

Фазовые переходы первого рода при намагничивании трехслойных пленок Fe/Cr/Fe

© Н.Б. Бакулина, М.И. Куркин, С.А. Гудин, А.В. Гапонцев

Институт физики металлов УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

E-mail: bakulina@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 21 января 2009 г.
В окончательной редакции 10 июня 2009 г.)

Предсказывается возможность возникновения скачков на кривых намагничивания мультислоев Fe/Cr в предположении, что магнитное упорядочение в прослойках хрома имеет вид линейно поляризованной волны спиновой плотности. Анализ этой возможности проведен для трехслойной пленки Fe/Cr/Fe с обычным качеством границ раздела Fe/Cr, которое не обеспечивает смену ферромагнитной и антиферромагнитной ориентации намагниченностей соседних слоев Fe при изменении толщины прослойки хрома на один атомный слой (короткий период осцилляций). Используемая модель предполагает, что за наблюдаемый экспериментально длинный период таких осцилляций отвечает волновой вектор волны спиновой плотности.

Получены выражения для интервала толщин прослоек Cr, в котором можно ожидать появления предсказываемого эффекта, и оценена его величина.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект РФФИ № 08-02-00904), Президиума РАН, Президиума УрО РАН, фонда некоммерческих программ „Династия“.

1. Введение

Интерес к изучению магнитных металлических мультислоев типа Fe/Cr связан с обнаружением в них эффектов гигантского магнитосопротивления (ГМС) [1,2]. По существующим представлениям [3,4] для формирования ГМС необходимо выполнение двух условий: 1) толщины неферромагнитных прослоек, разделяющих ферромагнитные слои, должны быть меньше длины свободного пробега носителей тока; 2) обменное взаимодействие со спинами электронов неферромагнитных прослоек должно обеспечивать антиферромагнитную (или неколлинеарную) взаимную ориентацию спинов ближайших ферромагнитных слоев. Достаточно сильное магнитное поле делает такую антиферромагнитную (неколлинеарную) спиновую структуру ферромагнитной, что и обеспечивает падение электросопротивления, которое получило название ГМС. О тесной связи ГМС с магнитной структурой мультислоевых пленок свидетельствует также сходство кривых магнитосопротивления $\rho(H)$ и намагничивания $M(H)$, отмечавшееся многими авторами [3–8]. Обнаружение этой связи стало поводом для более тщательного изучения магнитных мультислоев с эффектом ГМС. В частности, в работах [9–11] соответствующий анализ проводился в предположении, что электронные спины прослоек хрома упорядочены в специфическую антиферромагнитную структуру в виде линейно поляризованной волны спиновой плотности (ЛВСП), как в объемном хроме [12].

С наличием спинового упорядочения в хромовых прослойках связан ряд особенностей косвенного взаимодействия магнитных моментов \mathbf{M}_{Fe} через такие прослой-

ки. Например, существование выделенного направления, обусловленного указанным упорядочением, делает обсуждаемое взаимодействие сильно анизотропным. Эта анизотропия может быть настолько велика, что взаимные ориентации компонент векторов \mathbf{M}_{Fe} вдоль и поперек выделенного направления будут иметь разный знак: одни ферромагнитны, другие антиферромагнитны [11]. В результате должна возникнуть неколлинеарная магнитная структура векторов \mathbf{M}_{Fe} , которую иногда удается наблюдать экспериментально (см., например, [7,8,13]). Альтернативные описания таких неколлинеарных структур с привлечением биквадратичного обменного взаимодействия [14] нам кажутся необоснованными, поскольку требуют, чтобы биквадратичный обмен был сравним по величине с обычным квадратичным обменом Гайзенберга.

Наличие особенностей магнитных структур пленок Fe/Cr, обусловленных ЛВСП в прослойках хрома, использовалось в [11] при построении фазовой диаграммы таких пленок в нулевом магнитном поле. В настоящей работе приведены результаты теоретического анализа изменений этих структур под действием магнитного поля. Анализ проводился для трехслойной пленки Fe/Cr/Fe при значениях параметров, относящихся к определенным участкам полученной в [11] фазовой диаграммы. Более детальная конкретизация этих параметров дана в разделе 2. Там же обсуждаются некоторые особенности используемой в [11] модели, которые учитываются в нашей работе. Сам анализ влияния магнитного поля на магнитные структуры обсуждаемой пленки помещен в раздел 3. Полученные результаты обсуждаются в разделе 4.

