

# МЕЖСЛОЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СИСТЕМЕ Fe/Cr/Fe: ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ТОЛЩИНЫ ПРОСЛОЙКИ ХРОМА И ТЕМПЕРАТУРЫ

*С. О. Демокритов, А. Б. Дровосеков<sup>b</sup>, Н. М. Крейнес<sup>b</sup>,  
Х. Нембах<sup>a\*</sup>, М. Рикарт<sup>\*\*</sup>, Д. И. Холин<sup>a\*\*\*</sup>*

<sup>a</sup> *Universität Kaiserslautern  
67653, Kaiserslautern, Germany*

<sup>b</sup> *Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук  
117334, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 22 июля 2002 г.

На трехслойном образце Fe(100 Å)/Cr(0–20 Å)/Fe(100 Å) изучалась зависимость межслойного обмена от толщины прослойки хрома и температуры. Использовались метод керровской магнитометрии в диапазоне температур 77–473 К и метод мандельштам-бриллюэновского рассеяния света на спиновых волнах при комнатной температуре. Данные для кривых намагничивания и спектров спиновых волн обрабатывались в модели биквадратичного обмена. Установлены рамки применимости этой модели, определяемые, по-видимому, величиной межслойного обмена. Полученная зависимость константы билинейного взаимодействия от толщины прослойки демонстрирует осциллирующий характер с двумя периодами осцилляций около 3 и 18 Å. В пределах погрешности эксперимента абсолютная величина этой константы, амплитуда, период и фаза ее осцилляций не зависят от температуры. Найдено, что константа биквадратичного взаимодействия уменьшается обратно пропорционально толщине хрома, при этом коэффициент пропорциональности линейно убывает с ростом температуры. Для объяснения наблюдаемых особенностей поведения константы биквадратичного обмена предложена теоретическая модель, учитывающая неидеальность интерфейса и наличие магнитной жесткости в хромовой прослойке. При этом последняя по величине превышает взаимодействие на границе между железом и хромом. Указанная модель качественно достаточно хорошо описывает полученные экспериментальные результаты.

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

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование межслойного взаимодействия между ферромагнитными слоями через неферромагнитную прослойку в металлических многослойных структурах (сверхрешетках) по-прежнему является актуальным. Большое число экспериментальных и теоретических работ посвящено его изучению. Результаты этих работ изложены в ряде обзорных статей (см., например, [1–6]). К настоящему моменту установлено, что в случае достаточно тонких (от

единиц до десятков ангстрем) прослоек это взаимодействие приводит к магнитному упорядочению многослойной структуры. В зависимости от толщины прослойки может реализовываться ферромагнитное или антиферромагнитное упорядочение магнитных моментов соседних ферромагнитных слоев. Во многих структурах наблюдается неколлинеарное магнитное упорядочение, т. е. между моментами соседних ферромагнитных слоев устанавливается угол, отличный от 0 и  $\pi$ . В большинстве случаев все указанные выше магнитные структуры сравнительно хорошо описываются в рамках теории биквадратичного обмена, в которой энергия взаимодействия представляется в виде суммы двух вкладов:

\*Hans Nembach

\*\*Marc Rickart

\*\*\*E-mail: kholin@kapitza.ras.ru

билинейного по намагниченностям соседних слоев, описывающего обычный (гейзенберговский) обмен с константой взаимодействия  $J_1$ , и биквадратичного по этим величинам с константой  $J_2$ :

$$E_{BQ} = J_1(\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2) + J_2(\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2)^2 = J_1 \cos \theta + J_2 \cos^2 \theta. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{m}_1$ ,  $\mathbf{m}_2$  — единичные векторы, направленные вдоль намагниченностей ферромагнитных слоев,  $\theta$  — угол между ними. Первый член в формуле (1) в зависимости от знака  $J_1$  описывает ферромагнитное или антиферромагнитное упорядочение сверхрешетки. В случае положительной константы  $J_2$  второй член имеет минимум при  $\theta = 90^\circ$  и, таким образом, комбинация двух вкладов может, вообще говоря, давать произвольный угол  $\theta$ , т. е. приводить к неколлинеарному магнитному упорядочению в многослойной структуре.

В ряде работ было экспериментально показано, что зависимость билинейного обмена от толщины хромовой прослойки имеет осциллирующий характер и содержит две гармоники с периодами  $3 \text{ \AA}$  и  $18 \text{ \AA}$  [5]. Такое поведение межслойного взаимодействия находит теоретическое объяснение в рамках моделей, базирующихся на теории РККИ [6–8] и рассматривающих взаимодействие локализованных магнитных моментов железа через электроны проводимости хрома.

Для объяснения эффекта неколлинеарного магнитного упорядочения в рассматриваемых структурах ряд авторов предлагал учитывать в моделях косвенного обмена через электроны проводимости поправки высших порядков, приводящие к возникновению дополнительных слагаемых в эффективной энергии межслойного взаимодействия [9]. Однако оценка величины этих поправок дает значения константы  $J_2$  на два порядка меньше, чем реально наблюдаемые.

В связи с этим рассматриваются так называемые *extrinsic*-модели возникновения неколлинеарного упорядочения, т. е. модели, либо учитывающие шероховатость межслойных границ (флуктуационная модель [10] и магнито-дипольный механизм [11]), либо предполагающие наличие магнитных примесей внутри немагнитной прослойки (модель *loose spin* [12]). Указанные модели приводят к появлению биквадратичной по магнитным моментам железных слоев добавки в выражении (1), причем величина константы  $J_2$  может, в принципе, оказаться достаточно большой.

Особый интерес представляют системы, в ко-

торых неферромагнитная прослойка обладает собственной антиферромагнитной структурой. В первую очередь речь идет о системах Fe/Cr/Fe и Fe/Mn/Fe. Для объяснения возникновения неколлинеарного магнитного упорядочения в таких сверхрешетках Слончевский [13] предложил механизм «магнитной близости» (или «торсионную» модель), учитывающий наличие собственной магнитной жесткости в прослойке. Он получил отличный от модели биквадратичного обмена вид энергии взаимодействия соседних слоев ферромагнитного металла в сверхструктуре:

$$E_{Sloncz} = C_1 \theta^2 + C_2 (\theta - \pi)^2. \quad (2)$$

Здесь  $\theta$  — угол между намагниченностями соседних ферромагнитных слоев,  $C_1$  и  $C_2$  — феноменологические константы. В работе [14] эта модель была использована авторами для описания экспериментальных данных, полученных методом рассеяния нейтронов в сверхрешетке Fe/Cr, а в [15] — для описания свойств трехслойной системы Fe/Mn/Fe.

Для того же класса объектов в качестве альтернативы модели биквадратичного обмена авторы работы [16] указывают на возможность возникновения в образце своеобразной доменной структуры в случае существования на границе раздела достаточно больших атомно-гладких участков. К сожалению, результаты работы [16] представлены в виде, затрудняющем их сравнение с существующими экспериментальными данными.

В дальнейшем мы ограничимся рассмотрением данных, касающихся системы Fe/Cr.

Исследование этой системы длится уже два десятилетия, и именно на ней впервые наблюдались такие эффекты, как антиферромагнитное и неколлинеарное магнитное упорядочение и гигантское магнитосопротивление. Тем не менее в силу сложности электронной и магнитной структуры хрома вопрос о механизме межслойного обмена через хромовую прослойку остается открытым. Эта система продолжает интенсивно исследоваться как экспериментально, так и теоретически.

Вопрос о характере магнитной структуры хромовой прослойки в зависимости от ее толщины и температуры в сверхрешетках Fe/Cr изучался экспериментально, в частности, с помощью рассеяния нейтронов (подробнее см. [5, 17]), и теоретически [18, 19]. Полученная экспериментально фазовая диаграмма хрома в сверхрешетке существенно отличается от соответствующей фазовой диаграммы объемного хрома. Она содержит две линии характеристических температур и дополнительную область,

соответствующую, по мнению авторов работы [17], наличию дальнего магнитного порядка с соизмеримой волной спиновой плотности. В работе [19] предложен механизм, предсказывающий формирование ближнего антиферромагнитного порядка с волной спиновой плотности в хrome вблизи границы раздела Fe/Cr. Авторы показывают, что перераспределение зарядовой (и, как следствие, спиновой) плотности в окрестности межслойной границы при малых толщинах прослойки приводит к неустойчивости парамагнитной фазы при температурах, существенно превышающих температуру Нееля для объемного хрома. Подход, развитый в работе [19], используется там и для объяснения неколлинеарного магнитного упорядочения, наблюдаемого в сверхструктурах типа Fe/Cr/Fe [20]. Дается микроскопическое обоснование модели «биквадратичного обмена», указываются ограничения области ее применимости по толщине прослойки, температуре и степени шероховатости поверхности раздела слоев.

