

ВЛИЯНИЕ ПРОСЛОЙКИ Cr НА СТРУКТУРНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СВЕРХРЕШЕТОК Fe/Gd

А. Б. Дровосеков^{a*}, М. В. Рябухина^{b**}, Д. И. Холин^{a,c}, Н. М. Крейнес^a,
Е. А. Мануйлович^{a,c}, А. О. Савицкий^{a,d}, Е. А. Кравцов^{b,e}, В. В. Проглядо^b,
В. В. Устинов^{b,e}, Т. Келлер^{f,g***}, Ю. Н. Хайдуков^{f,g}, Й. Чой^{h***}, Д. Хаскель^{h***}

^a Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
119334, Москва, Россия

^b Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
620990, Екатеринбург, Россия

^c Московский физико-технический институт
141701, Долгопрудный, Московская обл., Россия

^d Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

^e Уральский федеральный университет
620002, Екатеринбург, Россия

^f Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, D-70569, Stuttgart, Germany

^g Max Planck Society Outstation at the Heinz Maier-Leibnitz Zentrum (MLZ), D-85748, Garching, Germany

^h Advanced Photon Source, Argonne National Laboratory
60439, Argonne, Illinois, USA

Поступила в редакцию 7 июня 2018 г.

Анализируется влияние тонкой прослойки Cr между слоями Fe и Gd на структуру и магнитные свойства сверхрешетки $[\text{Fe}(35 \text{ \AA})/\text{Cr}(t_{\text{Cr}})/\text{Gd}(50 \text{ \AA})/\text{Cr}(t_{\text{Cr}})]_{12}$. Образцы без прослоек ($t_{\text{Cr}} = 0$) и с тонкими прослойками ($t_{\text{Cr}} = 4 \text{ \AA}$) исследуются с использованием рентгеновской дифракции, рентгеновской резонансной магнитной рефлектометрии и рефлектометрии поляризованных нейтронов, статической магнитометрии, магнитооптического эффекта Керра, а также метода ферромагнитного резонанса. Магнитные свойства изучаются экспериментально в широком температурном диапазоне 4–300 К и анализируются теоретически с использованием численного моделирования на основе модели среднего поля. Показано, что разумное согласие с экспериментальными данными может быть получено при учете температурной зависимости константы среднего поля в слоях гадолиния. Анализ экспериментальных данных показывает, что, помимо сильного подавления антиферромагнитного обмена между Fe и Gd, введение прослоек Cr в сверхрешетку Fe/Gd приводит к изменению как структурных, так и магнитных характеристик ферромагнитных слоев.

DOI: 10.1134/S0044451018100152

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия исследования магнитных слоистых наноструктур привлекают внимание

благодаря необычным магнитным явлениям и уникальным магнитным свойствам подобных объектов. Многослойные структуры на основе переходных ($3d$) и редкоземельных ($4f$) ферромагнитных (ФМ) металлов, такие как Fe/Gd, представляют собой модельные ферромагнитные системы, демонстрирующие богатую магнитную фазовую диаграмму со сложными типами магнитного упорядочения

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

** E-mail: ryabukhina@imp.uran.ru

*** T. Keller, Y. Choi, D. Haskel

ния [1–5]. Магнитное состояние в слоистой структуре Fe/Gd определяется несколькими конкурирующими факторами: сильным антиферромагнитным (АФМ) взаимодействием на границах Fe–Gd, увеличением магнитного момента Gd в приграничной области вблизи Fe, зеэмановским взаимодействием с внешним полем [6]. В работе [6] проведены расчеты фазовых H – T -диаграмм систем Fe/Gd и показана возможность существования коллинеарных (так называемых Fe-ориентированных и Gd-ориентированных) и скрученных (twisted) магнитных состояний [3, 5, 7]. Экспериментальная реализация таких состояний была наглядно продемонстрирована методом рентгеновской резонансной магнитной рефлектометрии в ряде работ [8–12].

В последнее время рост интереса к многослойным структурам $3d/4f$ обусловлен наблюдениями магнитных скирмионных состояний в системе Fe/Gd [13, 14]. Изучение магнитной динамики в системах $3d/4f$ привлекает внимание в связи с идеей использовать такие материалы для реализации сверхбыстрого магнитного переключения, перспективного для потенциальных применений в магнитных запоминающих устройствах [15]. В частности, многослойные структуры и аморфные сплавы Fe/Gd представляют собой системы такого рода [16, 17].

В последнее время комбинированные слоистые $3d$ – $4f$ -структуры, в которых ФМ-слои разделены немагнитными прослойками, рассматриваются как возможные системы для создания материалов с большим магнитным моментом при комнатной температуре [18]. В частности, в качестве прослойки предлагался АФМ-хром, который мог бы инициировать сильный ФМ-обмен между слоями редкоземельных и переходных металлов, что привело бы к усилению магнитного момента и высокой температуре Кюри в таких комбинированных системах [19]. Однако эксперименты, выполненные на системах Fe/Cr/Gd [19–22] и FeCo/Cr/Gd [23], не показали желаемого увеличения магнитного момента. Более того, ФМ-слои демонстрировали пониженные значения намагниченности насыщения, что может быть вызвано несовершенством интерфейсов и кристаллической структуры сверхрешеток [23, 24].

В работе [25] было продемонстрировано, что введение прослойки Cr между ФМ-слоями в сверхрешетке Fe/Gd приводит к модификации кристаллической структуры слоев Gd. Формирование кристаллографической ГЦК-фазы в слоях Gd в дополнение к фазе ГПУ, по-видимому, является одним из факторов, приводящих к уменьшению намагниченности Gd в структуре Fe/Cr/Gd.

В настоящей работе мы проводим более детальный анализ влияния прослойки Cr на магнитные характеристики системы. Для получения подробной информации о модификации магнитных параметров мы проводим комплексные исследования магнито-статических, магниторезонансных и магнитооптических свойств сверхрешеток Fe/Gd и Fe/Cr/Gd. Для определения профилей намагниченности по толщине структур выполнены дополнительные измерения рефлектометрии поляризованных нейтронов и рентгеновской резонансной магнитной рефлектометрии, которые в настоящее время являются наиболее мощными методами для прецизионного разрешения (в субнанометровом масштабе) неоднородного распределения намагниченности в магнитных гетероструктурах [26–30].

Для определения магнитных параметров системы экспериментальные данные сравниваются с численным расчетом на основе модели среднего поля. Метод среднего поля является относительно простым подходом, применяемым для анализа сложных магнитных состояний в системах Fe/Gd [7, 31]. В последнее время аналогичный подход использовался также для моделирования магнитных свойств гетероструктур Pu/Gd [32] и Ni/Gd [33]. Несмотря на свою простоту, модель среднего поля описывает все основные особенности рассматриваемых систем. Однако количественное согласие с экспериментом не столь однозначно. Подробные данные по намагниченности, полученные в широком диапазоне температур и магнитных полей, описываются в рамках модели среднего поля только качественно [34]. В работе [35] сообщалось, что температурная зависимость намагниченности в слоях Gd близка к линейной, что противоречит стандартной теории среднего поля.

В предыдущей работе [31] мы анализировали магнитные свойства сверхрешетки Fe/Gd в рамках модифицированной модели среднего поля с зависящей от температуры обменной константой Gd. Оказалось, что предложенный подход обеспечивает хорошее количественное описание как статической намагниченности, так и спектров ферромагнитного резонанса, полученных экспериментально в широком диапазоне температур 4–300 К. В этой связи представляют интерес дальнейшие исследования применимости предлагаемого подхода к анализу слоистых систем рассматриваемого типа, таких как Fe/Cr/Gd.

В настоящей работе мы показываем, что для обеих структур, Fe/Gd и Fe/Cr/Gd, разумное согласие с экспериментальными данными может быть получено с учетом температурной зависимости константы

среднего поля в слоях гадолиния [31]. Анализ экспериментальных данных показывает, что введение прослоек Cr в сверхрешетку Fe/Gd приводит к значительному уменьшению АФМ-обмена между слоями Fe и Gd и к модификации как структурных, так и магнитных характеристик ФМ-слоев.

2. ОБРАЗЦЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

Многослойные структуры $[\text{Fe}(t_{\text{Fe}})/\text{Gd}(t_{\text{Gd}})]_{12}$ и $[\text{Fe}(t_{\text{Fe}})/\text{Cr}(t_{\text{Cr}})/\text{Gd}(t_{\text{Gd}})/\text{Cr}(t_{\text{Cr}})]_{12}$ с номинальными толщинами слоев $t_{\text{Fe}} \approx 35 \text{ \AA}$, $t_{\text{Gd}} \approx 50 \text{ \AA}$ и $t_{\text{Cr}} \approx 4 \text{ \AA}$ были получены методом высоковакуумного магнетронного напыления. Сверхрешетки осаждались на стеклянных и кремниевых Si(100) подложках с использованием буферного слоя хрома толщиной 50 \AA . Для предотвращения окисления поверхность структур также покрывалась слоем хрома толщиной 30 \AA . Для краткости в этой работе мы будем называть изучаемые сверхрешетки без прослоек и с прослойками Cr соответственно Fe/Gd и Fe/Cr/Gd. При этом сразу заметим, что образцы, приготовленные на разных подложках, демонстрировали идентичные структурные и магнитные характеристики.

Структурная характеристика образцов проводилась методами рентгеновской рефлектометрии и дифракции, включая измерения в геометрии скользящего пучка (РДГСП). Измерения проводились на лабораторном дифрактометре Empyrean PANalytical с использованием источников K_{α} -излучения Cu и Co.

Статическая намагниченность изучалась в диапазоне температур 4–300 К в магнитных полях до 50 кЭ с использованием стандартного СКВИД-магнитометра Quantum Design MPMS. Отдельно были измерены магнитные свойства подложки, и ее вклад вычитался из полного магнитного момента образцов.

Ферромагнитный резонанс (ФМР) изучался с использованием лабораторного спектрометра, работающего в диапазоне частот 7 – 37 ГГц при температурах 4–300 К в магнитных полях до 10 кЭ.

Измерения поверхностной намагниченности сверхрешеток проводились с помощью продольного магнитооптического эффекта Керра (МОЭК) в диапазоне температур 4–300 К в магнитных полях до 10 кЭ с использованием полупроводникового лазера на длине волны 635 нм.

Распределение намагниченности по толщине сверхрешеток определялось в экспериментах по

рентгеновской резонансной магнитной рефлектометрии (РРМР) и рефлектометрии поляризованных нейтронов (РПН) при $T = 15 \text{ К}$ в магнитном поле $H = 500 \text{ Э}$.

Эксперименты по РРМР были выполнены на станции 4ID-D, Advanced Photon Source (Аргоннская национальная лаборатория) [36]. Измерения магнитной рефлектометрии проводились для L_2 -резонансного возбуждения $\text{Gd } 2p_{1/2} \rightarrow 5d$ при энергии фотонов $E = 7929 \text{ эВ}$. Магнитная рефлектометрия определялась как разность в интенсивностях отраженного сигнала для право- и лево-циркулярно поляризованного излучения ($R^+ - R^-$).

Эксперименты по РПН были выполнены на рефлектометре NREX, установленном на исследовательском реакторе FRM II в Центре Хайнца Майера – Лейбница (Гархинг, Германия). Измерения были проведены в стандартной геометрии $\theta - 2\theta$ с постоянной длиной волны нейтронов $4.26 \pm 0.06 \text{ \AA}$ и поляризацией 99.99%. Анализ поляризации отраженного пучка был выполнен с использованием поляризационного анализатора с эффективностью 98%.

Во всех экспериментах внешнее магнитное поле было ориентировано в плоскости пленки.

3. МОДЕЛЬ СРЕДНЕГО ПОЛЯ

Для определения магнитных параметров образцов экспериментальные данные сравнивались с результатами теоретического моделирования магнитной структуры на основе метода среднего поля. Общая идея процедуры расчета аналогична предложенной в [2] и более детально описана в нашей предыдущей работе [31]. Из-за высокой T_C и большой обменной жесткости слоев Fe они считаются однородно намагниченными до насыщения M_{Fe} в изучаемой области температур. Для моделирования неоднородного распределения намагниченности в слоях Gd каждый из них делится на 16 подслоев с толщиной $a \approx 3 \text{ \AA}$ (что формально соответствует расстоянию между гексагональными атомными плоскостями в ГПУ-решетке Gd). Таким образом, вся сверхрешетка делится на $12 \times 17 = 204$ элементарных подслоя, и задача сводится к определению равновесной намагниченности в каждом из них. Эта проблема решается методом итераций. Начиная с некоторого начального распределения намагниченности \mathbf{M}_i , где i – номер подслоя, мы находим эффективное поле \mathbf{H}_i , действующее на спины в каждом подслое. Это эффективное поле представляет собой сумму обменного поля и внешнего поля \mathbf{H} .

Чтобы вычислить полное обменное поле, действующее на спин в i -м слое, мы отдельно рассматриваем вклады от ближайших спинов в том же i -м слое и спинов в соседних $(i \pm 1)$ -х слоях. Таким образом, для спинов внутри слоев Gd мы можем написать

$$\mathbf{H}_i = \mathbf{H} + \lambda[\zeta \mathbf{M}_{i+1} + \zeta \mathbf{M}_{i-1} + (1 - 2\zeta) \mathbf{M}_i], \quad (1)$$

где λ — константа среднего поля Gd, а ζ характеризует относительный вклад соседних подслоев Gd в полное обменное поле. В случае идеальной кристаллической структуры параметр ζ можно рассматривать как долю ближайших соседних атомов в $(i \pm 1)$ -х атомных слоях, $z_{i\pm 1}$, от общего числа ближайших соседей z , т.е. $\zeta = z_{i\pm 1}/z$. В то же время, параметр ζ непосредственно связан с обменной жесткостью A слоя Gd соотношением

$$A = \frac{1}{2} \zeta \lambda M^2 a^2. \quad (2)$$

Чтобы найти обменные поля, действующие на интерфейсах Fe–Gd, мы рассматриваем энергию взаимодействия слоев Fe и Gd на единицу площади:

$$E = -J \frac{(\mathbf{M}_i \mathbf{M}_{i+1})}{M_{\text{Fe}} M_{\text{Gd}}}, \quad (3)$$

где M_{Fe} и M_{Gd} — намагниченность насыщения соответственно слоев Fe и Gd, а J — обменная константа. Индексы i и $i + 1$ относятся к приграничным слоям Fe и Gd. Обменные поля, действующие на такие приграничные слои, определяются выражением

$$\mathbf{H}_i^{\text{Fe-Gd}} = -\frac{1}{t_i} \frac{\partial E}{\partial \mathbf{M}_i}, \quad (4)$$

где t_i — толщина i -го слоя.

На первом шаге рассматриваемой итерационной процедуры проводится поиск равновесных направлений векторов \mathbf{M}_i , определяемых условием $\mathbf{M}_i \parallel \mathbf{H}_i$. На втором шаге ищутся абсолютные значения M_i . На этом этапе необходимо рассчитать только намагниченность для подслоев Gd, так как мы пренебрегаем температурными изменениями намагниченности Fe. Этот расчет проводится в рамках модели среднего поля:

$$M_i = M_{\text{Gd}} B_S \left(\frac{\mu H_i}{k_B T} \right), \quad (5)$$

где B_S — функция Бриллюэна для спина Gd $S = 7/2$, $\mu = 7.5\mu_B$ — магнитный момент иона Gd, μ_B — магнетон Бора, k_B — константа Больцмана.

После определения новых абсолютных значений M_i мы возвращаемся к первому шагу, и процедура

повторяется до тех пор, пока не будет найдено стационарное самосогласованное решение. Результирующий полный магнитный момент на единицу площади сверхрешетки определяется выражением

$$m = \sum_i t_i M_i^{\parallel}, \quad (6)$$

где M_i^{\parallel} — компонента намагниченности i -го слоя в направлении поля.

После вычисления статического распределения намагниченности можно проанализировать магниторезонансные свойства системы. Магнитная динамика описывается уравнениями Ландау–Лифшица с релаксационными членами (\mathbf{R}_i):

$$\frac{\partial \mathbf{M}_i}{\partial t} = -\gamma_i [\mathbf{M}_i \times (\mathbf{H}_i - 4\pi \mathbf{M}_i^z)] + \mathbf{R}_i, \quad (7)$$

где γ — гиромагнитное отношение. В уравнении (7) учитывается дополнительный вклад в эффективное поле \mathbf{H}_i «размагничивающего» поля $-4\pi \mathbf{M}_i^z$, связанного с динамической составляющей намагниченности \mathbf{M}_i^z , перпендикулярной плоскости пленки.

