

НЕОДНОРОДНЫЕ МОДЫ ФЕРРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В СВЕРХРЕШЕТКАХ $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$ С БОЛЬШОЙ ВЕЛИЧИНОЙ БИКВАДРАТИЧНОГО ОБМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

А. Б. Дровосеков, О. В. Жотикова, Н. М. Крейнс*, В. Ф. Мещеряков^а, М. А. Милев^б,
Л. Н. Ромашев^б, В. В. Устинов^б, Д. И. Холин

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
117334, Москва, Россия

^а Московский институт радиотехники, электроники и автоматики
117464, Москва, Россия

^б Институт физики металлов
Уральского отделения Российской академии наук
620219, Екатеринбург, Россия

Поступила в редакцию 1 июля 1999 г.

В серии сверхрешеток $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$ при комнатной температуре экспериментально изучены кривые намагничивания и спектры ферромагнитного резонанса в магнитном поле, приложенном в плоскости образца. В резонансных спектрах, наряду с акустической, наблюдалось несколько дополнительных ветвей колебаний. В модели биквадратичного обмена с учетом магнитной анизотропии четвертого порядка проведен расчет резонансного спектра аналитически для бесконечного числа слоев в сверхрешетке и численно для конечного числа слоев, содержащихся в реальных образцах. Продемонстрирована возможность описания статических и резонансных свойств системы в рамках использованной модели.

PACS: 76.50.+g, 75.70.Cn, 75.60.Ej

1. ВВЕДЕНИЕ

Обменное взаимодействие между тонкими ферромагнитными слоями через неферромагнитную прослойку изучается достаточно давно (см., например, обзоры [1–4]). С момента обнаружения в таких структурах неколлинеарного (90-градусного) магнитного упорядочения [5, 6] энергию взаимодействия двух соседних ферромагнитных слоев, разделенных тонкой прослойкой, записывают обычно в виде двух слагаемых:

$$E = -J_1 \frac{(\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2)}{M_1 M_2} - J_2 \frac{(\mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2)^2}{(M_1 M_2)^2}, \quad (1)$$

где \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 — векторы намагниченностей взаимодействующих слоев, J_1 и J_2 — феноменологические константы. В зависимости от знака J_1 первое слагаемое, описывающее билинейный обмен, приводит к параллельному либо к антипараллельному упорядочению соседних магнитных слоев. Второе слагаемое, характеризующее биквадратичный

*E-mail: kreines@kapitza.ras.ru

обмен, при отрицательной величине J_2 делает предпочтительным 90-градусное упорядочение. Конкуренция этих двух вкладов в энергию может, вообще говоря, давать произвольный угол между намагниченностями соседних ферромагнитных слоев.

Биквадратичный обмен экспериментально наблюдался в целом ряде металлических многослойных систем. Значительное количество результатов, полученных с помощью керровской, вибро- и SQUID-магнитометрии, измерений магнитосопротивления, методами ферромагнитного резонанса (ФМР) и мандельштам-бриллюэновского рассеяния света, находят свое объяснение в рамках модели биквадратичного обмена (см. обзор [4]). В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением многослойных систем Fe/Cr, которые являются наиболее изучаемыми и величина биквадратичного обмена в которых достаточно велика.

Образцы, используемые для изучения межслойного обмена в таких многослойных магнитных структурах, можно условно разделить на два типа. Первый из них — это так называемые «сэндвичи», состоящие из двух слоев железа, разделенных прослойкой хрома. Большая часть экспериментов была проведена именно на них [4–7]. К преимуществам работы с сэндвичами можно отнести простоту интерпретации полученных для них экспериментальных данных. С другой стороны, магнитная анизотропия в плоскости пленки, как правило, сравнима в таких образцах с эффектами межслойного взаимодействия, так что в них осуществляется либо коллинеарное, либо 90-градусное упорядочение магнитных моментов железа.

Ко второму типу образцов можно отнести сверхрешетки, т. е. периодические структуры, состоящие из большого числа (реально до нескольких десятков) одинаковых слоев железа, разделенных прослойками хрома. Поскольку каждый слой железа взаимодействует одновременно с двумя своими соседями, эффекты межслойного обмена в такой структуре выражены значительно сильнее. Так, магнитное поле, необходимое для «схлопывания» магнитных моментов всех слоев в коллинеарную структуру, может превышать 10 кЭ [8–10] при величине поля анизотропии четвертого порядка в железе около 500 Э. В такой ситуации даже в отсутствие внешнего поля направление вектора намагниченности в каждом слое железа может не совпадать с осью легкого намагничивания («легкой» осью магнитной анизотропии), а определяться, в первую очередь, минимумом выражения (1). В результате в сверхрешетках наблюдается так называемая «скошенная» магнитная структура, когда магнитные моменты образуют две подрешетки с углом упорядочения отличным от 0° , 90° и 180° [9–13]. Однако большое количество слоев в сверхрешетках заметно усложняет интерпретацию экспериментальных данных как по намагниченности, так и по резонансным измерениям.

Порядок величины и осциллирующая зависимость от толщины неферромагнитной прослойки билинейного обмена J_1 хорошо описываются в рамках известной теории РККИ (см. обзор [2]). В то же время в вопросе о происхождении биквадратичного обмена J_2 до сих пор нет единого подхода. Ряд теорий рассматривают прослойку хрома в таких структурах как немагнитную. При этом механизмы, как связанные с электронной системой самого хрома, так и определяемые дефектами или шероховатостью границы раздела железа и хрома, дают величину J_2 значительно меньшую, чем наблюдается в экспериментах [14–17]. Модель, предложенная Слончевским [16], напротив, предполагает наличие у материала прослойки значительной обменной жесткости. Эта модель позволяет описать неколлинеарное упорядочение сверхрешеток, но предсказывает отличную от (1) форму взаимодействия слоев железа между собой. В пользу этой модели имеются определенные экспериментальные свидетельства [12]. Следует также упомя-

нуть работу [18], авторы которой указывают на необходимость возникновения в подобных многослойных системах своеобразной доменной структуры в случае существования на границе раздела железа и хрома достаточно больших атомно-гладких участков.

Таким образом, модель биквадратичного обмена, широко используемая в настоящее время при интерпретации экспериментальных результатов в системе Fe/Cr, не находит полного объяснения в рамках имеющихся микроскопических теорий. В связи с этим вновь встает вопрос о том, сколь точно эта модель позволяет описать свойства многослойных магнитных систем.

Систематическому изучению биквадратичного обмена в сэндвичах Fe/Cr/Fe сразу несколькими экспериментальными методами (магнитосопротивление, эффект Керра, ФМР, рассеяние света) был посвящен целый ряд работ, в том числе появившихся в последнее время (см. [7] и литературу в ней). Однако, как уже отмечалось, эффекты межслойного взаимодействия наблюдаются в сэндвичах на фоне сильной анизотропии в плоскости, что существенным образом изменяет картину магнитного упорядочения, даваемую формулой (1), приводит к скачкам и гистерезисам на экспериментальных зависимостях.

