

Магнитная структура границы ферро- и антиферромагнетика.

I. Слоистый антиферромагнетик

А. Г. Гречнев

Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4
E-mail: grechnev@ilt.kharkov.ua

А. С. Ковалев

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: kovalev@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 21 октября 1997 г.

В рамках классической дискретной модели рассмотрена граница раздела ферро- и антиферромагнетика. Исследованы коллинеарные и неколлинеарные магнитные конфигурации границы и найдены критические значения параметров, при которых происходит переход из коллинеарной конфигурации в неколлинеарную.

У межах класичної дискретної моделі розглянуто межу поділу феро- та антиферромагнетика. Розглянуто колінеарні та неколінеарні магнітні конфігурації межі і знайдено критичні значення параметрів, при яких відбувається перехід з колінеарної конфігурації у неколінеарну.

PACS: 75.10.Nk, 75.60.Ch, 75.70.Cn

Проблема сосуществования ферромагнитной (ФМ) и антиферромагнитной (АФМ) фаз возникла при изучении сплавов Co/CoO , содержащих вкрапления АФМ зерен в ФМ матрице. Теоретически вопрос об АФМ/ФМ-границах впервые был исследован в работе [1]. В последние годы в связи с изучением и практическим использованием явления гигантского магнитосопротивления широко исследуются многослойные магнитные системы, в частности с чередующимися ФМ и АФМ слоями (Fe/Cr , Co/CoO и др.). Хотя магнетизм указанных веществ имеет зонный характер, при теоретическом описании границы раздела (ГР), как правило, используются простые классические модели магнетиков в обменном приближении [2–4]. В работе [2] рассмотрены спиновые волны (СВ) в многослойных системах, содержащих слои двух различных ФМ, в [3] — СВ в АФМ пленках на ФМ подложке. Наконец, в работе [4] изучен ФМ резонанс в двухслойных ФМ/ФМ- и ФМ/АФМ-системах, в частности в системе

Co/CoO . Во всех упомянутых статьях исследовались слои конечной толщины (несколько межатомных расстояний), а структура ГР и частоты СВ в существенной мере определялись этой толщиной.

Нашей целью является теоретическое изучение магнитной структуры ГР полубесконечных ФМ и АФМ и динамики поверхностных СВ, локализованных вблизи нее. Оказалось, что статические и динамические свойства указанных границ существенно зависят от характера магнитного упорядочения АФМ фазы и различны для слоистых АФМ (рис. 1,а) и АФМ с «шахматным» упорядочением (рис. 1,б). В настоящей работе рассмотрены возможные статические конфигурации ГР ФМ и слоистого АФМ в классической модели, предложенной в [4] (в статическом случае полученные результаты применимы к ГР двух ФМ).

При исследовании статической структуры ГР и волн, распространяющихся вдоль нее, задача сводится к одномерной — изучению контакта

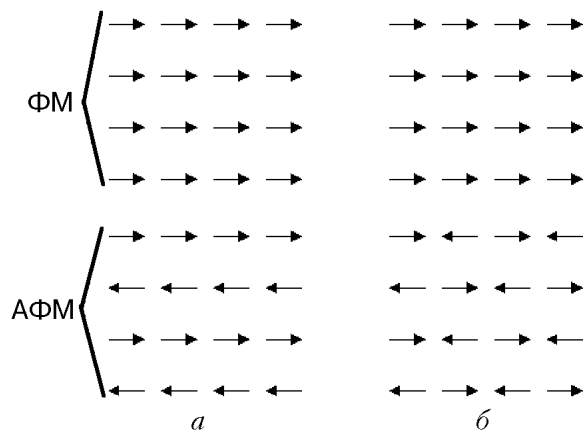


Рис. 1. Граница раздела ФМ и АФМ в случае слоистого АФМ (а) и при его «шахматном» упорядочении (б).

