

Московский физико-технический институт  
(государственный университет)  
Кафедра физики и техники низких температур  
Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН

Савицкий Арсений Олегович

Ферромагнитный резонанс в многослойных структурах Fe/Cr/Gd

Выпускная квалификационная работа

Научный руководитель:  
к. ф.-м. н. Дровосеков А.Б.

Москва 2014

## Оглавление

Введение	3
Образцы и методики	6
Экспериментальные данные	10
Обсуждение результатов	19
Выводы	22
Литература	23

## Введение.

Многослойные магнитные структуры привлекают внимание исследователей, как по причинам практического характера, так и с точки зрения выяснения механизмов межслойного взаимодействия. Такие структуры активно изучались в связи с наличием РККИ-обменного взаимодействия через электроны проводимости прослойки, которое приводит к осцилляциям межслойного взаимодействия. Изучение многослойных магнитных систем также интересно в связи с существованием в них различных типов магнитного упорядочивания.

Одной из наиболее исследованных магнитных структур является Fe/Cr/Fe. В этой системе наблюдаются как длинноволновые (период  $20\text{\AA}$  [1]) осцилляции, так и коротковолновые (период  $3\text{\AA}$  [2]) осцилляции межслойного взаимодействия от толщины прослойки хрома. Последние обусловлены внутренней антиферромагнитной структурой хрома. Система Fe/Cr/Fe также интересна тем, что кроме билинейного обменного взаимодействия наблюдается существенный вклад биквадратичного взаимодействия, что приводит к неколлинеарной ориентации ферромагнитных слоев [3].

Помимо многослойных структур типа TM/X/TM (TM – переходный металл, X – материал прослойки), активно изучались также системы типа TM/RE (RE – редкая земля). В зависимости от внешнего магнитного поля и температуры в системах TM/RE реализуются различные типы магнитного упорядочивания. Многослойные структуры Fe/Gd и Co/Gd представляют примеры систем подобного вида. Эти структуры представляют собой искусственные ферримагнетики, что обусловлено антиферромагнитным взаимодействием между ферромагнитными слоями, и существенно различными температурами Кюри этих слоев. На рис.1 приведена фазовая диаграмма структуры Fe/Gd ( $T_c(Fe) = 1043\text{K}$ ,  $T_c(Gd) = 293\text{K}$ ) в координатах H-T. В структуре Fe/Gd низкотемпературная фаза (Aligned Gd) соответствует ориентации намагниченности Gd вдоль магнитного поля, а намагниченности Fe в противоположном направлении. В высокотемпературной фазе (Aligned Fe) магнитные моменты Fe направлены вдоль магнитного поля, а намагниченность Gd ориентирована в противоположном направлении. В системе Fe/Gd также может реализовываться скошенная фаза (Twisted), в которой намагниченности слоев Fe и Gd ориентированы под произвольным углом к направлению внешнего магнитного поля [4].

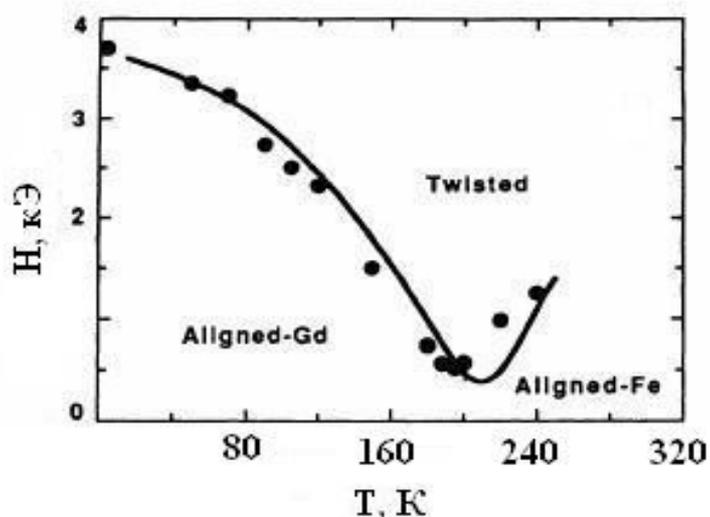


Рис.1 Фазовая диаграмма структуры Fe(42A)/Gd(84A) [4]. Точками показаны результаты эксперимента, а сплошная линия соответствует моделированию в рамках модели среднего поля.

Одним из интересных свойств системы Fe/Gd является наличие неоднородного распределения намагниченности в слое Gd, являющееся следствием сильного антиферромагнитного межслойного взаимодействия, сравнимого с взаимодействием внутри гадолиния [5]. Наличие сильного межслойного взаимодействия приводит к тому, что приграничный слой гадолиния остается упорядоченным при температурах значительно выше температуры Кюри Gd [6].

Межслойное взаимодействие в системах TM/X/RE через металлическую прослойку остается пока слабо изученным. В работе [7] исследовались магнитные свойства системы Co/X/Gd (X=Cu, Y). Показано, что величина обменного взаимодействия между слоями Co и Gd уменьшается с увеличением толщины прослойки значительно быстрее, чем в модели РККИ, при этом не испытывая осцилляций. Вместе с тем, в аналогичной системе с прослойкой из платины, Co/Pt/Gd [8], осцилляции межслойного взаимодействия наблюдались. Замена же слоя Gd на Co [9], Co/Pt/Co, приводит к исчезновению осцилляций. В работах [7] и [8] величина межслойного взаимодействия определялась на основании экспериментальных данных статической намагниченности, используя модель среднего поля.

Таким образом, совокупность имеющихся экспериментальных данных не позволяет делать какие-либо определенные выводы о механизмах обменного взаимодействия в системах TM/X/RE.

В данной работе изучалось межслойное взаимодействие в многослойной структуре

Fe/Cr/Gd в зависимости от толщины прослойки Cr. Впервые такая система была предложена в связи с возможностью реализации структуры с большим магнитным моментом и высокой температурой ферромагнитного упорядочивания в работе [10] ( $\mu_{Fe} = 2.2\mu_B$ ,  $\mu_{Gd} = 7\mu_B$ ). Авторы предположили, что антиферромагнитный знак межслойного взаимодействия между Fe и Gd можно изменить внося прослойку, состоящую из нечетного числа монослоев Cr, что также было продемонстрировано численным моделированием. Для проверки теоретических расчетов авторы работы [10] провели эксперимент по магнитному рентгеновскому круговому дихроизму (XMCD). Данный метод позволяет определять взаимную ориентацию намагниченности Fe и Gd в структуре Fe/Cr/Gd. Результаты эксперимента XMCD показали, что при толщине прослойки хрома в 5 монослоев наблюдается ферромагнитное упорядочивание слоев Fe и Gd. В то же время при толщине хрома в 3 монослоя наблюдается антиферромагнитное упорядочивание. Несоответствие результатов эксперимента и численного моделирования авторы связывают с несовершенством интерфейса исследуемых структур (3 монослоя хрома не обеспечивают сплошную прослойку между ФМ слоями). С другой стороны изменение типа магнитного упорядочивания при толщине прослойки в 5 монослоев на ферромагнитное может быть связано не с изменением знака взаимодействия, а с сильным уменьшением величины межслойного АФМ обмена. Таким образом результаты работы не позволяют сделать однозначный вывод о наличии осцилляций межслойного обмена. Также, в работе [11] исследовалась структура FeCo/Cr/Gd с различными толщинами прослоек Cr с помощью SQUID-магнетометра. Результаты измерения кривых намагничивания свидетельствуют о наличии модуляции намагниченности насыщения с изменением толщины Cr. Авторы связывают такое поведение намагниченности с осцилляциями РККИ-обменного взаимодействия.

