

О ПРОЦЕССАХ НАМАГНИЧИВАНИЯ И МЕХАНИЗМЕ КИНЕТИЧЕСКИХ АНОМАЛИЙ В МАГНИТНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

А.К.Звездин, С.Н.Уточкин

Институт общей физики РАН

117942 Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 февраля 1993 г.

В работе теоретически исследованы спин-переориентационные фазовые переходы в анизотропных антиферромагнитных сверхрешетках типа Co/Pt . Получены выражения для критических линий фазовых переходов второго рода в ферромагнитную фазу из угловой и критерии устойчивости, зависящие от внешнего поля, величины константы анизотропии, обменной энергии и от числа слоев сверхрешетки. Предложен механизм для объяснения кинетических аномалий в сверхрешетках, учитывающий рассеяние электронов проводимости на "магнитных" энергетических барьерах, существующих при антипараллельной ориентации намагниченности соседних магнитных слоев. Приводятся выражения, описывающие изменение длины свободного пробега и магниторезистивного эффекта в зависимости от величины внешнего магнитного поля, а также численные оценки.

1. Магнитные сверхрешетки и многослойные структуры типа Fe/Cr , Co/Cu , в которых обнаружен гигантский магниторезистивный эффект (ГМЭ) ¹⁻³, привлекают к себе большое внимание. Несмотря на большое число работ, посвященных этим новым искусственным материалам и ГМЭ, в настоящее время нет достаточной ясности в понимании процессов намагничивания, зависимость критических полей от числа слоев, поверхностной и кристаллографической или текстурной анизотропии, характера межслойного обмена. Мы полагаем, что понимание процессов намагничивания в этих материалах, важное само по себе, представляет интерес также в связи с кинетическими аномалиями, одной из которых является ГМЭ. В частности, процесс перемагничивания слоев совместно с конкретным механизмом определяет полевую зависимость кинетических эффектов. В настоящем сообщении мы приводим результаты исследования фазовой диаграммы многослойной структуры с антиферромагнитной связью между слоями. Для установления связи кинетических аномалий с магнитной структурой мы привлекаем сравнительно простой механизм, который не требует привлечения механизмов рассеяния электронов проводимости с переворотом спина и (или) предположения о существенном различии плотностей состояний для электронов с различными спинами в соответствующих слоях, а учитывает рассеяние носителей заряда на "магнитных" энергетических барьерах, возникающих между слоями из-за антипараллельного упорядочения соседних магнитных слоев. Такой механизм в известном смысле напоминает андреевское отражение носителей на границе нормальной и сверхпроводящей фаз ⁴. Здесь также речь идет о барьерах, действующих лишь на электроны, принадлежащие к подсистеме с определенным спином, и, так как полная плотность электронов во всех слоях полагается одинаковой, такие барьеры не проявляются в виде барьеров электрического потенциала.

2. Термодинамический потенциал (ТП) антиферромагнитной сверхрешетки

при низких температурах можно записать в виде

$$F = - \sum_{i=1}^N \left(h \cos \vartheta_i - \frac{k}{2} \cos^2 \vartheta_i \right) + \sum_{i=1}^{N-1} \cos(\vartheta_i - \vartheta_{i+1}), \quad (1)$$

где безразмерные параметры $h = dMH/\lambda M^2$, $k = d\bar{k}M^2/\lambda M^2$, d – толщина магнитных слоев, M – магнитный момент единицы площади атомной плоскости (в слое d плоскостей), $\lambda > 0$ пропорциональна константе антиферромагнитного обменного взаимодействия через парамагнитные слои, \bar{k} – константа анизотропии второго порядка, ϑ_i – углы, которые намагниченности слоев составляют с полем, общее число магнитных слоев равно N . При записи (1) полагалось, что ферромагнитное внутрислойное взаимодействие значительно превосходит антиферромагнитное межслойное взаимодействие, так что можно считать намагниченность внутри каждого слоя однородной.