полуограниченных цепочек ФМ и АФМ. Мы рассмотрим простейшую модель одноосных магнетиков с анизотропией типа «легкая ось» в обменном приближении без учета внешнего магнитного поля и магнитодипольного взаимодействия (вообще говоря, важного при исследовании поверхностных эффектов). При этом гамильтониан системы имеет вид

$$H = \sum_n \left(-J_{n,n+1} \mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n+1} - \frac{1}{2} B_n S_n^2 \right), \quad (1)$$

где \mathbf{S}_n — локализованный в узле решетки спин; константа обменного взаимодействия $J_{n,n+1} = J_f$ при $n \geq 0$; $J_{n,n+1} = -J_a$ при $n \leq -2$; $J_{-1,0} = J_{fa}$ на ГР ($J_f, J_a > 0$); константа одноосной анизотропии $B_n = B_f$ при $n \geq 0$ и $B_n = B_a$ при $n < 0$ ($B_n > 0$).

При ферромагнитном взаимодействии через ФМ/АФМ-границу ($J_{fa} > 0$) основному состоянию с минимумом энергии соответствует конфигурация с коллинеарным (антиколлинеарным) упорядочением спинов, изображенная на рис. 1,а. Однако возможно существование и более сложных устойчивых статических конфигураций с коллинеарным (антиколлинеарным) спиновым упорядочением. Фактически все они описывают ФМ или АФМ доменные границы (ДГ), расположенные параллельно ГР ФМ/АФМ на различном расстоянии от нее (возможность различных состояний связана с дискретностью решетки и существованием рельефа Пайерлса для ДГ). Все указанные состояния топологически эквивалентны друг другу и топологически отличны от основного состояния на рис. 1,а.

Задача о ДГ в бесконечной ФМ (или АФМ) цепочке с легкоосной анизотропией рассмотрена в работах [5,6], где было показано, что при малом обменном взаимодействии происходит

«схлопывание» ДГ: при $J = 3/4 B$ обычная ДГ с плавным разворотом вектора намагниченности бифуркационным образом переходит в строго коллинеарную 180° -ную ДГ, в которой при $J < 3/4 B$ существует «внутренняя мода» с частотами ω в щели спектра линейных спиновых волн. В рассматриваемом нами случае наблюдается аналогичное физическое явление, но осложненное взаимодействием ДГ с границей: при малых величинах обменного взаимодействия также возможно существование коллинеарных ДГ. На рис. 2,а изображены конфигурации с коллинеарными ДГ, расположенными на ГР (А), между слоями с номерами n и $n+1$ в ФМ полупространстве (B_n) и в АФМ полупространстве (C_n). На рис. 2,б приведена типичная неколлинеарная конфигурация (ДГ в ФМ полупространстве), полученная численно.

В отличие от однородной цепочки, характеризуемой лишь одним параметром B/J , в нашем случае система описывается четырьмя параметрами:

$$\beta_f = \frac{B_f}{J_f}, \quad \beta_a = \frac{B_a}{J_a}, \quad \rho = \left(\frac{J_a}{J_f} \right)^{1/2} \frac{S_a}{S_f}, \quad j = \frac{J_{fa}}{(J_a J_f)^{1/2}} \quad (2)$$

(различие удельных спинов S_a и S_f может быть учтено перенормировкой соответствующих обменных интегралов). Величина ρ определяет степень отличия магнетиков друг от друга, а

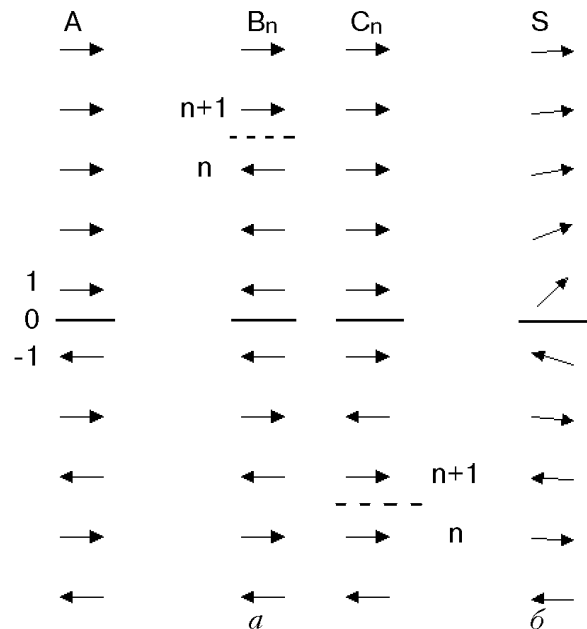


Рис. 2. Коллинеарные конфигурации ДГ в присутствии границы раздела (а) и неколлинеарная ФМ/АФМ ДГ в ферромагнитном полупространстве вблизи этой границы раздела (б).

