

05

Обменный сдвиг в двухслойной системе ферромагнетик–антиферромагнетик с близкими температурами фазовых переходов

© А.И. Морозов, Д.О. Рынков

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

E-mail: mor-alexandr@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 27 апреля 2010 г.)

В рамках феноменологической теории фазовых переходов Ландау рассчитана температурная зависимость величины обменного сдвига в системе ферромагнетик–антиферромагнетик с нескомпенсированной поверхностью для случая, когда температура Нееля антиферромагнетика близка и превосходит температуру Кюри ферромагнетика.

1. Введение

Изучению явления обменного сдвига петли гистерезиса ферромагнетика (ФМ) из симметричного по магнитному полю положения вследствие влияния связанного с ним антиферромагнетика (АФМ) посвящено большое количество работ (см., например, обзоры [1,2]). Интерес к этому явлению связан с его широким использованием в устройствах магнитоэлектроники. Настоящая работа посвящена исследованию свойств обменного сдвига в системе ферромагнетик–антиферромагнетик с близкими температурами фазовых переходов в случае, когда температура Нееля T_N антиферромагнетика превосходит температуру Кюри T_C ферромагнетика. Описание температурной зависимости величины обменного сдвига в окрестности температур фазовых переходов будет проведено в рамках феноменологической теории фазовых переходов Ландау.

2. Описание модели

Рассмотрим двухслойную систему, состоящую из плоскопараллельных слоев ФМ и АФМ с атомно-гладкими границами, параллельными плоскости xu декартовой системы координат. В этом приближении система ФМ/АФМ может быть описана в рамках одномерной задачи. Ограничимся рассмотрением случая одной и общей для слоев легкой оси, лежащей в плоскости слоев, когда параметры порядка — намагниченность ФМ и вектор антиферромагнетизма АФМ — можно считать однокомпонентными. Параметры порядка ФМ η_{FM} и АФМ η_{AFM} зависят только от координаты z . Пусть слой ФМ расположен в положительной области оси z , а слой АФМ — в отрицательной. Рассмотрим случай, когда поверхность АФМ является нескомпенсированной, т.е. содержит атомы только одной из двух подрешеток коллинеарного АФМ. Тогда энергия взаимодействия слоев имеет вид $-J_{INT}\eta_{0FM}\eta_{0AFM}$, где

$\eta_{0FM} = \eta_{FM}(0)$, $\eta_{0AFM} = \eta_{AFM}(0)$ и для определенности положим $J_{INT} > 0$.

В процессе расчетов будем предполагать, что толщины слоев d_{FM} , d_{AFM} намного превосходят радиусы корреляции соответствующих слоев параметров порядка. Выражение для свободной энергии на единицу длины вдоль оси z в рамках феноменологической теории фазовых переходов Ландау записывается в виде

$$F_{FM} = F_{0FM} + A_{FM} (\eta_{FM}(z))^2 + B_{FM} (\eta_{FM}(z))^4 + C_{FM} (\eta'_{FM}(z))^2 - H\eta_{FM}(z),$$

$$F_{AFM} = F_{0AFM} + A_{AFM} (\eta_{AFM}(z))^2 + B_{AFM} (\eta_{AFM}(z))^4 + C_{AFM} (\eta'_{AFM}(z))^2, \quad (1)$$

где A_{FM} , A_{AFM} , B_{FM} , B_{AFM} , C_{FM} , C_{AFM} — коэффициенты в разложении свободной энергии по степеням параметров порядка и их производных, H — внешнее магнитное поле, $A_{FM(AFM)} \equiv A'_{FM(AFM)}(T - T_{C(N)})$.

Полная свободная энергия определяется как

$$\tilde{F} = \int_0^{d_{FM}} F_{FM} dz + \int_{-d_{AFM}}^0 F_{AFM} dz + \Delta A_{FM} \eta_{0FM}^2 + \Delta A_{AFM} \eta_{0AFM}^2 - J_{INT} \eta_{0FM} \eta_{0AFM}, \quad (2)$$

где ΔA_{FM} , ΔA_{AFM} — коэффициенты, учитывающие изменение локальной восприимчивости вблизи границы раздела слоев. Здесь и в дальнейшем будем измерять координату z в единицах межатомного расстояния вдоль этой оси. Для определения ΔA_{FM} , ΔA_{AFM} необходимо знать кристаллическую структуру системы. Пусть ФМ и АФМ имеют объемно-центрированную тетрагональную решетку с осью c , лежащей в плоскости слоев (100), а ближайшими к атому, расположенному в центре ячейки, являются атомы, находящиеся в ее вершинах. Тогда на границе раздела четыре атома, ближайшие к атому ФМ,

являются атомами АФМ, т.е. заменяют собой половину его ближайших соседей. Следовательно, согласно работе [3], в приближении взаимодействия ближайших соседей имеем $\Delta A_{\text{FM}} = \frac{A'_{\text{FM}} T_C}{2}$, $\Delta A_{\text{AFM}} = \frac{A'_{\text{AFM}} T_N}{2}$.