Из результатов исследований сверхрешеток Fe/Cr разными методами следует, что во многих случаях модель биквадратичного обмена (1) неплохо описывает имеющиеся экспериментальные данные [2, 4]. Тем не менее ряд авторов интерпретирует полученные результаты в рамках модели «магнитной близости» (2) [5, 17].

Ранее нами исследовались спектры ферромагнитного резонанса и кривые намагничивания серии сверхрешеток  $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$  при комнатной температуре [21, 22]. Полученные экспериментальные данные для образцов с толщиной хромовой прослойки в пределах 7.7–14 Å удалось сравнительно хорошо описать в рамках модели биквадратичного обмена. Однако абсолютные значения константы  $J_2$  (для одной и той же толщины хромовой прослойки), полученные в разных работах (в том числе и авторами данной статьи) в результате обработки экспериментальных данных с использованием уравнения (1), существенно отличаются друг от друга. Причины такого расхождения обсуждаются во многих статьях, а наиболее подробно в [5] и [23], и связываются с микроскопическим различием в структурных характеристиках исследуемых образцов. Для того чтобы выбор модели межслойного взаимодействия был более обоснованным, представлялось полезным экспериментально изучить его температурную зависимость. Такая задача ставилась в ряде работ, выполненных на трехслойных образцах Fe/Cr/Fe различными экспериментальными методами. В [24, 25] использовался метод ферромагнитного резонанса, в [26, 27] — метод неупругого рассеяния света и магнитооптиче-

ский эффект Керра, в [28] — вибрационный магнитометр. Из полученных экспериментальных данных определялись температурные зависимости либо полей насыщения  $H_S$  [25, 28], либо обменных констант  $J_1$  и  $J_2$  [24, 26, 27], полученных в модели биквадратичного обмена.

Результаты изучения температурной зависимости межслойного взаимодействия методом ферромагнитного резонанса на двух сверхрешетках  $[\text{Fe}/\text{Cr}]_n$  с толщиной хромовой прослойки 10 и 11 Å в широком интервале температур от 2 К до 400 К, полученные авторами данной статьи, представлены в [29, 30]. Показано, что модель биквадратичного обмена хорошо описывает резонансные спектры исследованных сверхрешеток в изученном температурном интервале.

Во всех указанных выше работах полученные температурные зависимости полей насыщения или обменных констант как для трехслойных, так и для многослойных образцов относятся только к нескольким конкретным значениям толщины хромовой прослойки. Такие ограниченные данные не позволяют сделать достаточно надежные выводы о применимости различных теоретических моделей. К тому же дело осложняется трудностью соблюдения одинакового качества поверхностей раздела для различных образцов.

Гораздо более полные сведения можно получить, изучая зависимости межслойного взаимодействия от толщины промежуточного слоя и температуры на трехслойном образце с клинообразной хромовой прослойкой. В этом случае использование магнитооптических методов исследования позволяет проводить измерения на одном и том же образце, непрерывно изменяя толщину прослойки  $t_{\text{Cr}}$ . При этом, кроме получения сведений о температурной зависимости биквадратичного обмена, возникает возможность изучить зависимость фазы и амплитуды осцилляций билинейного обмена от температуры. Насколько нам известно, до сих пор подобные систематические исследования температурной зависимости межслойного взаимодействия  $J_1(t_{\text{Cr}})$  и  $J_2(t_{\text{Cr}})$  не проводились.

В данной работе объектом исследования являлся трехслойный образец Fe/Cr/Fe с хромовой прослойкой в виде клина. Для этого образца методом керровской магнитометрии были исследованы кривые намагничивания для разных толщин прослойки при различных температурах. На том же образце при комнатной температуре для разной толщины хрома сняты спектры мандельштам-бриллюэновского рассеяния света на магнитных возбуждениях. Проведение

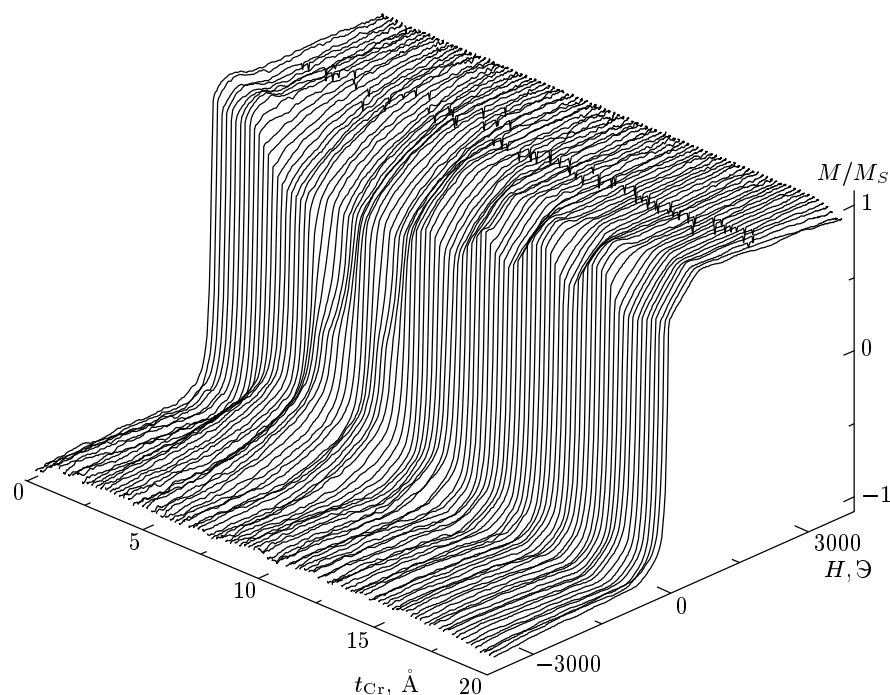


Рис. 1. Серия петель гистерезиса, снятых при комнатной температуре для разных значений толщины хромовой прослойки

но детальное обсуждение полученных зависимостей в рамках различных теоретических представлений. Обработка экспериментальных данных в рамках модели биквадратичного обмена привела к обнаружению границ применимости этой модели. Для объяснения полученных зависимостей константы биквадратичного взаимодействия от толщины прослойки хрома и температуры предложена модель, принимающая во внимание наличие магнитного упорядочения в хrome и шероховатость межслойной границы.

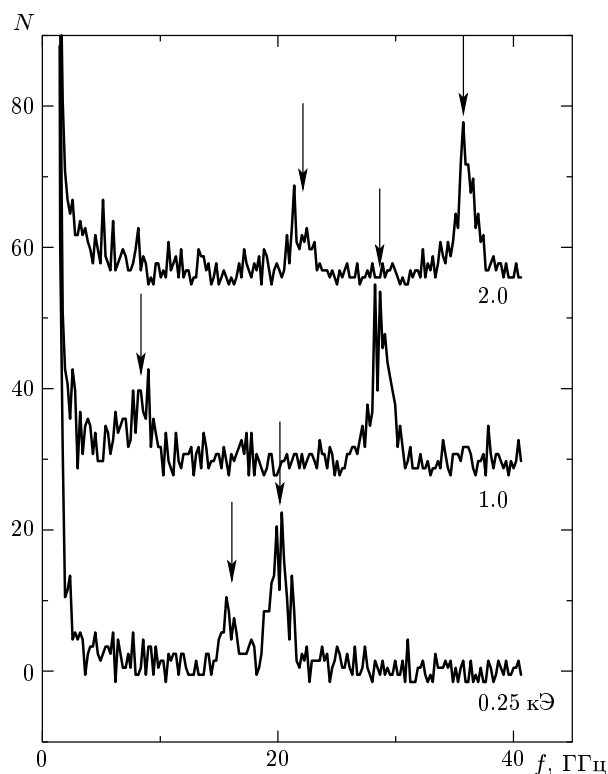
## 2. ОБРАЗЕЦ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В данной работе изучался трехслойный образец  $\text{Fe}(100 \text{ \AA})/\text{Cr}(0\text{--}22 \text{ \AA})/\text{Fe}(100 \text{ \AA})$  с клинообразной прослойкой хрома, изменяющейся по толщине от 0 до  $22 \text{ \AA}$  на длине 10 мм. Образец был выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В качестве подложки использовалась пластина  $\text{MgO}$ , ориентированная в плоскости (100), размером  $10 \times 10 \text{ мм}^2$ , на которую напылялась тонкая ( $10 \text{ \AA}$ ) затравочная пленка железа, а затем буферный слой серебра толщиной  $1500 \text{ \AA}$ . Образец выращивался при температуре подложки  $200^\circ\text{C}$ . Кристаллографическая ось [001] пленок железа и хрома совпадала с нормалью к плоскости образца. Монокристалличность

и ориентация полученной структуры контролировались методом дифракции низкоэнергетических электронов (LEED).