Одним из методов, используемых для изучения многослойных магнитных структур является метод ферромагнитного резонанса (ФМР). По измерениям ФМР на многослойных структурах типа TM/RE и TM/X/RE имеется ограниченное число работ. В одном из таких исследований ФМР применяется для изучения структур Co/Gd и Co/Tb [12]. Для структуры Co/Gd наблюдалось смещение линии ФМР в низкие поля и небольшое увеличение ширины линии резонанса при уменьшении температуры. Результаты были проанализированы в рамках модели среднего поля. Смещение линии можно качественно объяснить увеличением эффективного поля, действующего на слой Fe со стороны Gd, в связи с сильной зависимостью намагниченности Gd в исследуемом диапазоне температур. Вместе с изменением намагниченности Gd изменяется

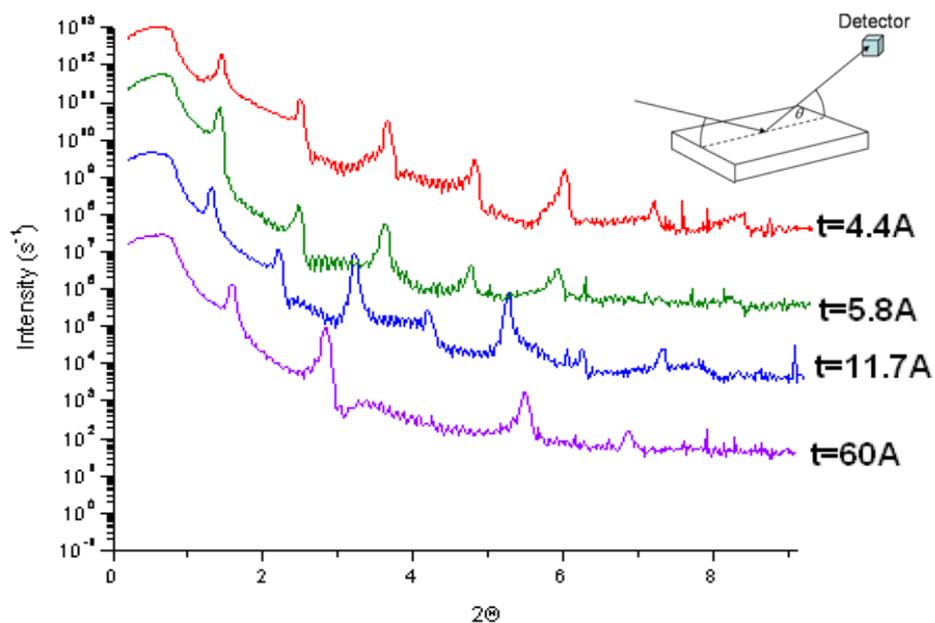
неоднородность эффективного магнитного поля на Fe, что возможно приводит к изменению ширины линии резонанса. Структура Co/Gd также исследовалась методом ФМР в работе [13]. Результаты этого исследования демонстрируют сильную зависимость резонансного поля от температуры, в некотором диапазоне температур наблюдаются две линии поглощения.

В настоящей работе было предпринято подробное исследование зависимости межслойного взаимодействия в системе Fe/Cr/Gd от толщины прослойки Cr, используя метод ФМР. Особенностью ФМР в данной системе является то, что линия магнитного резонанса на пленке из чистого гадолиния сильно уширяется при переходе в упорядоченную фазу. Однако, в данной системе возможна реализация моды, в которой преимущественно прецессирует магнитный момент Fe при малой амплитуде прецессии Gd. Таким образом, в системе Fe/Cr/Gd можно изучать межслойное взаимодействие, наблюдая за положением линии данной моды.

### **Образцы и методики.**

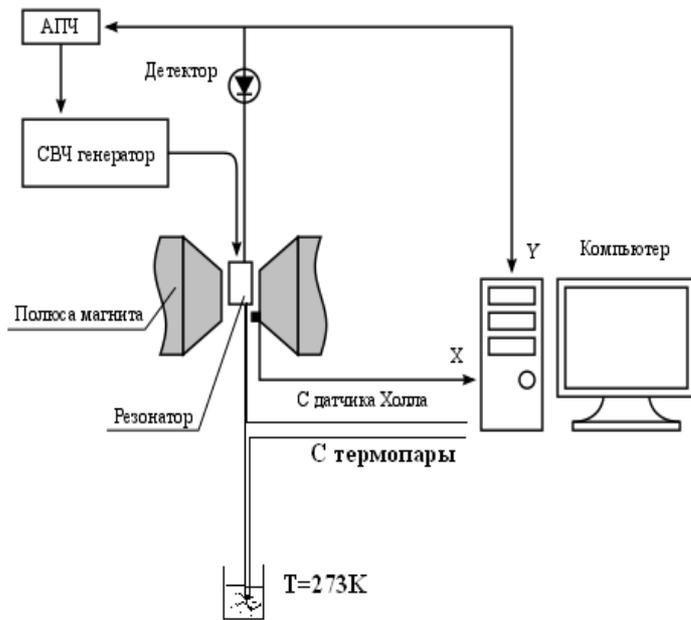
В данной работе исследовался набор сверхрешеток  $[\text{Fe}(35\text{\AA})/\text{Cr}(t)/\text{Gd}(50\text{\AA})/\text{Cr}(t)]_{12}$  с различной толщиной прослоек хрома  $t=4.4\text{\AA}, 5.8\text{\AA}, 7.2\text{\AA}, 8.6\text{\AA}, 10\text{\AA}, 11.7\text{\AA}, 15\text{\AA}, 16\text{\AA}, 18\text{\AA}, 20\text{\AA}, 22\text{\AA}, 24\text{\AA}, 30\text{\AA}$ . Образцы были получены методом магнетронного напыления на кремниевых и стеклянных подложках и имели поликристаллическую структуру. При изготовлении многослойной структуры на подложку напыляется буферный слой. Буферный слой служит для того, чтобы максимально изолировать последующие слои от «памяти» структуры подложки. В исследуемой структуре в качестве буферного слоя использовался слой Cr толщиной  $50\text{\AA}$ . В конце роста сверху сформированной сверхрешетки напыляется слой металла, в данном случае использовался Cr толщиной  $30\text{\AA}$ . Цель напыления защитного буферного слоя в обеспечении защиты многослойной структуры от окисления.

Для характеристики образцов использовалась рентгеновская рефлектометрия. В эксперименте использовалось рентгеновское излучение с длиной волны  $1.8\text{\AA}$ . Большое количество пиков и малая ширина рефлексов в рентгеновском спектре свидетельствуют о наличии слоистой структуры и гладкости границ (рис.2). Образцы и их характеристика были выполнены сотрудниками ИФМ УрО РАН в Екатеринбурге. Результаты по статической намагниченности были получены на СКВИД магнитометре там же.