2. Особенности влияния антиферромагнетизма прослойки хрома на взаимную ориентацию намагниченностей слоев железа

1. В основе модели, используемой в [11] для описания магнитных свойств пленок Fe/Cr/Fe, как отмечалось выше, лежит предположение о том, что спины прослоек хрома упорядочены в структуру типа ЛВСП (рис. 1). Она состоит из двух магнитных подрешеток. К одной (\mathbf{M}_1) относятся спины атомов в вершинах объемно центрированной кристаллической ячейки хрома [12], ко второй (\mathbf{M}_2) — спины ее центральных атомов. В результате возникает слоистая (не шахматная) антиферромагнитная структура с вектором антиферромагнетизма

$$\mathbf{L}(r) = \mathbf{M}_1(r) - \mathbf{M}_2(r), \quad (1)$$

который в случае упорядочения в виде ЛВСП зависит от координаты r по закону

$$\mathbf{L}(r) = \mathbf{L}_0 \cos(\mathbf{q}r + \varphi_0), \quad (2)$$

где \mathbf{L}_0 — амплитуда ЛВСП, \mathbf{q} и φ_0 — ее волновой вектор и фаза при $r = 0$. В объемном хrome координатная зависимость $\mathbf{L}(r)$ вида (2) экспериментально проявляется в расщеплении брэгговского пика на половине вектора обратной решетки \mathbf{G} , соответствующего магнитному рассеянию нейтронов на соизмеримой двух-подрешеточной антиферромагнитной структуре. Компоненты расщепленного пика соответствуют двум векторам рассеяния нейтронов $\mathbf{G}/2 \pm \mathbf{q}$ [12]. Наблюдать такое расщепление на тонких пленках хрома с толщиной, сравнимой с длиной волны $\lambda = 2\pi/q$, конечно, невозможно. По этой причине существование упорядочения типа ЛВСП в прослойках хрома в пленках Fe/Cr является, как отмечалось выше, нашим предположением.

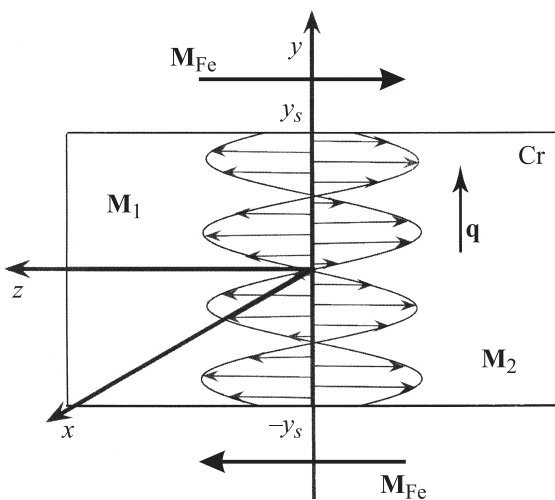


Рис. 1. Линейно поляризованная волна спиновой плотности со слоистой антиферромагнитной структурой: ферромагнитной ориентацией спинов в плоскостях, нормальных к \mathbf{q} , и антиферромагнитной ориентацией в соседних атомных плоскостях.

Его оправданием может быть только экспериментальное подтверждение тех предсказаний, которые следуют из предлагаемой модели.

Как следует из рис. 1 и формулы (2), от координаты зависит величина спиновой плотности, а не направление, как в обычных спиральных волнах спиновой плотности (ВСП) [15]. Это означает, что имеет место пространственная неоднородность электронной, а следовательно, и зарядовой плотности. Свойства таких совместно сосуществующих волн спиновой и зарядовой (ВЗП) плотностей анализировались в [16]. В этой работе сосуществование ЛВСП и ВЗП использовалось далее в формуле (10).

Как и в [11], мы анализировали магнитные свойства пленок Fe/Cr/Fe для поперечных ЛВСП с $\mathbf{L}_0 \perp \mathbf{q}$ и $\mathbf{q} \parallel \mathbf{n}$ (\mathbf{n} — нормаль к поверхности пленки). Система координат выбиралась вдоль $\mathbf{L}(r)$ (в виде (2), где $\mathbf{L}_0 \parallel z$, $\mathbf{n} \parallel y$) (рис. 1).

2. Учитывалось только обменное взаимодействие спинов железа и хрома

$$V_{\text{Fe-Cr}} = -(J_1 \mathbf{M}_1 + J_2 \mathbf{M}_2) \mathbf{M}_{\text{Fe}}. \quad (3)$$

Соотношение между параметрами J_1 и J_2 в (3) зависит от того, какая из подрешеток (\mathbf{M}_1 или \mathbf{M}_2) выходит на поверхность прослойки Cr. Вытекающие отсюда следствия обсуждаются в [11]. Мы останавливаться на них не будем, так как в нашей работе обсуждается вариант, при котором они значения не имеют.