В данной работе были исследованы спектры ФМР и кривые намагничивания серии сверхрешеток $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$, в большей части которых наблюдалось скошенное магнитное упорядочение. Основной задачей работы было проверить, сколь хорошо работает модель биквадратичного обмена в ситуации, когда эффекты анизотропии вносят лишь относительно небольшие поправки к наблюдаемым явлениям. В частности, ставился вопрос о том, можно ли одновременно описать статические и резонансные свойства системы, используя одни и те же значения параметров J_1 и J_2 . В работах [9, 10] мы сообщали об обнаружении в спектре ФМР двух различных сверхрешеток оптической и нескольких дополнительных резонансных мод, соответствующих возбуждению в образце стоячих спиновых волн. Отметим, что ранее оптическая мода ФМР наблюдалась лишь в сэндвичах. Значительно большее количество образцов, исследовавшихся в данной работе, измерение и учет анизотропии четвертого порядка в аналитическом и численном анализе резонансных спектров и кривых намагничивания позволили нам провести существенно более детальное сравнение полученных экспериментальных данных с моделью биквадратичного обмена.

2. ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Исзуемые нами сверхрешетки $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$ были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке «Катунь С». В качестве подложек использовались пластины из монокристаллов MgO, вырезанные параллельно кристаллографической плоскости (100). В качестве буферного слоя напылялась пленка Cr толщиной около 100 Å. Образцы выращивались при температуре подложки 210–220°C. Контроль качества образцов, а также определение толщин слоев Fe и Cr проводились с помощью малоугловой рентгеновской дифракции и метода микрорентгеноспектрального анализа (описание методики см. в [19]). Кристаллографическая ось [001] пленок железа и хрома совпадала с нормалью к плоскости образца.

В данной работе исследовалось 7 образцов $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$. Здесь мы приводим список использовавшихся образцов с указанием толщины и общего количества слоев в структуре:

- 1 — $[\text{Fe}(21 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})]_{12}$ 5 — $[\text{Fe}(48 \text{ \AA})/\text{Cr}(7.6 \text{ \AA})]_{16}$
 2 — $[\text{Fe}(21 \text{ \AA})/\text{Cr}(14 \text{ \AA})]_{12}$ 6 — $[\text{Fe}(20 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})]_{20}$
 3 — $[\text{Fe}(21 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})]_{16}$ 7 — $[\text{Fe}(26 \text{ \AA})/\text{Cr}(9.2 \text{ \AA})]_{24}$
 4 — $[\text{Fe}(33 \text{ \AA})/\text{Cr}(7.7 \text{ \AA})]_{16}$

Нами использовались два экспериментальных метода исследования — ферромагнитный резонанс и измерение статической намагниченности. Исследования проводились при комнатной температуре. Кривые намагничивания измерялись на вибрационном магнитометре в магнитном поле от 0 до 17 кЭ. Ферромагнитный резонанс изучался в диапазоне частот от 9.5 до 37 ГГц в полях до 18 кЭ. Для наблюдения ФМР в указанном диапазоне частот использовался набор из шести цилиндрических резонаторов, в которых возбуждались моды H_{011} , H_{012} или H_{013} СВЧ-колебаний. Образец помещался на дно резонатора, при этом магнитная компонента высокочастотного поля располагалась в его плоскости. Постоянное магнитное поле прикладывалось также параллельно плоскости образца вдоль оси трудного намагничивания (трудной оси) [110] или легкой [100] оси магнитной анизотропии железа. Меняя положение образца, мы могли осуществлять как продольное, так и поперечное возбуждение резонанса.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 значками разной формы представлены результаты магнитостатических измерений для трех образцов: $[\text{Fe}(33 \text{ \AA})/\text{Cr}(7.7 \text{ \AA})]_{16}$, $[\text{Fe}(48 \text{ \AA})/\text{Cr}(7.6 \text{ \AA})]_{16}$ и $[\text{Fe}(21 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})]_{16}$. На графике показаны зависимости проекции M вектора намагниченности пленки на направление внешнего постоянного поля от напряженности поля H . Поле было направлено вдоль трудной оси намагничивания железа в плоскости образца (кристаллографическая ось [110]). Сплошные и штриховые кривые представляют результаты расчета, который будет обсуждаться ниже. Два из трех представленных образцов уже в нулевом поле имеют большой по величине магнитный момент M_0 , что говорит о существовании в них неколлинеарного магнитного упорядочения. Соответствующий угол между намагниченностями соседних слоев железа, $\theta_0 = 2 \arccos(M_0/M_S)$, для этих образцов указан на графиках (M_S — намагниченность насыщения). В третьем образце магнитный момент в отсутствие внешнего поля равен нулю, но нелинейный выход кривых намагничивания на насыщение указывает на наличие значительного по величине биквадратичного обмена во всех трех образцах. В серии из семи изученных нами многослойных пленок четыре имели ненулевую остаточную намагниченность.

При исследовании ферромагнитного резонанса, наряду с однородной акустической модой ФМР, во всех образцах было обнаружено также несколько неоднородных (см. [9, 10]). На рис. 2 представлена серия экспериментальных записей, полученных на различных частотах при продольном возбуждении резонанса для образца $[\text{Fe}(21 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})]_{12}$ в поле, приложенном вдоль трудной оси намагничивания железа. Кроме интенсивной линии поглощения, соответствующей акустической моде резонанса (она обозначена цифрой 1 на рисунке), видны более слабые и широкие линии, которые соответствуют возбуждению неоднородных колебаний намагниченности и отмечены на

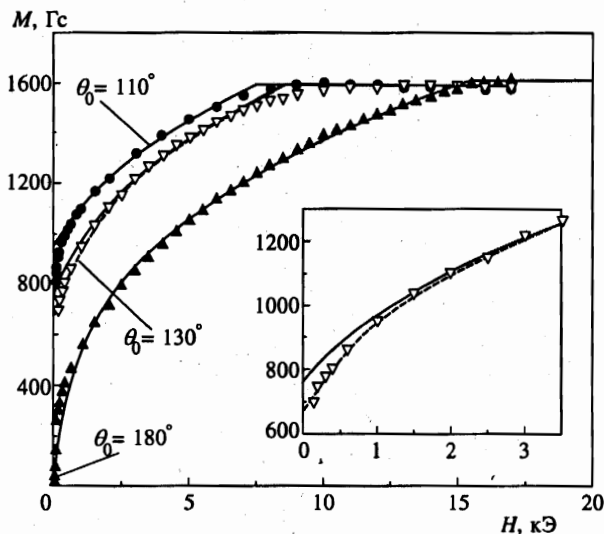


Рис. 1. Зависимость намагниченности от магнитного поля для трех образцов. Значки — экспериментальные данные: \bullet — $[\text{Fe}(33 \text{ \AA})/\text{Cr}(7.7 \text{ \AA})]_{16}$, ∇ — $[\text{Fe}(48 \text{ \AA})/\text{Cr}(7.6 \text{ \AA})]_{16}$, \blacktriangle — $[\text{Fe}(20 \text{ \AA})/\text{Cr}(10 \text{ \AA})]_{20}$. Сплошные линии — расчет по формулам (8), (9), штриховые — численный расчет. На вставке: $M(H)$ в малых полях для $[\text{Fe}(48 \text{ \AA})/\text{Cr}(7.6 \text{ \AA})]_{16}$ в увеличенном масштабе