На выращенном таким образом образце проводились измерения кривых намагничивания в диапазоне температур от 77 до 473 К и спектров неупругого рассеяния света на тепловых спиновых волнах при комнатной температуре.

Кривые намагничивания измерялись с помощью магнитооптического эффекта Керра. Магнитное поле прикладывалось в плоскости образца. При комнатной температуре использовался меридиональный эффект Керра, т.е. магнитное поле лежало в плоскости падения света (подробнее о классификации магнитооптических эффектов см. [31, 32]). При температурах выше и ниже комнатной конфигурация установки позволяла использовать лишь существенно более слабый экваториальный эффект Керра. В результате точность измерения кривых намагничивания при комнатной температуре была заметно выше, чем при других температурах. Луч света фокусировался на поверхности образца в пятно размером около 0.3 мм. Магнитное поле менялось в диапазоне от  $-4 \text{ кЭ}$  до  $4 \text{ кЭ}$ . Кривые намагничивания последовательно снимались в точках, отстоящих друг от друга на 0.1 мм по длине клина,



**Рис. 2.** Примеры экспериментальных записей спектров мандельштам-бриллюэновского рассеяния света при толщине хромовой прослойки равной  $8 \text{ \AA}$ . Стрелками отмечены положения двух линий неупругого рассеяния

что соответствовало шагу изменения толщины хромовой прослойки около  $0.2 \text{ \AA}$ . После завершения скана вдоль всего образца температура изменялась и проводились измерения при новой температуре. Таким образом были проведены измерения серий гистерезисных кривых при семи значениях температуры: 77, 127, 175, 226, 276, 373 и 473 К.

На рис. 1 приведена в виде трехмерной диаграммы совокупность всех кривых намагничивания, измеренных при комнатной температуре, в координатах толщина хрома–магнитное поле–относительная величина намагниченности, т. е.  $M/M_S$ , где  $M_S$  — намагниченность насыщения. Рисунок наглядно демонстрирует наличие участков как с ферромагнитным, так и с неферромагнитным упорядочением и осцилляции поля насыщения с изменением толщины прослойки.

Мандельштам-бриллюэновское рассеяние света на тепловых спиновых волнах исследовалось при комнатной температуре с помощью спектрометра, содержащего высококонтрастный многопроходный

тандем-интерферометр Фабри–Перо [33]. Источником света служил аргоновый лазер (длина волны  $514.5 \text{ нм}$ , рабочая мощность —  $300 \text{ мВт}$ ). Измерения проводились в конфигурации обратного рассеяния. Пучок света фокусировался на образце в пятно диаметром около  $0.1 \text{ мм}$ . Угол падения составлял  $50^\circ$ , что соответствовало волновому вектору исследуемых магнонов  $1.57 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ . Поляризация падающего пучка лежала в плоскости падения, в то время как наблюдение рассеянного света велось в скрещенной поляризации. Магнитное поле прикладывалось в плоскости образца перпендикулярно плоскости падения света. Спектры мандельштам-бриллюэновского рассеяния света последовательно снимались в точках, отстоящих друг от друга на  $0.2 \text{ мм}$ , что соответствовало шагу в  $0.4 \text{ \AA}$  по толщине хромовой прослойки.

Примеры экспериментальных записей спектров для толщины прослойки  $t_{Cr} = 8 \text{ \AA}$  представлены на рис. 2. По горизонтальной оси на графике отложен сдвиг частоты рассеянного света, по вертикальной — интенсивность рассеяния (количество фотонов на канал за время накопления сигнала, которое составляло около 20 мин). Изображенные кривые были получены в одной и той же точке образца при трех указанных на графике значениях магнитного поля. На каждой записи стрелками отмечены положения двух линий неупругого рассеяния, соответствующих оптической и акустической модам спиновых волн исследуемой системы. Зависимость частоты спиновых волн от магнитного поля представлена на рис. 4 и будет обсуждаться ниже.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

#### 3.1. Выбор модели

В большом количестве работ, посвященных исследованию мультислоев Fe/Cr/Fe, авторам удавалось интерпретировать полученные ими экспериментальные данные в рамках модели биквадратичного обмена (1) [4, 5, 21–23, 34, 35]. В частности, в работах [21, 22] эта модель позволила успешно описать кривые намагничивания и спектры ферромагнитного резонанса сверхрешеток  $[\text{Fe/Cr}]_n$ . В связи с этим мы анализируем наши экспериментальные данные, в первую очередь, используя модель биквадратичного обмена.

На рис. 3 представлены три петли гистерезиса, полученные для разных значений толщины хромовой прослойки. Измерения были проведены при ком-

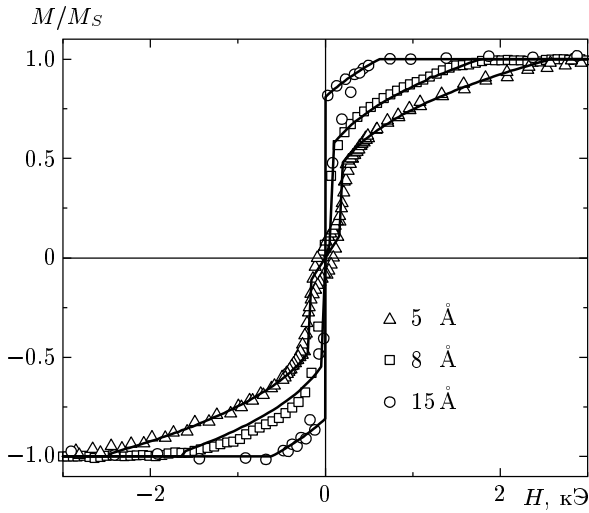


Рис. 3. Примеры записи петель гистерезиса для трех значений толщины хромовой прослойки, снятые при комнатной температуре. Точки — экспериментальные данные. Сплошные линии — расчет в рамках модели биквадратичного обмена

натной температуре в магнитном поле, приложенном вдоль трудной оси анизотропии 4-го порядка в железе. Как видно на рисунке, экспериментальные кривые демонстрируют существенно различные значения полей насыщения и остаточной намагниченности. Сплошные кривые, изображенные на том же графике, — результат расчета кривых намагничивания в модели биквадратичного обмена.