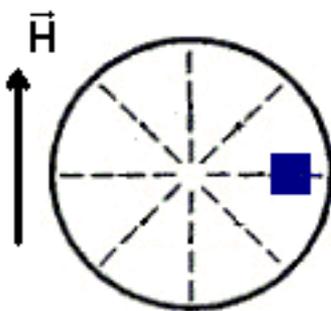
*Рис.2 Данные рентгеновской рефлектометрии. Шкала на оси ординат соответствует образцу с толщиной хрома  $60\text{\AA}$ . Спектры для остальных образцов сдвинуты вверх умножением на  $10^2$ . В правом верхнем углу приведена геометрия эксперимента. Длина волны рентгеновского излучения  $1.8\text{\AA}$ .*

На рис.3 приведена схема экспериментальной установки для изучения ферромагнитного резонанса. Данные ФМР получены измерением мощности СВЧ сигнала, прошедшей через резонатор с образцом при развертке магнитного поля. В эксперименте использовался диапазон частот 7-37ГГц и магнитных полей 0-10кЭ. Величина магнитного поля определялась с помощью датчика Холла. Эксперименты по температурной зависимости сигнала ФМР проводились в диапазоне температур 4-300К. Стабилизация температуры проводилась с помощью ПИД-регулятора (пропорционально-интегрально-дифференциальный). Температура измерялась с помощью термопары медь-константан, размещенной на стенке резонатора вблизи от образца. Прошедшее СВЧ излучение регистрировалось кристаллическим детектором, сигнал с которого поступал на АЦП (аналого-цифровой преобразователь), также как и сигналы с термопары и датчика Холла. Оцифрованная информация обрабатывалась соответствующим программным обеспечением.



*Рис.3 Схема экспериментальной установки для проведения эксперимента по ФМР.*

При проведении эксперимента по ферромагнитному резонансу использовался цилиндрический резонатор, в котором возбуждались моды  $H_{01n}$ . Образец размещался на дне резонатора. Постоянное магнитное поле было ориентировано вдоль плоскости пленки и перпендикулярно СВЧ магнитному полю. Схематически расположение образца и направления полей представлены на рис.4. Для стабилизации частоты СВЧ поля использовался блок автоподстройки частоты (АПЧ).



*Рис.4 Расположение образца в резонаторе и ориентации магнитных полей. Пунктирной линией показано направление переменного магнитного поля.*

Схема измерения ФМР, приведенная на рис.5, позволила проводить эксперимент при различных температурах. При работе в диапазоне температур от 77 К до комнатной, резонатор помещался в стеклянную колбу, которая погружалась в жидкий азот, налитый в наружный азотный дьюар. При охлаждении до температуры кипения жидкого азота стеклянная колба заполнялась теплообменным газом (гелий). Для установления необходимой температуры выше 77 К использовался нагреватель, управляемый ПИД-регулятором. В качестве нагревателя использовалась константановая проволока, намотанная в основании резонатора.

Для проведения экспериментов при температурах от 4.2 К до 77 К стеклянная колба заменялась гелиевым дьюаром. Вначале проводилось охлаждение до температуры в 77К, затем в гелиевый дьюар заливался жидкий гелий, что позволяло охладить образец до 4.2 К. Получение температуры в диапазоне от 4.2 К до 77 К реализовывалось либо за счет естественного теплового потока, либо с помощью нагревателя.

Абсолютная погрешность в определении температуры была 1-2К при температурах выше 30К, при более низких температурах точность измерения температуры ухудшается.

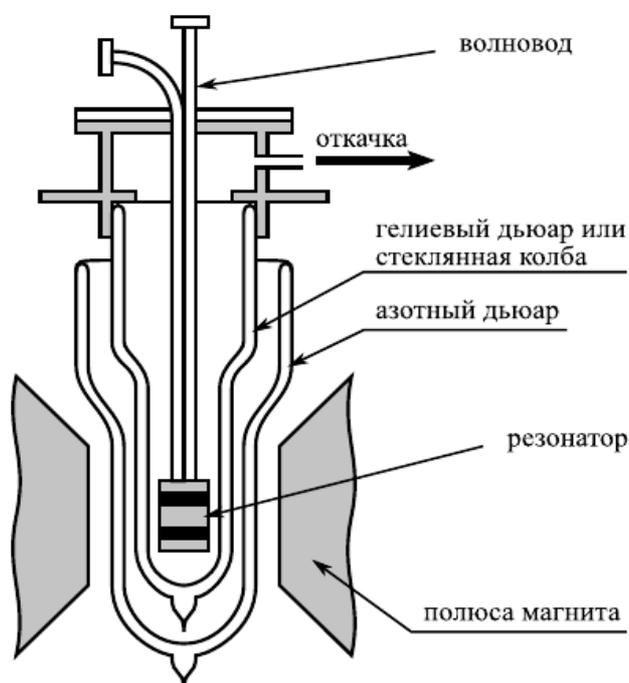
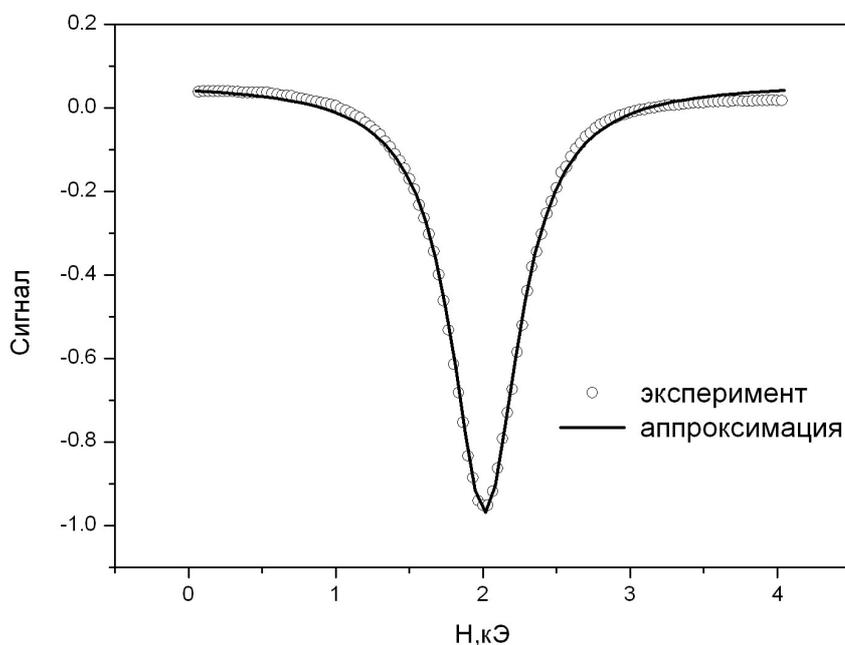


Рис.5 Схема измерения ФМР при низких температурах.

Для получения большого отношения сигнал/шум развертка по магнитному полю проводилась несколько раз, затем полученные записи усреднялись. Параметры линии поглощения определялись путем аппроксимации кривой лоренцевского вида. Пример аппроксимации представлен на рис.6.