рисунке стрелками (цифры 2 и 3 на нижней кривой). Узкая линия, обозначенная цифрой 4, относится к парамагнитному реперу, который служил для градуировки датчика Холла. Ширина линии для акустической моды ФМР составляла приблизительно 300 Э. Линии поглощения в сильных магнитных полях (справа от акустической моды) имели большую ширину (до 1000 Э), наблюдались не во всех образцах и возбуждались только при продольной накачке. Резонансы в слабом поле (левее акустической моды) были видны во всех исследованных сверхрешетках. Часть из них наблюдалась только при продольном, а часть — как при продольном, так и при поперечном возбуждении резонанса. Интенсивность линий, наблюдавшихся при поперечной накачке резонанса, уменьшилась в десятки раз при изменении накачки на продольную. Это хорошо видно на рис. 2 работы [9], где представлены примеры экспериментальных записей ФМР для одного из образцов при двух относительных ориентациях статического и СВЧ-полей. Зависимости частот экспериментально обнаруженных мод ФМР от внешнего магнитного поля, приложенного как вдоль легкой, так и вдоль трудной осей образца, для нескольких сверхрешеток изображены на рис. 4, 5 и 8 в виде точек. Анизотропия положения линий поглощения, т. е. изменение их положения при повороте статического магнитного поля на 45° в плоскости образца, достигала, как это видно из графиков, 1 кЭ.

4. АНАЛИТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ СТАТИЧЕСКОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ И СПЕКТРА ФМР СВЕРХРЕШЕТКИ

Для описания экспериментальных результатов мы провели в рамках модели биквадратичного обмена аналитический расчет кривых намагничивания и спектра ФМР

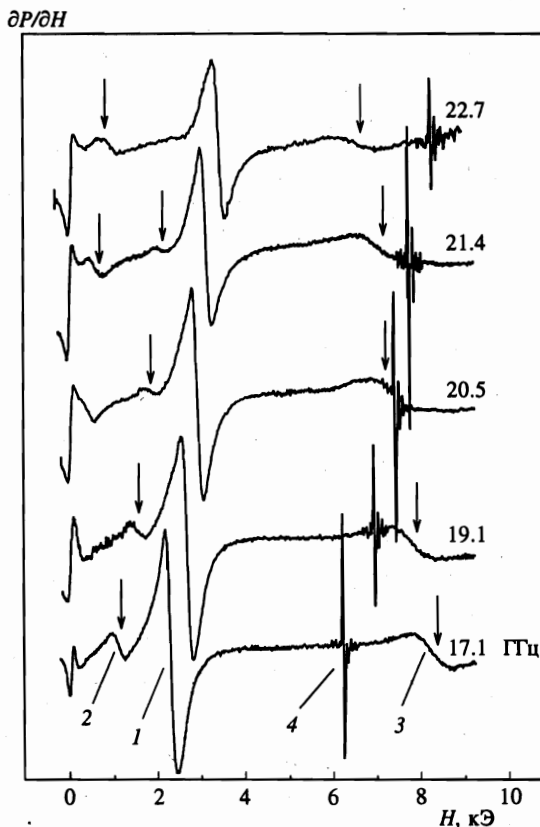


Рис. 2. Зависимость производной от поглощения СВЧ-мощности для разных частот возбуждения при продольной накачке для образца [Fe(21 Å)/Cr(10 Å)]₁₂ от магнитного поля H

сверхрешетки с учетом кубической анизотропии четвертого порядка в случае, когда внешнее магнитное поле H лежит в плоскости пленки. Аналогичный расчет без учета кубической анизотропии был проделан нами в работе [9]. При расчете предполагалось, что намагниченность каждого слоя железа однородна по объему слоя, равна M_S независимо от внешнего поля и магнитный момент каждого слоя прецессирует как целое. При этих предположениях магнитную часть энергии многослойной структуры в расчете на единицу площади пленки можно записать следующим образом:

$$E = -d \sum_{j=1}^n (HM_j) - \frac{J_1}{M_S^2} \sum_{j=1}^{n-1} (M_j M_{j+1}) - \frac{J_2}{M_S^4} \sum_{j=1}^{n-1} (M_j M_{j+1})^2 + d \frac{N_{zz}}{2} \sum_{j=1}^n (M_j z)^2 - d \frac{K_u}{M_S^2} \sum_{j=1}^n (M_j z)^2 - d \frac{K_1}{2M_S^4} \sum_{j=1}^n [(M_j x)^4 + (M_j y)^4 + (M_j z)^4], \quad (2)$$

где M_j — намагниченность j -го слоя железа, d — толщина каждого слоя железа, N_{zz} — размагничивающий фактор (в нашем случае 4π), K_u описывает одноосную анизотропию, а K_1 — анизотропию четвертого порядка с легкими осями x , y , z , причем ось z

совпадает с нормалью к плоскости пленки. В дальнейшем для удобства введен эффективный коэффициент поверхностной анизотропии

$$K_{eff} = N_{zz} - 2K_u/M_S^2, \quad (3)$$

а также эффективное поле анизотропии четвертого порядка:

$$H_a = 2K_1/M_S. \quad (4)$$

Для упрощения расчетов все дальнейшее рассмотрение проводится в пределе бесконечной сверхрешетки. Поскольку внешнее магнитное поле прикладывается в плоскости образца, а поле размагничивания для наших образцов существенно превышает поля анизотропии, намагниченности всех слоев железа в равновесии также расположены в плоскости пленки и $(M_j z) = 0$. В этом случае выражение для энергии можно записать в виде

$$E = -dHM_S \sum_j \cos \varphi_j - J_1 \sum_j \cos(\varphi_j - \varphi_{j+1}) - J_2 \sum_j \cos^2(\varphi_j - \varphi_{j+1}) - \frac{1}{16} dH_a M_S \sum_j \cos 4(\varphi_j + \psi), \quad (5)$$

где ψ — угол между легкой осью x и внешним полем H , а φ_j — угол между вектором H и намагниченностью j -го ферромагнитного слоя M_j . Равновесные значения углов φ_j находятся, как обычно, из условия минимума энергии

$$\partial E / \partial \varphi_j = 0. \quad (6)$$

Мы будем рассматривать два наиболее симметричных случая, когда внешнее магнитное поле приложено вдоль легкой ($\psi = 0$) или трудной ($\psi = \pi/4$) осей анизотропии железа (рис. 3). Легко показать, что условия (6) в достаточно широком диапазоне магнитных полей (этот диапазон будет определен ниже) приводят к двухподрешеточному упорядочению магнитных моментов ферромагнитных слоев с симметричным относительно внешнего магнитного поля расположением намагниченностей подрешеток. В этом случае аналитический расчет кривых намагничивания и резонансного спектра структуры можно довести до конца. Выражения для углов φ_j выглядят при этом следующим образом:

$$\varphi_j = (-1)^j \varphi, \quad \text{где } \varphi = \arccos(M/M_S). \quad (7)$$

