	0.59	0.31	0.07	0.41	1.06	0.34	0.08	0.39	1.52	0.33	0.40	0.39	1.85	0.37	0.45	
15 дн	0.38	0.55	0.33	0.19	0.38	1.00	0.39	0.21	0.40	1.53	0.36	0.30	0.40	1.84	0.38	0.30	
19 дн	0.40	0.53	0.37	0.43	0.39	0.93	0.39	0.40	0.39	1.41	0.29	0.10	0.40	1.80	0.28	0.07	
30 дн	0.40	0.52	0.35	0.48	0.39	0.89	0.34	0.37	0.39	1.31	0.34	0.15					
90 дн	0.36	0.56	0.37	0.43	0.37	0.95	0.37	0.44	0.37	1.34	0.26	0.10	0.38	1.72	0.23	0.03	

Результаты расшифровки сведены в таблице 2. В образцах обнаружены четыре неэквивалентные позиции. Параметры свидетельствуют о том, что все они имеют октаэдрическую координацию и заняты ионами Fe^{3+} . Эти позиции можно разделить на две группы: позиции Fe1 и Fe2 с относительно малой степенью искажения локальной симметрии, $\text{QS}(\text{Fe1}) \sim 0.55$ мм/с и $\text{QS}(\text{Fe2}) \sim 1$ мм/с, и позиции Fe3 и Fe4 с большой степенью искажения, $\text{QS}(\text{Fe3}) \sim 1.5$ мм/с и $\text{QS}(\text{Fe4}) \sim 1.8$ мм/с. Видно, что позиции внутри одной группы имеют равную заселенность вне зависимости от возраста культуры. В то же время, в зависимости от возраста культуры происходит перераспределение заселенностей позиций групп. Отметим, что в ферритине, выделенном из печени человека, также регистрировались равные заселенности позиций Fe1 и Fe2 [58].

В параграфе 5.3 приведены результаты исследований температурных превращений в бактериальном ферригидрите методами мессбауэровской спектроскопии, рентгенофазового, рентгенофлуоресцентного анализов. В результате термообработки наночастицы ферригидрита становятся более дефектными – увеличивается количество позиций с большой степенью искажения, которые являются зародышами при формировании фазы гематита. Полного превращения ферригидрит→гематит не происходит. Конечными продуктами

разложения дефектного ферригидрита в результате термообработки является более “стехиометричный” ферригидрит и фаза гематит.

В параграфе 5.4 изложены результаты исследований наночастиц ферригидрита, синтезированных бактериями *Klebsiella oxytoca*, при культивировании которых в среду добавлялись соли Gd.

В приложении описаны экспериментальные результаты по изучению проникающей способности магнитных наночастиц в биологические ткани. Использовалась удаленная слизистая оболочка носа, хрящевая и костная ткань перегородки носа. Для управляемой доставки наночастиц в ткани использовали внешнее магнитное поле с помощью аппарата для низкочастотной магнитотерапии «Полюс-101» (ГОСТ Р 50267.0-92), который обеспечивал непрерывный режим работы одного индуктора с градиентом магнитного поля 4-6 мТл/мм и величиной магнитной индукции 10,14-19,56 мТл. На основании полученных данных можно считать, что под действием магнитного поля осуществляется проникновение наночастиц в толщу хрящевой и костной тканей.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Методом спин-волнового резонанса (СВР) в пленках пересыщенных твердых растворов сплава Fe-C, а также метастабильных твердых растворов Fe-Ni, обнаружена модификация закона дисперсии спиновых волн, обусловленная флуктуациями намагниченности размером 50-100Å. Установлена зависимость средней обменной жесткости от толщины пленки Fe-C, что обусловлено изменяющейся по толщине этих пленок концентрацией углерода, а также минимальный размер магнитных неоднородностей $r_m < 50\text{Å}$ в тонких пленках сплавов FeNi инварных концентраций.

- 2. Установлено (методами СВР и ЯГР), что спиновая система аморфных ферромагнитных сплавов РЗ-ПМ (DyCo, TbFe) в концентрационной области магнитной компенсации, вследствие флуктуационной неоднородности химической структуры этих сплавов на наномасштабах, может быть разбита на две подсистемы, в которых соответственно доминирует намагниченность ПМ – подрешетки (Φ_1) либо намагниченность РЗ - подрешетки (Φ_2). Показано, что именно формированием магнитных областей Φ_1 и Φ_2 , а также их объемным содержанием, обусловлены эффекты обменного сдвига петли гистерезиса на двухслойных пленках TbFe/NiFe и DyCo/NiFe с ортогональными намагниченностями слоев.

