

Магнитная структура компенсированной границы раздела ферромагнетик–антиферромагнетик

© А.И. Морозов

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет),
119454 Москва, Россия

E-mail: mor-alexandr@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 25 марта 2003 г.)

Рассмотрена магнитная структура компенсированной границы раздела ферромагнетик–антиферромагнетик. Показано, что быстрота убывания искажений магнитных параметров порядка по мере удаления от границы раздела определяется типом кристаллической структуры слоев и видом среза поверхности, их разделяющей.

Работа поддержана грантом CRDF–Минобразования РФ № VZ-010-0 и грантом PICS/RFBR N 1573/02-02-22002.

1. Свойствам границы раздела ферромагнетик–антиферромагнетик посвящено большое число работ (см., например, обзор [1]). Это обусловлено тем, что явление смещения за счет воздействия антиферромагнетика петли ферромагнитного гистерезиса из симметричного по магнитному полю положения, получившее название однонаправленной анизотропии, или обменного сдвига, нашло широкое применение в устройствах магнетоэлектроники.

Теория однонаправленной анизотропии для случая компенсированной поверхности антиферромагнетика создана Кооном [2]. Напомним, что в случае компенсированной поверхности магнитный момент атомной плоскости антиферромагнетика, параллельной границе раздела, равен нулю. В отсутствие внешнего поля в обменном приближении вектор намагниченности ферромагнетика ориентируется перпендикулярно вектору антиферромагнетизма зеркального антиферромагнетика, на компенсированную плоскую поверхность которого нанесен ферромагнитный слой. Обменное взаимодействие спинов нижнего слоя ферромагнетика со спинами верхнего слоя антиферромагнетика приводит к их скосу (spin-flop), аналогичному скосу подрешеток антиферромагнетика в магнитном поле (рис. 1) [2]. Отличие состоит в том, что в приближении взаимодействия ближайших соседей обменное поле ферромагнетика действует только на один атомный слой спинов антиферромагнетика. Поэтому величина скоса (угол θ) спадает в глубину антиферромагнетика.

Наряду с этим имеют место разворот спинов ферромагнетика и возникновение в нем наведенного вектора антиферромагнетизма \mathbf{L} (рис. 1). Так же как и в случае антиферромагнетика, величина угла разворота φ спадает в глубину ферромагнетика.

Взаимодействие намагниченности ферромагнетика с возникшим в результате скоса подрешеток поверхностным магнитным моментом антиферромагнетика, а также вектора \mathbf{L} антиферромагнетика с наведенным антиферромагнитным моментом ферромагнетика как раз и является причиной однонаправленной анизотропии. При

развороте намагниченности ферромагнетика внешним магнитным полем в антиферромагнетике возникает доменная стенка. Поле сдвига петли гистерезиса можно оценить, приравнявая зеемановскую энергию ферромагнетика к энергии образования доменной стенки [3,4].

$$B_{\text{ex}} = \frac{w_{\text{af}}}{Md}, \quad (1)$$

где w_{af} — поверхностное натяжение доменной стенки в антиферромагнетике, M и d — намагниченность и толщина ферромагнитного слоя. Здесь мы полагаем, что энергия доменной стенки в ферромагнитном слое выше, чем в антиферромагнитном.

В настоящей работе исследован закон убывания углов θ и φ в глубину соответствующих слоев.

2. Поскольку вдали от температур Кюри и Нееля все характерные масштабы задачи имеют атомный порядок величины, рассмотрим дискретную решетку спинов, полагая, что тип кристаллической решетки и ее постоянные одинаковы в ферро- и антиферромагнетике.

Гейзенберговские обменные взаимодействия соседних спинов описываются в ферро- и антиферромагнетике обменными интегралами $J_f > 0$ и $J_{\text{af}} < 0$ соответственно, а взаимодействие между спином ферромагнетика и спином антиферромагнетика, ближайшими друг к другу, — обменным интегралом $J_{\text{f,af}}$. Проведенное в [2] моделирование соответствует случаю равенства всех обменных энергий. В указанной работе отмечалось, что угол скоса быстро убывает в глубину антиферромагнетика и практически равен нулю в пятом–шестом слое.