*Рис.6 Пример аппроксимации экспериментальных данных кривой лоренцевского типа.*

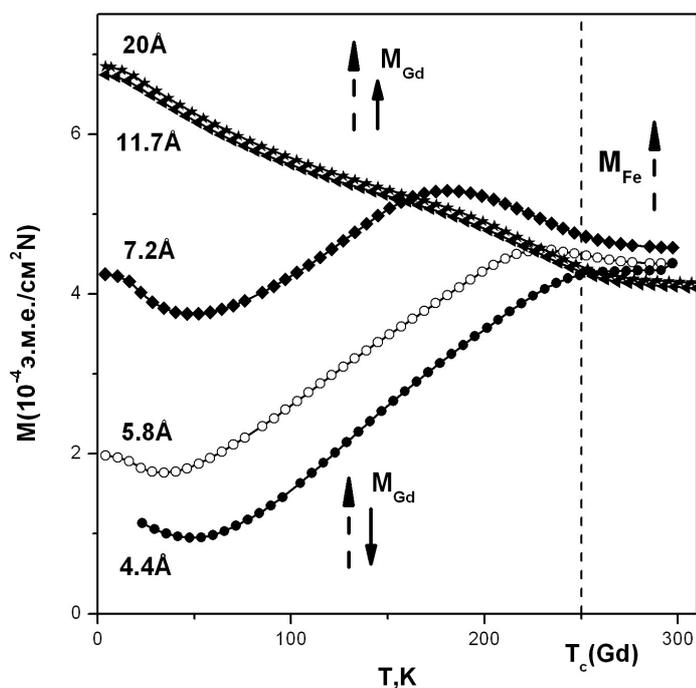
#### **Экспериментальные данные.**

#### **Кривые намагничивания.**

На рис.7 приведены температурные зависимости намагниченности образцов с различными толщинами прослоек  $\text{Sr}$  в поле 500Э, приложенном вдоль пленки. Эти данные были получены сотрудниками ИФМ Уро РАН в Екатеринбурге для образцов, приготовленных на кремниевых подложках (более поздние исследования образцов на стекле подтвердили полученные данные). Из рис.7 видно, что выше 250К намагниченность всех образцов выходит на постоянную величину. Известно, что в этой области температур  $\text{Gd}$  переходит в парамагнитную фазу. В связи с этим наблюдаемое значение намагниченности при температуре в окрестности 300К можно связать с намагниченностью насыщения железа, величина которой оказывается равной 1300Гс (что соответствует измеренному магнитному моменту  $4.5 \cdot 10^{-4}$  э.м.е./ $(\text{см}^2\text{N})$  в пересчете

на номинальную толщину напыленного железа  $35\text{\AA}$ ).

По поведению температурной зависимости намагниченности все исследуемые образцы можно разделить на две группы: образцы с толщинами Cr меньше  $10\text{\AA}$  и образцы с толщинами Cr больше  $10\text{\AA}$ . Намагниченность для образцов из первой группы вначале увеличивается при уменьшении температуры от  $300\text{K}$  (кроме образца с толщиной прослойки Cr  $4.4\text{\AA}$  для которого наблюдается только уменьшение намагниченности), а затем при определенной температуре уменьшается. Таким образом, имеется максимум на зависимости намагниченности от температуры. При увеличении толщины прослойки Cr максимум смещается в сторону низких температур. Для образцов второй группы намагниченность монотонно возрастает при уменьшении температуры. Форма кривой температурной зависимости намагниченности перестает меняться от толщины прослойки хрома.



*Рис.7 Температурные зависимости магнитного момента образцов с разными толщинами Cr в поле  $500\text{Э}$  (в пересчете на ед. площади и один структурный элемент сверхрешетки).*

Поведение температурной зависимости намагниченности можно интерпретировать следующим образом. Уменьшение намагниченности образцов с самой тонкой прослойкой при уменьшении температуры ниже  $T_c(\text{Gd})$  связано с антиферромагнитным взаимодействием, которое способствует реализации антипараллельного

упорядочивания слоев Fe и Gd. Появление возрастающего участка при увеличении толщины Sr связано с уменьшением АФМ обмена и ферромагнитным упорядочиванием намагниченностей Fe и Gd. Смещение температуры, соответствующей максимуму на температурной зависимости намагниченности, объясняется уменьшением величины межслойного взаимодействия с увеличением толщины прослойки Sr.

Для второй группы образцов, увеличение намагниченности с уменьшением температуры связано либо с ферромагнитным взаимодействием между слоями Fe и Gd, либо с отсутствием межслойного взаимодействия при таких толщинах прослойки.

На рис.8 приведены записи кривых намагничивания,  $M(H)$ , при  $T=20K$  для образцов с разными толщинами Sr. Магнитное поле приложено вдоль пленки. Величина магнитного момента насыщения и определенная выше намагниченность железа позволяют оценить намагниченность насыщения гадолиния, которая оказывается равной 900Гс, что значительно меньше чем для объемного образца (2000Гс). Подобная редукция намагниченности гадолиния наблюдалась в трехслойной структуре Fe/Gd/Fe [14]. Из кривых  $M(H)$  рис.8 видно, что у образцов с тонкими прослойками Sr наблюдается маленький остаточный момент и длинный участок выхода на насыщение, что свидетельствует о наличии существенного антиферромагнитного межслойного взаимодействия у этих образцов. С увеличением толщины прослоек восприимчивость системы в нулевом поле увеличивается, что свидетельствует об уменьшении величины межслойного взаимодействия антиферромагнитного знака. Образцы с толщинами прослоек больше  $10\text{\AA}$  демонстрируют большой остаточный момент, при этом форма кривой намагничивания перестает меняться от толщины прослойки. Возможно, что отсутствие различий в кривых намагничивания для этих образцов связано с ферромагнитным упорядочиванием слоев Fe и Gd из-за малости межслойного взаимодействия по сравнению с коэрцитивной силой ФМ слоев. Таким образом, результаты статических измерений позволяют говорить лишь об уменьшении величины антиферромагнитного обменного взаимодействия с увеличением толщины прослойки.