- 3. Методом спин-волнового резонанса (СВР) в мультислойных пленках «ферромагнетик/ферромагнетик» толщиной $N(d_1+d_2)$ впервые обнаружена характерная модификация спектра обменных спиновых волн, обусловленная запрещенной зоной магнетонного кристалла: введено понятие обменного дублета при волновом векторе $k=k_b=\pi(d_1+d_2)$, $k=2k_b$, который представляет собой пики поглощений краев запрещенной зоны спектра обменных спиновых волн; измерены величины запрещенных зон в спектре обменных спиновых волн в мультислойных пленках $[\text{NiFe} / \text{NiFe}]_N$, $[\text{Co}_{98}\text{P}_2 / \text{Co}_{95}\text{P}_5]_N$ - одномерных магнетонных кристаллах.

- 4. Определена (методом СВР) величина парциальной обменной жесткости для спиновой волны, распространяющейся через поляризованный слой Pd ($A_{\text{Pd}}=0,1 \cdot 10^{-6}$ Эрг/см) в мультислойных структурах Co/Pd.

- 5. Исследованы дисперсионные зависимости обменных спиновых волн в магнитных сэндвичах NiFe/Cu, DyCo/NiFe: показано, что резонансные поля

спиновых мод, соответствующих стоячим акустическим обменным спиновым волнам, удовлетворяют известному киттелевскому соотношению $H_r(n) \sim n^2$; обнаружено, что резонансные поля спиновых мод, представляющие собой оптические сателлиты пиков СВР, удовлетворяют зависимости $H_r(n) \sim n^{5/2}$.

- 6. Установлено, что наночастицы, образующиеся в результате жизнедеятельности микроорганизмов *Klebsiella oxytoca*, состоят из ферригидрита с размерами частиц 20–50Å.

- 7. В наночастицах ферригидрита сосуществуют антиферромагнитный порядок и спонтанный магнитный момент, обусловленный декомпенсацией спинов в подрешетках наночастицы.

Основные результаты опубликованы в следующих работах

Результаты **Главы 2** опубликованы в работах:

1. Исхаков Р.С., Комогорцев С.В., Столяр С.В., Прокофьев Д.Е., Жигалов В.С. Структура и магнитные свойства нанокристаллических конденсатов Fe, полученных методом импульсно-плазменного испарения. // ФММ. – 1999. – Т.88., Вып. 3. – С.56-65.
2. Исхаков Р.С., Комогорцев С.В., Столяр С.В., Прокофьев Д.Е., Жигалов В.С., Балаев А.Д. Правило ступеней Оствальда в пленках метастабильных нанокристаллических сплавов Fe-C, полученных методом импульсно-плазменного испарения. // Письма в ЖЭТФ. – 1999. - Т.70., Вып.11. – С.727-732.
3. Исхаков Р.С., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Артемьев Е.М., Жигалов В.С. Фазы высокого давления в нанокристаллических пленках Co(C), полученных методом импульсно-плазменного испарения. // Письма в ЖЭТФ. - 2000.- Т.72., Вып.6. - С. 457-462.
4. Исхаков Р.С., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Жигалов В.С. Исследование пространственных флуктуаций намагниченности в метастабильных нанокристаллических пленках сплавов на основе Fe методом спин – волновой спектроскопии. // ФТТ. - 2001. Т. 43., Вып.6. - С.1072-1075.
5. Исхаков Р.С., Столяр С.В., Жигалов В.С. Фазовый состав пленок Fe(C), полученных методом импульсно-плазменного распыления. // Известия РАН. Серия физическая.-2005.-Т.69., №4.- С.589-591.
6. Iskhakov R.S., Stolyar S.V., Chizhik M.V., Yakovchuk V.Yu., V.G. Pozdnykov, I. G. Vazhenina. Ferromagnetic and Spin-Wave Resonance in $Ni_{1-x}Fe_x$ ($0 < x < 1$) Films. // Solid State Phenomena. - 2011. V.168-169. - P. 93-96.
7. Iskhakov R.S., Stolyar S.V., Chekanova L.A., Chizhik M.V. Spin-Wave Resonance in Multilayer Films. // Solid State Phenomena. - 2011. - V.168-169. - P. 73-76.
8. Исхаков Р.С., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Чижик М.В. Спин-волновой резонанс в мультислойных пленках (одномерных магнетонных кристаллах). Правила идентификации. // Письма в ЖЭТФ. – 2011. - Т.94., Вып.4. – С. 325-329.
9. Iskhakov R.S., Stolyar S.V., Chekanova L.A., Chizhik M.V. Observation of band gaps in one-dimensional magnonic crystal by spin-wave resonance technique. // Book of Abstracts. Moscow International Symposium on Magnetism (MISM 2011). 21-25 August. – 2011. - Moscow, Russia. P. 127. (Исхаков Р.С., Столяр