Характерная длина, на которой происходит спад значений θ и φ , зависит от типа кристаллической решетки и вида среза поверхности. В частности, важную роль играет соотношение числа a ближайших к данному спину соседей, расположенных в соседней атомной плоскости, и числа b ближайших соседей в своей атомной плоскости для семейства плоскостей, параллельных границе раздела ($2a + b = z$, z — полное число ближайших соседей).

При заданных a и b выражение для энергии гейзенберговского обменного взаимодействия на границе

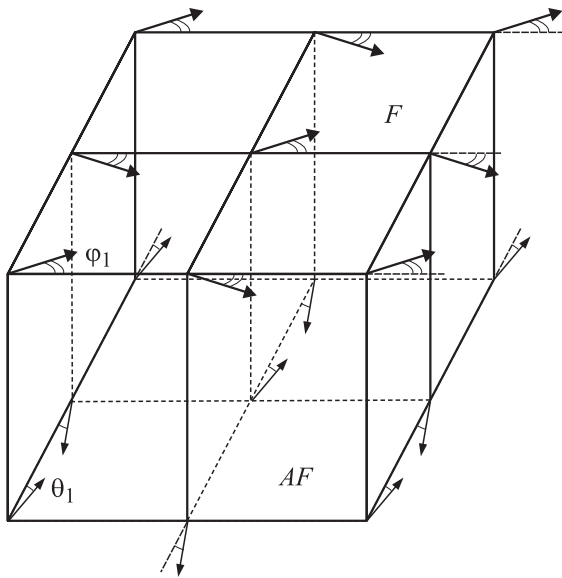


Рис. 1. Ориентация спинов в нижнем слое ферромагнетика (F) и верхнем слое антиферромагнетика (AF) на примере среза (100) простой кубической решетки.

ферромагнетик–антиферромагнетик $W_{f,af}$ имеет вид

$$W_{f,af} = -Na |J_{f,af}| S_f S_{af} \sin(\theta_1 + \varphi_1), \quad (2)$$

где S_f и S_{af} — средние значения спинов атомов ферро- и антиферромагнетика, N — число атомов на атомной плоскости, θ_1 — угол скоса подрешеток в верхней атомной плоскости антиферромагнетика, φ_1 — угол отворота спинов на нижней атомной плоскости ферромагнетика. Модули векторов намагниченности подрешеток считаем неизменными. От знака $J_{f,af}$ зависит только направление скоса: при $J_{f,af} > 0$ намагниченность верхнего слоя антиферромагнетика параллельна намагниченности ферромагнетика, а при $J_{f,af} < 0$ антипараллельна [2].

В области малых θ_1 и φ_1 , энергия взаимодействия представляется в виде двух независимых слагаемых, первое из которых, зависящее от θ_1 , есть энергия, обусловленная взаимодействием спинов ферромагнетика с наведенным в антиферромагнетике ферромагнитным моментом, а второе, зависящее от φ_1 , есть энергия взаимодействия спинов антиферромагнетика с наведенным в ферромагнетике вектором антиферромагнетизма.

Энергии обменного взаимодействия внутри ферро- и антиферромагнетика равны соответственно

$$W_f = -\frac{NJ_f S_f^2}{2} \left\{ a \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + b \cos 2\varphi_1 + \sum_{j \geq 2}^{\infty} [a \cos(\varphi_j - \varphi_{j-1}) + a \cos(\varphi_j - \varphi_{j+1}) + b \cos 2\varphi_j] \right\} \quad (3)$$

(φ_j — угол разворота спина в j -м слое ферромагнетика; направление разворота одинаково для всех спинов,

лежащих на одном перпендикуляре к границе раздела) и

$$W_{af} = -\frac{NJ_{af} S_{af}^2}{2} \left\{ a \cos(\theta_1 + \theta_2) + b \cos 2\theta_1 + \sum_{i \geq 2}^{\infty} [a \cos(\theta_i + \theta_{i-1}) + a \cos(\theta_i + \theta_{i+1}) + b \cos 2\theta_i] \right\} \quad (4)$$

(θ_i — угол скоса подрешеток в i -м слое антиферромагнетика; направление скоса совпадает с направлением скоса в верхнем слое, рис. 1).