Частоты ФМР определяются как собственные частоты линеаризованной системы (7). Следуя нашей предыдущей работе [31], при расчете собственных частот мы ограничивались моделированием одного периода сверхрешетки. Такой подход обеспечивает достаточно хорошее описание экспериментальных спектров. В то же время для достижения лучшего согласия с экспериментом мы учитывали «нелокальный» диссипативный член в уравнениях (7) вида

$$\mathbf{R} = -A^* M_{\text{Gd}} \left[\mathbf{m} \times \nabla^2 \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \right], \quad (8)$$

где \mathbf{m} — единичный вектор в направлении намагниченности Gd, A^* — константа. Диссипативный член (8) обеспечивает дополнительное подавление высокочастотных спин-волновых мод в слое Gd [31].

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. Рентгеновская дифракция

Результаты рентгеновской рефлектометрии исследуемых образцов представлены на рис. 1. Количественная обработка полученных спектров показывает, что образцы имеют выраженную слоистую структуру с резкими межслойными границами, характеризующимися среднеквадратичной шероховатостью около 1–2 атомных монослоев. Средние толщины слоев структуры близки к номинальным значениям ($t_{\text{Fe}} = 33 \pm 1 \text{ \AA}$, $t_{\text{Gd}} = 48 \pm 2 \text{ \AA}$ и $t_{\text{Cr}} = 5 \pm 1 \text{ \AA}$).

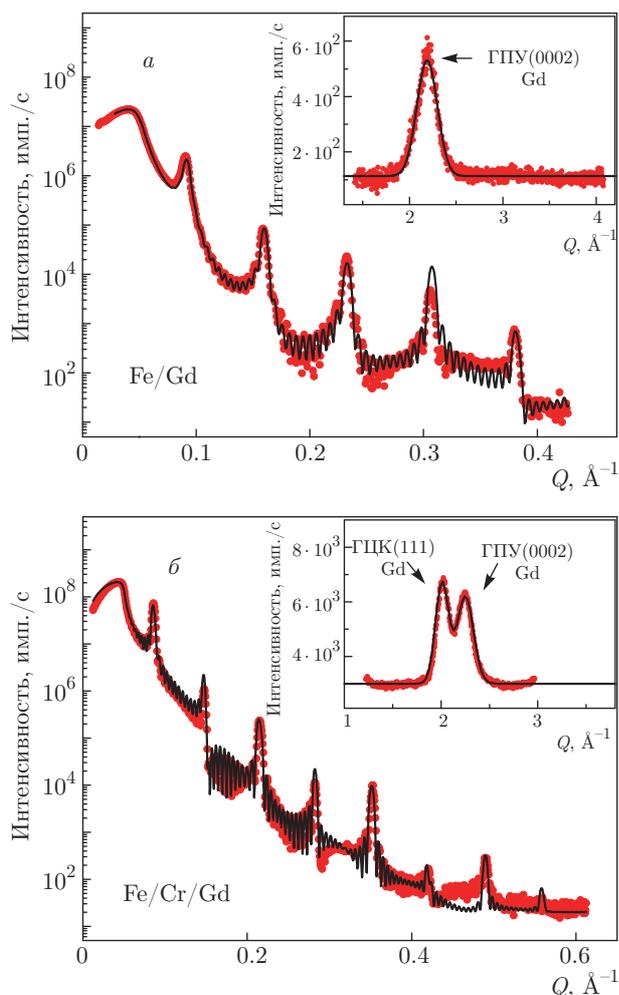


Рис. 1. Результаты рентгеновской рефлектометрии изучаемых сверхрешеток Fe/Gd (а) и Fe/Cr/Gd (б). Точки — экспериментальные данные, линии — результат аппроксимации. Вставки на графиках а и б демонстрируют соответствующие спектры РДГСП для каждого из образцов

Кристаллическая структура сверхрешеток исследовалась методом РДГСП при фиксированном угле падения пучка $\omega = 3^\circ$. Средний размер кристаллитов ГПУ-фазы Gd в изученных сверхрешетках, оцененный с помощью уравнения Дебая – Шеррера из полуширины брэгговского рефлекса ГПУ (0002) Gd, составляет около 20 Å. На вставках рис. 1 показаны экспериментальные спектры РДГСП. Для образца Fe/Gd спектр демонстрирует только один очень широкий пик, соответствующий рефлексу ГПУ (0002) Gd. Сигнал от Fe не наблюдался, что, по-видимому, означает, что слои Fe находятся в аморфном состоянии. Для образца Fe/Cr/Gd (рис. 1б) спектр РДГСП показывает присутствие различных типов кристаллитов в сло-

Таблица. Параметры модели среднего поля для образцов Fe/Gd и Fe/Cr/Gd

	Fe/Gd [31]	Fe/Cr/Gd	
		№ 1	№ 2
$M_{Fe}, \text{Гс}$	1270	1270	1350
$M_{Gd}, \text{Гс}$	1150	1150	1150
$J, \text{эрг}\cdot\text{см}^{-2}$	-39	-2.0	-2.5
ζ	0.33	0.33	0.25

ях Gd. Помимо рефлекса ГПУ (0002) Gd, спектр демонстрирует дополнительный пик, соответствующий рефлексу ГЦК (111) Gd. Этот результат согласуется с данными работы [25], где наблюдалось аналогичное влияние прослойки Cr для сверхрешеток Fe/Cr/Gd, осажденных на подложках Si. Таким образом, тонкая прослойка Cr между слоями Fe и Gd значительно изменяет структурные свойства Gd.

4.2. Статическая намагниченность

На рис. 2 показаны экспериментальные кривые намагничивания $m(T)$ при разных температурах и результат их аппроксимации в модели среднего поля с различным набором параметров, показанных в таблице. Кривые намагничивания ниже примерно 200 К имеют существенно нелинейную форму с плавным выходом на насыщение, что указывает на реализацию скрученного состояния в слоях Gd.

Модельные подгоночные параметры для образца Fe/Gd были получены нами в работе [31]. Было показано, что гораздо лучшее согласие экспериментальных и теоретических кривых $m(H)$ может быть получено с учетом температурной зависимости параметра среднего поля λ в слоях Gd (см. вставку на рис. 2а). Для достижения наилучшей аппроксимации экспериментальных кривых $m(T)$ в работе [31] мы рассматривали полиномы различных степеней для зависимости $\lambda(T)$. В результате мы получили достаточно хорошее согласие с экспериментом с использованием полинома третьей степени:

$$\lambda(T) \approx 800 + 505\tau - 255\tau^2 - 310\tau^3, \quad (9)$$

где $\tau = (T - T_C)/T_C$ с температурой Кюри в слое гадолиния $T_C \approx 200$ К.

В этой работе мы использовали полученную зависимость $\lambda(T)$ для анализа магнитных свойств образца Fe/Cr/Gd. Из сравнения кривых намагничивания для образцов Fe/Gd и Fe/Cr/Gd (рис. 2)

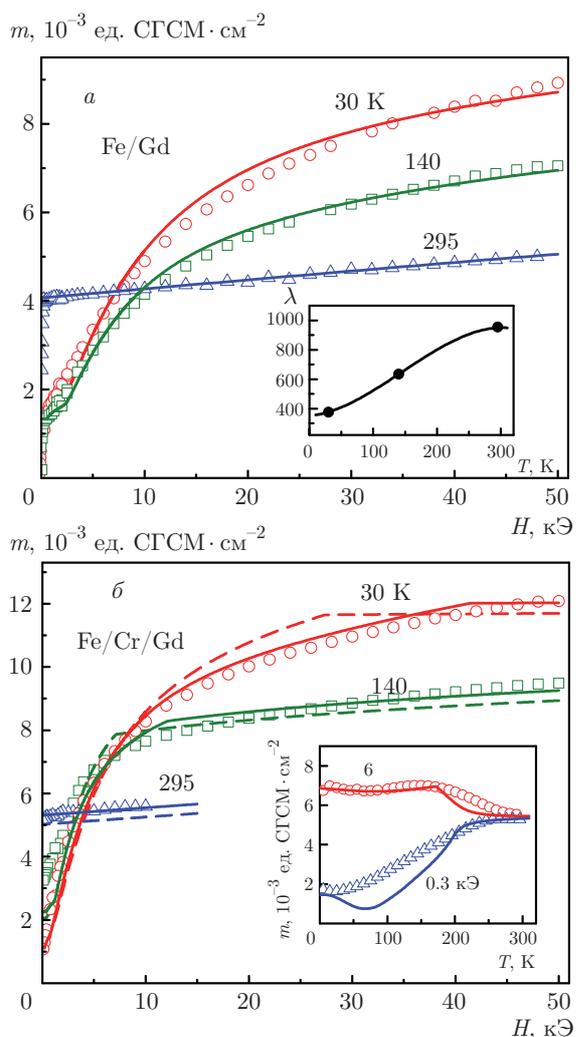


Рис. 2. а) Экспериментальные кривые намагничивания при $T = 30, 140, 295$ К (точки) и результат их аппроксимации в модели среднего поля (линии) для образца Fe/Gd. На вставке показана температурная зависимость константы среднего поля $\lambda(T)$, полученная в работе [31]. б) Кривые намагничивания при $T = 30, 140, 295$ К для образца Fe/Cr/Gd. Точки — эксперимент, штриховые и сплошные линии — расчет в модели среднего поля с различным набором параметров (соответственно № 1 и № 2 в таблице). На вставке — магнитный момент единицы площади как функция температуры при $H = 0.3$ кЭ и $H = 6$ кЭ