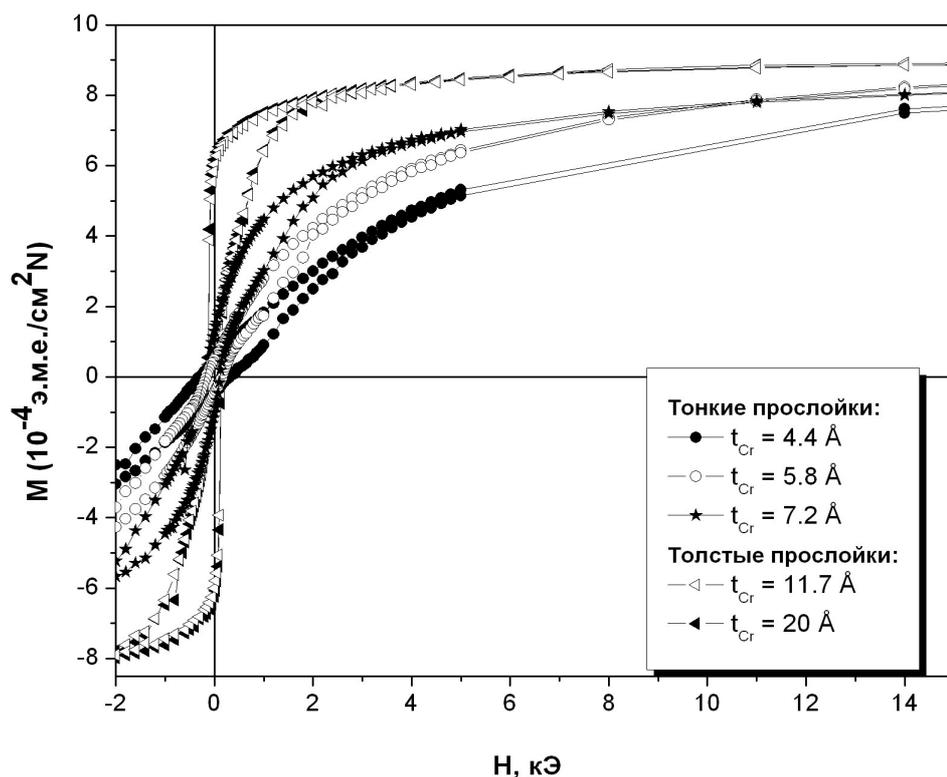


Рис.8 Кривые намагничивания для образцов с разными толщинами прослоек Cr при температуре  $T=20\text{K}$ . (в пересчете на ед. площади и один структурный элемент сверхрешетки).

Для получения более определенной информации об изменении характера межслойного взаимодействия (знака и величины) с увеличением толщины хромовой прослойки в системе Fe/Cr/Gd было предпринято подробное исследование ферромагнитного резонанса на тех же образцах.

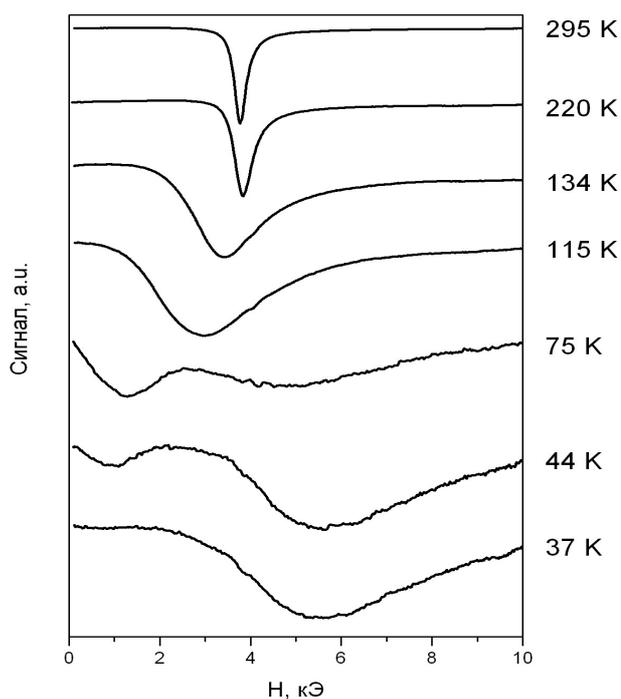
### Ферромагнитный резонанс.

Методом ФМР образцы Fe/Cr/Gd с различными толщинами прослоек Cr были исследованы в диапазоне температур 4-300K и интервале частот 7-37ГГц. В дальнейшем приводятся данные, полученные для образцов на стеклянных подложках. Образцы, приготовленные на подложках из кремния демонстрируют аналогичное поведение.

На рис.9 приведена серия записей сигнала магнитного резонанса для образца с толщиной прослойки Cr  $4.4\text{\AA}$  при разных температурах на частоте 26ГГц. При

комнатной температуре наблюдается только одна линия поглощения, положение которой соответствует резонансу в железной пленке. При уменьшении температуры ниже температуры Кюри гадолия линия резонанса вначале слабо сдвигается в более высокие поля, а затем при температурах ниже  $\sim 150\text{K}$  начинает быстро смещаться в малые поля. При еще более низкой температуре  $\sim 80\text{K}$  в области высоких полей появляется вторая линия резонанса. Результирующая температурная зависимость резонансного поля для образца с толщиной прослойки Cr  $4.4\text{\AA}$  частоте  $26\text{ГГц}$  приведена на рис.10.

Подобное поведение линии ФМР наблюдается на всех исследованных частотах для всех образцов с тонкими прослойками Cr ( $t < 10\text{\AA}$ ), однако вторую низкотемпературную ветвь ФМР удается наблюдать только для образца с  $t = 4.4\text{\AA}$ . С увеличением толщины прослойки наблюдаемые величины температурных сдвигов линии ФМР уменьшаются. На рис.11,12 приведены примеры записей сигнала магнитного резонанса при разных температурах для образцов с толщинами прослоек хрома  $7.2\text{\AA}$ ,  $10\text{\AA}$  на частоте  $17\text{ГГц}$ .



*Рис. 9. Записи сигнала ФМР при различных температурах для образца с толщиной прослойки Cr  $4.4\text{\AA}$  на частоте  $26\text{ГГц}$ .*

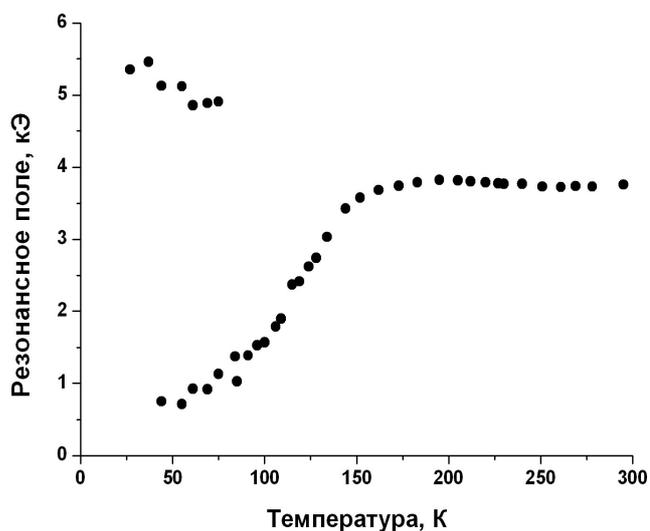


Рис.10. Температурная зависимость резонансного поля для образца с толщиной прослойки Sr  $4.4\text{\AA}$  на частоте 26ГГц.

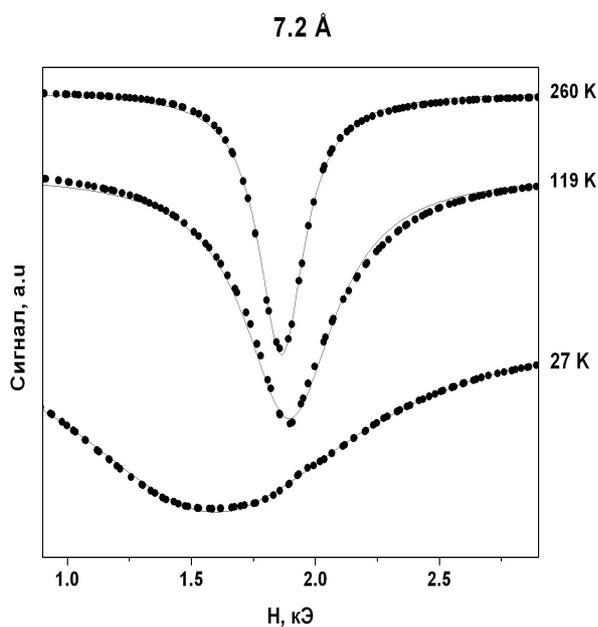


Рис.11. Записи сигнала ФМР при различных температурах для образца с толщиной прослойки Sr  $7.2\text{\AA}$  на частоте 17ГГц. Точками показаны экспериментальные данные, сплошная линия соответствует аппроксимации.