С.В., Чеканова Л.А., Чижик М.В. Спин-волновой резонанс в мультислойной структуре $\text{Co}_{1-x}\text{P}_x/\text{Co}_{1-y}\text{P}_y$ как метод регистрации береговых щелей в спектре спиновых волн. // ФТТ. - 2012. - Т. 54., Вып.4. - С. 704-708.)

Результаты **Главы 3** опубликованы в работах:

10. Исхаков Р.С., Яковчук В.Ю., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Середкин В.А. Ферромагнитный и спин-волновой резонанс в двухслойных пленках $\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}/\text{Dy}_{1-x}\text{Co}_x$. // ФТТ. - 2001. - Т. 43., Вып. 8. - С.1462-1466.
11. Исхаков Р.С., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Яковчук В.Ю., Середкин В.А. Спин-волновой резонанс в трехслойных пленках $\text{NiFe}/\text{Dy}_x\text{Co}_{1-x}/\text{NiFe}$ как метод регистрации неоднородностей структуры аморфных слоев $\text{Dy}_x\text{Co}_{1-x}$. // Письма в ЖЭТФ. - 2002. Т. 76., Вып. 11. - С.779-783.
12. Середкин В.А., Исхаков Р.С., Яковчук В.Ю., Столяр С.В., Мягков В.Г. Однонаправленная анизотропия в пленочных системах $(\text{Re-TM})/\text{NiFe}$. // ФТТ.- 2003.- Т.45., Вып. 5.- С.882-886.
13. Исхаков Р.С., Середкин В.А., Столяр С.В., Фролов Г.И., Яковчук В.Ю. Эффекты обменного взаимодействия в двухслойных пленках $\text{Dy}_x\text{Co}_{1-x}/\text{NiFe}$ вблизи компенсационных составов аморфных сплавов DyCo . // Письма в ЖЭТФ.-2004.-Т.80., Вып.10. - С.46-52.
14. Середкин В.А., Столяр С.В., Фролов Г.И., Яковчук В.Ю. Термомагнитная запись и стирание информации в пленочных структурах $\text{DyCo}/\text{NiFe}(\text{TbFe}/\text{NiFe})$. // Письма в ЖТФ.- 2004.- Т.30., Вып.19. - С.46-52;
15. Фролов Г.И., Яковчук В.Ю., Середкин В.А., Исхаков Р.С., Столяр С.В., Поляков В.В. Однонаправленная анизотропия в ферро-ферримагнитной пленочной структуре. // ЖТФ.- 2005.- Т. 75., Вып. 12.- С. 69-75.
16. Исхаков Р.С., Середкин В.А., Столяр С.В., Яковчук В.Ю., Фролов Г.И., Бондаренко Г.В., Чеканова Л.А., Поляков В.В. Особенности однонаправленной анизотропии в обменносвязанных пленочных структурах NiFe/DyCo . // Письма в ЖТФ.- 2008. - Т.34., - Вып.13. - С.75-81.
17. Исхаков Р.С., Баюков О.А., Середкин В.А., Столяр С.В., Яковчук В.Ю., Фролов Г.И., Бондаренко Г.В. Мессбауэровские исследования в пленках $\text{Tb}_x\text{Fe}_{1-x}$ сплавов в области компенсационных составов. // Труды конференции. 14-ый Международный симпозиум «Порядок, беспорядок и свойства оксидов» (ОДРО-14) .- 14-19 сентября. - 2011.- Ростов-на-Дону, п. Лоо. - Т. II.- С. 124. (Известия РАН. Серия физическая. 2012.- Т.76., №6.)

Результаты **Главы 4** опубликованы в работах:

18. Исхаков Р.С., Шепета Н.А., Комогорцев С.В., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Бондаренко Г.Н., Мальцев В.К., Балаев А.Д. Особенности структуры и магнитных свойств индивидуальных ферромагнитных слоев в мультислойных пленках Co/Pd . // ФММ.- 2003.- Т.95., №3.- С.37-42.
19. Артемьев Е.М., Исхаков Р.С., Столяр С.В. Многослойные плотноупакованные структуры в нанокристаллических пленках $\text{Co}_{50}\text{Pd}_{50}$. // Известия РАН. Серия физическая.- 2003.- Т.67., №7.- С.902-904.
20. Исхаков Р.С., Шепета Н.А., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Яковчук В.Ю. Спин-волновой резонанс в магнитных мультислоях Co/Pd и трехслойных пленках $\text{NiFe}/\text{Cu}/\text{NiFe}$. // Письма в ЖЭТФ.-2006.-Т.83., Вып.1.-С.31-35.