Мы будем рассматривать лишь интересующий нас случай $J_2 < 0$. Тогда с учетом (7) уравнения (6) приводят к следующим двум решениям:

$$H = \left(-\frac{4J_1 - 8J_2}{dM_S^2} \pm \frac{H_a}{M_S} \right) M + \left(-\frac{16J_2}{dM_S^4} \mp 2\frac{H_a}{M_S^3} \right) M^3, \quad (8)$$

$$M = M_S. \quad (9)$$

Здесь и далее верхние знаки соответствуют углу $\psi = 0$, нижние — $\psi = \pi/4$. Зависимость $M(H)$, задаваемая неявно уравнением (8), соответствует случаю отличного от нуля угла между намагниченностями подрешеток. Решение (9) соответствует состоянию насыщения, когда намагниченности всех слоев ориентированы вдоль магнитного

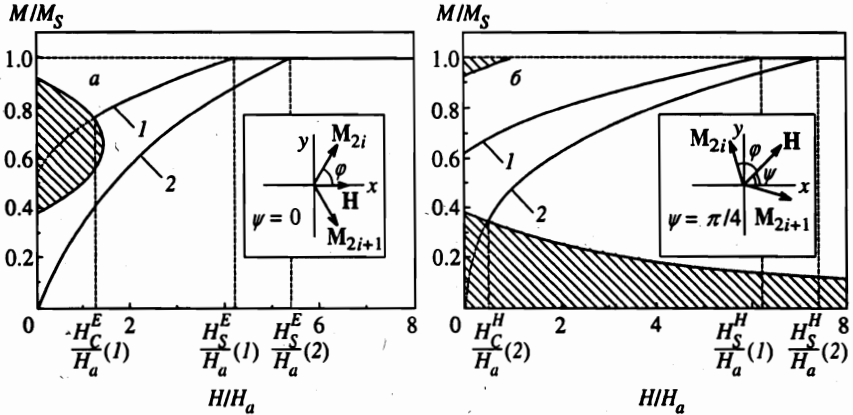


Рис. 3. Зависимости $M(H)$, рассчитанные по формулам (8), (9), для двух направлений внешнего магнитного поля (a — вдоль легкой, b — вдоль трудной оси намагничивания в плоскости образца) при различных значениях обменных констант: 1 — $J_1/(dM_S H_a) = -0.3$, $J_2/(dM_S H_a) = -0.5$, 2 — $J_1/(dM_S H_a) = -1.0$, $J_2/(dM_S H_a) = -0.3$. Заштрихованные участки соответствуют области неустойчивости найденных решений. На вставках схематически показано направление магнитных моментов слоев железа относительно легкой и трудной осей намагничивания для этих решений

поля ($\varphi = 0$). Области магнитных полей, в которых найденные решения обеспечивают минимум энергии системы, можно найти из условия положительной определенности второго дифференциала:

$$\Delta^2 E = \sum_{i,j} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi_i \partial \varphi_j} \Delta \varphi_i \Delta \varphi_j > 0 \quad \text{для произвольных } \Delta \varphi_i, \Delta \varphi_j. \quad (10)$$

Можно показать, что для рассматриваемой двухподрешеточной конфигурации магнитных моментов (7) условие (10) эквивалентно совместному выполнению двух неравенств:

$$(H \cos \varphi \pm H_a \cos 4\varphi) + 4 \left(\frac{J_1}{dM_S} \cos 2\varphi + \frac{2J_2}{dM_S} \cos 4\varphi \right) > 0, \quad (11)$$

$$H \cos \varphi \pm H_a \cos 4\varphi > 0. \quad (12)$$

Рассмотрим сначала, к каким ограничениям приводит условие (11). Для ненасыщенной фазы, даваемой выражением (8), условие (11) сводится к следующему:

$$\frac{\partial H}{\partial M} = \left(-\frac{4J_1 - 8J_2}{dM_S^2} \pm \frac{H_a}{M_S} \right) + 3 \left(-\frac{16J_2}{dM_S^4} \mp 2\frac{H_a}{M_S^3} \right) M^2 > 0. \quad (13)$$

Оно устанавливает достаточно очевидный факт устойчивости лишь тех ветвей функции $M(H)$, для которых намагниченность растет с увеличением поля. Для решения (9), соответствующего состоянию насыщения, неравенство (11) приводит к условию

$$H > H_S^{E,H} = -(4J_1 + 8J_2)/dM_S \mp H_a. \quad (14)$$

Это условие означает, что состояние насыщения, когда магнитные моменты всех слоев железа направлены вдоль поля, является устойчивым в полях выше поля насыщения $H_S^{E,H}$, в котором кривая (8) пересекает кривую (9) (H_S^E соответствует полю, направленному вдоль легкой оси, H_S^H — вдоль трудной оси).

Заметим, что в интересующем нас случае достаточно большого отрицательного биквадратичного обмена (точнее при условии $-J_2 > dH_a M_S/8$) неравенство (13) всегда выполняется, и выражение (11) сводится к простому утверждению, что коллинеарное упорядочение всех магнитных моментов вдоль внешнего поля устойчиво в поле выше поля насыщения $H_S^{E,H}$.

Теперь обратимся к неравенству (12). Нетрудно заметить, что оно в координатах $H/H_a, M/M_S$ определяет области, внутри которых двухподрешеточное симметричное упорядочение является заведомо неустойчивым (заштрихованные участки на рис. 3). Точки пересечения кривых намагничивания, вычисленных по формулам (8), (9), с границами этих областей определяют поля H_C^E и H_C^H соответственно для легкого и трудного направлений, ниже которых полученные формулы для кривых намагничивания и спектров (см. ниже) неприменимы.

Отметим, что в случае полей насыщения, значительно больших поля анизотропии, что соответствует нашей экспериментальной ситуации, в широком диапазоне полей, $H_C^{E,H} < H < H_S^{E,H}$, реализуется зависимость (8), а в полях $H > H_S^{E,H}$ устойчиво решение (9) $M = M_S$.

Для расчета спектра колебаний рассматриваемой системы используются уравнения Ландау—Лифшица без диссипативного члена:

$$\gamma^{-1} (\partial \mathbf{M}_j / \partial t) = - [\mathbf{M}_j \mathbf{H}_j^{eff}], \quad (15)$$

где H_j^{eff} находится дифференцированием энергии (2) по M_j :

$$\mathbf{H}_j^{eff} = - (\partial E / \partial \mathbf{M}_j) d^{-1}. \quad (16)$$

Для решения уравнений (15), (16) входящая в них намагниченность M_j записывается в виде суммы статической намагниченности $M_j^{(0)}$ и малой добавки в виде волны, распространяющейся вдоль нормали к плоскости пленки:

$$\mathbf{M}_j = \mathbf{M}_j^{(0)} + \mathbf{m}_j \exp\{-i(\omega t - j q)\}. \quad (17)$$

Величина q представляет собой произведение волнового вектора на период сверхрешетки. Ее можно рассматривать также как разность фаз прецессии намагниченностей соседних слоев железа. При этом $q = 0$ соответствует акустической моде колебаний, $q = \pi$ соответствует оптической моде.