Рассмотрим сначала случай $k > 0$, что соответствует $\mathbf{H} \perp \text{ОЛН}$ (осям легкого намагничивания). Если $k > 0$, то критическое поле h_{c2} перехода в ферромагнитную фазу, то есть когда намагниченности всех слоев параллельны \mathbf{H} (все $\vartheta_i = 0$), определяется из условия положительной определенности матрицы вторых производных ТП (1) по переменным ϑ_i, ϑ_k .

Если все $\vartheta_i = 0$, матрица $A = \|\partial^2 F / \partial \vartheta_i \partial \vartheta_j\|$ имеет элементы

$$a_{11} = a_{NN} = h - k - 1 = b + 1, \quad a_{ii} = h - k - 2 = b,$$

где $i = 2, 3, \dots, N-1$, $a_{i,i+1} = a_{i+1,i} = +1$, а все остальные элементы равны нулю. Критерий положительности всех характеристических чисел такой матрицы можно записать в виде

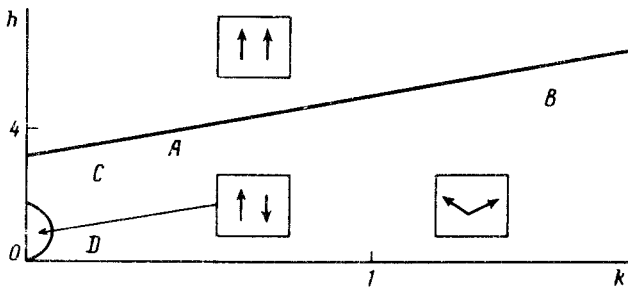
$$\Delta_{N-1} + \Delta_{N-2} > 1, \quad \Delta_{N-2} > 0, \quad (2)$$

где Δ_k – определитель матрицы размера k , подобной матрице A , но у которой все диагональные элементы одинаковы и равны b . Используя рекуррентное соотношение $\Delta_k^2 - \Delta_{k-1}\Delta_{k+1} = 1$, которое можно доказать по индукции, и имея для b оценку снизу: $b > 2 \cos(\pi/(N-1))$, получающуюся из второго неравенства (2), находим $b > 2 \cos(\pi/N)$, или

$$h > h_{c2} = k + 4 \cos^2(\pi/2N). \quad (3)$$

Известно, что при намагничивании антиферромагнитного кристалла перпендикулярно легким осям первое критическое поле h_{c1} равно нулю⁵. В случае сверхрешетки это бывает не всегда, так как при нечетном числе магнитных слоев существует нескомпенсированный ферромагнитный момент, поэтому при малых k в некотором интервале полей $h_{c1} < h < h_{c1}^* < h_{c2}$, где h_{c1}, h_{c1}^* – некоторые поля, устойчива антиферромагнитная конфигурация (см. рисунок). При увеличении числа слоев область существования такой фазы уменьшается, исчезая при $N \rightarrow \infty$. Исследование матрицы A в этом случае можно свести к исследованию матрицы размера $(N+1)/2$ типа предыдущей, при этом диагональные элементы будут иметь вид

$$\begin{aligned} b_{1,1} &= b_{(N+1)/2,(N+1)/2} = (1+h-k)(2-h-k) - 1 = b^*, \\ b_{j,j} &= (2-k-h)(2-k+h) - 2 = b, \quad j = 2, 3, \dots, (N-1)/2. \end{aligned} \quad (4)$$



Магнитная фазовая диаграмма антиферромагнитной сверхрешетки с нечетным числом магнитных слоев: поле направлено перпендикулярно ОЛН. Сплошные линии – линии фазовых переходов второго рода. Линия АВ дается формулой (3), линия CD – формулой (6). Выше линии АВ устойчива ферромагнитная фаза, в области ограниченной кривой CD – фаза, в которой векторы намагниченности ориентированы коллинеарно полю, с сохранением антиферромагнитного упорядочения. В остальной области диаграммы существует угловая фаза