При расчете энергия трехслойного образца Fe/Cr/Fe в расчете на единицу площади записывалась в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 E = & -d\mathbf{H} \cdot (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2) + \frac{J_1}{M_S^2} \mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2 + \\
 & + \frac{J_2}{M_S^4} (\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{M}_2)^2 + d \frac{K_{eff}}{2} [(\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{z})^2 + (\mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{z})^2] - \\
 & - d \frac{H_a}{4M_S^3} [(\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{x})^4 + (\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{y})^4 + (\mathbf{M}_1 \cdot \mathbf{z})^4 + \\
 & + (\mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{x})^4 + (\mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{y})^4 + (\mathbf{M}_2 \cdot \mathbf{z})^4], \quad (3)
 \end{aligned}$$

где  $J_1$  и  $J_2$  — константы билинейного и биквадратичного обмена,  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  — намагниченности слоев железа,  $d$  — толщина железных пленок,  $K_{eff}$  — эффективный коэффициент одноосной анизотропии, включающий в себя размагничивающее поле и поверхностную анизотропию пленок железа,  $H_a$  — поле анизотропии 4-го порядка с осями легкого намагничивания  $x$ ,  $y$  и  $z$  (ось  $z$  перпендикулярна плоскости образца). Для построения кривой намагничивания

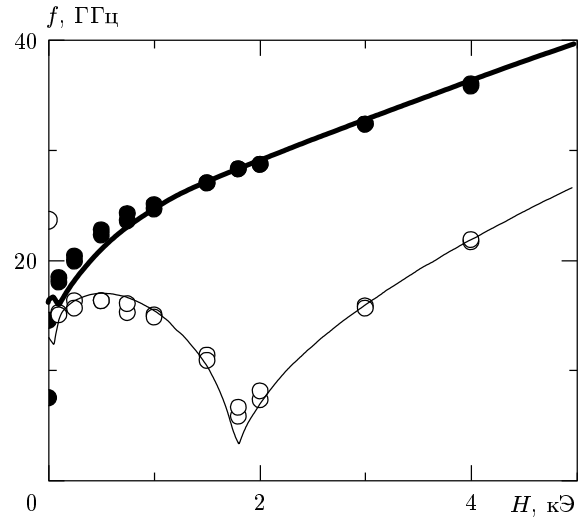


Рис. 4. Зависимость сдвига частоты рассеянного света от магнитного поля для  $t_{Cr} = 8 \text{ \AA}$  при комнатной температуре. Точки — экспериментальные данные: ● — акустическая, ○ — оптическая мода спиновых волн. Сплошные линии — результат расчета в рамках модели биквадратичного обмена

энергия (3) численно минимизировалась по направлениям намагниченностей  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  в присутствии внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$ . Константы  $J_1$  и  $J_2$  подбирались так, чтобы достичь наилучшего согласия с экспериментальными кривыми намагничивания. Для определения величины  $H_a$  использовались также кривые намагничивания, измеренные вдоль легкой оси анизотропии железа. Полученное значение  $H_a = 500 \text{ \AA}$  соответствует известной величине кубической анизотропии в объемном железе. Рисунок 3 демонстрирует, что кривые намагничивания, полученные на нашем образце, могут быть достаточно успешно описаны в рамках модели биквадратичного обмена в довольно широком диапазоне толщин хрома.

На рис. 4 представлен спектр спиновых волн, измеренный для толщины прослойки  $t_{Cr} = 8 \text{ \AA}$ . Спектр состоит из двух ветвей колебаний — оптической (темные кружки) и акустической (светлые кружки). Сплошными кривыми на графике представлены результаты расчета спектра спиновых волн трехслойной системы Fe/Cr/Fe в модели биквадратичного обмена. При расчете спектра равновесная ориентация магнитных моментов железа определялась, как и при расчете кривых намагничивания, путем численной минимизации энергии (3). После этого частоты магнитных возбуждений вычислялись с помощью формул, полученных авторами

работы [35]. Данные, представленные на рис. 4, соответствуют той же толщине прослойки, что и средняя кривая намагничивания на рис. 3 (изображенная светлыми квадратами). При вычислении кривой намагничивания и спектра использовались одни и те же значения  $J_1$  и  $J_2$ , определенные из экспериментальной кривой намагничивания. Расчетные кривые прекрасно согласуются с экспериментом, что является еще одним подтверждением того, что модель биквадратичного обмена пригодна для описания как статических, так и динамических свойств исследуемой системы.

В работах [14, 17] авторы использовали для описания своих экспериментальных результатов модель «магнитной близости» Слончевского (2). По этому поводу необходимо отметить следующее. Рассчитанные в рамках модели «магнитной близости» кривые намагничивания выходят на насыщение асимптотически, в то время как наши экспериментальные кривые имеют, как правило, достаточно хорошо определенную точку насыщения. Тем не менее форма этих кривых не всегда позволяет отдать предпочтение той или иной модели. Решающим аргументом в пользу модели биквадратичного обмена является вид спектров спиновых волн. Расчет этих спектров в рамках модели «магнитной близости» для трехслойного образца был проделан в работе [36]. Имеется качественное различие в поведении оптической моды для двух механизмов. В модели (1) частота оптической моды имеет ярко выраженный минимум в поле насыщения, что вполне соответствует нашим экспериментальным данным (см. рис. 4). В модели (2) частота этой моды монотонно растет с увеличением магнитного поля, что нашим данным очевидным образом противоречит.

Таким образом, модель биквадратичного обмена позволяет в большинстве случаев адекватно описать как кривые намагничивания, так и магнитные спектры в нашем образце. Однако более подробный анализ показывает, что при определенных значениях толщины хромовой прослойки эта модель дает существенные отклонения от эксперимента. Весьма наглядно это можно продемонстрировать, если построить кривые намагничивания в координатах  $H/M, M^2$ . В случае, если поведение системы соответствует модели биквадратичного обмена, кривая намагничивания до насыщения должна описываться уравнением

$$H = AM + BM^3, \tag{4}$$

где

$$A = \frac{4J_1 - 8J_2}{dM_S^2} - \frac{H_a}{M_S}, \quad B = \frac{16J_2}{dM_S^4} - 2\frac{H_a}{M_S^3}.$$

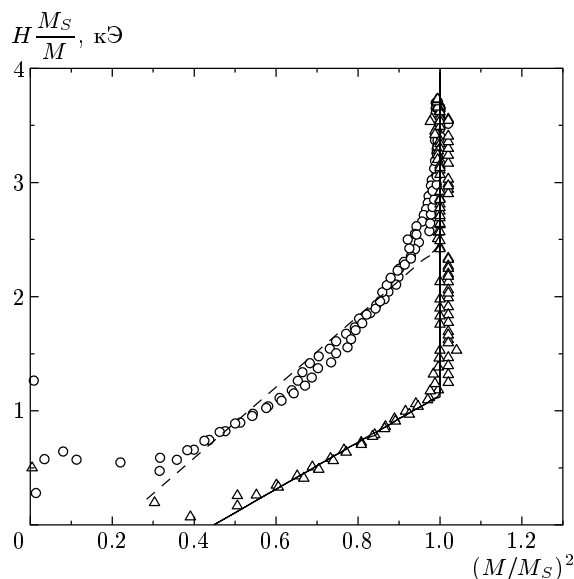


Рис. 5. Кривые намагничивания в координатах Аррота для двух значений толщины хромовой прослойки ( $\circ$  — 5.7 Å,  $\triangle$  — 11.6 Å). Сплошная и штриховая кривые — результаты расчета в рамках модели биквадратичного обмена

Предполагается, что поле приложено вдоль оси трудного намагничивания железа [22]. В координатах  $H/M, M^2$  (такое построение называют еще графиком Аррота) этот участок должен выглядеть как отрезок прямой, достигающий после излома значеный насыщения. На рис. 5 представлены две кривые намагничивания, измеренные для хромовых прослоек разной толщины. Первая (треугольники) имеет ярко выраженный линейный участок, при этом расчетный график хорошо согласуется с экспериментом (сплошная ломаная линия). Вторая кривая (кружки) линейного участка не имеет, поэтому моделью биквадратичного обмена описывается плохо. Предложенная на рис. 5 подгонка этой кривой в рамках модели биквадратичного обмена (штриховая ломаная линия) носит достаточно субъективный характер.

На рис. 6 изображены зависимости величины  $J_1 + 2J_2$  от толщины прослойки, полученные из кривых намагничивания и из спектров спиновых волн при комнатной температуре. Именно эта комбинация обменных констант определяет поле насыщения  $H_S$  многослойной структуры и связана с ним в случае поля, приложенного вдоль оси трудного намагничивания, следующим образом [22]:

$$H_S = 4(J_1 + 2J_2)/dM_S + H_a. \tag{5}$$

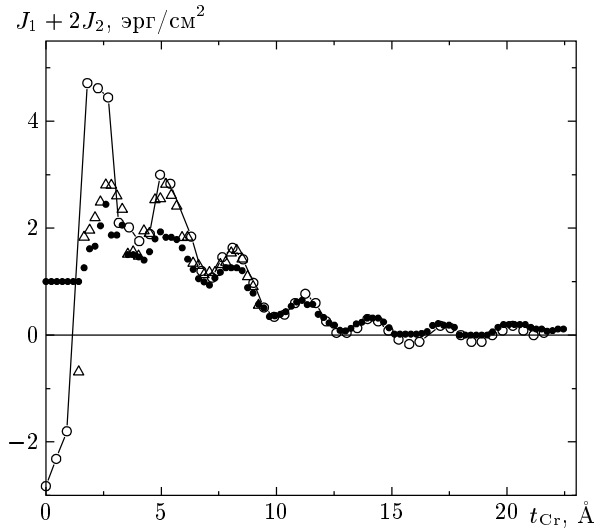


Рис. 6. Зависимость суммарного обмена  $J_1 + 2J_2$  от толщины хромовой прослойки:  $\circ$  — данные, полученные методом мандельштам-бриллюэновского рассеяния света,  $\bullet$  и  $\triangle$  — из кривых намагничивания

Светлые кружки на графике — это данные, полученные из спектров мандельштам-бриллюэновского рассеяния. К сожалению, эти спектры были для большинства значений толщины прослойки измерены существенно менее подробно, чем это показано на рис. 4, поэтому при обработке спектров использовалась, в первую очередь, область магнитных полей выше поля насыщения многослойной структуры. Этот факт будет важен в дальнейшем.