параметр j характеризует ГР как магнитный дефект.

Для описания картины перехода коллинеарных структур в неколлинеарные необходимо найти зависимость между критическими значениями параметров β , ρ и j , представляющую собой поверхность в пространстве этих параметров. Наиболее характерно и информативно выглядят сечения этой поверхности, задающие зависимости $\beta = \beta(j)$ и $\rho = \rho(j)$.

В то время как изучение распределения намагниченности в неколлинеарных структурах требует привлечения компьютерных расчетов (см. рис. 2,б), коллинеарные структуры и переход их в неколлинеарные легко исследуются аналитически. Очевидно, что энергии коллинеарных структур B_n и C_n не зависят от номера n и в терминах обозначений (2) энергии всех неоднородных состояний, отсчитанные от энергии основного состояния, имеют вид

$$E_A = 2E_0j, \quad E_B = 2E_0/\rho, \quad E_C = 2E_0\rho, \quad (3)$$

где введена характерная энергия $E_0 = (J_a J_\rho)^{1/2} S_a S_f$. Таким образом, параметры j и ρ характеризуют энергии ДГ, расположенных на ГР сред или в магнитном полупространстве (ФМ или АФМ).

Бифуркационные значения параметров, при которых коллинеарная структура (КС) переходит в неколлинеарную (НКС), определяют стандартным образом (см., например, [5]). Как известно, в подобных системах переход происходит со спонтанным нарушением симметрии, когда одна из ее собственных частот обращается в нуль. Если воспользоваться уравнениями динамики намагниченности (дискретными уравнениями Ландау–Лифшица) в полярных координатах, связанных с осью анизотропии [7],

$$\sin \theta_n \frac{d\varphi_n}{dt} = -\frac{1}{\hbar S_n} \frac{\partial H}{\partial \theta_n}, \quad (4)$$

где $S_n(\sin \theta_n \cos \varphi_n, \sin \theta_n \sin \varphi_n, \cos \theta_n) = \mathbf{S}_n$, то в КС $\omega = d\varphi_n/dt$ задает частоту прецессии, обращаемую в нуль в точке перехода КС–НКС.

Зависимость $\omega(\beta)$ для частоты внутренней моды коллинеарной структуры ДГ в однородной цепочке определяется аналитически в [5], и $\omega = 0$ в точке перехода в НКС ($\beta = B/J = 4/3$). В НКС зависимость $\omega(\beta)$ может быть найдена численно.

В нашем случае КС–НКС-границы (с $\omega = 0$) также определяются условием существования

нетривиальных решений линеаризованных статических уравнений

$$\left. \frac{\partial H}{\partial \theta_n} \right|_{\theta_n \rightarrow 0} \rightarrow 0. \quad (5)$$

В объеме каждого из магнетиков эти уравнения сводятся к следующим:

$$\theta_n(2 + \beta_{f,a}) - \theta_{n+1} - \theta_{n-1} = 0, \quad (6)$$

а для приграничных спиновых слоев имеем

$$\theta_0(1 + \beta_f - \rho j) - \theta_1 - \rho j \theta_{-1} = 0, \quad (7)$$

$$\theta_{-1}(1 + \beta_a - j/\rho) - \theta_{-2} - j/\rho \theta_0 = 0.$$

Общее решение разностных уравнений (6) имеет вид

$$\theta_n = aP^n + bP^{-n}, \quad (8)$$

где

$$P_{f,a} = P(\beta_{f,a}) = 1 + \frac{\beta_{f,a}}{2} - \sqrt{\beta_{f,a} + \beta_{f,a}^2/4}. \quad (9)$$