После подстановки (17) в (15), (16) и линеаризации получающихся при этом уравнений по \mathbf{m}_j условие нетривиальности решения позволяет найти частоты $\omega_q(H)$ в зависимости от величины q и магнитного поля H :

$$\frac{\omega_q^2}{\gamma^2} = \left[(A + B M^2) \cos^2 \frac{q}{2} + K_{eff} + \frac{3H_a}{4M_S} \pm \frac{H_a}{4M_S^3} (M_S^2 - 4M^2) \right] \times \\ \times \left[(A + B M^2) M^2 \cos^2 \frac{q}{2} + (A + 3B M^2) (M_S^2 - M^2) \sin^2 \frac{q}{2} \pm \right]$$

$$\pm \frac{H_a}{M_S^3} (M_S^2 - M^2) (M_S^2 - 6M^2) \Big] \text{ при } H_C^{E,H} < H < H_S^{E,H}, \quad (18)$$

$$\frac{\omega_q^2}{\gamma^2} = \left[H - H_S \sin^2 \frac{q}{2} + K_{eff} M_S + \frac{3H_a}{4} \pm H_a \left(\cos^2 \frac{q}{2} - \frac{3}{4} \right) \right] \times \\ \times \left(H - H_S \sin^2 \frac{q}{2} \pm H_a \cos^2 \frac{q}{2} \right) \text{ при } H > H_S^{E,H}, \quad (19)$$

где введены обозначения:

$$A = -\frac{4J_1 - 8J_2}{dM_S^2}, \quad B = -\frac{16J_2}{dM_S^4}. \quad (20)$$

При $H_a = 0$ формулы (8), (9) для статической намагниченности и (18), (19) для частот ФМР совпадают с соответствующими выражениями из работы [9], а при $H = 0$ — с выражениями из работы [20]. Подчеркнем еще раз, что полученные формулы справедливы в полях больших H_C , когда осуществляется двухподрешеточное упорядочение магнитных моментов с симметричным расположением намагниченностей подрешеток относительно магнитного поля.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

5.1. Сравнение с аналитическим расчетом

Сравнение проведенных расчетов с экспериментальными данными осуществлялось следующим образом. Кривые намагничивания, измеренные на вибромагнитометре в магнитном поле, направленном вдоль трудной оси анизотропии в плоскости образца, аппроксимировались формулами (8), (9). Получаемые при этом значения констант J_1 , J_2 и M_S использовались при вычислении спектров ФМР. Величины H_a и K_{eff} подбирались так, чтобы наилучшим образом описывать акустическую ветвь резонанса, измеренную вдоль легкой и трудной осей намагничивания. Описанная процедура была проделана для всех образцов. На рис. 1 вместе с экспериментальными данными представлены расчетные кривые намагничивания для трех образцов (сплошные линии). Теоретические кривые демонстрируют вполне приемлемое согласие с экспериментом. Отсутствие на экспериментальных зависимостях $M(H)$ видимого излома, имеющегося в поле H_S на расчетных кривых, может быть объяснено неоднородностью толщин слоев железа и хрома, приводящей к размытию особенности.

Результаты расчета по формулам (18), (19) спектра ФМР для одного из образцов, представленных на рис. 1 ($[\text{Fe}(48\text{\AA})/\text{Cr}(7.6\text{\AA})]_{16}$), при двух ориентациях внешнего магнитного поля (вдоль трудной и вдоль легкой осей анизотропии) показаны на рис. 4 сплошными линиями. Как уже было отмечено, для расчета этих спектров были использованы те же параметры, что и для кривой намагничивания на рис. 1. Определенных пояснений требует выбор величин q , которые мы использовали при построении изображенного на графиках семейства кривых. Для бегущей волны в бесконечной сверхрешетке величина q может принимать произвольное значение от $-\pi$ до π , но в конечной структуре колебания намагниченности должны характеризоваться дискретным набором волновых векторов. Мы приводим на графиках моды колебаний, соответствующие значениям q от 0 до π с шагом $\pi/(N-1)$, где N — количество слоев железа в сверхрешетке. Количество мод ФМР получается при этом равным числу магнитных моментов в образце, что совпадает с количеством собственных колебаний рассматриваемой структуры.

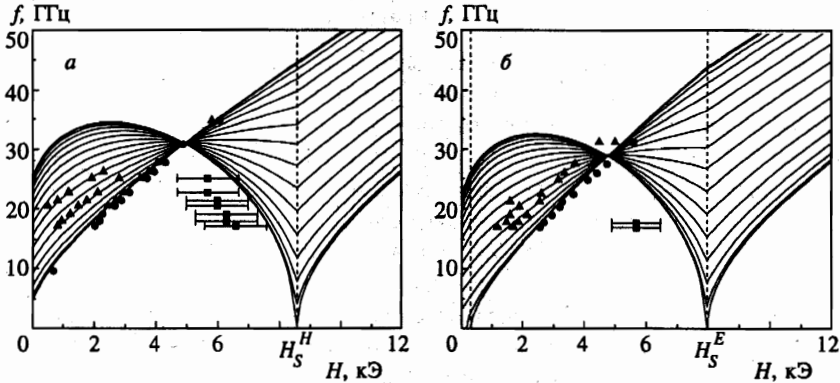


Рис. 4. Спектры ФМР вдоль трудной (а) и легкой (б) осей намагничивания для образца $[\text{Fe}(48 \text{ \AA})/\text{Cr}(7.6 \text{ \AA})]_{16}$. Точки — экспериментальные данные, линии — расчет по формулам (21), (22) со следующими параметрами: $J_1 = -0.58 \text{ эрг/см}^2$, $J_2 = -0.50 \text{ эрг/см}^2$, $M_S = 1590 \text{ Гс}$, $K_{\text{eff}} = 12$, $H_a = 300 \text{ Э}$

Как будет видно из дальнейшего численного расчета, определение величин q с большей точностью на основе модельных граничных условий на поверхности не имеет особого смысла в силу нарушения самого двухподрешеточного упорядочения магнитных моментов конечной системы в магнитном поле.

Сравнивая теоретические кривые с экспериментально полученными спектрами ФМР, отметим, прежде всего, что во всех образцах количество экспериментально наблюдаемых ветвей резонанса было меньше, чем количество слоев железа в структуре. В том, что мы не смогли обнаружить все возможные моды колебаний, нет, однако, ничего удивительного, поскольку все моды, кроме оптической и акустической, могут возбуждаться лишь благодаря конечному количеству слоев железа в структуре или небольшой неоднородности в их толщине. Как продольное, так и поперечное возбуждения резонанса однородным СВЧ-полем должны быть при этом малоэффективными.