Темные кружки и светлые треугольники — это данные, полученные из кривых намагничивания, и различие между ними состоит в следующем. Как уже говорилось, при некоторых значениях толщины хромовой прослойки кривые намагничивания плохо описывались моделью биквадратичного обмена. В этих случаях процедура извлечения из них обменных констант неоднозначна, если вообще правомерна. Такие кривые (рис. 5, светлые кружки) обрабатывались двумя способами. Первый состоял в том, чтобы попытаться наилучшим образом описать кривую намагничивания в рамках модели биквадратичного обмена, то есть выделить на графике Аррота участок, который можно считать линейным, и при подгонке использовать именно его (штриховая линия на рис. 5). В результате использования этой методики были получены данные, представленные на рис. 6 темными кружками. Второй способ обработки, существенно более объективный, состоял в том, чтобы извлекать комбинацию обменных кон-

стант  $J_1 + 2J_2$  с помощью формулы (5), используя только реальную величину поля насыщения для данной кривой, т. е. точку, в которой отличие намагниченности образца от насыщения становится неотличимо от шума. Таким способом были получены данные, представленные на рис. 6 светлыми треугольниками. Если бы модель биквадратичного обмена работала для всех толщин прослойки, темные кружки и светлые треугольники на рис. 6 должны были бы совпадать. Разница между ними является хоть и качественным, но зато достаточно наглядным показателем отклонения поведения системы от предсказываемого моделью биквадратичного обмена.

Очень важным является сравнение величины обмена, полученной методом мандельштам-бриллюэновского рассеяния света (светлые кружки), с величинами, полученными из кривых намагничивания. При толщине хрома, превышающей приблизительно  $8 \text{ \AA}$ , обработка кривых намагничивания и спектров спиновых волн дает один и тот же результат (исключение составляют области с отрицательной величиной суммарного обмена, в которых кривые намагничивания носят чисто ферромагнитный характер и не позволяют определить истинную величину межслойного взаимодействия). Модель биквадратичного обмена для этих толщин хрома дает превосходное согласие с экспериментом. В случае прослоек меньшей толщины (из рассмотрения исключаются  $t_{Cr} < 2.5 \text{ \AA}$ , поскольку слой хрома при столь малых толщинах вероятнее всего не является сплошным) бриллюэновские данные точно повторяют кривую, полученную из керровских измерений вторым способом, т. е. с помощью только величины поля насыщения (светлые треугольники). Это совпадение имеет место даже там, где кривые намагничивания имеют «неправильную» форму и темные кружки на рис. 6 существенно отклоняются от светлых кружков и треугольников.

Объяснить совпадение величин  $J_1 + 2J_2$ , полученных методом мандельштам-бриллюэновского рассеяния света и из поля насыщения кривых намагничивания, достаточно легко. Как уже упоминалось, при обработке спектров основную роль играли точки выше поля насыщения структуры. Частоты спиновых волн в этом случае зависят от того, какой вид имеют первые члены разложения энергии взаимодействия двух слоев железа вблизи значения угла между намагниченностями  $\theta = 0$ . Тем же самым локальным видом энергии взаимодействия определяется и момент полного схлопывания намагниченностей слоев железа. При любой записи энергии межслойного взаимодействия ее поведение вблизи



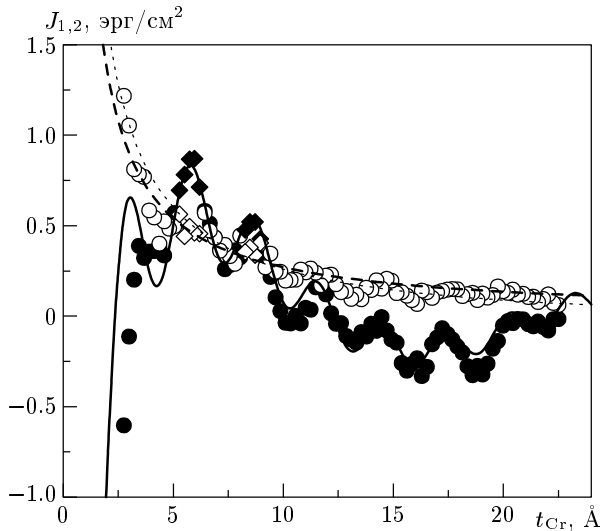


Рис. 7. Зависимости констант  $J_1$  (●) и  $J_2$  (○) от толщины хромовой прослойки. Кривые — результаты расчета

$\theta = 0$  будет определяться одним параметром, одинаковым для кривых намагничивания и для спектров спиновых волн. Совпадение данных, полученных из спектров мандельштам-бриллюэновского рассеяния света и из величины статического поля насыщения (рис. 6), говорит лишь о том, что отклонение кривых намагничивания от формы, предсказываемой моделью биквадратичного обмена, не является следствием неоднородности поведения образца на масштабах, меньших диаметра светового пятна, либо какого-либо иного несовершенства измерительной методики.

Важным моментом является то, что область применимости модели биквадратичного обмена в нашем случае ограничивается не толщиной хромовой прослойки, а, скорее, величиной межслойного обмена. Как видно на рис. 6, модель плохо применима вблизи максимумов поля насыщения, при величине суммарного обмена  $J_1 + 2J_2 \gtrsim 1.5$  эрг/см<sup>2</sup>. Вблизи минимумов поля насыщения даже при толщинах менее 5 Å модель снова оказывается применимой.

### 3.2. Зависимость констант межслойного взаимодействия от толщины прослойки

На рис. 7 представлены зависимости констант  $J_1$  и  $J_2$  от толщины  $t_{Cr}$  хромовой прослойки при комнатной температуре. Наших данных по мандельштам-бриллюэновскому рассеянию света оказалось недостаточно, чтобы провести надежное разделение

межслойного обмена на билинейный и биквадратичный, поэтому представленные на рис. 7 величины обменов извлекались из кривых намагничивания. Точки, для которых модель биквадратичного обмена давала плохое согласие с экспериментом, на графике отмечены ромбами вместо кружков, и разделение обмена на  $J_1$  и  $J_2$  для них имеет достаточно условный характер. Тем не менее оставшихся данных оказывается вполне достаточно, чтобы описать основные закономерности поведения обменных констант в зависимости от толщины прослойки.

Как известно, теория РККИ в случае хрома предсказывает наличие, по крайней мере, двух периодов осцилляций в зависимости билинейного обмена  $J_1$  от толщины прослойки: коротковолновых осцилляций с периодом около 2 монослоев и длинноволновых с периодом порядка 10 монослоев. При этом амплитуда длинноволновых осцилляций затухает обратно пропорционально квадрату толщины прослойки, как в случае свободных электронов, а амплитуда коротковолновых осцилляций — просто как обратная толщина из-за явления нестинга [5, 8, 9]. Таким образом, формула для  $J_1$  в теории РККИ дается выражением типа

$$J_1 = J_1^{(1)} \frac{\sin(q_1 t_{Cr} + \varphi_1)}{t_{Cr}} + J_1^{(2)} \frac{\sin(q_2 t_{Cr} + \varphi_2)}{t_{Cr}^2}, \quad (6)$$

где  $q_1$  и  $q_2$  определяют короткий и длинный периоды осцилляций обмена,  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — фазы, а  $J_1^{(1)}$  и  $J_1^{(2)}$  — амплитуды этих осцилляций.