очевидно, что введение прослойки Cr между слоями Fe и Gd приводит к значительному увеличению магнитной восприимчивости системы. Этот эффект, очевидно, объясняется сильным ослаблением межслойного АФМ-взаимодействия на границе Fe-Gd. Принимая во внимание этот аргумент, мы попытались аппроксимировать экспериментальные кривые $m(H)$ для образца Fe/Cr/Gd, варьируя только па-

раметр межслойной связи J , в то время как другие параметры системы были теми же, что и для образца Fe/Gd (таблица, столбец № 1). Результат такой процедуры показан на рис. 2б штриховыми линиями. Как видно, такой простой подход позволяет достичь разумного качественного согласия с экспериментальными данными. С другой стороны, остается определенное количественное несоответствие между экспериментальными и расчетными кривыми $m(H)$. Во-первых, заметим, что при всех температурах экспериментальные зависимости демонстрируют более высокие значения намагниченности насыщения, что можно связать с увеличением намагниченности слоев Fe в образце Fe/Cr/Gd. Во-вторых, экспериментальные кривые $m(H)$ при низких температурах показывают более плавный выход на насыщение. Этот эффект можно объяснить меньшей величиной обменной жесткости слоев Gd в образце Fe/Cr/Gd.

Таким образом, для достижения лучшего согласия между экспериментом и моделью мы дополнительно рассмотрели возможность вариации параметров M_{Fe} и ζ в нашей процедуре подгонки. Результат такого подхода показан на рис. 2б сплошными линиями, а соответствующие подгоночные параметры представлены в таблице (столбец № 2). Как и ожидалось, мы получили гораздо лучшую аппроксимацию экспериментальных кривых намагничивания с увеличенным параметром M_{Fe} и уменьшенным ζ .

На вставке рис. 2б показаны экспериментальные и рассчитанные зависимости $m(T)$ при разном величине приложенного внешнего поля. В достаточно сильном поле $H = 6$ кЭ наблюдается хорошее соответствие между экспериментом и теорией. В области слабых полей согласие не столь хорошее, что, по-видимому, связано с влиянием магнитной доменной структуры. В частности, модель предсказывает наличие точки компенсации при $T \approx 70$ К, в то время как на экспериментальной кривой $m(T)$ при $H = 300$ Э эта точка никак не проявляется.

4.3. Ферромагнитный резонанс

Для обоих изучаемых образцов спектры ФМР демонстрируют две ветви поглощения (рис. 3). В области высоких температур наблюдается одна линия. При $T = 300$ К соответствующий ей резонансный пик относительно узкий ($\Delta H \sim 100$ Э). С понижением температуры он уширяется и сдвигается в сторону меньших полей. При низких температурах удастся детектировать еще один пик поглощения. Од-

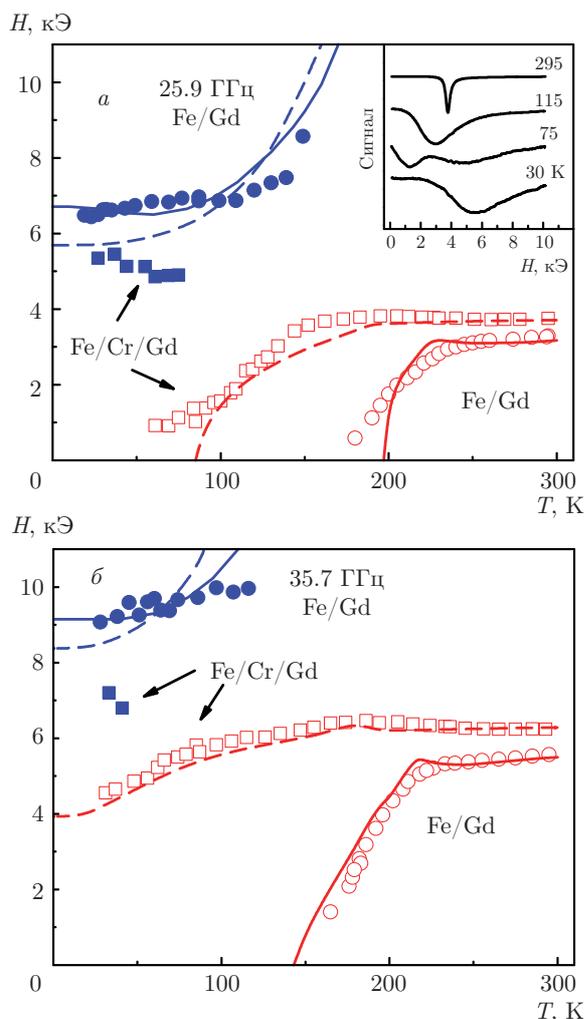


Рис. 3. Поле резонанса как функция температуры для двух образцов при $f = 25.9$ ГГц (*a*) и $f = 35.7$ ГГц (*б*). Точки — эксперимент, линии — результат моделирования. На вставке графика (*a*) показаны примеры спектров для образца Fe/Cr/Gd при разных температурах

нако при повышении температуры он существенно уширяется и исчезает.

Полученные температурные зависимости резонансных полей $H_{res}(T)$ показаны на рис. 3 для частот 25.9 ГГц и 35.7 ГГц (примеры экспериментальных спектров показаны на вставке рис. 3*a*). Заметим, что низкотемпературный (высокополевой) пик демонстрирует несколько различное поведение для образцов Fe/Gd и Fe/Cr/Gd. Для образца Fe/Gd он смещается в сторону более высоких полей при повышении температуры. Напротив, для образца Fe/Cr/Gd он имеет тенденцию смещаться в сторону более низких полей.

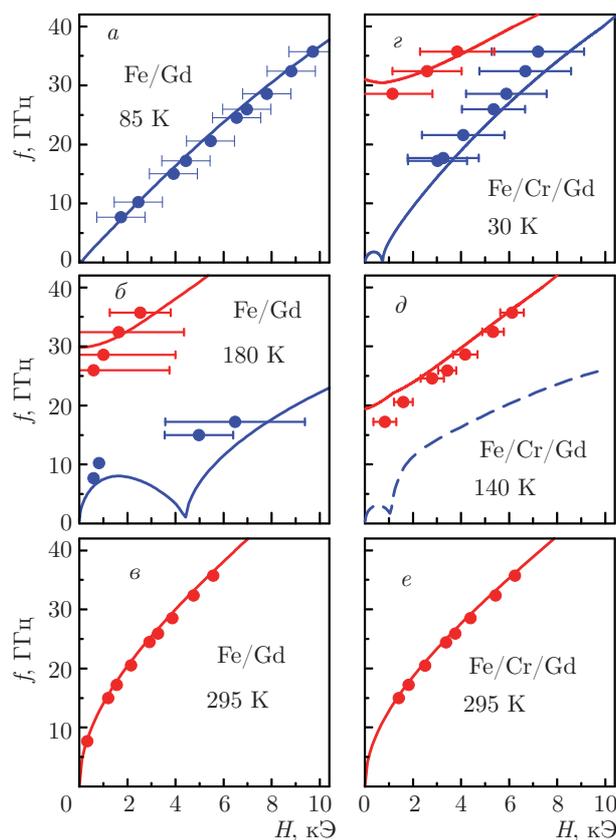


Рис. 4. Примеры частотно-полевых зависимостей резонанса при разных температурах для образцов Fe/Gd (*a, б, в*) и Fe/Cr/Gd (*г, д, е*). Точки — эксперимент, линии — результат моделирования

Примеры частотно-полевых зависимостей $f(H)$ при разных температурах показаны на рис. 4. Заметим, что высокочастотная мода при $T < 200$ К имеет щель в спектре при $H = 0$.