Для акустической моды колебаний во всех образцах удалось добиться хорошего совпадения теоретического расчета с экспериментом (точки на графиках) при обеих ориентациях внешнего магнитного поля. Для оптической моды (черные квадраты) в ряде образцов (хотя и не во всех) отличие экспериментальных данных от предсказания теории существенно превышало наблюдаемую ширину линии поглощения, представленную на графике в виде «экспериментальной ошибки» (рис. 4). Вопрос о сравнении с теорией нескольких промежуточных мод резонанса, лежащих выше акустической (треугольники на графике), осложняется тем, что соответствующие им значения q неизвестны. Критерием согласия с расчетом для них может служить совпадение угла наклона экспериментальной зависимости $f(H)$ с наклоном ближайших к ним теоретических кривых. Соответствующий анализ имеющихся данных показал, что эти моды колебаний в большинстве случаев демонстрируют близкую к теоретической зависимость от магнитного поля как вдоль трудной, так и вдоль легкой осей (см. рис. 4), хотя для некоторых образцов отклонение было довольно существенным. Таким образом, предложенная теория, хотя и демонстрирует качественное согласие с экспериментом, но не всегда позволяет количественно описать резонансные свойства наших образцов.

5.2. Численный расчет. Сравнение с экспериментом

Для того чтобы приблизить используемую модель к реальной экспериментальной ситуации, мы провели численный расчет спектра собственных колебаний магнитной сверхрешетки, состоящей из конечного числа слоев железа. Магнитная часть энергии системы, как и при аналитических вычислениях, записывалась в виде (2), где суммы брались по конечному количеству слоев, содержащихся в реальном образце. Далее эта энергия численно минимизировалась по всем углам φ_j между вектором магнитного момента j -го слоя железа и магнитным полем. Такой подход существенно отличается от рассмотренной двухподрешеточной модели. Отсутствие у самого верхнего и самого нижнего слоев железа одного из соседей приводит к тому, что под действием внешнего поля магнитные моменты этих слоев скашиваются сильнее других и двухподрешеточное магнитное упорядочение заменяется более сложным.

Обсудим результаты численного расчета более подробно на примере уже рассмотренного выше образца $[\text{Fe}(48 \text{ \AA})/\text{Cr}(7.6 \text{ \AA})]_{16}$. На рис. 1 штрихом нанесена кривая намагничивания для этого образца, рассчитанная с учетом реально содержащегося в нем числа слоев железа ($n = 16$). Ее отличие от кривой, полученной в пределе бесконечного числа слоев, незначительно и заметно лишь в полях, меньших 3 кЭ. При этом магнитная структура образца отличается от двухподрешеточной весьма существенно. На рис. 5 представлена зависимость от внешнего поля равновесных значений углов φ_j между вектором намагниченности j -го слоя железа и внешним магнитным полем, приложенным вдоль трудной оси намагничивания. Видно, что для внешних (в данном случае 1-го и 16-го) слоев эти углы существенно отличаются от остальных. При этом углы φ_j для внутренних слоев железа тоже заметно различаются между собой. Тем не менее «схлопывание» всех магнитных моментов в ферромагнитную фазу происходит одновременно, и излом на кривой намагничивания в поле H_S сохраняется. В достаточно больших полях результат расчета не зависел от направления изменения поля и предыстории образца, в то время как в более слабых полях (в зависимости от выбранных значениях параметров J_1 , J_2 и H_a) возникали гистерезисы. Заметим, однако, что все наблюдавшиеся нами в эксперименте линии поглощения находились в полях, где результаты расчета были однозначны, так что вопрос предыстории снимался сам собой.

На рисунке 6 сплошными кривыми представлены результаты численного расчета спектра ФМР для рассматриваемого образца $[\text{Fe}(48 \text{ \AA})/\text{Cr}(7.6 \text{ \AA})]_{16}$. Значения констант J_1 , J_2 и M_S для этого расчета брались из кривой намагничивания. Прежде всего отме-

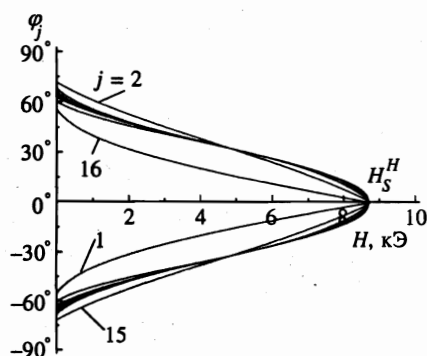


Рис. 5. Зависимость от поля расчетных равновесных значений углов φ_j между вектором намагниченности j -го слоя железа и внешним полем, приложенным вдоль трудной оси намагничивания для образца $[\text{Fe}(48 \text{ \AA})/\text{Cr}(7.6 \text{ \AA})]_{16}$. Цифры указывают номер слоя для некоторых кривых

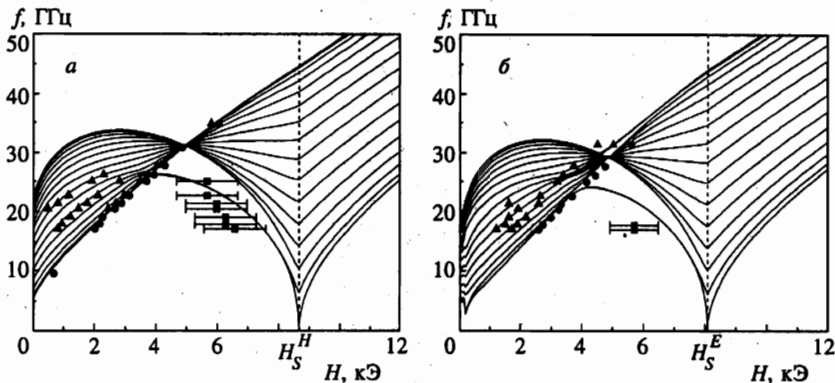


Рис. 6. Спектры ФМР в поле, направленном вдоль трудной (а) и легкой (б) осей намагничивания, для образца $[\text{Fe}(48\text{\AA})/\text{Cr}(7.6\text{\AA})]_{16}$. Точки — экспериментальные данные, линии — численный расчет со следующими значениями параметров: $J_1 = -0.67$ эрг/см², $J_2 = -0.47$ эрг/см², $M_S = 1590$ Гс, $K_{\text{eff}} = 12$, $H_a = 300$ Э

тим качественное сходство этих кривых с результатами аналитического расчета (рис. 4). Имеются, однако, и существенные различия. Первое из них состоит в том, что убывающий участок оптической моды колебаний (самая нижняя кривая на графиках в полях от 4 до 8 кЭ) становится дважды вырожденным и заметно отделяется от более высоколежащих линий резонанса. Промежуточные резонансные моды, лежащие между оптической и акустической ветвями ФМР, также заметно искажаются по сравнению со случаем бесконечной сверхрешетки, зато теперь их положение определяется однозначно без каких-либо свободных констант q . Анализ формы колебаний показывает, что в отличие от бесконечной сверхрешетки в конечной структуре не только оптическая и акустическая, но и остальные моды колебаний приводят к колебаниям вектора суммарной намагниченности образца, что позволяет возбуждать эти промежуточные моды однородным СВЧ-полем.