21. Исхаков Р.С., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Яковчук В.Ю., Чижик М.В. Ферромагнитный и спин-волновой резонанс в трехслойных обменносвязанных структурах NiFe/Cu/NiFe. // Известия РАН Серия физическая.- 2011.- Т. 75., № 2.-С. 197-199.
22. Iskhakov R.S., Stolyar S.V., Yakovchuk V.Yu., Chizhik M.V. Ferromagnetic and Spin-Wave Resonance in Exchange-Coupled NiFe/Ag/NiFe Three-Layer Structures. // Solid State Phenomena. - 2011. -V.168-169. P. 69-72.
23. Iskhakov R.S., Stolyar S.V., Yakovchuk V.Yu., Chizhik M.V. Peculiarity of the ferromagnetic and spin-wave resonance in exchange-coupled NiFe/X/NiFe three layer structures (X = Ag, Cu, DyCo). // Book of Abstracts. Moscow International Symposium on Magnetism (MISM 2011). 21-25 August. – 2011. - Moscow, Russia. P. 125.

Результаты **Главы 5** опубликованы в работах:

24. Столяр С.В., Баюков О.А., Гуревич Ю.Л., Денисова Е.А., Исхаков Р.С., Ладыгина В.П., Пузырь А.П., Пустошилов П.П., Чеканова Л.А. Свойства наночастиц $Fe_2O_3 \cdot nH_2O$, синтезированных бактериями *Klebsiella oxytoca*. // Вестник КрасГУ.- 2005. - №4. - 62-67.
25. Столяр С.В., Баюков О.А., Гуревич Ю.Л., Денисова Е.А., Исхаков Р.С., Ладыгина В.П., Пузырь А.П., Пустошилов П.П., Битехтина М.А. Железосодержащие наночастицы, образующиеся в результате жизнедеятельности микроорганизмов. // Неорганические материалы .- 2006.- Т. 42., № 7.- С. 1-6.
26. Столяр С.В., Баюков О.А., Гуревич Ю.Л., Денисова Е.А., Исхаков Р.С., Ладыгина В.П., Пузырь П.П., Пустошилов П.П., Чеканова Л.А., Битехтина М.А., Магнитные свойства суперпарамагнитных наночастиц $Fe_2O_3 \cdot nH_2O$, синтезированных бактериями. // Материаловедение.- 2006.- №7.- С. 34-39.
27. Столяр С.В., Баюков О.А., Гуревич Ю.Л., Ладыгина В.П., Исхаков Р.С., Пустошилов П.П. Мессбауэровские исследования бактериального ферригидрита. // Неорганические материалы.-2007.- Т. 43., № 6.- С. 1-4.
28. Столяр С.В., Баюков О.А., Гуревич Ю.Л., Исхаков Р.С., Ладыгина В.П. Мессбауэровские исследования железопродуцирующих бактерий *Klebsiella oxytoca*. // Известия РАН Серия физическая.- 2007.- Т. 71., № 9.- С. 1310-1314.
29. Столяр С.В., Баюков О.А., Гуревич Ю.Л., Комогорцев С.В., Исхаков Р.С., Балаев Д.А., Ладыгина В.П., Пустошилов П.П. Магнитные свойства наночастиц $Fe(Gd)_2O_3 \cdot nH_2O$, синтезированных бактериями // Фазовые переходы, упорядоченные состояния и новые материалы. Электронный журнал ISSN 2073-0373. 2008. - №2.
30. Balasoiu M., Kuklin A.I., Orelovich O., Kovalev Yu.S., Arzumanian G.M., Kurkin T.S., Stolyar S.V., Iskhakov R.S., Raikher Yu.L. Structural Investigations of Biogenic Iron Oxides Samples. Preliminary results. // Preprint. Joint Institute of Nuclear Research. P14-2008-200. Dubna. 2009.
31. Райхер Ю.Л., Степанов В.И., Столяр С.В. и др. Магнитные свойства биоминеральных наночастиц, продуцируемых бактериями *Klebsiella oxytoca*. // ФТТ.- 2010. - Т. 52., - Вып. 2. - С. 277-284.