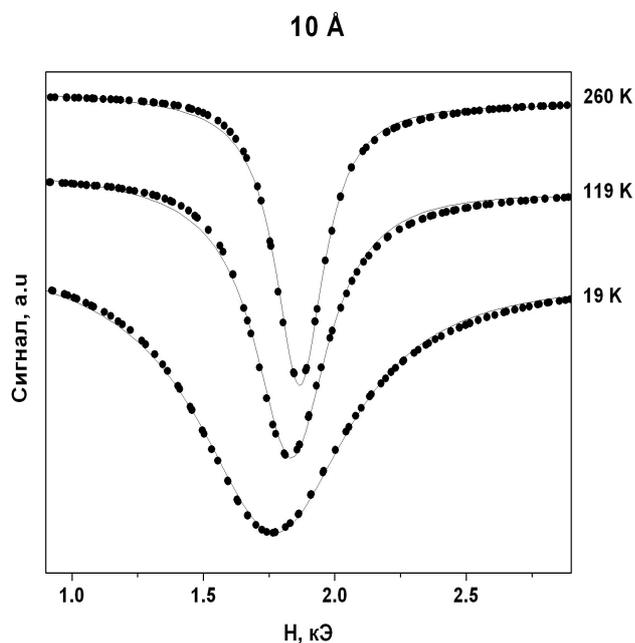


Рис. 12. Записи сигнала ФМР при различных температурах для образца с толщиной прослойки Sr  $10\text{\AA}$  на частоте 17ГГц. Точками показаны экспериментальные данные, сплошная линия соответствует аппроксимации.

Все результаты по ферромагнитному резонансу можно отдельно рассмотреть для различных групп образцов с разными прослойками хрома.

На рис.13 приведены температурные зависимости резонансного поля, для образцов с толщинами хрома  $0 < t < 10 \text{ \AA}$ . Для этих образцов наблюдается следующее поведение: при уменьшении температуры положение линии резонанса,  $H_{\text{res}}$ , вначале слабо смещается в высокие поля, а затем при определенной температуре начинается смещение в низкие поля. Из рисунка видно, что с увеличением толщины прослоек хрома максимум на кривых  $H_{\text{res}}(T)$  смещается в сторону низких температур. Качественно наличие максимума в температурной зависимости можно объяснить ферромагнитным упорядочением слоев Fe и Gd при температурах в окрестности температур ниже точки Кюри Gd и антиферромагнитным знаком межслойного взаимодействия. Смещение температуры, соответствующей максимуму в температурной зависимости, при увеличении толщины прослойки может свидетельствовать об уменьшении величины межслойного взаимодействия.

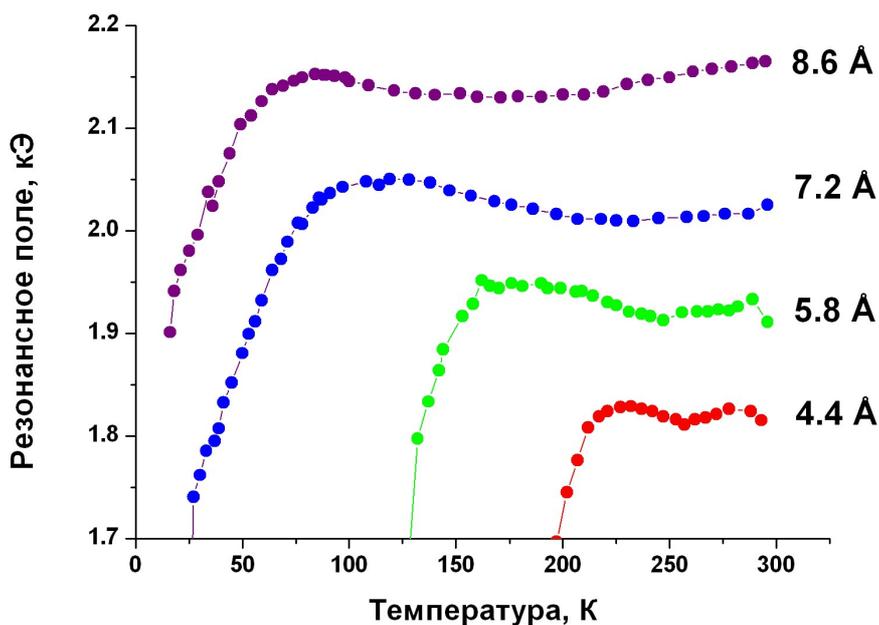
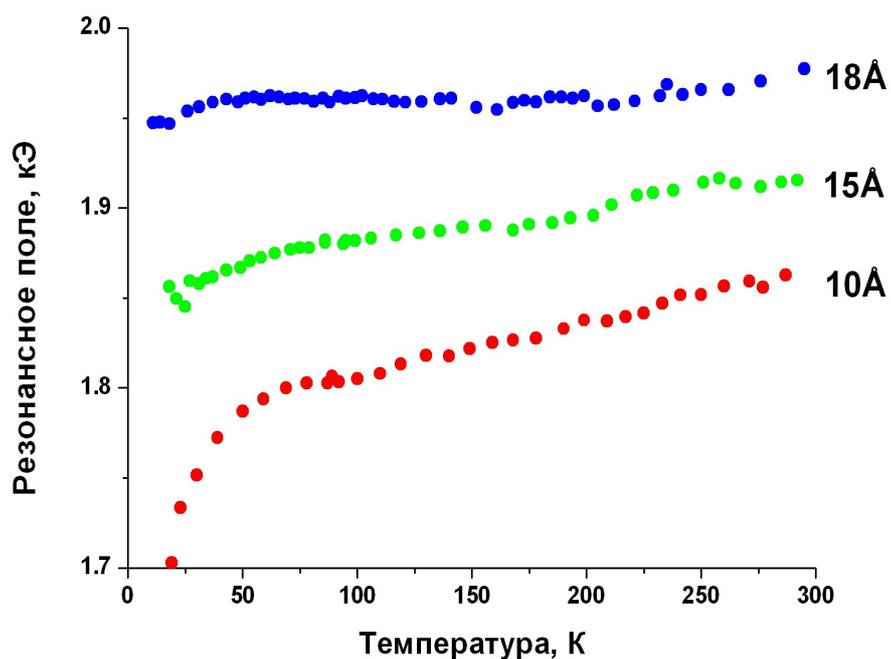
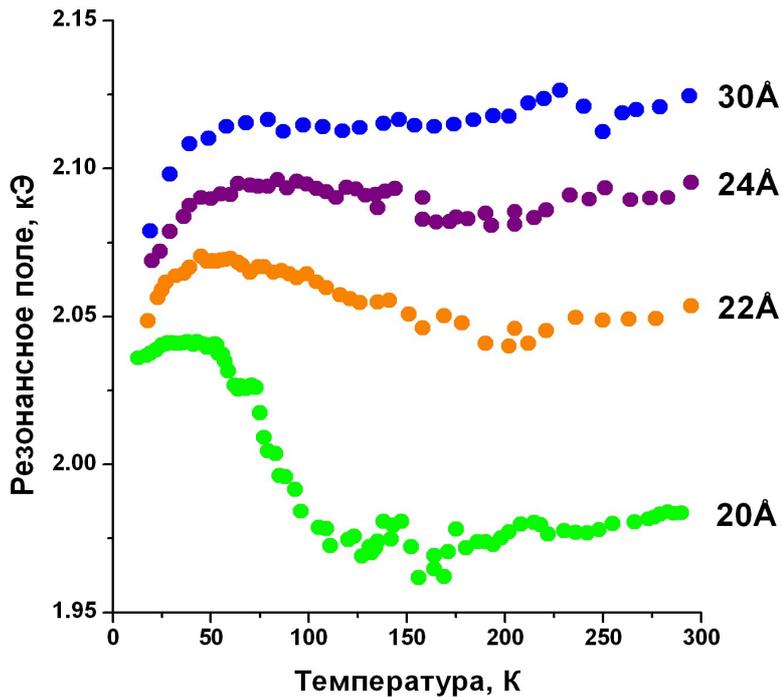