Проведенный численный расчет позволил улучшить согласие теоретических кривых с экспериментом для рассматриваемого образца, за счет того что отщепившаяся от остальных низколежащая мода колебаний, возникающая в этом расчете, расположена ближе к наблюдаемой в области сильных полей «оптической» ветви резонанса. Приходится, однако, отметить, что по-прежнему наблюдается систематическое отклонение расчетных кривых от экспериментальных точек, особенно в области сильных полей. Добавим также, что, несмотря на отсутствие в численном расчете неопределенности, связанной с выбором величины q , при сравнении его результатов с экспериментом могут возникать сложности в сопоставлении наблюдаемых резонансных линий с конкретными модами расчетного спектра.

Анализ результатов, полученных для исследованной серии образцов, позволяет сделать вывод, что, используя одни и те же значения констант в записи энергии, не всегда удастся получить удовлетворительное описание одновременно кривых намагничивания и спектров ФМР. При этом встает вопрос, сколь хорошо можно описать экспериментальные спектры, если подбирать магнитные константы, исходя только из результатов резонансных измерений, и насколько при этом ухудшится согласие расчетной кривой намагничивания с измеренной. Ниже мы приводим результаты такого сопоставления

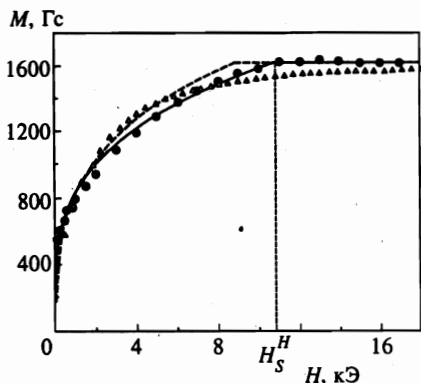


Рис. 7. Зависимость намагниченности образца $[\text{Fe}(21\text{ \AA})/\text{Cr}(10\text{ \AA})]_{12}$ от поля. Черные точки — эксперимент; сплошная линия — численный расчет в модели биквадратичного обмена с параметрами, извлеченными из кривой намагничивания, штриховая — тот же расчет с параметрами, наилучшим образом описывающими экспериментальный спектр (см. рис. 8). Треугольники соответствуют расчету в модели Слончевского

для образца $[\text{Fe}(21\text{ \AA})/\text{Cr}(10\text{ \AA})]_{12}$, в котором расхождение между экспериментальным спектром и спектром, рассчитанным на основе кривой намагничивания, было наибольшим.

На рисунке 7 темными точками представлена экспериментальная кривая намагничивания для этого образца, сплошной линией — расчетная кривая, наилучшим образом описывающая экспериментальные данные по намагниченности, штрихом — расчетная кривая, параметры для вычисления которой извлекались из спектра ФМР (зависимость, представленная треугольниками, будет обсуждаться ниже). Соответствующие этим расчетным кривым намагничивания спектры изображены вместе с экспериментальными данными на рис. 8.

Образец $[\text{Fe}(21\text{ \AA})/\text{Cr}(10\text{ \AA})]_{12}$ был единственным, в котором нам удалось обнаружить более одной линии резонанса в области сильных полей (справа от акустической ветви). Видно, что при значениях параметров, полученных из экспериментальной кривой намагничивания (см. подпись к рис. 8), эти нисходящие ветви резонанса лежат заметно ниже расчета (рис. 8(a1, b1)). Однако можно добиться практически идеального совпадения расчета с экспериментом для всех наблюдаемых резонансных мод при обеих ориентациях магнитного поля, должным образом изменив параметры J_1 и J_2 (рис. 8(a2, b2)). Получающаяся при этих новых значениях параметров кривая намагничивания (рис. 7) отклоняется от экспериментальных точек не более чем на 10%, что превышает, однако, погрешность эксперимента. Отметим, что различие значений параметров J_1 и J_2 , полученных из кривых намагничивания и независимо из резонансных спектров, не превышало для наших образцов 10–20%.

Здесь следует, по-видимому, провести некоторое сравнение абсолютных величин констант J_1 и J_2 , полученных в наших экспериментах, с результатами других авторов. Значения константы билинейного обмена для наших образцов лежат вблизи максимума зависимости J_1 от толщины прослойки и демонстрируют достаточно хорошее согласие с имеющимися литературными данными [2, 4, 7]. То же самое можно сказать и о полученных нами величинах J_2 [2, 4], хотя разброс имеющихся в литературе величин биквадратичного обмена для одних и тех же толщин хромовой прослойки достаточно велик (см., например, [7]).

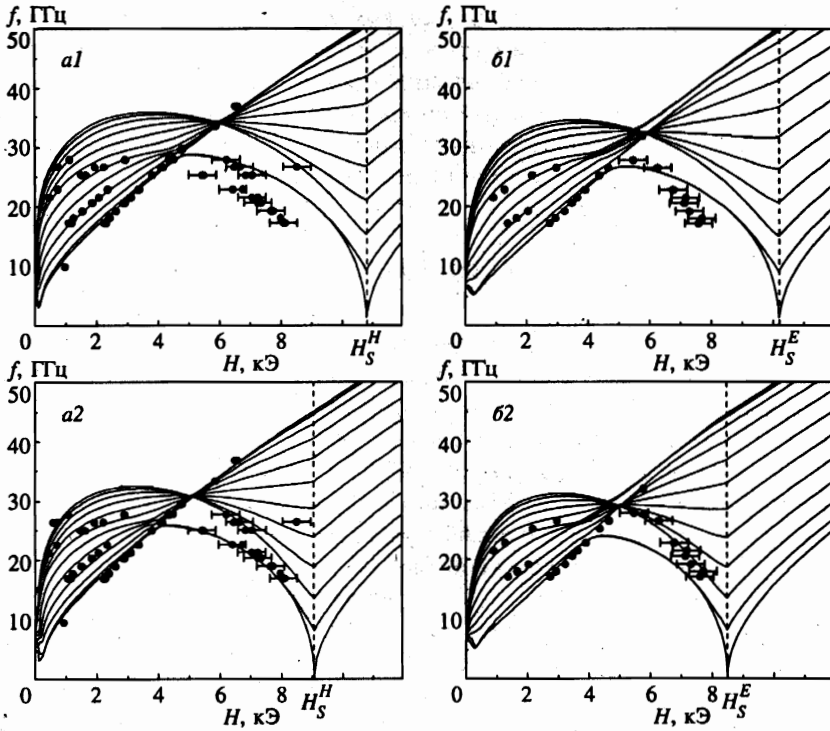


Рис. 8. Спектры ФМР в поле, направленном вдоль трудной (*a1*, *a2*) и легкой (*b1*, *b2*) осей намагничивания для образца $[\text{Fe}(21\text{\AA})/\text{Cr}(10\text{\AA})]_{12}$. Точки — эксперимент, линии — численный расчет. Для графиков *a1* и *b1* параметры извлекались из кривой намагничивания ($J_1 = -0.42$ эрг/см², $J_2 = -0.24$ эрг/см², $M_S = 1620$ Гс, $K_{eff} = 11$, $H_a = 300$ Э), для графиков *a2* и *b2* параметры подбирались так, чтобы наилучшим образом описать экспериментальный спектр ($J_1 = -0.38$ эрг/см², $J_2 = -0.19$ эрг/см², $M_S = 1620$ Гс, $K_{eff} = 11$, $H_a = 300$ Э)