32. Ishchenko L.A., Stolyar S.V., Ladygina V.P., Iskhakov R.S. et al. Magnetic properties and application of biomineral particles produced by bacterial culture. // *Physics Procedia*. 2010. - V. 9. P. 279-282.
33. Balasoiu M., Stolyar S.V., Iskhakov R.S., Ishchenko L.A., Raikher Yu.L., Kuklin A.I., Orelovich O.L., Kovalev Yu.S., Kurkin T.S., Arzumian G.M. Hierarchical structure investigations of biogenic ferrihydrite samples. // *Romanian Journal of Physics*. 2010. - V. 55., № 7-8. - P. 782-789.
34. Balasoiu M., Ishchenko L.A., Stolyar S.V., Iskhakov R.S., Raikher Yu.L., Kuklin A.I., Soloviov D.V., Kurkin T.S., Aranghel D., Arzumian G.M. Structural investigation of biogenic ferrihydrite nanoparticles dispersion. // *Optoelectronics and Advanced Materials –Rapid Communications*. 2010. V. 4., №. 12.-С.2136-2139
35. Столяр С.В., Баюков О.А., Ладыгина В.П., Исхаков Р.С., Ищенко Л.А., Яковчук В.Ю., Добрецов К.Г., Поздняков А.И., Пиксина О.Е. Мессбауэровское исследование температурных превращений в бактериальном ферригидрите. // *ФТТ*. - 2011. - Т. 53., Вып. 1. - С. 97-101.

Результаты **Приложения** опубликованы в работах:

36. Добрецов К.Г., Афонькин В.Ю., Столяр С.В., Ладыгина В.П., Сипкин А.В., Пуртов К.В., Баюков О.А., Лопатин А.С. Изучение свойств магнитных наночастиц в оториноларингологии (экспериментальное исследование). // *Медицинский научно-практический журнал Российская оториноларингология*. - 2009. - Т. 40., №3. - С. 51-56.
37. Добрецов К.Г., Афонькин В.Ю., Столяр С.В., Ладыгина В.П., Сипкин А.В., Лопатин А.С. Изучение цитотоксичности магнитных железосодержащих наночастиц. // *Вестник оториноларингологии*. – 2008. - № 5. – С. 20-21.
38. Добрецов К.Г., Афонькин В.Ю., Кириченко А.К., Ладыгина В.П., Столяр С.В., Баюков О.А., Сипкин А.В. Способ введения магнитных наночастиц в ткани с помощью градиента магнитного поля в эксперименте. // *Бюллетень экспериментальной биологии и медицины*. - 2009. - №6. - С. 693-695.
39. Добрецов К.Г., Лопатин А.С., Столяр С.В. Нанотехнологии в ринологии. // *Российская ринология*. - 2010. - №3. - С. 56-57.
40. Добрецов К.Г., Афонькин В.Ю., Столяр С.В., Ладыгина В.П., Сипкин А.В. Способ введения магнитных наночастиц для проведения местной терапии при заболеваниях организма в эксперименте. // Патент RU № 2381030 С 2. Бюл. №4 от 10.02.2010.

Цитируемая литература

1. *Nanostructure Science and Technology. A Worldwide Study* / Edited by R.W.Siegel, E.Hu, M.C. Roco. - WTEC, Loyola College in Maryland, 1999. - 36 p., доступно так же по адресу <http://itri.loyola.edu/nano/final/>.
2. Weinberger P., Szunyogh L. Perpendicular magnetism in magnetic multilayer systems. // *Comput. Mater. Sc.*- 2000.- V.17.- P.414-437.
3. Baibich M.N., Broto J.M., Fert A. et al. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. // *Phys. Rev. Lett.* - 1988.- V.61. №.21.- P.2472-2475.