Рис.13 Температурная зависимость резонансного поля для образцов с тонкими прослойками Cr на частоте 17 ГГц. Шкала резонансного поля соответствует образцу с толщиной хрома 4.4 Å. Температурные зависимости резонансного поля для остальных образцов сдвинуты по вертикали вверх на 100 Гс друг относительно друга.



*Рис.14 Температурная зависимость резонансного поля для образцов с толстыми прослойками Cr на частоте 17ГГц. Данные резонансного поля представлены без сдвига по вертикали.*

Результаты изучения магнитного резонанса для образцов с толщинами больше 10 Å демонстрируют иное поведение. Температурные зависимости резонансного поля для образцов с толщинами хрома  $t > 10 \text{ Å}$  приведены на рис.14 и рис.15. Наблюдаемые для  $t = 10, 15$  и  $18 \text{ Å}$  (рис.14) отсутствие максимума и смещение линии резонанса в низкие поля можно связать с ферромагнитным взаимодействием между слоями Fe и Gd.



*Рис.15 Температурные зависимости резонансного поля и ширины линии для образцов с различными толщинами Sr на частоте 17ГГц. Шкала резонансного поля соответствует образцу с толщиной хрома 20Å. Остальные кривые сдвинуты по вертикали вверх на 30Гс друг относительно друга.*

При дальнейшем увеличении толщины прослойки ( $t=20-24\text{Å}$ ) на температурной зависимости резонансного поля опять появляется максимум, что может свидетельствовать о наличии осцилляций межслойного взаимодействия (рис. 15).

Также при уменьшении температуры на всех образцах наблюдается уширение линии резонанса (рис. 16), что можно объяснить неоднородностью эффективного поля на слое Fe из-за увеличения межслойного взаимодействия при увеличении намагниченности Gd.

Отметим, что наблюдаемые сдвиги линии ФМР для образцов с  $t>8\text{Å}$  составляют малую часть от ширины линии, однако наблюдаемые зависимости  $H_{res}(T)$  подтверждаются исследованием образцов на разных подложках и повторяемостью эффектов для образцов с близкими значениями толщин прослоек Sr.

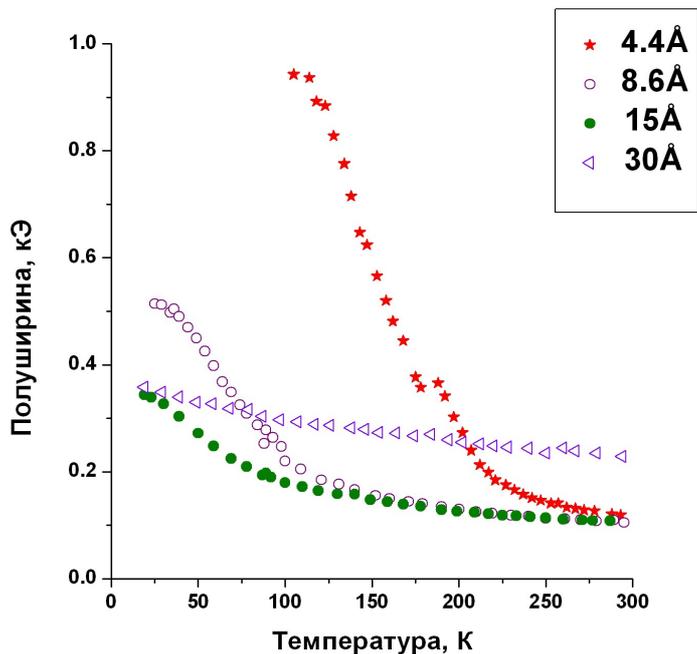


Рис.16. Температурная зависимость полуширины линии для образцов с разными толщинами прослоек Sr.

### Обсуждение результатов.

Для анализа статических и динамических магнитных свойств многослойных магнитных структур обычно используется модель среднего поля [4,12]. В таком подходе система разбивается на атомные слои и рассматривается взаимодействие соседних плоскостей. Статическая конфигурация магнитной системы определяется минимизацией энергии, как функции углов между векторами намагниченностей соседних слоев. Для нахождения спектра спиновых волн в многослойной структуре решаются линеаризованные уравнения Ландау-Лифшица вблизи статической конфигурации.

Для качественной интерпретации сдвига линии ФМР на температурной зависимости рассмотрим модель двух обменносвязанных ферромагнитных слоев в магнитном поле. Причем рассмотрим случай сильного магнитного поля, при котором магнитные слои ориентированы вдоль него. В последующем рассмотрении распределение намагниченности внутри слоев Fe и Gd считается однородным.

Энергию такой структуры можно представить в виде:

$$E = -J \frac{(\vec{M}_1, \vec{M}_2)}{M_1 M_2} S + \sum_{i=1}^2 2\pi V_i (\vec{M}_i, \vec{z})^2 - \sum_{i=1}^2 (\vec{M}_i, \vec{H}) V_i \quad (1)$$

где  $J$  - константа обменного взаимодействия между слоями,  $\vec{M}_1, \vec{M}_2$  - намагниченности слоев,  $S$  - площадь границы между слоями,  $\vec{H}$  - внешнее магнитное поле, направленное вдоль пленки,  $V_1, V_2$  - объемы слоев. В формуле (1) первый член соответствует обменному взаимодействию между слоями, второй - энергии размагничивания и третий - зеемановской энергии.