В этом случае не удастся получить точных решений, но, используя оценку $b > 2 \cos(2\pi/(N+1))$, получаемую аналогично предыдущему, и тот факт, что $b \leq 2$, можно аппроксимировать определители $\Delta_k(b)$ как функции b в интервале $2 \cos(\pi/(k+1)) \leq b \leq 2$ по линейному закону:

$$\Delta_k(b) = \frac{(k+1)[b - 2 \cos(\pi/(k+1))]}{4 \sin^2(\pi/(2k+2))}, \quad (5)$$

причем аппроксимация становится точной на границах отрезка. Тогда можно получить следующий приближенный ($N \gg 1$) критерий:

$$k < \frac{h \left\{ 4 \sin^2(\pi/(N-1)) - \left[\frac{N+1}{N-1} \left(\frac{\sin(\pi/(N-1))}{\sin(\pi/(N+1))} \right)^2 - 1 \right] h - h^2 \right\}}{4 \left\{ \left[\frac{N+1}{N-1} \left(\frac{\sin(\pi/(N-1))}{\sin(\pi/(N+1))} \right)^2 - 1 \right] + h \right\}}. \quad (6)$$

Из этого критерия можно определить максимальное поле устойчивости (условие $k=0$). Таким образом, в случае малых k сверхрешетка ведет себя подобно ферромагнетику. Переориентация осуществляется путем двух фазовых переходов второго рода. Фазовая диаграмма сверхрешетки с нечетным числом слоев изображена на рисунке.

3. Для случая, когда поле параллельно легким осям, второе критическое поле также дается формулой (3) с заменой k на $-k$, когда процесс намагничивания идет через угловую фазу, в которой моменты составляют различные углы с направлением поля. Это требует ограничения $|k|$ сверху: $|k| < k^*$, где k^* , например для четных N , можно оценить как

$$\frac{4 \cos^4(\pi/2N) - \sin^2(\pi/N - 3)}{1 + 2 \cos^2(\pi/2N)} < k^* < \frac{4 \cos^4(\pi/2N) - \sin^2(\pi/N + 3)}{1 + 2 \cos^2(\pi/2N)}. \quad (7)$$

При $|k| > k^*$ переход в ферромагнитную фазу происходит путем фазового перехода первого рода. Выяснение характера полного процесса намагничивания

является предметом самостоятельного исследования и выходит за рамки данной статьи.

Иногда, при некоторых толщинах слоев, особенно в случае $\lambda \approx 0$, следует учитывать обменное взаимодействие более высокого порядка, энергия которого феноменологически может быть записана в виде

$$F'_{ex} = \sum_{i=1}^{N-1} \frac{\lambda'}{\lambda} M^2 \cos^2(\vartheta_i - \vartheta_{i+1}). \quad (8)$$

Здесь $\lambda' > 0$ – константа биквадратного обмена. Это выражение следует добавить к ТП (1). Наличие такого вклада, впервые введенного в работе ⁶, можно объяснить, например, флуктуациями толщины немагнитных прослоек ⁷. Выражения для второго критического поля остаются аналогичными (3), но с ренормированными параметрами h и k , которые следует поделить на $(1 + 2\frac{\lambda'}{\lambda}M^2)$.

4. Перейдем к рассмотрению характера движения электронов в таких многослойных структурах. Введем квазихимический потенциал для электронов с заданным спином:

$$\zeta_{\sigma} = \zeta + \sigma \Delta(\mathbf{r}), \quad (9)$$

где $\Delta(\mathbf{r})$ – зеемановская энергия, обусловленная действием внешнего и внутреннего обменных полей, $\sigma = \pm 1$ – индекс электронной подсистемы (\downarrow или \uparrow), ζ – химический потенциал. Потенциал $\zeta_1(\mathbf{r})$ является периодической функцией с периодом, равным удвоенному периоду сверхрешетки $2D = 2(d + d_2)$, где d_2 – толщина слоев немагнитной компоненты сверхрешетки, функция $\zeta_{\uparrow}(\mathbf{r})$ сдвинута на полпериода. Подчеркнем, что изменение $\zeta_{\sigma}(\mathbf{r})$, хотя и коррелированно с изменением кристаллической структуры, связано с распределением намагниченности системы $M(\mathbf{r})$, которое определяется обменными эффектами. Высота барьера U , отделяющего соседние ямы в потенциальном рельефе $\zeta_{\sigma}(\mathbf{r})$, определяется взаимной ориентацией намагниченностей соседних слоев и становится равной нулю в ферромагнитной фазе. Пренебрегая для простоты контактными явлениями на границах раздела, рассмотрим упругие соударения электронов с барьерами. Изменение квазиимпульса $p = mv = \hbar k$ можно оценить как

$$\delta p \approx (-dU/dz)L_{ex}/v, \quad (10)$$

где $(-dU/dz)$ – сила, действующая на электрон со стороны барьера, которую можно оценить как $(-dU/dz) \approx U/L_{ex}$, L_{ex} – характерная длина спадания наведенной спиновой поляризации в немагнитном металле, U – высота барьера (при $h = 0$ $U = 2\Delta_0$ и $U = 0$ при $h > h_{c2}$), $v \approx v_F$ – скорость электронов (порядка скорости Ферми). Подставляя эти оценки в (10), имеем

$$\delta p \approx U/v \approx p_F U/E_F \ll p_F, \quad (11)$$

где p_F , E_F – импульс и энергия Ферми. Таким образом, изменение квазиимпульса оказывается малым по сравнению с его величиной. Такая ситуация типична для рассеяния медленно меняющимися (по сравнению с длиной волны) пространственными неоднородностями. Поскольку характерный размер неоднородностей меньше длины свободного пробега, определяемой рассеянием на примесях и дефектах решетки, процесс рассеяния, описанный нами выше, является актуальным.

Естественно предположить, что рассеяние не является зеркальным в силу очевидной шероховатости барьеров и может описываться при помощи параметра зеркальности p^* .

Исходя из вышеизложенного и соотношения (11), можно предположить, что при взаимодействии электронов с определенным спином с барьером происходит сохранение части импульса, равной $p = 1 - U/E_F$, и полная хаотизация (за счет диффузного рассеяния шероховатой границей) части, равной U/E_F . Таким образом, если использовать модель рассеяния в тонких пластинах, следует положить параметр зеркальности $p^* = 1 - U/E_F$. Выражение для эффективной длины свободного пробега Λ_{mw} в угловой фазе при $h < h_{c2}$ имеет вид

$$\frac{\Lambda_{mw}}{\Lambda_0} = \frac{3}{4\pi S_c} \int \int \left\{ 1 - \frac{(1-p^*) \exp(-|\mathbf{r} - \mathbf{r}_B|/\Lambda_0)}{1 - p^* \exp(-|\mathbf{r}_B - \mathbf{r}'_B|/\Lambda_0)} \right\} \cos^2 \vartheta d\Omega dS_c, \quad (12)$$

где $d\Omega$ – элемент телесного угла, в котором лежит вектор $\mathbf{r} - \mathbf{r}_B$, ϑ – угол между $\mathbf{r} - \mathbf{r}_B$ и градиентом электрического поля, dS_c – малая площадка, перпендикулярная градиенту поля, S_c – площадь поперечного сечения, \mathbf{r}'_B – точка на поверхности, откуда пришла частица, зеркально отраженная затем в направлении \mathbf{v} , Λ_0 – длина свободного пробега в ферромагнитной фазе⁸. В кнудсеновском пределе $\Lambda_0 \gg D$ этот интеграл упрощается⁹:

$$\frac{\Lambda_{eff}}{\Lambda_0} \approx \frac{3}{8} \frac{D}{\Lambda_0} \frac{1+p^*}{1-p^*} \ln \left(\frac{2\Lambda_0}{D} \right). \quad (13)$$