Минимизируя W_f по переменным φ_j для $j \geq 2$, находим в рамках теории среднего поля рекуррентную формулу, связывающую значения углов разворота спинов в соседних слоях,

$$a \sin(\varphi_j - \varphi_{j-1}) + a \sin(\varphi_j - \varphi_{j+1}) + b \sin 2\varphi_j = 0. \quad (5)$$

В случае $\varphi \ll 1$, полагая

$$\varphi_j = \kappa \varphi_{j-1}, \quad (6)$$

находим

$$\kappa = \frac{b}{a} + 1 - \sqrt{\frac{b}{a} \left(\frac{b}{a} + 2 \right)}. \quad (7)$$

В некубических решетках величина κ будет зависеть еще и от отношения обменных интегралов, соответствующих разным межатомным расстояниям.

Аналогичное рассмотрение для антиферромагнетика дает

$$\theta_i = -\kappa \theta_{i-1} \quad (8)$$

с тем же значением κ , что и в ферромагнетике. Таким образом, реальное направление скоса подрешеток противоположно в соседних атомных плоскостях антиферромагнетика.

В приближении малых углов разворота избыточные энергии ферро- и антиферромагнетика, связанные с разворотом их спинов, с учетом соотношений (6) и (8) преобразуются к виду

$$\Delta W_f = NJ_f^2 S_f^2 \left\{ \sum_{j=1}^{\infty} [(b+a)\varphi_j^2 - a\varphi_j\varphi_{j+1}] - \frac{a\varphi_1^2}{2} \right\} = NJ_f^2 S_f^2 \varphi_1^2 \left\{ \frac{b}{1-\kappa^2} + \frac{a(1-\kappa)}{2(1+\kappa)} \right\} \equiv \gamma NJ_f^2 S_f^2 \varphi_1^2, \quad (9)$$

$$\Delta W_{af} = N |J_{af}| S_{af}^2 \left\{ \sum_{i=1}^{\infty} [(b+a)\theta_i^2 + a\theta_i\theta_{i+1}] - \frac{a\theta_1^2}{2} \right\} \equiv \gamma N |J_{af}| S_{af}^2 \theta_1^2, \quad (10)$$

где (после некоторых упрощений)

$$\gamma = \frac{1}{2} \left[b + \sqrt{b(b+2a)} \right]. \quad (11)$$

В табл. 1 приведены значения a , b , κ и γ для некоторых срезов простой кубической (ПК) и объемноцентрированной кубической (ОЦК) решеток. Срез (111) ПК-и ОЦК-решеток и срез (001) ОЦК-решетки являются некомпенсированными.

Минимизируя полную энергию взаимодействия слоев W

$$W = \Delta W_f + \Delta W_{af} + W_{faf} \quad (12)$$

по θ_1 и φ_1 , находим соответствующие значения углов

$$\theta_1 = \frac{a}{2\gamma} \frac{|J_{faf}|S_f}{|J_{af}|S_{af}}, \quad (13)$$

$$\varphi_1 = \frac{a}{2\gamma} \frac{|J_{faf}|S_{af}}{J_f S_f}. \quad (14)$$

Энергия взаимодействия слоев W равна

$$W = -\frac{a^2 N J_{faf}^2 S_f^2 S_{af}^2}{4\gamma} \left(\frac{1}{|J_{af}|S_{af}^2} + \frac{1}{J_f S_f^2} \right) \quad (15)$$

и определяется наиболее мягкой подсистемой, т.е. слоем с наименьшей энергией обменного взаимодействия спинов.

3. Условие $\varphi_1, \theta_1 \ll 1$ эквивалентно условию слабого взаимодействия слоев: $|J_{faf}| \ll J_f, J_{af}$. В общем случае (но для кубических решеток, когда обменный интеграл одинаков для всех ближайших соседей) решение задачи определяется тремя безразмерными параметрами: $y = b/a$, $p = |J_{faf}|S_f/|J_{af}|S_{af}$ и $q = |J_{faf}|S_{af}/J_f S_f$.