3. Как и в [11], взаимодействие $V_{\text{Fe-Cr}}$ мы считали слабым по сравнению с $V_{\text{Cr-Cr}}$ и $V_{\text{Fe-Fe}}$ (соответствующие основания приведены в [11]). Это позволяет учитывать влияние $V_{\text{Fe-Cr}}$ по теории возмущений. Поправка первого порядка сильно зависит от типа шероховатостей границ раздела Fe/Cr, что легко пояснить на примере шероховатостей глубиной в один атомный слой. В этом случае на каждую поверхность прослойки хрома выходят обе противоположно направленные подрешетки \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 . Если размер шероховатостей R не превосходит радиуса действия обменных сил r_0

$$R < r_0, \quad (4)$$

то подрешетки \mathbf{M}_1 и \mathbf{M}_2 будут одинаково представлены на поверхностях хрома, следовательно в (3) $J_1 = J_2$. При таком соотношении J_1 и J_2 результирующее обменное поле должно обратиться в нуль из-за $\mathbf{M}_1 \uparrow \downarrow \mathbf{M}_2$, что соответствует отсутствию поправок первого порядка по $V_{\text{Fe-Cr}}$ [11]. Следует отметить, что величина r_0 в (4) — это то расстояние, на котором спин одного атома влияет на ориентацию спинов других атомов через своих соседей, а не только непосредственно. В ферромагнетиках за величину r_0 принимают толщину доменных границ, достигающую десятков межатомных расстояний [17].

4. В нашей работе рассматривается только вариант, соответствующий условию (4), когда магнитные свойства слоев железа определяются поправками второго порядка по $V_{\text{Fe-Cr}}$. Они возникают за счет того,

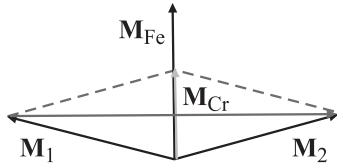


Рис. 2. Искаженная магнитная структура хрома, обусловленная формированием ферромагнитного вектора \mathbf{M}_{Cr} .

что намагниченность \mathbf{M}_{Fe} , ориентируясь перпендикулярно вектору $\mathbf{L}(\mathbf{r})$ в (1), искажает антиферромагнитную структуру хрома, формируя вектор ферромагнетизма $\mathbf{M}_{Cr} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ (рис. 2). Удобно рассматривать два механизма формирования вектора $\mathbf{M}_{Cr}(y_s)$ (y_s — координата границы Fe/Cr (рис. 1)), определяемых двумя слагаемыми в выражении для $\mathbf{M}_{Cr}(y_s)$

$$M_{Cr}(y_s) = \chi(y_s, y_s)M_{Fe}(y_s) + \chi(y_s, -y_s)M_{Fe}(-y_s). \quad (5)$$

Здесь $\chi(r, r')$ — нелокальная магнитная восприимчивость хрома, свойства которой для упорядочения типа ЛВСП (2) обсуждались в [18]. Первое слагаемое в (5) обусловлено намагниченностью $\mathbf{M}_{Fe}(y_s)$ на поверхности раздела с $y = y_s$, второе — намагниченностью $\mathbf{M}_{Fe}(-y_s)$ на противоположной поверхности прослойки.

Взаимодействие $\mathbf{M}_{Fe}(y_s)$ с $\mathbf{M}_{Cr}(y_s)$ позволяет получить эффективное взаимодействие V_{eff} , эквивалентное V_{Fe-Cr} во втором порядке теории возмущений [11],

$$V_{eff} = V_{un} + V_{ind}, \quad (6)$$

$$V_{un} = -J^2 [\chi^{xx}(y_s, y_s)(M_{Fe}^x(y_s))^2 + \chi^{xx}(-y_s, -y_s)(M_{Fe}^x(-y_s))^2], \quad (7)$$

$$V_{ind} = -2J^2 \chi^{xx}(y_s, -y_s)M_{Fe}^x(y_s)M_{Fe}^x(-y_s). \quad (8)$$

Взаимодействие V_{un} в (6) соответствует самовоздействию $\mathbf{M}_{Fe}(\pm y_s)$ через обменное взаимодействие со спинами хрома. Оно имеет вид одноосной магнитной анизотропии. Выделенность оси x определяется двумя векторами $\mathbf{L} \perp x$ ($\mathbf{L} \parallel z$) и нормалью к плоскости пленки $\mathbf{n} \perp x$ ($\mathbf{n} \parallel y$). Второе слагаемое в (6) описывает косвенное взаимодействие векторов $\mathbf{M}_{Fe}(\pm y_s)$ через прослойку хрома. Анизотропия этого взаимодействия обусловлена теми же векторами \mathbf{L} и \mathbf{n} .