Подставляя (13) в формулу для электропроводности⁸

$$\sigma_\alpha = e^2 \Sigma \Lambda_\alpha / (12\pi^3 \hbar), \quad (14)$$

где Λ_α – длина свободного пробега в фазе α , Σ – площадь поверхности Ферми в k -пространстве, и полагая $p^* = 1 - U/E_F$, нетрудно показать, что эффект гигантского магнитосопротивления $(R_{af} - R_f)/R_f = \Delta R/R$, где R_{af} , R_f – удельные сопротивления антиферромагнитной ($h < h_{c2}$) и ферромагнитной ($h > h_{c2}$) фаз, определяется формулой

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{\Lambda_0}{\Lambda_{mw}} \approx \frac{8}{3} \frac{\Lambda_0}{D} \frac{U(h)}{E_F} \left(\ln \left(\frac{2\Lambda_0}{D} \right) \right)^{-1}. \quad (15)$$

В типичных условиях $\Lambda_0/D \approx 5$, $U/E_F \approx 0,1$, тогда $\Delta R/R \approx 0,5$.

Выражение (15) может быть использовано для получения полевых зависимостей кинетических эффектов, зависящих от длины свободного пробега, так как высота барьера является функцией внешнего поля. Для этого необходимо численно решить уравнения экстремума ТП (1), получить выражения для высоты барьеров и усреднить полученные выражения по всей сверхрешетке, так как ориентация намагниченности в сверхрешетке не является однородной. Для достаточно большого числа слоев, пренебрегая неоднородностью намагниченности, имеем

$$U(h) = 2\Delta = 2\Delta_0 \sin(\psi) = 2\Delta_0 (1 - (h/h_{c2})^2)^{1/2}, \quad (16)$$

где ψ – угол, образуемый намагниченностью с направлением внешнего поля, h_{c2} дается выражением (3) или его аналогами. Эта формула совместно с (15), описывает полевую зависимость ГМЭ.

Рассмотренная модель дает возможность весьма естественно прогнозировать изменение других кинетических характеристик, зависящих от длины свободного пробега (таких, как термоэлектрические и гальваномагнитные явления, теплопроводность, высокочастотные и оптические явления и так далее) при фазовом переходе из антиферромагнитного в ферромагнитное состояние в таких многослойных пленках и сверхрешетках. Отметим, что планарная геометрия не является здесь существенно важной. Подобное поведение характерно для широкого класса композитных систем (см., например, ¹⁰) с антиферромагнитным взаимодействием между ближайшими элементами системы, которое может быть подавлено внешним магнитным полем.

Авторы выражают глубокую признательность Российскому Фонду Фундаментальных исследований за поддержку.

-
1. M.N.Baibich, J.M.Broto, A.Fert, et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 2472 (1988).
 2. S.S.Parkin, R.Bhadra, and H.P.Roche, Phys. Rev. Lett. **66**, 2152 (1991).
 3. P.Grünberg, S.Demokritov, A.Fuss, et al., JMMM **104-107**, 1734 (1992).
 4. А.Ф.Андреев, ЖЭТФ **47**, 2222 (1964).
 5. А.С.Боровик-Романов. Антиферромагнетизм и ферриты: Итоги науки. М.: Изд. АН СССР, 1962 (Серия физ.-мат. науки).
 6. M.Ruhrig, R.Shafer, A.Hubert, et al., Phys. Stat. Sol. (a) **125**, 635 (1991).
 7. J.S.Slonczewski, Phys. Rev. Lett. **67**, 3172 (1991).
 8. J.M.Ziman. Electrons and Phonons. The Theory of Transport Phenomena in Solids. Oxford at the Clarendon Press, 1960. (Перевод: Займан Дж. Электроны и фононы. Теория явлений переноса в твердых телах. Пер. с англ. под ред. В.Л.Бонч-Бруевича. М.: ИИЛ, 1962).
 9. A.C.V.Lovell, Proc. Roy. Soc. A **157**, 311 (1936).
 10. W.P.Pratt, S.F.Lee, J.M.Slaughter, et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 3060 (1991).