Результаты моделирования на основе предлагаемого среднеполевого подхода показаны линиями на рис. 3, 4. Расчет собственных частот проводился с использованием модельных параметров, полученных из данных по статической намагниченности. В качестве гиромагнитного отношения в слоях Fe и Gd мы использовали соответствующие значения для объемных материалов: $\gamma_{Fe}/2\pi = 2.94$ ГГц/кЭ, $\gamma_{Gd}/2\pi = 2.80$ ГГц/кЭ. При расчетах, аналогично работе [31], мы учитывали нелокальный диссипативный член (8) в уравнениях Ландау – Лифшица для подавления спин-волновых мод высокого порядка в слоях Gd, которые экспериментально не наблюдаются. Для параметра нелокального затухания в Gd мы использовали оценку $A^* = 0.025$ нм², полученную в предыдущей работе [31] для структуры Fe/Gd.

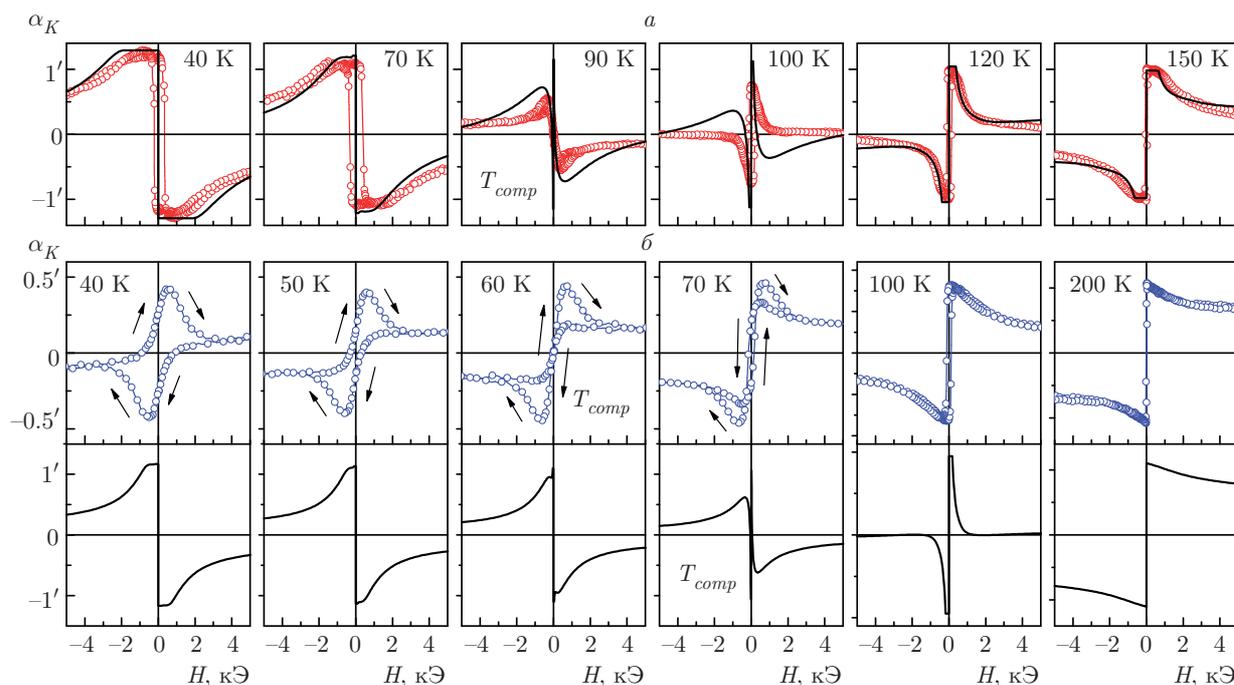


Рис. 5. Результаты керровской магнитометрии при различных температурах для образцов Fe/Gd (а) и Fe/Cr/Gd (б). Точки — эксперимент, линии — результат моделирования

Несмотря на простоту используемой модели, общее соответствие между экспериментом и теорией для зависимостей $f(H)$ и $H_{res}(T)$ является разумным. Этот факт подтверждает применимость нашего подхода.

Сравнение экспериментальных спектров с результатами моделирования позволяет определить типы магнитных колебаний для наблюдаемых резонансных линий. Высокополевой пик, наблюдаемый при низких температурах (рис. 3), соответствует низкочастотной ветви спектра (рис. 4а,з). Эта мода связана с синфазной прецессией слоев Fe и Gd. Линия, возникающая в низких полях при более высоких температурах, соответствует высокочастотной ветви спектра (рис. 4б,д). Эта спектральная ветвь демонстрирует щель в спектре при $H = 0$ и связана с сильнонеоднородной «обменной» модой. Для этой моды фаза прецессии центральной части слоя Gd противоположна фазе прецессии слоев Fe.

По мере роста температуры щель в спектре уменьшается и соответствующий пик смещается в более высокие поля (рис. 3). Величина щели зависит как от обменной жесткости слоев Gd, так и от обмена между слоями Fe и Gd. Значительное ослабление межслойного взаимодействия в образце Fe/Cr/Gd по сравнению со структурой Fe/Gd приводит к су-

щественному уменьшению щели в спектре при той же температуре. Таким образом, в спектрах, измеренных при фиксированной частоте, обменная мода для образца Fe/Cr/Gd возникает при более низкой температуре (рис. 3).

4.4. Магнитооптический эффект Керра

Магнитные кривые гистерезиса и их поведение вблизи точки компенсации исследовались с помощью МОЭК. Глубина проникновения видимого излучения в металлах составляет порядка 100 \AA [28]. Благодаря этому, МОЭК дает информацию о намагниченности только нескольких верхних слоев сверхрешетки. В геометрии нашего эксперимента сигнал продольного эффекта Керра был пропорционален компоненте намагниченности, параллельной приложенному магнитному полю. Fe и Gd дают существенно различный вклад в суммарный эффект Керра (угол поворота поляризации отраженного излучения) [28]. Это приводит, например, к тому, что сигнал МОЭК имеет разный знак для Gd- и Fe-ориентированных фаз.

На рис. 5 представлены экспериментальные кривые гистерезиса и их сравнение с модельными расчетами при разных температурах. Для расчета интегрального сигнала МОЭК от всей сверхрешетки

мы использовали упрощенный подход, предполагающий аддитивный вклад индивидуальных слоев и экспоненциальное затухание интенсивности света в пленке:

$$\alpha_K \sim \int_0^D \alpha(z) M^{\parallel}(z) e^{-z/\delta} dz,$$

где D — полная толщина сверхрешетки, δ — глубина проникновения света, $M^{\parallel}(z)$ — зависящая от глубины z компонента намагниченности вдоль магнитного поля, $\alpha(z)$ — магнитооптический параметр, различный для пленок Fe и Gd (соответственно α_{Fe} и α_{Gd}).

Как видно на рис. 5, структура Fe/Gd демонстрирует относительно узкие петли гистерезиса, не более 500 Э. Температура компенсации $T_{comp} \approx 90$ К может быть легко определена как точка, в которой происходит инверсия петли гистерезиса. Экспериментальные данные удается достаточно хорошо аппроксимировать в рамках используемой модели для всех температур, кроме ближайшей окрестности точки компенсации, при следующих значениях подгоночных параметров: $\delta = 70 \text{ \AA}$, $\alpha_{Fe}/\alpha_{Gd} \approx -2$.

В отличие от структуры Fe/Gd, для образца Fe/Cr/Gd кривые МОЭК имеют сильный гистерезис при низких температурах, что делает их согласие с расчетом менее очевидным. Тем не менее экспериментальные кривые явно демонстрируют наличие точки компенсации при $T \approx 60$ К, в которой остаточный сигнал МОЭК в нулевом поле обращается в нуль. При более низкой температуре этот сигнал отрицателен, что можно связать с реализацией Gd-ориентированной фазы. При более высокой температуре, напротив, остаточный сигнал положителен, что указывает на Fe-ориентированное состояние. Отметим, что расчетное значение температуры компенсации $T_{comp} \approx 70$ К находится в неплохом согласии с экспериментом.