Для структур типа A , $B_0 \equiv B$ и $C_{-2} \equiv C$, в которых центр ДГ расположен на ГР сред (A) или отстоит от нее на один атомный слой в ФМ (B) или АФМ полупространстве (C), следует положить $a = 0$ для ФМ ($n \geq 0$) и $b = 0$ для АФМ ($n \leq -1$). После подстановки решения (8), в граничные условия (7) равенство нулю определителя полученной системы линейных однородных уравнений для a и b дает связь параметров j , ρ , β_a и β_f , при которых происходит переход из коллинеарных структур A , B и C в соответствующие неколлинеарные:

$$\frac{1}{j} = \frac{\rho}{F_f} + \frac{1}{\rho F_a}, \quad (A) \quad (10)$$

$$\frac{1}{j} = -\frac{1}{\rho F_a} + \rho \frac{\beta_f - P_f}{1 + (\beta_f - 1)(\beta_f - P_f)}, \quad (B) \quad (11)$$

$$\frac{1}{j} = -\frac{\rho}{F_f} + \frac{1}{\rho} \frac{\beta_a - P_a}{1 + (\beta_a - 1)(\beta_a - P_a)}, \quad (C) \quad (12)$$

где

$$F_{f,a} = 1 + \beta_{f,a} - P_{f,a} = \frac{\beta_{f,a}}{2} + \sqrt{\beta_{f,a} + \beta_{f,a}^2/4}. \quad (13)$$

Для конфигураций B_n с $n \geq 1$ и C_n с $n \leq -3$ для слоев спинов, лежащих между ГР магнетиков и центром коллинеарной ДГ, в решении (8)

необходимо оставить оба слагаемых. При этом связь критических значений параметров становится более сложной:

$$\left[\frac{1}{\rho F_a} + \frac{1}{j} \right] \left[F_f(2 - F_f) + P_f^{2n+1} 2\beta_f \right] + \frac{\rho}{F_f} \left[F_f(2 - F_f) - P_f^{2n} 2\beta \right] = 0, \quad (B_n) \quad (14)$$

$$\left[\frac{\rho}{F_f} + \frac{1}{j} \right] \left[F_a(2 - F_a) + P_a^{-2(N+2)+1} 2\beta_a \right] + \frac{1}{\rho F_a} \left[F_a(2 - F_a) - P_a^{-2(n+2)} 2\beta_a \right] = 0. \quad (C_n) \quad (15)$$

Для анализа взаимных зависимостей (10)–(15) критических значений параметров удобно зафиксировать пару из них и исследовать соотношения между двумя оставшимися. Прежде всего проанализируем зависимость $\beta(j)$. Как указывалось выше, параметр j характеризует ГР двух сред как магнитный дефект, поэтому зависимость $\beta(j)$ описывает влияние этой межфазной границы на структуру ДГ. Для простоты положим $\beta_a = \beta_f$ и $\rho = 1$, т.е. два полупространства будем предполагать идентичными. Зависимости $\beta(j)$ для переходов из коллинеарной в неколлинеарную структуру в этом случае приведены на рис. 3. Если расстояние между ДГ и ГР велико (структура типа B_n с большим номером n), то влияние межфазной границы мало и мы приходим к результату работ [5,6] $\beta \approx 4/3$. Зависимость $\beta(j)$ остается слабой для структур B_n с номерами $n \geq 1$ (см. рис. 3, кривая $B1$). Однако для

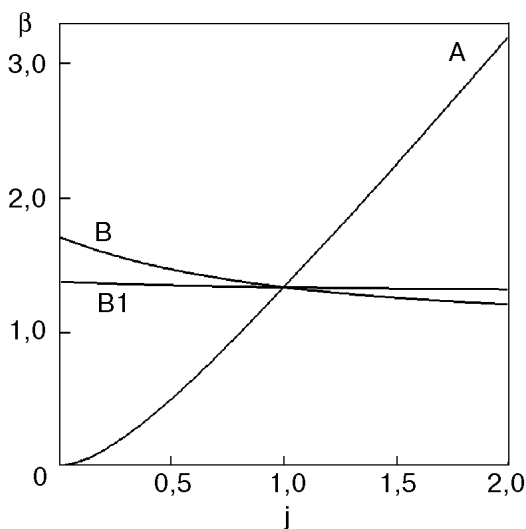


Рис. 3. Зависимость критических значений параметров $\beta(j)$ при переходе коллинеарной ДГ в скошенную в случае $\beta_a = \beta_f$ и $\rho = 1$ ($J_a = J_f$).