5. От параметров ЛВСП хрома \mathbf{q} и φ_0 в (6) зависят восприимчивости $\chi^{xx}(\pm y_s, \pm y_s)$ и $\chi^{xx}(y_s, -y_s)$. Для них в [11] получены выражения

$$\begin{aligned} \chi^{xx}(\pm y_s, \pm y_s) &= \chi_0 \cos^2(qy_s \pm \varphi_0); \\ \chi^{xx}(y_s, -y_s) &= \chi_0 e^{-2y_s/r_0} \cos(qy_s + \varphi_0) \cos(qy_s - \varphi_0), \end{aligned} \quad (9)$$

где r_0 и χ_0 — параметры восприимчивости хрома, свойства которых обсуждались в [18]. Из (9) видно, что $\chi^{xx}(y_s, -y_s)$ меняет знак при изменении φ_0 на $\pi/2$,

например, с пучности (рис. 3), соответствующий ферромагнитному взаимодействию V_{ind} (8), на узел, для которого V_{ind} антиферромагнитно.

Безусловно основным взаимодействием, определяющим равновесное значение φ_0 , является V_{Cr-Cr} , ответственное за формирование волны зарядовой и спиновой плотности [12] (см. также [16]). Для пленок хрома конечной толщины в [11] получено следующее выражение, соответствующее той части V_{Cr-Cr} , которая зависит от φ_0 :

$$V_{Cr}(\varphi_0) = -C_1 \sin 4qy_s \cos 4\varphi_0 - C_2 \sin 2qy_s \cos 2\varphi_0. \quad (10)$$

Первое слагаемое в (10) связано с ВЗП и имеет удвоенный волновой вектор по сравнению со слагаемым, связанным с ЛВСП. В [16] анализировался вариант, при котором определяющим фактором, ответственным за формирование несоизмеримой спиновой структуры в хrome, является ВЗП. В этом случае вполне возможно, что $C_1 \gg C_2$. Однако второе слагаемое в (10) проще для анализа, поэтому мы будем считать $C_1 = 0$ и только в конце приведем формулы с учетом C_1 .

Поскольку второе слагаемое в (10) имеет период π , получается два равновесных значения φ_0

$$\varphi_{01} = 0 \quad \text{и} \quad \varphi_{02} = \pi/2. \quad (11)$$

Соответствующие им состояния ЛВСП теряют устойчивость при значениях

$$qy_s = \pi n/2 \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \quad (12)$$

для которых $\sin 2qy_s = 0$. Переход между двумя этими состояниями можно отнести к фазовому переходу первого рода, имея ввиду зависимость толщины прослойки хрома от какого-нибудь внешнего параметра, например времени напыления. Однако такой переход проходит через состояние безразличного равновесия (из-за $\sin 2qy_s = 0$), следовательно, является безгистерезисным. Лишь зависимость V_{eff} (6) от φ_0 делает его полноценным переходом первого рода с гистерезисом, поскольку изменение фазы φ_0 на $\pi/2$ сопровождается, как отмечалось выше, изменением взаимной ориентации векторов $\mathbf{M}_{Fe}(\pm y_s)$.

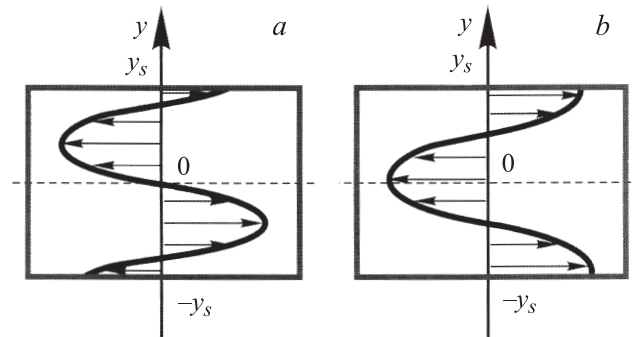


Рис. 3. Изменение вектора \mathbf{L} (стрелки) по толщине прослойки хрома при двух значениях фазы ЛВСП φ_0 (при $y = 0$). $\varphi_0 = \pi/2$ (a) и 0 (b).