Наблюдаемый сильный низкотемпературный гистерезис кривых намагничивания указывает на возрастающую роль магнитной доменной структуры в поликристаллических слоях Gd для сверхрешеток Fe/Cr/Gd. Как следствие, магнитное состояние пленки в слабых полях, не более 2 кЭ, оказывается сильно зависящим от магнитной предыстории образца. Так, уменьшение поля от больших значений до $H = 0$ при низкой температуре приводит к возникновению в системе Gd-ориентированной фазы. Напротив, охлаждение образца от высоких температур до низких в слабом внешнем поле, по-видимому, не приводит к изменению исходного Fe-ориентированного состояния. Вероятно, именно такая ситу-

ация имеет место для экспериментальной статической кривой $m(T)$ в поле $H = 300$ Э (см. вставку на рис. 2б), которая демонстрирует отсутствие минимума при T_{comp} .

4.5. РПН и РРМР

Профили намагниченности по толщине образцов были определены с помощью одновременной подгонки кривых РПН и РРМР [12, 37]. Схема расчета была основана на использовании унифицированной параметризации элементных профилей намагниченности в сверхрешетке. Для упрощения расчетов каждый слой Gd был разбит на три подслоя. На рис. 6, 7 представлены экспериментальные спектры РПН и РРМР, измеренные при температуре 15 К в магнитном поле 500 Э. Измерения проводились после охлаждения образца от комнатной температуры в нулевом магнитном поле.

Поскольку рассеяние нейтронов с переворотом спина пренебрежимо мало, все магнитные моменты в системе ориентированы либо вдоль, либо противоположно приложенному магнитному полю. Спектры РПН наглядно показывают наличие различных типов магнитного упорядочения: в то время, как в сверхрешетке Fe/Gd реализуется Gd-ориентированная фаза, в системе Fe/Cr/Gd наблюдается Fe-ориентированное состояние.

Оказалось, что для обоих образцов величина магнитного момента в слоях Fe близка к объемному значению, равному примерно $2.2\mu_B$, а распределение намагниченности в слоях Gd сильно неоднородно. В образце Fe/Gd магнитный момент Gd достигает примерно $7\mu_B$ вблизи интерфейсов с Fe и $5\mu_B$ в центре слоев Gd. Для структуры Fe/Cr/Gd магнитный момент Gd равен примерно $7\mu_B$ на границах Gd/Cr и составляет около $4\mu_B$ в середине слоя (с точностью около $0.2\mu_B$). Толщина приграничной области Gd равна примерно 10 \AA .

Заметим, что модель среднего поля предсказывает однородное распределение намагниченности в слоях Gd в условиях эксперимента и не объясняет наблюдаемое увеличение магнитного момента вблизи границ раздела. Такой «эффект близости», по-видимому, типичен для структур Fe/Gd [10, 11]. Здесь аналогичный эффект обнаружен и для исследуемой сверхрешетки Fe/Cr/Gd.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В работе [38] было показано, что температурная зависимость намагниченности в объемном гадоли-

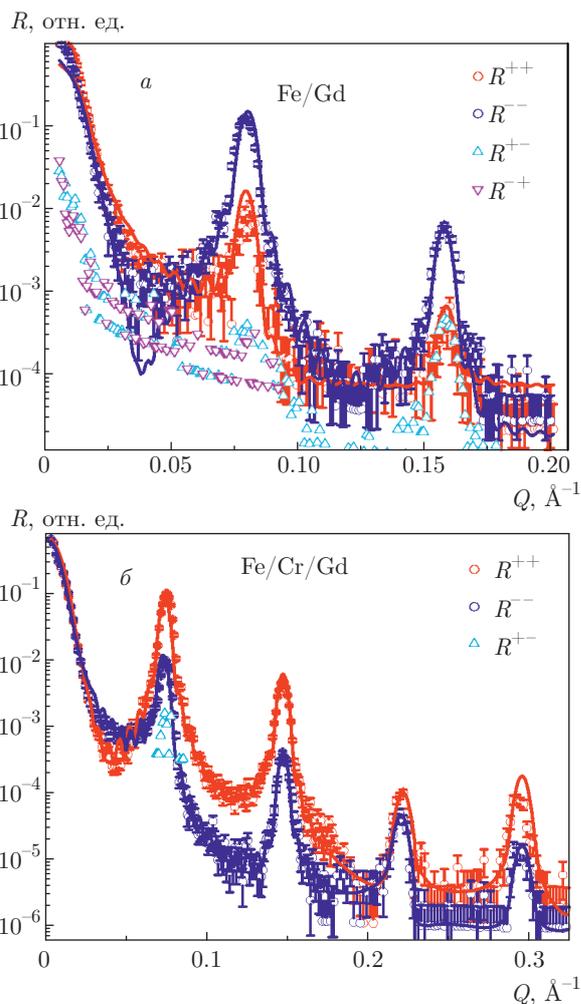


Рис. 6. Спектры РПН при $T = 15$ К, $H = 500$ Э для образцов Fe/Gd (а) и Fe/Cr/Gd (б). Точки — эксперимент, линии — подгонка

нии может быть достаточно хорошо описана функцией Бриллюэна со спином $7/2$ (см. рис. 8). В то же время, магнитные свойства тонких пленок гадолиния в многослойных структурах Fe/Gd, судя по всему, плохо описываются в рамках стандартной модели среднего поля [31]. Решить эту проблему позволяет формальное введение зависящего от температуры параметра среднего поля, благодаря чему удастся хорошо описать как статические, так и динамические магнитные свойства образцов. Возможные физические обоснования такой процедуры подробно обсуждались в работе [31], где рассматривались также альтернативные подходы к определению эффективного поля. Сравнение экспериментальных данных с модельными расчетами демонстрирует применимость нашего подхода для сверхрешеток как Fe/Gd, так и Fe/Cr/Gd.

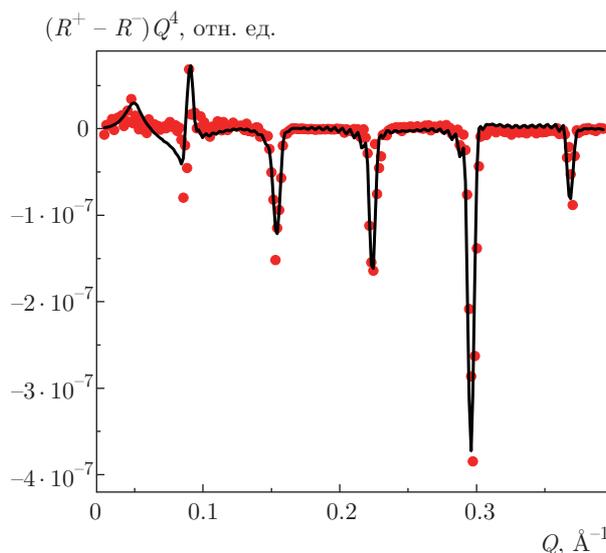


Рис. 7. Спектр РРМР при $T = 15$ К, $H = 500$ Э для образца Fe/Cr/Gd. Точки — эксперимент, линии — подгонка

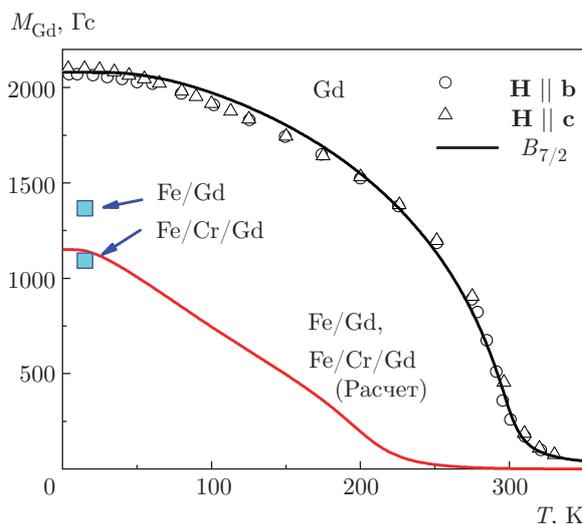


Рис. 8. Температурная зависимость намагниченности Gd в объемном кристалле (эксперимент и функция Бриллюэна при $H = 5$ кЭ [38]) и в изучаемых структурах Fe/Gd и Fe/Cr/Gd (расчет для $H = 0$ в центре слоя Gd). Квадратные точки получены из экспериментов РПН и РРМР

Рассматриваемая модель позволяет определить температурную зависимость намагниченности $M(T)$ в слоях Gd. В частности, для центральной части слоя кривая $M(T)$ близка к линейной с точкой Кюри $T_C \approx 200$ К, что заметно ниже, чем в объемном Gd ($T_C \approx 290$ К). Отметим, что этот результат хорошо согласуется с работой [35].