5.3. Сравнение с моделью Слончевского

Как уже говорилось во Введении, для объяснения неколлинеарной магнитной структуры в сверхрешетках с прослойками из Cr и Mn модель «магнитной близости» (proximity magnetism), предложенная Слончевским [16], предсказывает отличный от биквадратичного обмена вид энергии взаимодействия соседних слоев железа в структуре:

$$E = C_+(\theta) + C_-(\theta - \pi)^2. \tag{21}$$

Здесь θ — угол между намагниченностями соседних ферромагнитных слоев, C_+ и C_- — феноменологические константы. На рисунке 7 светлыми треугольниками представлена кривая намагничивания, полученная в этой модели для образца $[\text{Fe}(21\text{\AA})/\text{Cr}(10\text{\AA})]_{12}$. Константы C_+ и C_- подбирались такими, чтобы минимизировать сумму квадратов отклонений расчетной кривой от экспериментальных точек. На графике хорошо видно, что достигнутое согласие для кривой, полученной в модели Слончевского, гораздо хуже, чем в случае модели биквадратичного обмена.

В работе [21] был рассчитан спектр спиновых волн для сэндвича в модели «магнитной близости». Полученная зависимость частоты от магнитного поля для оптической моды кардинально отличается от наблюдаемой нами в сильном поле зависимости $f(H)$. Таким образом, можно утверждать, что по крайней мере в наших образцах при комнатной температуре модель биквадратичного обмена соответствует эксперименту значительно лучше, чем модель «магнитной близости» Слончевского.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кратко перечислим основные результаты, полученные в данной работе.

В серии сверхрешеток $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$ с неколлинеарным типом магнитного упорядочения при комнатной температуре измерены кривые намагничивания и спектры ферромагнитного резонанса в магнитном поле, параллельном плоскости образца. В спектрах ФМР, наряду с однородной модой колебаний (акустической ветвью), экспериментально наблюдались неоднородные моды резонанса.

В рамках модели биквадратичного обмена проведен расчет кривых намагничивания и спектров спиновых волн бесконечной сверхрешетки с учетом магнитной анизотропии четвертого порядка. Показано, что в конфигурации, когда внешнее магнитное поле направлено вдоль легкой или трудной осей анизотропии в плоскости образца, устойчивым в широком диапазоне полей является симметричное относительно направления внешнего поля двухподрешеточное упорядочение магнитных моментов железа. В этом случае получены аналитические выражения для кривых намагничивания и спектров колебаний системы, которые демонстрируют хорошее качественное согласие с экспериментальными данными.

Проведен численный расчет кривых намагничивания и спектров колебаний сверхрешеток, состоящих из конечного числа слоев железа, содержащихся в реальных образцах. Этот расчет позволил улучшить совпадение теоретических кривых с экспериментальными результатами.

В большинстве случаев значения констант J_1 и J_2 , полученные из экспериментальных кривых намагничивания, позволили достаточно хорошо описать также и резонансные свойства сверхрешеток. Различие обменных констант, извлеченных из кривых намагничивания и независимым образом из спектров ФМР для одного и того же образца, не превышало 10–20%.

Было показано, что кривые намагничивания, рассчитанные в рамках модели биквадратичного обмена, демонстрируют для наших образцов существенно лучшее согласие с экспериментом, чем полученные на основе модели «магнитной близости» Слончевского [16].

В заключение следует сказать, что модель, использованная в данной работе, является весьма упрощенной. Она не учитывает, например, того факта, что граница раздела железа и хрома не является резкой, а представляет собой область сплава толщиной в несколько атомных слоев [22, 23]. Приближенным является также рассмотрение намагниченности железа в каждом слое как единого вектора, прецессирующего как целое (см., например, [2]). Однако, несмотря на свою простоту, эта модель позволила достаточно хорошо описать основные статические и резонансные свойства магнитных сверхрешеток $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$ и добиться даже определенного количественного согласия с экспериментом.

Авторы выражают искреннюю благодарность Н. Г. Бебенину за полезные дискуссии. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 98-02-16797 и 98-02-17517) и INTAS (грант №96-0531).

Литература

1. P. E. Wigen and Z. Zang, *Brazilian J. of Physics* **22**, 267 (1992).
2. B. Heinrich and J. Cochran, *Adv. Phys.* **42**, 523 (1993).
3. A. Fert, P. Grunberg, A. Barthelemy et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **140-144**, 1 (1995).
4. S. O. Demokritov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31**, 925 (1998).
5. M. Ruhrig, R. Schafer, A. Hubert et al., *Phys. Stat. Sol. A* **125**, 635 (1991).
6. B. Heinrich, J. F. Cochran, M. Kovalevski et al., *Phys. Rev. B* **44**, 9348 (1991).
7. S. M. Rezende, C. Chesman, M. A. Lucena et al., *J. Appl. Phys.* **84**, 958 (1998).
8. В. В. Устинов, Л. Н. Ромашев, В. И. Минин и др., *ФММ* **80** (2), 71 (1995).
9. А. Б. Дровосеков, Н. М. Крейнс, Д. И. Холин и др., *Письма в ЖЭТФ* **67**, 690 (1998).
10. A. B. Drovosekov, D. I. Kholin, A. N. Kolmogorov et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **198-199**, 455 (1999).
11. V. V. Ustinov, N. G. Bebenin, L. N. Romashev et al., *Rhys. Rev. B* **54**, 15958 (1996-II).
12. A. Schreyer, J. F. Anker, Th. Zeidler et al., *Phys. Rev. B* **52**, 16066 (1995).
13. N. M. Kreines, A. N. Kolmogorov, and V. F. Mescheriakov, *J. Magn. Magn. Mater.* **177-181**, 1189 (1998).
14. J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3172 (1991).
15. J. C. Slonczewski, *J. Appl. Phys.* **73**, 5957 (1993).
16. J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mater* **150**, 13 (1995).
17. S. O. Demokritov, E. Tsymbal, P. Grunberg et al., *Phys. Rev. B* **49**, 720 (1994).
18. В. Д. Левченко, А. И. Морозов, А. С. Сигов, Ю. С. Сигов, *ЖЭТФ* **114**, 1817 (1998).
19. В. В. Устинов, Т. П. Криницина, В. В. Попов и др., *ФММ* **84** (4), 161 (1997).
20. Н. Г. Бебенин, В. В. Устинов, *ФММ* **84** (2), 29 (1997).
21. M. Chirita, G. Robins, R. L. Stamps et al., *Phys. Rev. B* **38**, 869 (1998-II).
22. B. Heinrich, J. F. Cochran, D. Venus et al., *J. Appl. Phys.* **79**, 4518 (1996).
23. В. В. Устинов, В. А. Цурин, Л. Н. Ромашев, В. В. Овчинников, *Письма в ЖТФ* **25**, 88 (1999).