Сплошная кривая на рис. 7 является результатом подгонки экспериментальной зависимости  $J_1(t_{Cr})$  двухпериодической функцией вида (6) и описывается уравнением

$$J_1(t_{Cr}) = 1.36 \sin\left(2\pi \frac{t_{Cr}}{2.9} + 1.5\right) / t_{Cr}^{0.94} + 6 \sin\left(2\pi \frac{t_{Cr}}{19} - 0.9\right) / t_{Cr}^{1.25}, \quad (7)$$

где энергетические константы предполагаются измеряемыми в эрг/см<sup>2</sup>, а толщина — в ангстремах. Билинейный обмен, таким образом, имеет два периода осцилляций: 2.9 Å и 19 Å, что вполне соответствует существующим представлениям [5].

Интереснее обсудить скорость затухания осцилляций обмена. Как уже говорилось, модель РККИ предсказывает для амплитуды коротковолновых осцилляций зависимость  $1/t_{Cr}$ , что с доступной нам точностью согласуется с полученным нами результатом  $1/t_{Cr}^{0.94}$ . Что же касается амплитуды длинноволновых осцилляций, получившаяся у нас зависимость  $1/t_{Cr}^{1.25}$  не соответствует предсказываемой

$1/t_{Cr}^2$ . Этот результат, однако, трудно считать надежным, поскольку наш диапазон толщин перекрывает всего один длинноволновый период.

Следует сказать несколько слов, относящихся к определению фазы осцилляций обмена. Технология выращивания образца не позволяла нам точно определить положение начальной точки клинообразной хромовой прослойки. Это приводит к погрешности в  $1-2 \text{ \AA}$  при определении абсолютного значения толщины прослойки в каждой точке. Таким образом, сравнивать фазу коротковолновых осцилляций, например, с результатами работы [23], не представляется возможным. Уклон клина контролировался при этом с точностью не хуже 5 %, что на толщине  $20 \text{ \AA}$  приводит к погрешности не хуже  $1 \text{ \AA}$ .

Перейдем теперь к описанию зависимости константы биквадратичного обмена от толщины прослойки. Флуктуационная модель [10] принимает во внимание неидеальность границы раздела Fe–Cr. С учетом наличия быстрых осцилляций знака обменного интеграла шероховатость границы раздела приводит к конкуренции между ферромагнитным и антиферромагнитным состояниями, вследствие чего в многослойной структуре возникает неколлинеарное упорядочение, описываемое биквадратичным членом в энергии взаимодействия (1), с константой биквадратичного взаимодействия определяемой выражением

$$J_2 = \frac{4L(\Delta J_1)^2}{\pi^3 A} \operatorname{cth} \frac{\pi D}{L}, \quad (8)$$

где  $A$  — обменная жесткость ферромагнитного слоя толщиной  $D$ , а  $L$  — ширина ступенек на границе раздела. В соответствии с формулой (6) амплитуда коротковолновых осцилляций  $J_1$  уменьшается обратно пропорционально толщине прослойки, таким образом величина биквадратичного взаимодействия в этой модели убывает с толщиной как  $1/t_{Cr}^2$ .

Аппроксимация экспериментальной кривой  $J_2(t_{Cr})$  при комнатной температуре степенной функцией вида  $A/t_{Cr}^\alpha$  дает значение показателя  $\alpha = 1.2 \pm 0.2$ . Это существенно ближе к обратной пропорциональной зависимости, чем к предсказываемой флуктуационной моделью зависимости  $1/t_{Cr}^2$ . Штриховая кривая на рис. 7 является результатом подгонки экспериментальной кривой  $J_2(t_{Cr})$  функцией вида  $A/t_{Cr}$  и описывается уравнением

$$J_2(t_{Cr}) = 2.7/t_{Cr} \quad (9)$$

с теми же, что и в формуле (7), соглашениями о единицах измерения.

Пунктиром на рис. 7 показан результат подгонки зависимости  $J_2(t_{Cr})$  в рамках модели loose spin [12].

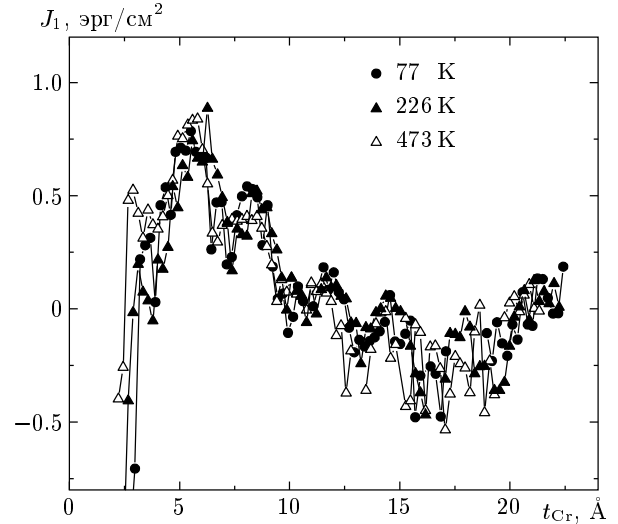


Рис. 8. Зависимости билинейного обмена от толщины прослойки при трех температурах. Данные получены из кривых намагничивания

Мы не приводим здесь соответствующие формулы по причине их громоздкости. На рисунке видно, что эта модель позволяет вполне успешно описать зависимость константы биквадратичного обмена от толщины прослойки. Однако необходимая для этого величина энергии взаимодействия примесных спинов с ферромагнитными слоями должна составлять около 1000 К, а связанная с ней амплитуда осцилляций билинейного обмена — на 3 порядка превышать величину, наблюдаемую нами в эксперименте. Такое расхождение заставляет усомниться в применимости модели loose spin [12] в нашем случае.

### 3.3. Зависимость констант взаимодействия от температуры

На рис. 8 представлены зависимости  $J_1(t_{Cr})$  для трех различных температур. Видно, что в пределах нашей погрешности величина константы билинейного обмена не изменяется при варьировании температуры. Несмотря на большой разброс экспериментальных данных, можно, однако, утверждать, что фаза и период осцилляций  $J_1(t_{Cr})$  не зависят от температуры.

Слабую зависимость билинейного обмена от температуры легко понять в рамках модели РККИ. Температурная зависимость константы  $J_1$ , согласно этой теории [8], имеет вид

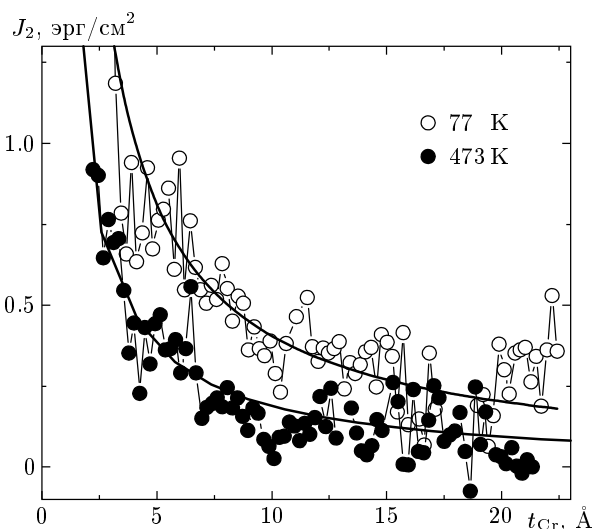


Рис. 9. Зависимости биквадратичного обмена от толщины прослойки при двух температурах. Данные получены из кривых намагничивания

$$J_1(T) = J_1(0) \frac{T/T_0}{\text{sh}(T/T_0)}. \quad (10)$$

В этой формуле характерная температура  $T_0$  имеет порядок  $\hbar v_F / 2\pi k_B t_{Cr}$ , где  $v_F$  — скорость Ферми для электронов, участвующих в межслойном обмене. Скорость эта, вообще говоря, различна для участков поверхности Ферми, отвечающих за длинноволновые и коротковолновые осцилляции обмена, однако подстановка типичных значений  $v_F \sim 10^8$  см/с и  $t_{Cr} \sim 20$  Å дает величину  $T_0 \sim 1000$  К. Такая большая величина  $T_0$  вполне объясняет тот факт, что в интервале температур от 0 до 500 К величина  $J_1$  практически постоянна.