Полученная энергия межслойного антиферромагнитного обмена в сверхрешетке Fe/Gd оказывается равна $J \approx -40$ эрг·см⁻². В пересчете на один поверхностный атом это составляет примерно $J \approx -0.02$ эВ ≈ -200 К, что согласуется с данными работы [11]. Введение в сверхрешетку Fe/Gd прослоек Cr толщиной 4 Å уменьшает величину межслойного обмена более, чем на порядок, однако АФМ-характер взаимодействия сохраняется. Отметим, что шероховатость границ раздела в сверхрешетке Fe/Cr/Gd сравнима с толщиной прослоек Cr. В силу этого мы полагаем, что наблюдающееся АФМ-взаимодействие в структуре Fe/Cr/Gd связано с существованием мостиков в прослойке Cr (pin-holes, см. также [21]). В этом случае полученная величина константы межслойного обмена $J \approx -2.5$ эрг·см⁻² является усредненным эффективным значением данного параметра.

Как в образце Fe/Gd, так и в Fe/Cr/Gd величины намагниченности насыщения слоев Fe и Gd, полученные из аппроксимации в модели среднего поля, оказываются заметно меньше объемных значений ($M_{\text{Fe}}^{\text{bulk}} \approx 1750$ Гс, $M_{\text{Gd}}^{\text{bulk}} \approx 2050$ Гс). Наблюдаемая сильная редукция намагниченности может объясняться высокой степенью структурного беспорядка и аморфностью выращенных ферромагнитных слоев. Действительно, о таких эффектах ранее сообщалось как для тонких поликристаллических пленок Gd [23, 39], так и для аморфных слоев Fe [40]. В обоих случаях уменьшение намагниченности может достигать порядка 50 % объемного значения.

С другой стороны, данные РПН и РРМР могут пролить свет на другой возможный механизм наблюдаемого уменьшения намагниченности в слоях Fe. Отметим, что результаты РПН и РРМР подтверждают уменьшение намагниченности в центральной части слоев Gd. Значение $4\mu_B$ на атом соответствует приблизительно 1100 Гс, что согласуется с анализом данных по намагниченности в рамках модели среднего поля (см. рис. 8). Напротив, согласно данным РПН и РРМР, намагниченность слоев Fe близка к объемной величине. В то же время намагниченность Gd вблизи границы Gd-Fe значительно увеличивается, примерно до $7\mu_B$, за счет эффекта близости и ориентирована противоположно намагниченности Fe. Толщина этой области с увеличенным моментом Gd сравнима с шероховатостью интерфейса. Существование такой переходной области на границе может привести к эффективному уменьшению среднего магнитного момента в слоях Fe, что проявляется в данных по намагниченности. Простая оценка показывает, что один атомный слой

Gd, намагниченный до насыщения (примерно $7\mu_B$), достаточен для уменьшения средней намагниченности слоя Fe приблизительно на 10 %. Таким образом, наблюдаемое уменьшение (около 20–25 %) не является удивительным.

Введение прослойки Cr между Fe и Gd, по видимому, подавляет эффект близости, что приводит к наблюдаемому увеличению намагниченности слоя Fe. Другой результат введения прослойки Cr состоит в значительной модификации кристаллической структуры в слоях Gd [25]. Спектры РДГСП в сверхрешетке Fe/Cr/Gd демонстрируют сосуществование кристаллографических фаз ГЦК и ГПУ, в то время как для образца Fe/Gd в слоях гадолиния наблюдается только фаза ГПУ. Магнитные исследования продемонстрировали возрастающую роль доменной структуры в образце Fe/Cr/Gd по сравнению со структурой Fe/Gd. В то же время анализ данных по намагниченности в рамках модели среднего поля показал заметное изменение параметра ζ . Этот результат кажется логичным, поскольку ζ можно рассматривать как непосредственный параметр кристаллической структуры. Однако из-за поликристалличности реальных слоев этот параметр носит эффективный характер. С другой стороны, согласно уравнению (2), он имеет прямую связь с обменной жесткостью слоев Gd. Полученные расчетные низкотемпературные значения обменной жесткости в слоях Gd составляют $A = 0.75 \cdot 10^{-7}$ эрг·см⁻¹ для Fe/Gd и $A = 0.57 \cdot 10^{-7}$ эрг·см⁻¹ для структуры Fe/Cr/Gd.

Заметим, что в нашем предыдущем исследовании структур Fe/Cr/Gd [21] мы пренебрегали учетом состояний со скрученной намагниченностью в слоях Gd. По этой причине в работе [21] для лучшего описания экспериментальных данных был рассмотрен дополнительный биквадратичный член в энергии межслоевого обмена, в частности, для объяснения сильно нелинейных кривых $M(H)$ при низкой температуре. Более подробные данные, полученные в настоящей работе, продемонстрировали важную роль неоднородного распределения намагниченности в слоях Gd для структур Fe/Gd и Fe/Cr/Gd. Используя разработанный среднеполевой подход, мы достигли разумного согласия между экспериментом и модельным расчетом, учитывая только обычный обмен гейзенберговского типа на границах между слоями.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведены сравнительные исследования структурных и магнитных свойств сверхреше-

ток $[\text{Fe}/\text{Gd}]_{12}$ и $[\text{Fe}/\text{Cr}/\text{Gd}/\text{Cr}]_{12}$. Экспериментальные кривые намагничивания и спектры ФМР были проанализированы в рамках модели среднего поля в широком диапазоне температур 4–300 К с использованием модифицированного подхода [31], учитывающего температурную зависимость параметра среднего поля в слоях Gd. Показано, что такой подход обеспечивает достаточно хорошее соответствие между экспериментальными данными и модельными расчетами для обоих образцов.

Проведенные модельные расчеты позволили определить магнитные параметры сверхрешеток Fe/Gd и Fe/Cr/Gd и проанализировать влияние прослойки Cr на их магнитные свойства. Основной эффект прослоек Cr, вводимых в сверхрешетку Fe/Gd, состоит в сильном подавлении обменного АФМ-взаимодействия между слоями Fe и Gd. Вместе с тем наблюдается также изменение магнитных свойств обоих ФМ-слоев, которое может быть связано с их структурной модификацией.

Для обоих исследованных образцов ФМ-слои демонстрируют уменьшенные значения намагниченности насыщения по сравнению с объемными Fe и Gd. Этот эффект можно объяснить высокой степенью структурного беспорядка (аморфностью) выращенных ФМ-слоев, а также несовершенством межслойных границ, приводящим к существованию переходного слоя с уменьшенной намагниченностью из-за сильного АФМ-обмена между атомами Fe и Gd (эффект близости). Действительно, исследования РПН и РРМР наглядно продемонстрировали существование такого переходного слоя с сильно увеличенной намагниченностью Gd. Введение прослоек Cr между слоями Fe и Gd, по-видимому, подавляет этот эффект, что приводит к небольшому увеличению средней намагниченности в слоях Fe. В то же время наблюдаются уменьшение обменной жесткости слоев Gd в структуре Fe/Cr/Gd и возрастающая роль магнитной доменной структуры. Эти эффекты, по-видимому, связаны с образованием кристаллитов ГЦК-фазы в слоях Gd.

Эксперименты по рассеянию нейтронов были проведены в Центре Хайнца Майера-Лейбница (Гархинг, Германия) на оборудовании NREX, используемом Обществом Макса Планка.

Работа в Аргоннской национальной лаборатории поддержана Отделом науки Министерства энергетики США (договор DE-AC02-06CH11357).

Исследования в Екатеринбурге проведены в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Спин» № АААА-А18-188020290104-2). Рентге-

ноструктурные исследования выполнены в Центре коллективного пользования ИФМ УрО РАН.