структур A , B и C , когда ДГ расположена вблизи ФМ/АФМ-границы, влияние межфазной границы на перестройку ДГ существенно (границы перехода в неколлинеарную структуру для ДГ типа A и B изображены на рис. 3 в виде кривых A и B). Все графики на рис. 3 проходят через точку $j = 1$, $\beta = 4/3$, так как при нашем выборе параметров $\beta_f = \beta_a$ и $\rho = 1$ значению $j = 1$ соответствует однородная (в статическом случае) цепочка, для которой переход в неколлинеарную ДГ происходит при значении анизотропии $\beta = 4/3$. Кроме того, как следует из формул (3), в точке $j = 1$ (при $\rho = 1$) изменяется знак разности энергий A - и B_n -структур. При $j < 1$ энергия A -структуры меньше энергии структур типа B_n , т.е. в данном случае межфазная граница «притягивает» коллинеарную ДГ (хотя энергии B_n -структур не зависят от номера n , т.е. расстояния между ДГ и ГР). В противоположном случае $j > 1$ ГР «отталкивает» доменные стенки и их расположение на конечном расстоянии от нее лишь относительно устойчиво и связано с наличием рельефа Пайерлса.

Для описания влияния различия магнитных свойств двух магнитных полупространств на характер перехода ДГ из КС в НКС удобно зафиксировать значения β_f и β_a (связанные с «магнитными длинами» $l_{f,a} = 1/\sqrt{\beta_{f,a}}$ в ФМ и АФМ) и построить критические зависимости $j(\rho)$. Параметр ρ характеризует различие магнитных свойств контактирующих сред. На рис. 4 критические зависимости $j(\rho)$ для КС/НКС-переходов представлены в логарифмическом масштабе при значениях $\beta_f = 0,6$; $\beta_a = 0,9$. Для

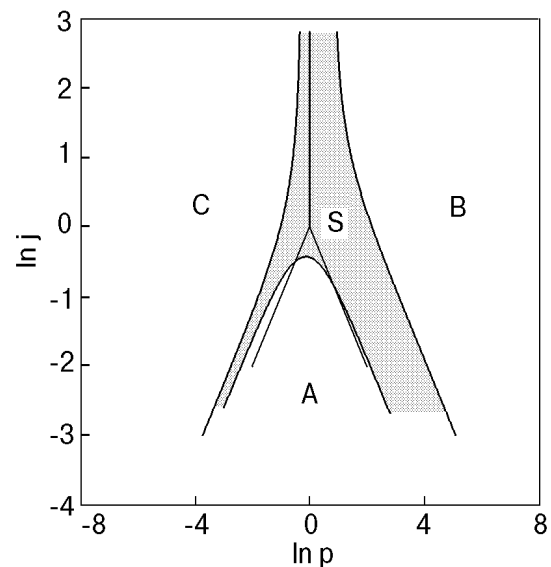


Рис. 4. Диаграмма $j(\rho)$ бифуркационного перехода коллинеарных структур A , B и C в неколлинеарные (заштрихованная область) для значений параметров $\beta_f = 0,6$,

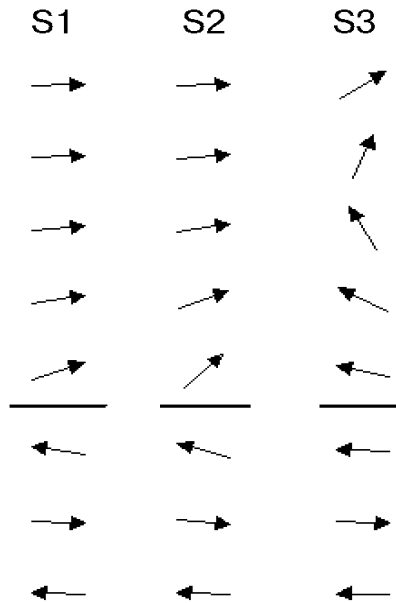


Рис. 5. Неколлинеарные конфигурации ДГ для случая $\beta_f = 0,6$, $\beta_a = 0,9$, $\rho = 1,2$ и различных j : 0,64 (S1); 0,655 (S2); 0,66 (S3).