На рис. 9 представлены зависимости константы  $J_2$  от толщины прослойки хрома при 77 и 473 К. Наблюдается очевидный рост величины биквадратичного обмена с понижением температуры. Зависимость  $J_2(t_{Cr})$  наилучшим образом описывалась функцией вида  $J_2^0(T)/t_{Cr}$  (сплошные кривые на рис. 9) для всех использованных температур.

На рис. 10 показана зависимость от температуры параметра  $J_2^0$ , определяющего зависимость константы биквадратичного обмена от толщины при каждом значении температуры. В исследованном диапазоне температур эта зависимость может быть описана как линейная (сплошная линия на рис. 10), хотя имеющаяся экспериментальная погрешность допускает и более сложные ее интерпретации. Если экстраполировать эту линейную зависимость в область более высоких температур, биквадратичный обмен

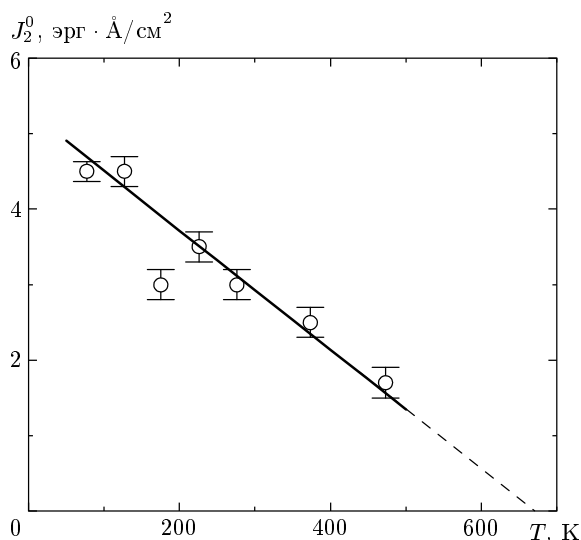


Рис. 10. Параметр  $J_2^0$ , описывающий зависимость биквадратичного обмена от толщины прослойки как функцию температуры. Точки — экспериментальные данные, прямая — результат линейной аппроксимации этих данных

в нашей структуре должен обратиться в нуль при температуре около 650 К. Эта величина существенно ниже температуры Кюри в железе и существенно выше, чем температура Нееля в объемном хrome. Она, однако, близка к температуре перехода в парамагнитную фазу, который наблюдается в тонких слоях хрома, прилегающих к железу [37]. Это совпадение является косвенным аргументом в пользу того, что наблюдаемый биквадратичный обмен обязан своим происхождением именно необычной магнитной структуре хрома.

Прежде чем перейти к следующему разделу, еще раз повторим некоторые из наших результатов, которые не находят объяснения в рамках существующих теоретических моделей. Во-первых, зависимость биквадратичного обмена от толщины прослойки хрома имеет вид  $1/t_{Cr}$ , что противоречит флуктуационной модели [12], часто используемой при интерпретации экспериментальных данных. Во-вторых, температурная зависимость биквадратичного обмена указывает на то, что его происхождение непосредственно связано с антиферромагнитным порядком в хромовой прослойке. Модели, учитывающие наличие собственного магнитного порядка в прослойке, как правило, приводят к отличным от биквадратичного обмена формам записи энергии межслойного взаимодействия [13, 20], либо предсказывают слишком малую величину этого обмена [20]. Кроме того, ре-

зультаты работы [20] не могут быть непосредственно применены к нашим экспериментальным данным из-за слишком малой толщины прослойки в нашем образце.

#### 4. МОДЕРНИЗИРОВАННАЯ ФЛУКТУАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ БИКВАДРАТИЧНОГО ОБМЕНА

Для объяснения перечисленного набора данных предлагается модель, принимающая во внимание наличие магнитной структуры в хrome и шероховатость границы раздела. При этих условиях, если считать слои железа однородно намагниченными, полная энергия многослойной системы складывается из объемной энергии прослойки хрома и поверхностной энергии взаимодействия на границе между Fe и Cr. В отличие от модели магнитной близости Слончевского, в которой взаимодействие на границе преобладает над взаимодействием внутри хрома и приводит к сильному искажению (скручиванию) структуры хрома, мы рассмотрим обратную ситуацию малого обмена на границе раздела между Fe и Cr. Она приводит лишь к слабому искажению структуры хрома. Для вычисления энергии будем использовать упрощенный случай, когда одна граница раздела идеально гладкая, а другая представляет собой периодический ряд моноатомных ступенек, как показано на рис. 11. Кроме того, мы будем исходить из упрощенного представления о хrome как о слоистом антиферромагнетике с локализованными спинами. В этом случае искажение структуры хрома характеризуется отклонением вектора антиферромагнетизма. Как видно на рисунке, из-за шероховатости верхней границы, на ней происходит усреднение обменного взаимодействия, поэтому флуктуации вектора антиферромагнетизма происходят вблизи направления намагниченности нижнего слоя железа. В слу-

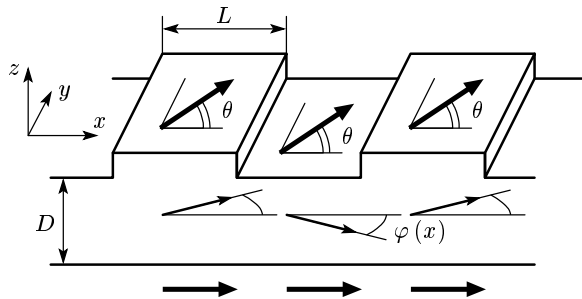


Рис. 11. Модернизированная флуктуационная модель возникновения биквадратичного обмена

чае достаточно тонкой прослойки и больших террас можно считать подкос вектора антиферромагнетизма в хrome однородным по толщине и, таким образом, рассматривать величину этого подкоса  $\varphi$  как функцию только координаты  $x$  (рис. 11). В описанной модели поверхностную часть энергии можно записать в виде

$$E_S = \int_S J_0 \cos \varphi dx dy + \int_{S_1} J_0 \cos(\varphi - \theta) dx dy - \int_{S_2} J_0 \cos(\varphi - \theta) dx dy, \quad (11)$$

где  $J_0$  — обменное взаимодействие между железом и хромом на поверхности. Объемная часть энергии

$$E_V = t_{Cr} \int_S A \left( \frac{d\varphi}{dx} \right)^2 dx dy, \quad (12)$$

где  $A$  — параметр, характеризующий магнитную жесткость хрома. Зависимость  $E(\theta)$  находится минимизацией полной энергии  $E(\theta, \varphi) = E_S + E_V$  по  $\varphi$ . Характер этой зависимости можно оценить следующим образом. Поверхностный и объемный вклады в энергию на единицу площади:

$$\begin{aligned} \varepsilon_S &\approx J_0 + \frac{J_0}{2} \cos(\varphi_1 - \theta) - \frac{J_0}{2} \cos(\varphi_2 - \theta) \approx \\ &\approx J_0 - \frac{J_0}{2} \sin(\varphi_2 - \varphi_1), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\varepsilon_V \approx t_{Cr} A \frac{(\varphi_2 - \varphi_1)^2}{L^2}. \quad (14)$$

Из условия минимума величины  $\varepsilon = \varepsilon_S + \varepsilon_V$  находим

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{J_0 L^2}{4 t_{Cr} A} \sin \theta. \quad (15)$$

Таким образом, получаем

$$\varepsilon \approx 2J_0 - \frac{J_0^2 L^2}{4 t_{Cr} A} \sin^2 \theta = \varepsilon_0 + J_2 \cos^2 \theta, \quad (16)$$

т. е. биквадратичную форму энергии. При этом выражение для константы биквадратичного взаимодействия имеет вид

$$J_2 = \frac{J_0^2 L^2}{16 t_{Cr} A}, \quad (17)$$

$J_2$  получается обратно пропорциональным толщине прослойки  $t_{Cr}$ . Условие малости угла отклонения магнитного порядка в хrome от среднего положения запишется следующим образом:

$$\frac{J_0 L^2}{16 t_{Cr} A} \ll 1. \quad (18)$$

При этом условие пренебрежимости зависимостью угла отклонения  $\varphi$  от координаты  $z$  сводится к простому неравенству:

$$t_{Cr} \ll L. \quad (19)$$

Предложенная модель аналогична флуктуационной модели Слончевского [13] с той разницей, что в нашем случае рассматривается искажение магнитной структуры хрома, в то время как у Слончевского происходит искажение намагниченности ферромагнитных слоев. Поэтому неудивительно, что результат совпадает с полученным во флуктуационной модели при замене параметров, характеризующих хром, на соответствующие параметры железа.