Работа подготовлена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 16-02-00061, 18-37-00182), Министерства образования и науки РФ (грант № 14-Z-50.31.0025), а также в рамках Программы Президиума РАН 1.4 «Актуальные проблемы физики низких температур».

Авторы выражают благодарность А. А. Мухину, В. Ю. Иванову и А. М. Кузьменко (ИОФ РАН) за содействие в проведении измерений на СКВИД-магнитометре.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. E. Camley, in: *Magnetism of Surfaces, Interfaces, and Nanoscale Materials*, Handbook of Surface Science, Vol. 5, ed. by R. E. Camley, Z. Celinski, and R. L. Stamps, Elsevier, North-Holland (2015).
2. R. E. Camley and R. L. Stamps, *J. Phys. Cond. Mat.* **5**, 3727 (1993).
3. R. E. Camley and D. R. Tilley, *Phys. Rev. B* **37**, 3413 (1988).
4. R. E. Camley, *Phys. Rev. B* **39**, 12316 (1989).
5. J. G. LePage and R. E. Camley, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1152 (1990).
6. R. E. Camley, in: *Ultrathin Films, Multilayers and Nanostructures*, Nanomagnetism, Vol. 1, ed. by D. L. Mills and J. A. C. Bland, Elsevier (2006).
7. R. E. Camley, *Phys. Rev. B* **35**, 3608 (1987).
8. N. Ishimatsu, H. Hashizume, S. Hamada, N. Hosoito, C. S. Nelson, C. T. Venkataraman, G. Srajer, and J. C. Lang, *Phys. Rev. B* **60**, 9596 (1999).
9. N. Hosoito, H. Hashizume, N. Ishimatsu, I.-T. Bae, G. Srajer, J. C. Lang, C. T. Venkataraman, and C. S. Nelson, *Jpn. J. Appl. Phys* **41**, 1331 (2002).
10. D. Haskel, G. Srajer, J. C. Lang, J. Pollmann, C. S. Nelson, J. S. Jiang, and S. D. Bader, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 207201 (2001).
11. Y. Choi, D. Haskel, R. E. Camley, D. R. Lee, J. C. Lang, G. Srajer, J. S. Jiang, and S. D. Bader, *Phys. Rev. B* **70**, 134420 (2004).
12. E. Kravtsov, D. Haskel, S. G. E. te Velthuis, J. S. Jiang, and B. J. Kirby, *Phys. Rev. B* **79**, 134438 (2009).

13. S. A. Montoya, S. Couture, J. J. Chess, J. C. T. Lee, N. Kent, D. Henze, S. K. Sinha, M.-Y. Im, S. D. Kevan, P. Fischer, B. J. McMorran, V. Lomakin, S. Roy, and E. E. Fullerton, *Phys. Rev. B* **95**, 024415 (2017).
14. S. A. Montoya, S. Couture, J. J. Chess, J. C. T. Lee, N. Kent, M.-Y. Im, S. D. Kevan, P. Fischer, B. J. McMorran, S. Roy, V. Lomakin, and E. E. Fullerton, *Phys. Rev. B* **95**, 224405 (2017).
15. S. Mangin, M. Gottwald, C.-H. Lambert, D. Steil, V. Uhlř, L. Pang, M. Hehn, S. Alebrand, M. Cinchetti, G. Malinowski, Y. Fainman, M. Aeschlimann, and E. E. Fullerton, *Nat. Mater.* **13**, 286 (2014).
16. R. Chimata, L. Isaeva, K. Kádas, A. Bergman, B. Sanyal, J. H. Mentink, M. I. Katsnelson, T. Rasing, A. Kirilyuk, A. Kimel, O. Eriksson, and M. Pereiro, *Phys. Rev. B* **92**, 094411 (2015).
17. C. Xu, T. A. Ostler, and R. W. Chantrell, *Phys. Rev. B* **93**, 054302 (2016).
18. G. Scheunert, O. Heinonen, R. Hardeman, A. Lapicki, M. Gubbins, and R. M. Bowman, *Appl. Phys. Rev.* **3**, 011301 (2016).
19. B. Sanyal, C. Antoniak, T. Burkert, B. Krumme, A. Warland, F. Stromberg, C. Praetorius, K. Fauth, H. Wende, and O. Eriksson, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 156402 (2010).
20. F. Stromberg, C. Antoniak, U. von Hörsten, W. Keune, B. Sanyal, O. Eriksson, and H. Wende, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 265004 (2011).
21. А. Б. Дровосеков, Н. М. Крейнес, А. О. Савицкий, Е. А. Кравцов, Д. В. Благодатков, М. В. Рябухина, М. А. Мильяев, В. В. Устинов, Э. М. Пашаев, И. А. Субботин, Г. В. Пруцков, *ЖЭТФ* **147**, 1204 (2015).
22. Li Sun, Wen Zhang, Ping Kwan Johnny Wong, Yuli Yin, Sheng Jiang, Zhaocong Huang, Ya Zhai, Zhongyu Yao, Jun Du, Yunxia Sui, Hongru Zhai, *J. Magn. Magn. Mater.* **451**, 480 (2018).
23. C. Ward, G. Scheunert, W. R. Hendren, R. Hardeman, M. A. Gubbins, and R. M. Bowman, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 092403 (2013).
24. G. Scheunert, W. R. Hendren, C. Ward, and R. M. Bowman, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 142407 (2012).
25. М. В. Рябухина, Е. А. Кравцов, Л. И. Наумова, В. В. Проглядо, Ю. Н. Хайдуков, В. В. Устинов, *ФММ* **118**, 151 (2017).
26. *Modern Techniques for Characterizing Magnetic Materials*, ed. by Y. Zhu, Springer US (2005).
27. C. Dufour, K. Cherifi, G. Marchal, Ph. Mangin, and M. Hennion, *Phys. Rev. B* **47**, 14572 (1993).
28. W. Hahn, M. Loewenhaupt, Y. Y. Huang, G. P. Felcher, and S. S. P. Parkin, *Phys. Rev. B* **52**, 16041 (1995).
29. O. F. K. McGrath, N. Ryzhanova, C. Lacroix, D. Givord, C. Fermon, C. Miramond, G. Saux, S. Young, and A. Vedyayev, *Phys. Rev. B* **54**, 6088 (1996).
30. S. Roy, M. R. Fitzsimmons, S. Park, M. Dorn, O. Petravic, Igor V. Roshchin, Zhi-Pan Li, X. Battle, R. Morales, A. Misra, X. Zhang, K. Chesnel, J. B. Kortright, S. K. Sinha, and Ivan K. Schuller, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 047201 (2005).
31. А. Б. Дровосеков, Н. М. Крейнес, А. О. Савицкий, Е. А. Кравцов, М. В. Рябухина, В. В. Проглядо, and В. В. Устинов, *J. Phys.: Cond. Mat.* **29**, 115802 (2017).
32. P. N. Lapa, J. Ding, J. E. Pearson, V. Novosad, J. S. Jiang, and A. Hoffmann, *Phys. Rev. B* **96**, 024418 (2017).
33. T. D. C. Higgs, S. Bonetti, H. Ohldag, N. Banerjee, X. L. Wang, A. J. Rosenberg, Z. Cai, J. H. Zhao, K. A. Moler, and J. W. A. Robinson, *Sci. Rep.* **6**, 30092 (2016).
34. K. Takanashi, Y. Kamiguchi, H. Fujimori, and M. Motokawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **61**, 3721 (1992).
35. N. Hosoito, H. Hashizume, and N. Ishimatsu, *J. Phys.: Cond. Mat.* **14**, 5289 (2002).
36. J. C. Lang and G. Srajer, *Rev. Sci. Instr.* **66**, 1540 (1995).
37. D. Haskel, E. Kravtsov, Y. Choi, J. C. Lang, Z. Islam, G. Srajer, J. S. Jiang, S. D. Bader, and P. C. Canfield, *Eur. Phys. J. Special Topics* **208**, 141 (2012).
38. H. E. Nigh, S. Legvold, and F. H. Spedding, *Phys. Rev.* **132**, 1092 (1963).
39. M. Romera, M. Muñoz, M. Maicas, J. M. Michalik, J. M. de Teresa, C. Magén, and J. L. Prieto, *Phys. Rev. B* **84**, 094456 (2011).
40. S. Handschuh, J. Landes, U. Köbler, Ch. Sauer, G. Kisters, A. Fuss, and W. Zinn, *J. Magn. Magn. Mater.* **119**, 254 (1993).