Строго говоря, обсуждение фазовых переходов при изменении толщины прослойки хрома $2y_s$ нельзя считать корректными, поскольку величина $2y_s$ дискретно меняется на толщину моноатомного слоя. Ситуация может измениться в присутствии магнитного поля H , от которого начнут зависеть компоненты $M_{\text{Fe}}^x(\pm y_s)$ в (8). В результате поле H получит возможность оказывать влияние на условия потери устойчивости по φ_0 , и можно будет говорить о фазовом переходе, связанном с изменением φ_0 под действием непрерывно меняющегося внешнего параметра H . Результаты количественного анализа этой возможности обсуждаются в следующем разделе.

3. Условия перестройки фазы ЛВСП под действием магнитного поля

В простейшем варианте поставленная задача сводится к поиску равновесных значений параметров и условий устойчивости соответствующих равновесных состояний термодинамического потенциала вида

$$F(\varphi_0, H) = V_{\text{eff}} + V_{\text{Cr}}(\varphi_0) - \mathbf{H}(\mathbf{M}_{\text{Fe}}(y_s) + \mathbf{M}_{\text{Fe}}(-y_s)). \quad (13)$$

В (13) V_{eff} определяется формулами (6)–(9), а $V_{\text{Cr}}(\varphi_0)$ — формулой (10) без учета слагаемого с C_1 , чтобы иметь дело только с двумя равновесными значениями фазы φ_0 (11). Для описания процесса намагничивания интерес представляет состояние, для которого при $H = 0$ фаза $\varphi_0 = \pi/2$. При таком значении φ_0 восприимчивость $\chi_{xx}(y_s, -y_s) < 0$ (9), что соответствует антиферромагнитному взаимодействию V_{ind} (8), а следовательно, антипараллельной ориентации намагниченностей $\mathbf{M}_{\text{Fe}}(\pm y_s)$ (рис. 4). Для намагничивания структуры нужно приложить магнитное поле $H \parallel z$. Вводя угол α , определяющий ориентацию векторов $\mathbf{M}_{\text{Fe}}(\pm y_s)$ относительно равновесной ориентации вдоль оси x ,

$$M_{\text{Fe}}^x(y_s) = -M_{\text{Fe}}^x(-y_s) = M_0 \cos \alpha, \quad (14)$$

$$M_{\text{Fe}}^z(y_s) = M_{\text{Fe}}^z(-y_s) = M_0 \sin \alpha,$$

можно записать выражение для F (13) с учетом формул (6)–(10) в следующем виде:

$$F(\varphi_0, H) = -C_2 \sin 2qy_s \cos 2\varphi_0 - H_s(\varphi_0)M_0 \cos^2 \alpha - 2HM_0 \sin \alpha. \quad (15)$$

Величина

$$H_s(\varphi_0) = J^2 M_0 \chi_0 [(1 + \cos 2qy_s \cos 2\varphi_0) - e^{-2y_s/r_0} (\cos 2qy_s + \cos 2\varphi_0)], \quad (16)$$

как следует из дальнейшего анализа, имеет смысл поля магнитного насыщения для обсуждаемой пленки Fe/Cr/Fe. В формулах (15)–(16) не сделана замена φ_0 на $\pi/2$, поскольку нас интересуют условия устойчивости состояния с $\varphi_0 = \pi/2$, и поэтому необходимо сохранить обозначение φ_0 как варьируемого параметра.

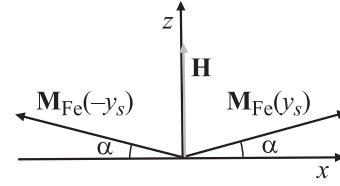


Рис. 4. Ориентация векторов $\mathbf{M}_{\text{Fe}}(\pm y_s)$ относительно оси x при $\mathbf{H} \parallel z$.

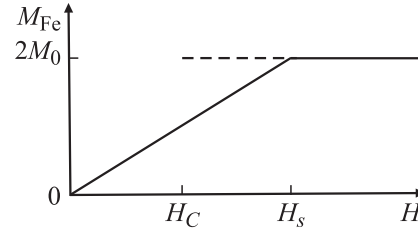


Рис. 5. Зависимость намагниченности пленки Fe/Cr/Fe M_{Fe} от магнитного поля H в состоянии с устойчивой фазой φ_0 (сплошная линия) и при возникновении неустойчивости в поле $H = H_C$ (штриховая линия).

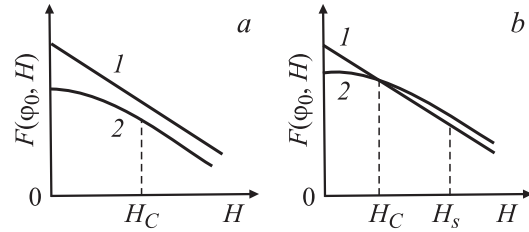


Рис. 6. Зависимости от магнитного поля H термодинамических потенциалов $F(0, H)$ (1) и $F(\pi/2, H)$ (2) при $F(0, H) > F(\pi/2, H)$ (a) и при наличии точки пересечения кривых 1 и 2 при $H = H_C$ (b).