В приведенных рассуждениях хром считался обычным антиферромагнетиком с локализованными спинами, однако реально магнитная структура хрома представляет собой волну спиновой плотности, в которой, вообще говоря, существует связь между амплитудой и углом скручивания. Поэтому, для того чтобы проделанный расчет оставался справедливым, необходимо наложить дополнительное условие, что вклад в энергию, связанный с неоднородным распределением амплитуды волны спиновой плотности, несуществен.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кратко сформулируем основные выводы, полученные в результате использованного нами комплексного экспериментального подхода к изучению межслойного взаимодействия в системе Fe/Cr.

На трехслойном образце Fe/Cr/Fe с клинообразной прослойкой хрома измерены кривые намагничивания (методом магнитооптического эффекта Керра) в диапазоне температур 77–473 К и спектры спиновых волн (методом мандельштам-бриллюэновского рассеяния света) при комнатной температуре для разных величин толщины хромовой прослойки (0–20 Å) в магнитном поле, параллельном плоскости образца и направленном вдоль оси трудного намагничивания. В спектрах мандельштам-бриллюэновского рассеяния света наблюдались акустическая и оптическая моды колебаний спиновых волн.

Показано, что экспериментальные кривые намагничивания и спектры спиновых волн, измеренные при комнатной температуре, хорошо описываются в рамках модели биквадратичного обмена почти для всех значений толщины хромовой прослойки. Обнаружены рамки применимости этой модели, опреде-

ляемые, по-видимому, величиной межслойного обмена.

Из данных для кривых намагничивания рассчитаны зависимости обменных констант (билинейной  $J_1$  и биквадратичной  $J_2$ ) от толщины хромовой прослойки для разных температур.

Полученная нами зависимость  $J_1(t_{Cr})$  в согласии с литературными данными имеет осциллирующий характер с двумя периодами осцилляций, 3 и 19 Å, и в целом хорошо описывается в рамках теории РККИ. Показано, что в пределах экспериментальной погрешности абсолютная величина, амплитуда, период и фаза осцилляций  $J_1(t_{Cr})$  не зависят от температуры в использованном температурном диапазоне.

Обнаружено, что, в отличие от билинейного обмена, величина биквадратичного обмена  $J_2(t_{Cr})$  существенно зависит от температуры  $T$ .

Показано, что для всех использованных температур величина биквадратичного обмена уменьшается обратно пропорционально толщине хромовой прослойки и описывается формулой  $J_2(t_{Cr}) = J_2^0(T)/t_{Cr}$ , где  $J_2^0(T)$  — коэффициент, зависящий от температуры. Существующие в литературе модели биквадратичного обмена приводят к иным зависимостям  $J_2(t_{Cr})$ .

Найдено, что в интервале 77–473 К величина  $J_2^0(T)$  уменьшается линейно с ростом температуры. Экстраполяция полученной прямой  $J_2^0(T)$  в область больших температур позволяет предположить, что константа биквадратичного обмена обращается в нуль в районе 600–700 К. В этой области температур при толщинах прослойки 10–20 Å, согласно результатам дифракции нейтронов на сверхрешетках Fe/Cr [17], хром переходит в парамагнитное состояние.

Для объяснения совокупности полученных новых экспериментальных результатов, касающихся поведения константы биквадратичного обмена, предложена теоретическая модель, учитывающая неидеальность границы раздела между слоями Fe и Cr и наличие магнитной жесткости в структуре в хромовой прослойке. При этом предполагается, что магнитная жесткость хрома больше, чем взаимодействие между железом и хромом на границе раздела. Подчеркнем, что хотя использованная модель является упрощенной, тем не менее она позволяет достаточно хорошо описать полученные экспериментально данные.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность проф. Б. Хиллебрандсу за предостав-

ленную возможность проведения экспериментальной части работы в его лаборатории.

Авторы искренне благодарны В. В. Тугушеву за многочисленные полезные обсуждения изучаемой проблемы и ознакомление с результатами его теоретических работ, в том числе неопубликованными.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проекты № 01-02-16716 и № 00-15-96574).

## ЛИТЕРАТУРА

1. P. E. Wigen and Z. Zang, *Brazilian J. Phys.* **22**, 267 (1992).
2. B. Heinrich and J. Cochran, *Adv. Phys.* **42**, 523 (1993).
3. A. Fert, P. Grünberg, A. Barthelemy et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **140–144**, 1 (1995).
4. S. O. Demokritov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31**, 925 (1998).
5. D. T. Pierce, J. Unguris, R. J. Celotta, and M. D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mat.* **200**, 290 (1999).
6. M. D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mat.* **200**, 332 (1999).
7. D. M. Edwards, J. Mathon, R. B. Muniz, and M. S. Phan, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 493 (1991).
8. P. Bruno and C. Chappert, *Phys. Rev. B* **46**, 261 (1992).
9. P. Bruno, *Phys. Rev. B* **52**, 411 (1995).
10. J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3172 (1991).
11. S. O. Demokritov, E. Tsymbal, P. Grünberg et al., *Phys. Rev. B* **49**, 720 (1994).
12. J. C. Slonczewski, *J. Appl. Phys.* **73**, 5957 (1993).
13. J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mat.* **150**, 13 (1995).
14. A. Schreyer et al., *Phys. Rev. B* **52**, 16066 (1995).
15. D. T. Pierce, A. D. Davis, J. A. Strocio et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **222**, 13 (2000).
16. В. Д. Левченко, А. И. Морозов, А. С. Сигов, Ю. С. Сигов, *ЖЭТФ* **114**, 1817 (1998).
17. A. Schreyer, C. F. Majkrzak, T. Zeidler et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4914 (1997).
18. Zhu-Pei Shi and R. S. Fishman, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1351 (1997).
19. В. Н. Меньшов, В. В. Тугушев, *ЖЭТФ* **120**, 899 (2001).
20. В. Н. Меньшов, В. В. Тугушев, *ЖЭТФ* **122**, 1044 (2002).
21. А. Б. Дровосеков, Н. М. Крейнес, Д. И. Холин и др., *Письма в ЖЭТФ* **67**, 690 (1998).
22. А. Б. Дровосеков, О. В. Жотикова, Н. М. Крейнес и др., *ЖЭТФ* **116**, 1817 (1999).
23. B. Heinrich, J. F. Cochran, T. Monchesky, R. Urban, *Phys. Rev. B* **59**, 14520 (1999).
24. A. Azevedo, C. Chesman, M. Lucena et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **177–181**, 1177 (1998).
25. C. Chesman, N. S. Almeida, A. Azevedo et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **226–230**, 1770 (2001).
26. M. From, L. X. Liao, J. F. Cochran, and B. Heinrich, *J. Appl. Phys.* **75**, 6181 (1994).
27. P. Vavassori, M. Grimsditch, and E. E. Fullerton, *J. Magn. Magn. Mat.* **223**, 284 (2001).
28. J. Dekoster, J. Meersschant, S. Hogge et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **198–199**, 303 (1999).
29. А. В. Дровосеков, Д. И. Холин, Н. М. Крейнес et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **226–230**, 1779 (2001).
30. А. В. Дровосеков, Д. И. Холин, Н. М. Крейнес et al., *Phys. Met. Metalloved.* **91**, suppl. 1, 74 (2001).
31. Г. С. Криничик, *Физика магнитных явлений*, Изд-во МГУ, Москва (1976).
32. L. Blanco-Gutierrez, M. Vélez, J. Diaz et al., *Phys. Rev. B* **64**, 024417 (2001).
33. J. R. Sandercock, in: *Light Scattering in Solids III*, ed. by M. Cardona, Güntherodt, Springer, Berlin (1982), p. 173.
34. M. Grimsditch, S. Kumar, and E. E. Fullerton, *Phys. Rev. B* **54**, 3385 (1996).
35. S. M. Rezende, C. Chesman, M. A. Lucena et al., *J. Appl. Phys.* **84**, 958 (1998).
36. M. Chirita, G. Robins, R. L. Stamps et al., *Phys. Rev. B* **58**, 869 (1998).
37. H. Zabel, *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 9303 (1999).