Для того, чтобы определить спектр данной системы необходимо линеаризовать уравнения Ландау-Лифшица:

$$\frac{\partial \vec{M}_i}{\partial t} = \gamma [\vec{H}_i^{eff}, \vec{M}_i], \quad i=1,2 \quad (\text{рассматриваем случай одинаковых гиромангнитных}$$

отношений), где  $\vec{H}_i^{eff} = -\frac{1}{V_i} \frac{\partial E}{\partial \vec{M}_i}$

вблизи статической конфигурации  $\vec{M}_i = \vec{M}_{i0} + \vec{m}_i e^{i\omega t}$  и найти собственные значения получившейся системы линейных уравнений. В результате получается следующая система уравнений:

$$\begin{bmatrix} i\frac{\omega}{\gamma} & B_1 & 0 & -C_1 \\ -A_1 & i\frac{\omega}{\gamma} & C_1 & 0 \\ 0 & -C_2 & i\frac{\omega}{\gamma} & B_2 \\ C_2 & 0 & -A_2 & i\frac{\omega}{\gamma} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_{1y} \\ m_{1z} \\ m_{2y} \\ m_{2z} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \text{где}$$

$$A_i = H + \frac{J}{d_i M_i}, B_i = A_i + 4\pi M_i, C_1 = \frac{J}{d_1 M_2}, C_2 = \frac{J}{d_2 M_1}, \quad d_i - \text{толщина } i\text{-го слоя}$$

Собственные значения такой системы даются выражением:

$$2 \frac{\omega^2}{\gamma^2} = A_1 B_1 + A_2 B_2 + 2C_1 C_2 \pm \sqrt{(A_1 B_1 - A_2 B_2)^2 + 4C_1 C_2 (A_1 B_1 + A_2 B_2 + B_1 B_2 + A_1 A_2)}$$

Полученную формулу для спектра можно, при выполнении следующего условия:

$$\frac{4C_1 C_2 (A_1 B_1 + A_2 B_2 + B_1 B_2 + A_1 A_2)}{(A_1 B_1 - A_2 B_2)^2} \ll 1 \quad (2)$$

приближенно представить в виде:

$$\omega_i = \gamma A_i B_i \quad \text{или} \quad \omega_i = \gamma \sqrt{(H + H_i^{ex})(H + H_i^{ex} + 4\pi M_i)}, \quad H_i^{ex} = \frac{J}{d_i M_i} \quad (3)$$

В новых обозначениях условие (2) можно переписать в следующем виде:

$$4\gamma^2 \sqrt{H_1^{ex} H_2^{ex}} \ll \frac{|\omega_1^2 - \omega_2^2|}{\sqrt{(B_1 B_2)}}$$

Таким образом для выполнения формулы (3) требуется малость обменного взаимодействия и отличие резонансных частот  $\omega_1$  и  $\omega_2$ .

Этот результат показывает, что при включении слабого ферромагнитного взаимодействия между двумя обменносвязанными слоями упорядоченными параллельно, резонансное поле уменьшается при фиксированной частоте, а при включении взаимодействия антиферромагнитного знака – увеличивается. Используя данный результат, можно попытаться объяснить некоторые особенности на температурных зависимостях резонансного поля системы Fe/Cr/Gd.

Смещение резонансного поля в высокие поля при уменьшении температуры для образцов с толщинами прослоек  $0 < t < 10 \text{ \AA}$  и в окрестности  $20 \text{ \AA}$  может свидетельствовать о наличии межслойного взаимодействия антиферромагнитного знака (рис.15). Поведение температурной зависимости резонансного поля для образцов с толщинами прослоек  $10 < t < 18 \text{ \AA}$ , заключающееся в смещении линии в низкие поля с уменьшением температуры можно связать с ферромагнитным знаком обменного взаимодействия между слоями Fe и Gd.

Смещение линии в малые поля в области низких температур для образцов с АФМ межслойным обменом связано с переходом структуры в скошенную фазу, что продемонстрировано более детальным расчетом в модели среднего поля, выполненным Дровосековым А.Б. В этой области температур проведенный качественный расчет перестает быть применимым.

Из экспериментальных данных, полученных для образца с толщиной прослойки Cr  $20 \text{ \AA}$  можно, используя формулу (2), оценить величину межслойного взаимодействия для этого образца. Смещение резонансного поля при включении взаимодействия есть

$$\frac{J}{dM}, \quad \text{отсюда оценим } J = 0.04 \text{ эрг/см}^2. \quad \text{Значение эффективного поля для образцов с}$$

толстыми прослойками, действующего на слой Fe за счет межслойного взаимодействия оказывается меньше, чем величина коэрцитивного поля (100 Гс). Этот результат объясняет отсутствие различий в кривых намагничивания для образцов с толстыми

прослойками хрома. Таким образом, используя ферромагнитный резонанс мы смогли наблюдать изменение знака межслойного взаимодействия в системе Fe/Cr/Gd при изменении толщины прослойки хрома.

**Выводы:**

1. В данной работе была исследована серия образцов Fe/Cr/Gd с различными толщинами прослоек хрома  $t=0-30\text{\AA}$  с помощью ферромагнитного резонанса в диапазоне температур 4-300К и частот 7-37ГГц.
2. Образцы с тонкими прослойками хрома ( $t<10\text{\AA}$ ) демонстрируют наличие антиферромагнитного межслойного взаимодействия, величина которого быстро уменьшается с увеличением толщины прослойки.
3. Данные ФМР для образцов с толщинами прослоек  $t>10\text{\AA}$  позволяют предположить наличие слабых осцилляций обменного взаимодействия, которые могут быть связаны с обменом РККИ посредством электронов проводимости.

В заключении хочу поблагодарить Алексея Борисовича Дровосекова за научное руководство, за помощь в освоении метода ФМР и полезные обсуждения. Также хочу выразить слова благодарности Наталии Михайловне Крейнес и Дмитрию Игоревичу Холину за обсуждение результатов экспериментов.

## **Литература.**

1. S.S.P. Parkin, N. More, K.P. Roche, Phys. Rev. Lett. 64, 2304 (1990).
2. J. Unguris, R.J. Celotta, D.T. Pierce, Phys. Rev. Lett. 67, 140 (1991).
3. M. Ruhrig, R. Schafer, A. Hubert, et al., Physica status solidi (a), 125 635 (1991).
4. R.E. Camley and R.L. Stamps, J. Phys: Condens. Matter 5, 3727 (1993).
5. N. Hosoi, H. Hashizume, N. Ishimatsu, J. Phys: Condens. Matter 14, 5289 (2002).
6. Y. Choi, D. Haskel, R.E. Camley, et al., Phys. Rev B 70, 134420 (2004).
7. K. Takanashi, H. Fujimori and H. Kurokawa, J. Magn. Magn. Mater. 126, 242 (1993).
8. K. Takanashi, H. Kurokawa and H. Fujimori, Appl. Phys. Lett. 63, 1585 (1993).
9. S.S.P. Parkin, Phys. Rev. Lett. 67, 3598 (1991).
10. B. Sanyal, C. Antoniak, T. Burkert, et al., Phys. Rev. Lett. 104, 156402 (2010).
11. C. Ward, G. Scheunert, W. R. Hendren, et al., Appl. Phys. Lett. 102, 092403 (2013).
12. S. Demirtas, I. Harward, R.E. Camley and Z. Celinski, arxiv:1002.4889 (2010).
13. A.V. Svalov, J.M. Barandiaran, V.O. Vas'kovskiy, et al., Chin. Phys. Lett. 18, 973 (2010).
14. M. Romera, M. Munoz, M. Maicas, et al., Phys. Rev B 84, 094456 (2011).