Анализ свойств F (15) удобно начать с поиска равновесных значений угла α из условия минимума $\partial F / \partial \alpha = 0$, которое дает два значения α

$$\sin \alpha_1 = \frac{H}{H_s(\varphi_0)} \quad \text{и} \quad \cos \alpha_2 = 0. \quad (17)$$

При $H < H_s(\varphi_0)$ устойчивым является первое значение $\alpha = \alpha_1$. Оно достигает значения $\pi/2$ при $H = H_s(\varphi_0)$, совпадающего с α_2 . При $H > H_s(\varphi_0)$ уравнение $\partial F / \partial \alpha = 0$ имеет вещественный корень $\alpha = \alpha_2$. Соответствующая зависимость намагниченности пленки

$$M_{\text{Fe}}^z = M_{\text{Fe}}^z(y_s) + M_{\text{Fe}}^z(-y_s) = 2M_0 \sin \alpha(H) \quad (18)$$

от поля H представлена на рис. 5 сплошной линией (с изломом в точке $H = H_s$).

Такого типа зависимости $M_{\text{Fe}}^z(H)$ хотя и являются правилом, но допускают исключения. Их происхождение поясняет рис. 6. На нем приведены зависимости термодинамического потенциала $F(\varphi_0, H)$ (13) от H при двух

значениях φ_0 (11), соответствующих ферромагнитной ($\varphi_0 = 0$) и антиферромагнитной ($\varphi_0 = \pi/2$) ориентациям намагниченностей слоев железа $\mathbf{M}_{\text{Fe}}(\pm y_s)$. При построении этих зависимостей учтено, что $F(0, H)$ зависит от H линейно, так как намагниченность $M_{\text{Fe}}^z = 2M_0$ не зависит от H (линия 1), а $F(\pi/2, H)$, согласно (18), квадратична по H при $H \leq H_s$ и линейна по H при $H > H_s$ (линия 2).

При $C_2 \gg M_0 H_s(\varphi_0)$ зависимость $F(\varphi_0, H)$ от φ_0 должна определяться первым слагаемым в (15), поэтому $F(\pi/2, H) < F(0, H)$ при всех значениях H , что соответствует отсутствию пересечения линий 1 и 2 на рис. 6, а. Исключения составляют значения qy_s (12), кратные $\pi/2$. При таких значениях qy_s первое слагаемое в (15) равно нулю, и равновесные значения φ_0 определяются другими слагаемыми в (15). В этом случае возможен переход с линии 2 на линию 1 при значении $H = H_C$, соответствующем линии пересечения 1 и 2 (рис. 6, b). При таком переходе состояние с максимальной намагниченностью $M_{\text{Fe}}^z = 2M_0$ будет достигнуто скачком в поле $H = H_C < H_s$. Соответствующий участок кривой намагничивания показан на рис. 5 штриховой линией.

При количественном описании такого фазового перехода первого рода по магнитному полю нужно учесть, что в точке $F(0, H) = F(\pi/2, H)$ между состояниями с $\varphi_0 = 0$ и $\varphi_0 = \pi/2$ может существовать потенциальный барьер, с которым связаны гистерезисные явления при фазовых переходах первого рода. Переход возникает при исчезновении такого барьера, что соответствует точке потери устойчивости состояния с данными значениями φ_0 . Эта точка определяется из условия

$$\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi_0^2} = 0. \quad (19)$$

Чтобы учесть в выражении для $F(\varphi_0, H)$ (15) зависимость угла α от φ_0 , достаточно воспользоваться формулами (17), после чего (15) принимает вид

$$F(\varphi_0, H) = -C_2 \sin 2qy_s \cos 2\varphi_0 - H_s(\varphi_0)M_0 - \frac{H^2 M_0}{H_s(\varphi_0)}. \quad (20)$$

При таком выражении для $F(\varphi_0, H)$ уравнение (19) описывает потерю устойчивости состояния с $\varphi_0 = \pi/2$, что позволяет записать уравнение (19) в виде

$$4C_2 \sin 2qy_s + M_0 \left(1 - \frac{H^2}{H_s^2(\pi/2)}\right) \frac{\partial^2 H_s(\pi/2)}{\partial \varphi_0^2} = 0. \quad (21)$$

Для состояния с $\varphi_0 = 0$ уравнение (19) будет выглядеть иначе.