4. Данилов В.В., Зависляк М.В., Балинский М.Г. Спинволновая электродинамика. - Киев: Лыбидь, 1991. - 212 с.
5. Игнатченко В.А., Исхаков Р.С. Дисперсионное соотношение и спинволновая спектроскопия аморфных ферромагнетиков. // ЖЭТФ. - 1978. - Т.75, № 10.-С.1438-1443.
6. Kruglyak V.V., Kuchko A.N. Spectrum of spin waves propagating in a periodic magnetic structure. // Physica B. - 2003. - V. 339, № 2-3. - P. 130-133.
7. Гуляев Ю.В., Никитов С.А., Животовский Л.В., Климов А.А., Цай Ч., Тайед Ф., Высоцкий С.Л., Филимонов Ю.А. Ферромагнитные пленки с периодическими структурами с магнотной запрещенной зоной - магнотные кристаллы // Письма в ЖЭТФ, 2003, Т.77, вып.10, С.670-674.
8. Zhang Z., Zhou L., and Wigen P. E., Ounadjela K. Angular dependence of ferromagnetic resonance in exchange-coupled Co/Ru/Co trilayer structures. // Phys. Rev. B. - 1994. - V.50, № 9. - P. 6094-6112.
9. Nagamine L.C.C.M., Geshev J., Menegotto T. et al. Ferromagnetic resonance and magnetization studies in exchange-coupled NiFe/Cu/NiFe structures. // JMMM. - 2005. - V.-288.- P.205-213.
10. Belmeguenai M., Martin T., Woltersdorf G. et.al. Frequency- and time-domain investigation of the dynamic properties of interlayer-exchange-coupled Ni₈₁Fe₁₉/Ru / Ni₈₁Fe₁₉ thin films. // Phys. Rev. B.- 2007.- V.76.- P. 104414.
11. Freitas P.P., Leal J.L., Plaskett T.S. Spin-valve structures exchange biased with a-Tb_{0.23}Co_{0.77} layers. // J. Appl. Phys. - 1994. - V. 75., № 10. - P. 6480-6483.
12. Oliveria N.J., Ferreria J.L., Pinheiro J. Improvement of thermal stability and magnetoresistance recovery of Tb₂₅Co₇₅ biased spin-valve heads. // J. Appl. Phys. - 1997. - V. 81., № 8. - P. 4903-4905.
13. Середкин В.А., Фролов Г.И., Яковчук В.Ю. Однонаправленная магнитная анизотропия в слоистой пленочной структуре NiFe/TbFe. // Письма ЖТФ. - 1983. - Т. 9., Вып. 23. - С. 1446-1449.
14. Середкин В.А., Фролов Г.И., Яковчук В.Ю. Квазистатическое перемагничивание пленок с ферро-ферритмагнитным обменным взаимодействием. // ФММ. -1987. -Т. 63., № 3. - С. 457-462.
15. Верховцева Н.В. Образование бактериями магнетита и магнитотаксис. // Успехи микробиологии. - 1992. - Т.25. - С. 51-79.
16. Никандров В.В. Неорганические полупроводники в биологических и биохимических системах: биосинтез, свойства и фотохимическая активность. // Успехи биологической химии.- 2000.- Т. 40. - С. 357–396.
17. Игнатченко В.А., Исхаков Р.С. Спиновые волны в случайно-неоднородной анизотропной среде. // ЖЭТФ. - 1977. - Т.72., Вып.3.- С.1005-1017.
18. Игнатченко В.А., Исхаков Р.С. Спиновые волны в аморфных и мелкодисперсных ферромагнетиках с учетом диполь-дипольного взаимодействия. // ЖЭТФ. - 1978. - Т.74., Вып. 4.- С.1386-1393.
19. Игнатченко В.А., Исхаков Р.С., Чеканова Л.А., Чистяков Н.С. Изучение дисперсионного закона для спиновых волн в аморфных пленках методом СВР. // ЖЭТФ.- 1978.- Т.75, Вып. 8. - С. 653-657.
20. Maksimowicz L.J., Zuberek R. Inhomogeneity exchange interaction in thin amorphous films – experimental results. // JMMM. – 1986. – V.58. - P.303-308.