В случае $p \gg 1$ или $q \gg 1$ величина $\theta_1 + \varphi_1 = \pi/2$, т.е. спины нижнего слоя ферромагнетика параллельны ($J_{faf} > 0$) или антипараллельны ($J_{faf} < 0$) спинам верхнего слоя антиферромагнетика. При этом $W \approx -a|J_{faf}|NS_f S_{af}$.

Если выполнено неравенство $q/p \ll 1$ ($p/q \ll 1$), то можно считать, что $\varphi_1 \approx 0$ ($\theta_1 \approx 0$), и число параметров уменьшается. Найденные в результате численного расчета для случая $q \ll 1$ зависимости $\theta_1(p)$ при различных значениях y представлены на рис. 2.

Таблица 1. Параметры, характеризующие различные срезы кубических кристаллов

Вид решетки	Срез	a	b	κ	γ
ПК	(100)	1	4	$5 - \sqrt{24} = 0.101021$	$2 + \sqrt{6} = 4.44949$
ПК	(110)	2	2	$2 - \sqrt{3} = 0.267949$	$1 + \sqrt{3} = 2.73205$
ОЦК	(110)	2	4	$3 - \sqrt{8} = 0.171573$	$2(1 + \sqrt{2}) = 4.82843$

Таблица 2. Значения углов скоса для первых трех атомных плоскостей антиферромагнетика при $\theta_1 = \pi/2$

y	θ_1	θ_2	θ_3
4	1.5708	0.1125	0.0114
2	1.5708	0.2077	0.0355
1	1.5708	0.3661	0.0976

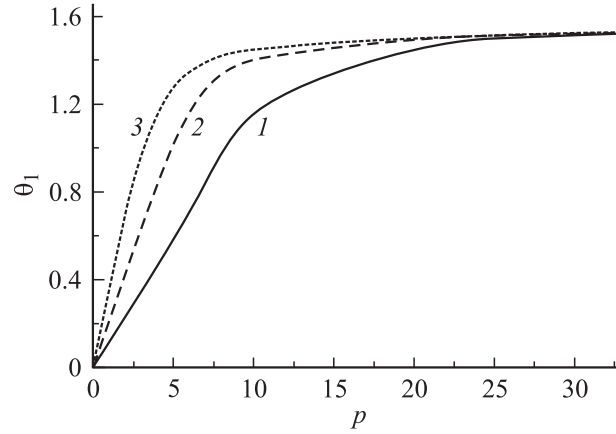


Рис. 2. Зависимость угла скоса подрешеток в верхнем слое антиферромагнетика от энергии взаимодействия слоев для случаев $y = 4$ (1), 2 (2) и 1 (3).

В предельном случае $\theta_1 = \pi/2$ отношение $|\theta_2|/\theta_1$ в 1.1–1.4 раза меньше, чем κ , а последующее уменьшение θ_i с точностью, лучшей 1%, описывается полученными для малых углов зависимостями. Расчетные значения θ_i приведены в табл. 2.

Формула (1) справедлива, если полная энергия взаимодействия слоев W , отнесенная к площади слоев σ , превосходит по модулю w_{af} . В противном случае доменная стенка не образуется.

В заключение сформулируем основные выводы работы.

1) Направления скоса подрешеток антиферромагнетика вблизи границы раздела ферромагнетик–антиферромагнетик противоположны в соседних атомных плоскостях, параллельных границе раздела.

2) Закон убывания угла разворота спинов в глубь слоя одинаков для ферро- и антиферромагнитных слоев и определяется видом среза поверхности и типом кристаллической решетки слоев. В области малых значений углов он является экспоненциальным.

3) Основной вклад в энергию взаимодействия слоев связан с разворотом спинов в слое с меньшей энергией обменного взаимодействия.

Автор благодарен Ю.В. Пыльнову за помощь в расчетах и Ecole Centrale de Lille за создание условий для плодотворной работы.

Список литературы

- [1] J. Nogues, I.K. Schuller. J. Magn. Magn. Mater. **192**, 2, 203 (1999).
- [2] N.C. Koon. Phys. Rev. Lett. **78**, 25, 4865 (1997).
- [3] A.P. Malozemoff. Phys. Rev. B **35**, 7, 3679 (1987).
- [4] D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagus, E. Kag. J. Appl. Phys. **62**, 7, 3047 (1987).