Требуется найти значение $H = H_C$, которое является корнем уравнения (21). Как уже отмечалось выше при $C_2 \gg H_s M_0$, такие корни существуют только вблизи значений qy_s , определяемых формулами (12). Мы ограничились наименьшим ненулевым значением $2qy_s = \pi$ и воспользовались условием

$$\pi - 2qy_s = \Delta \ll \pi. \quad (22)$$

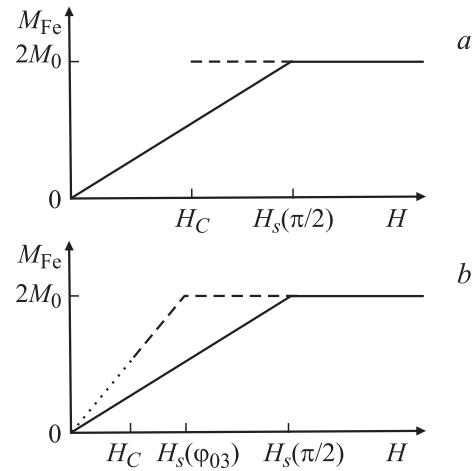


Рис. 7. Теоретические кривые намагничивания трехслойной пленки Fe/Cr/Fe с учетом волны зарядовой плотности. *a* — при $H_C > H_s(\varphi_{03})$, *b* — при $H_C < H_s(\varphi_{03})$ (см. текст).

При этом искомый корень (21) определяется выражением

$$H_C(\Delta) = H_s(\pi/2) \sqrt{1 - \frac{\Delta}{\Delta_0}}. \quad (23)$$

Величина

$$\Delta_0 = \frac{M_0 H_s(\pi/2)}{2C_2} \quad (24)$$

соответствует значению разности $\pi - 2qy_s$, удовлетворяющему (21) при $H = 0$. Прежде чем обсуждать полученное выражение для H_C (24), приведем результаты, полученные с учетом первого слагаемого в (10), связанного с ВЗП. Слагаемое с C_1 в (10) увеличивает количество равновесных значений фазы φ_0 (11). К величинам φ_0 (11) добавляется значение

$$\varphi_{03} = \frac{1}{2} \arccos\left(-\frac{C_2}{8C_1 \cos 2qy_s}\right). \quad (25)$$

При $2qy_s \approx \pi$ с ним связана дополнительная антиферромагнитная структура с кривой намагничивания $M_{\text{Fe}}^z(H)$, аналогичной ломанной линии на рис. 5, но с другими значениями поля насыщения $H_s(\varphi_{03})$

$$H_s(\varphi_{03}) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{C_2}{8C_1}\right) H_s(\pi/2). \quad (26)$$

Неустойчивость состояния с $\varphi_0 = \pi/2$ приводит к кривой намагничивания (рис. 7), которая хотя и отличается от кривой на рис. 5, но на этом различии мы не хотим особо останавливаться по причине, которая обсуждается в следующем разделе.

4. Обсуждение результатов

Как было сказано во Введении, целью этой работы был анализ влияния магнитного поля H на устойчивость антиферромагнитной ориентации намагниченностей слоев железа \mathbf{M}_{Fe} относительно изменения фазы

ЛВСП φ_0 . При этом рассматривались не все линии на фазовой диаграмме, приведенной в [11], а только небольшие участки ее нижней части, соответствующие микромасштабным шероховатостям границ раздела Fe/Cr (условие (4)). Экспериментально данное условие соответствует отсутствию короткого периода осцилляций магнитных структур пленки Fe/Cr/Fe при сохранении длинного периода таких осцилляций. Формулы (23), (24) описывают простейший вариант, когда существуют лишь две возможные ориентации намагниченностей слоев железа $\mathbf{M}_{\text{Fe}}(\pm y_s)$: ферромагнитная при $\varphi_0 = 0$ и антиферромагнитная при $\varphi_0 = \pi/2$. В этом случае изменение фазы φ_0 под действием H приводит к переориентации векторов $\mathbf{M}_{\text{Fe}}(\pm y_s)$ из антиферромагнитного состояния в ферромагнитное, что должно сопровождаться скачком результирующей намагниченности $M_{\text{Fe}} = M_{\text{Fe}}(y_s) + M_{\text{Fe}}(-y_s)$ до значения $2M_0$ (рис. 5), соответствующего намагниченности насыщения.