21. Хрусталеv Б.П., Балаев А.Д., Поздняков В.Г., Вершинина Л.И. Обменное взаимодействие в ферромагнитных пленках с кластерной структурой. // ФТТ. -1985.-Т. 27., Вып. 11. - С. 3222-3229.
22. Исхаков Р. С., Чеканова Л. А., Кипарисов С.Я., Турпанов И.А., Богомаз И. В.,Чеканов А. С. Исследование пространственных флуктуаций обменного взаимодействия и намагниченности в аморфных сплавах и неупорядоченных твердых растворах методом спи-волновой спектроскопии. – Красноярск: ИФ. 1984. - 15с. (Препринт № 283Ф АН СССР. Сиб.отд-ние, Ин-т физики им. Л.В. Киренского)
23. Исхаков Р.С., Бруштунов М.М., Чеканов А.С. Ферромагнитный и спин-волновой резонанс в пленках кристаллических и аморфных сплавов Co-Zr. Исследование неоднородностей структуры. // ФТТ.-1987.-Т.29., Вып.9.- С.2699-2704.
24. Исхаков Р.С., Прокофьев Д.Е., Чеканова Л.А., Жигалов В.С. Концентрационные неоднородности стимулированные нанокристаллическим состоянием пленок сплавов Ni-Fe-P, Ni-Fe-C. // Письма в ЖТФ. - 2001. - Т. 27., Вып. 8. - С. 81-89.
25. Van Stapеле R.P., Greidanus F.J.A.M. and Smits J.W. The Spin-wave spectrum of layered magnetic thin films. // J. Appl. Phys. - 1985. - V. 57., №4. - P.1282 -1290.
26. Kordecki R., Meckenstock R., Pelzl J., Muhlbauer H., Dumpich G. and Nikitov S.A. Ferromagnetic resonance investigations of spin waves in Fe-Ni multilayers. // J. Appl. Phys. - 1991. -V. 70., № 10.- P. 6418-6420 .
27. Kordecki R., Meckenstock R., Pelzl J., Nikitov S., Lodder J.C. Investigations of bulk and surface spin wave modes in FeNi multilayers by spin wave resonance. // J. Magn. Magn. Mater. - 1993. - V. 126, 524-527.
28. Salhi H., Chafai K., Msieh O., Lassri H. et.al. Spin-Wave Excitations in Evaporated Co/Pt Multilayers. // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. - 2011. V. 24. -№ 5. P. 1375-1379.
29. Parkin S.S.P. Systematic variation of the strength and oscillation period of indirect magnetic exchange coupling through the 3d, 4d and 5d transition metals. // Phys. Rev. Letters. - 1991. V. 67.- P. 3598-3601.
30. Layadi A., Artman J.O. Ferromagnetic resonance in a coupled two-layer system. // J. Magn. Magn. Mater. - 1990.- V.92.- P.143-154.
31. Bloeman P.J.H., van Kestern H.W., Swagten H.J.M., de Jonge W.J.H.. Oscillatory interlayer exchange coupling in Co/Ru multilayers and bilayers. // Phys. Rev. B. - 1994. - V.50, N.18.- P.13505-13514.
32. Ando Y., Koizumi H., Miyazaki T. Exchange coupling energy determined by ferromagnetic resonance in 80Ni-Fe/Cu multilayer films. // J. Magn. Magn. Mater. - 1997.- V.166.- P.75-81.
33. Heinrich B., Cochran J.F., Kowalewski M. at al. Magnetic anisotropies and exchange coupling in ultrathin fcc Co(001) structures. // Phys. Rev. B. - 1991.- V.44, N.17.- P.9348-9361.
34. Fullerton E.E., Stoeffler D., Ounadjela K. at al. Structure and magnetism of epitaxially strained Pd(001) films on Fe(001): experiment and theory. // Phys. Rev. B. - 1995.- V.51, No.10.- P.6364-6378.
35. Celinski Z., Heinrich B. Exchange coupling through Fe/Cu, Pd, Ag, Au/Fe Trilayers. // J. Magn. Magn. Mater. - 1991. - V.99.- P.L25-L30.