таких констант анизотропии коллинеарные структуры B_n с $n \geq 1$ и C_n с $n \leq -3$ неустойчивы, поэтому на рис. 4 приведены границы области устойчивости коллинеарных ДГ лишь для А-, В- и С-структур. Области А, В и С отвечают устойчивым А, В и С коллинеарным доменным границам, а заштрихованная область S — неколлинеарным ДГ. В области S существует несколько типов скошенных ДГ с различными расстояниями от ГР, которые могут быть получены численными методами. На рис. 5 показана эволюция коллинеарной ДГ в области S при увеличении j выше критического значения при фиксированном параметре $\rho = 1,2$. Видно, что уже при незначительном превышении параметром j критической величины неколлинеарная ДГ из положения на ГР сред (S1) перемещается на несколько межатомных расстояний (S3) от нее.

Сплошными линиями на рис. 4 указаны значения параметров, при которых энергии коллинеарных структур А, В и С становятся равными. Как следует из выражений (3) и определений (2), это происходит для энергий ФМ и АФМ коллинеарных ДГ на линии $j > 1$, $\rho = 1$, энергии коллинеарных ДГ в ФМ полупространстве и на ГР становятся равными на

линии $j < 1$, $j = 1/\rho$, а в случае АФМ доменной стенки — на прямой $j < 1$, $j = \rho$. Границы перехода в неколлинеарные ДГ на рис. 4 в пределе больших и малых значений ρ и j расположены параллельно указанным прямым. Так, выражение (10) при $\rho \rightarrow \infty$ имеет асимптотику $j \approx \rho F_a$. В исходных физических переменных этой асимптотике соответствует следующее соотношение параметров: $J_{fa} \approx J_a(S_a/S_\rho)F_a$ при $J_f \rightarrow \infty$, т.е. бифуркация коллинеарной ДГ на границе ФМ/АФМ в случае контакта антиферромагнетика с «жестко замороженным» ферромагнетиком. Асимптотики бифуркационных зависимостей $\rho \rightarrow \text{const}$, $j \rightarrow \infty$ соответствуют бесконечно большому обменному взаимодействию на границе ФМ/АФМ.

Обратим внимание на то обстоятельство, что при определенном выборе параметров магнитных сред (как в случае, соответствующем рис. 4) возможна ситуация, когда коллинеарная ДГ на ГР (А-структура) относительно устойчива и не переходит в скошенную структуру даже в областях, где ее энергия выше энергии коллинеарных С- и В-структур (линия КС/НКС-перехода пересекает прямые линии $j = \rho$ и $j = 1/\rho$ на рис. 4)).

1. К. Б. Власов, А. И. Мицек, *ФММ* **14**, 487 (1962).
2. F. Cheng and H. K. Sy, *J. Phys.: Condens. Matter* **7**, 6591 (1995).
3. R. L. Stamps and R. E. Camley, *Phys. Rev.* **B54**, 15200 (1996).
4. R. L. Stamps, R. E. Camley, and R. J. Hicken. *Phys. Rev.* **B54**, 4159 (1996).
5. А. Н. Гончарук, А. А. Степанов, Д. А. Яблонский, *ФТТ* **31**, 132 (1989).
6. В. Rumpf, *Phys. Lett.* **A221**, 197 (1996).
7. А. М. Косевич, Б. А. Иванов, А. С. Ковалев, *Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны*, Наукова думка, Киев (1983).

Magnetic structure of the ferro–antiferromagnet interface. I. Layered antiferromagnet

A. G. Grechnev and A. S. Kovalev

A ferro–antiferromagnet interface was investigated in terms of the classical discrete model. Collinear and noncollinear magnetic structures of the interface were studied and the critical values of parameters for the collinear–noncollinear transition were found.