О существовании скачков на кривых намагничивания различных магнетиков известно давно [17]. Но их происхождение, как правило, связывают с магнитной анизотропией. В кубических ферромагнетиках (Fe, Ni, ...) поля магнитной анизотропии порядка 10^2 Ое, поля магнитного насыщения мультислоев Fe/Cr с гигантским магнитосоппротивлением составляют порядка 10^3 Ое. По этой причине обнаружение скачков на кривых намагничивания пленок Fe/Cr при таких полях вряд ли можно списать на магнитную анизотропию. В тоже время их наблюдение было бы весомым аргументом в пользу спинового упорядочения в прослойках хрома в виде ЛВСП.

К сожалению, формула (24) для величины Δ_0 сильно ограничивает возможность экспериментального наблюдения предсказываемого эффекта. Это связано с неравенством (22), которое существенно использовалось при выводе формул (23), (24). Из (22) следует, что интервал изменения толщины прослойки хрома δy , допускающий существование предсказываемого эффекта, должен удовлетворять условию

$$\delta y \ll \pi/q = \lambda/2, \quad (27)$$

где символом λ обозначена длина волны ЛВСП. Поскольку в объемном хrome $\lambda \approx 40 \text{ \AA}$ [12], для δy из (27) следует оценка $\delta y = 2 \text{ \AA}$, что сравнимо с толщиной монокристаллического слоя хрома. Это исключает возможность приготовления нужной пленки Fe/Cr/Fe (с $\Delta < \Delta_0$), если варьировать только толщину прослоек хрома $2y_s$. Но есть еще возможность влияния на величину Δ (22) через волновой вектор $q = 2\pi/\lambda$, который достаточно сильно зависит от температуры, по крайней мере в объемном хrome [12]. Если это так, то условие $\Delta < \Delta_0$ в принципе реализуемо, но при удачном выборе толщины прослойки и температурного интервала. Для количественной формулировки соответствующего критерия необходимо иметь значения волнового вектора ВСП q в мультислоях Fe/Cr при различных температурах. Если

все же предсказанные скачки на кривых намагничивания пленок Fe/Cr будут обнаружены, то для их описания можно использовать теорию, предложенную в нашей работе.

Авторы благодарны Д.В. Демиховскому, И.В. Голосовскому, Ю.М. Гуфану, Н.Г. Бебенину за ценные замечания, сделанные при обсуждении нашей работы.

Список литературы

- [1] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas. Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
- [2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn. Phys. Rev. B **31**, 4828 (1989).
- [3] H. Zabel. J. Phys. Cond. Matter **11**, 9303 (1999).
- [4] D.T. Pierce, J. Unquies, R.J. Cellota, M.D. Stiles. J. Magn. Magn. Mater. **200**, 290 (1999).
- [5] S.P. Parkin, N. More, K.P. Roche. Phys. Rev. Lett. **64**, 2304 (1990).
- [6] E.E. Fullerton, M.J. Conover, J.E. Mattson, C.H. Sowers, S.D. Bader. Phys. Rev. B **48**, 15 755 (1993).
- [7] V.V. Ustinov, N.G. Bebenin, L.N. Romashev, V.I. Minin, M.A. Milyaev, A.R. Del, A.V. Semerikov. Phys. Rev. B **54**, 15958 (1996).
- [8] В.В. Устинов, В.А. Цурин, Л.Н. Ромашев, В.В. Кононихина, В.В. Овчинников. Изв. РАН **69**, 10, 1449 (2005).
- [9] В.Н. Меньшов, В.В. Тугушев. ЖЭТФ **122**, 1044 (2002).
- [10] А.И. Морозов, А.С. Сигов. ФТТ **46**, 385 (2004).
- [11] С.А. Гудин, А.В. Гапонцев, Н.Б. Бакулина, М.И. Куркин, В.В. Устинов. ФММ **107**, 3, 232 (2009).
- [12] E. Fawcett. Rev. Mod. Phys. **60**, 209 (1988).
- [13] A. Schreyer, J.F. Ankner, Th. Zeidler, H. Zabel, M. Schäfer, J.A. Wolf, P. Grunberg, C.F. Majkrzak. Phys. Rev. B **52** 16 066 (1995).
- [14] J.C. Slonczewski. J. Magn. Magn. Mater. **150**, 13 (1995).
- [15] Ю.А. Изюмов. Дифракция электронов на длиннопериодических структурах. Энергоатомиздат, М. (1987). 200 с.
- [16] В.В. Устинов, М.И. Куркин. ФММ **96**, 1, 13 (2003).
- [17] С.В. Вонсовский. Магнетизм. Наука, М. (1971). 1032 с.
- [18] М.И. Куркин, С.А. Гудин, В.В. Устинов, С.А. Злобин. ФММ **98**, 2, 8 (2004).