36. Magnetic Multilayers and Giant Magnetoresistance. Fundamentals and Industrial Applications / Ed. U. Hartman. Berlin; Heidelberg; New York: Springer - Verlag, 2000.320p.
37. Lin J.P., Lin Y., Skomski R. and Sellmayer D.J. Magnetic hardening in SmCo_x-Co multilayers and nanocomposites. // J. Appl. Phys.-1999. -V. 85. -P. 4812-4817.
38. Meiklejohn W.H. and Bean C.P. New Magnetic Anisotropy. // Phys. Rev. -1956. - V. 102. - P. 1413-1418.
39. Noguees J., Shuller I.K. Exchange bias. // J. Magn. Magn. Mat. - 1999. - V. 192.- P. 203 - 232.
40. O' Handley R. C. Modern Magnetic Materials Principles and Applications. P. 433-453. A Wiley-Interscience Publication John Wiley & Sons, inc. 2000.
41. Jansen R., The spin-valve transistor: a review and outlook. // J. Phys. D: Appl. Phys.- 2003. - V. 36. -P. R289-R308.
42. Васьковский В.О., Балымов К.Г., Ювченко А.А., Свалов А.В., Сорокин А.Н., Кулеш Н.А. Магниторезистивная среда Fe₁₉Ni₈₁/Tb-Co с внутренним магнитным смещением. // ЖТФ. - 2011. - Т. 81., Вып. 7. - С. 83-87.
43. Середкин В.А., Столяр С.В., Фролов Г.И., Яковчук В.Ю., Термомагнитная запись и стирание информации в пленочных структурах DyCo/NiFe(TbFe/NiFe). // Письма в ЖТФ. - 2004. -Т. 30., Вып. 19. С. 46-52.
44. Поляков В.В., Фролов Г.И. Магнитные материалы для радиоэлектроники. Красноярск, 1988. С. 219-223.
45. Исхаков Р.С., Комогорцев С.В., Столяр С.В., Прокофьев Д.Е., Жигалов В.С., Балаев А.Д. Правило ступеней Оствальда в пленках метастабильных нанокристаллических сплавов Fe-C, полученных методом импульсно-плазменного испарения. // Письма в ЖЭТФ. – 1999. - Т.70, в.11. – .727-732.
46. Dubois J.M., Le Caer G. Electron Diffraction and Mossbauer Studies of the ε-Phase Retained in Splat-Quenched Fe-C and Fe-C-Si Alloys // Acta Metall. – 1977. – V.25. - P.609-618.
47. Keune W., Ezawa T., Macedo W.A.A., Glos U., Schletz K.P., Kirschbaum U. Magneto-Volume Effects in γ-Fe Ultrathin Films and Small Particles. // Physica B. – 1989. – V.161. - P.269-275.
48. Novakova A.A., Gan'schina E. A. Kiseleva T. Yu. Rodin I. K., Zhigalov V. S. Magnetic and structural state of thick iron film. // Abstracts Book. Moscow International Symposium on Magnetism. - June 20-24. - 1999. – Moscow, Russia. - P.259.
49. Саланский Н.М., Ерухимов М.Ш. Физические свойства и применение магнитных плёнок. - Новосибирск: Наука, 1975. -133с.
50. Sonehara M., Sugiyama T., Sato T., Yamasawa K., and Miura Y. Preparation and characterization of Mn-Ir/Fe-Si exchange-coupled multilayer film with Ru underlayer for high-frequency applications. // IEEE Trans. Magn. - 2005. - V. 41. - P. 3511-3513.
51. Layadi A. Exchange anisotropy: A ferromagnetic resonance study. // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 66. P. 184423-184431.
52. Седов В.Л. Антиферромагнетизм гамма-железа. Проблема инвара. - М.: Наука, 1987. 288с.
53. Русаков В. С., Введенский Б.С., Воропаева Е.Т., Николаева Е.Н. Мессбауэровские и магнитооптические исследования тонких пленок Tb-Fe // ФТТ. - 1992. - Т.34., Вып. 8. - С. 2438-2444.

54. Огнев А.В., Самардак А.С., Воробьев Ю.Д., Чеботкевич Л.А. Магнитная анизотропия Co/Cu/Co пленок с косвенной обменной связью. // ФТТ. - 2004. - Т 46., Вып.6. - P.1054-1057.
55. Balasoiu M., Stolyar S.V., Iskhakov R.S., Ishchenko L.A., Raikher Yu.L., Kuklin A.I., Orelovich O.L., Kovalev Yu.S., Kurkin T.S., Arzumaniyan G.M. Hierarchical structure investigations of biogenic ferrihydrite samples. // Romanian J. of Phys. - 2010. - V. 55., № 7-8. P. 782-789.
56. Balasoiu M., Ishchenko L.A., Stolyar S.V., Iskhakov R.S., Raikher Yu.L., Kuklin A.I., Soloviov D.V., Kurkin T.S., Aranghel D., Arzumaniyan G.M. Structural investigation of biogenic ferrihydrite nanoparticles dispersion. // Optoelectronics and Advanced Materials –Rapid Communications. - 2010. - V. 4., №.12. -P.2136-2139.
57. Jansen E., Kyek A., Schafer W., Schwertmann U. The structure of six-line ferrihydrite. // Appl. Phys. - 2002. - V.A74 (Suppl.). - P. S1004-S1006.
58. Oshtrakh M.I., Milder O.B., Semionkin V.A., Malakheeva L. I., Prokopenko P.G. Analysis of iron storage proteins in chicken liver and spleen tissues in comparison with human liver ferritin by Mossbauer spectroscopy. // Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry. - 2006. - V.269., № 3. - P. 671-677.
59. Суздалев И.П. Нанотехнология: физико-химия нанокластеров, наноструктур и наноматериалов. М.: КомКнига, серия «Синергетика: от прошлого к будущему», 2006. - 592с.

Подписано к печати 24.02.2012

Тираж 100 экз., у. п. л.: 2 Заказ №

Отпечатано в типографии

Федерального государственного бюджетного
учреждения науки Института физики им. Л.В. Киренского
Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Академгородок ИФ СО РАН