2.1. Параметры порядка. Зависимости параметров порядка от координаты $\eta(z)$ определяются решением уравнений Эйлера

$$\begin{aligned}\eta''_{\text{FM}} &= \alpha_{\text{FM}} \eta_{\text{FM}} + \beta_{\text{FM}} \eta_{\text{FM}}^3 - \gamma, \\ \eta''_{\text{AFM}} &= \alpha_{\text{AFM}} \eta_{\text{AFM}} + \beta_{\text{AFM}} \eta_{\text{AFM}}^3,\end{aligned}\quad (3)$$

где введены безразмерные параметры

$$\begin{aligned}\alpha_{\text{FM}} &= \frac{A_{\text{FM}}}{C_{\text{FM}}}, \quad \Delta\alpha_{\text{FM}} = \frac{\Delta A_{\text{FM}}}{C_{\text{FM}}}, \\ \beta_{\text{FM}} &= \frac{2B_{\text{FM}}}{C_{\text{FM}}}, \quad \gamma = \frac{H}{2C_{\text{FM}}}, \quad \alpha_{\text{AFM}} = \frac{A_{\text{AFM}}}{C_{\text{AFM}}}, \\ \Delta\alpha_{\text{AFM}} &= \frac{\Delta A_{\text{AFM}}}{C_{\text{AFM}}}, \quad \beta_{\text{AFM}} = \frac{2B_{\text{AFM}}}{C_{\text{AFM}}}.\end{aligned}\quad (4)$$

Предполагая, что при $z \rightarrow \infty$ $\eta'_{\text{FM}}(z) \rightarrow 0$, $\eta_{\text{FM}}(z) \rightarrow \eta_{\infty\text{FM}}$, а при $z \rightarrow -\infty$ $\eta'_{\text{AFM}}(z) \rightarrow 0$, $\eta_{\text{AFM}}(z) \rightarrow \eta_{\infty\text{AFM}}$, где $\eta_{\infty\text{FM}}$ и $\eta_{\infty\text{AFM}}$ — равновесные параметры порядка в безграничном образце, находим первые интегралы уравнений (3)

$$\begin{aligned}\frac{(\eta'_{\text{FM}})^2}{2} &= \frac{\alpha_{\text{FM}}(\eta_{\text{FM}}^2 - \eta_{\infty\text{FM}}^2)}{2} + \frac{\beta_{\text{FM}}(\eta_{\text{FM}}^4 - \eta_{\infty\text{FM}}^4)}{4} \\ &\quad - \gamma(\eta_{\text{FM}} - \eta_{\infty\text{FM}}), \\ \frac{(\eta'_{\text{AFM}})^2}{2} &= \frac{\alpha_{\text{AFM}}(\eta_{\text{AFM}}^2 - \eta_{\infty\text{AFM}}^2)}{2} + \frac{\beta_{\text{AFM}}(\eta_{\text{AFM}}^4 - \eta_{\infty\text{AFM}}^4)}{4}.\end{aligned}\quad (5)$$

Решая уравнения (5) в квадратурах, находим зависимости $\eta_{\text{FM}}(z)$ и $\eta_{\text{AFM}}(z)$ при заданных параметрах порядка на границе раздела системы

$$\begin{aligned}\int_{\eta_{0\text{FM}}}^{\eta_{\text{FM}}(z)} \left[\frac{\beta_{\text{FM}}}{2} (\eta_{\text{FM}}^4 - \eta_{\infty\text{FM}}^4) + \alpha_{\text{FM}} (\eta_{\text{FM}}^2 - \eta_{\infty\text{FM}}^2) \right. \\ \left. - 2\gamma (\eta_{\text{FM}} - \eta_{\infty\text{FM}}) \right]^{-1/2} d\eta = z, \\ \int_{\eta_{0\text{AFM}}}^{\eta_{\text{AFM}}(z)} \left[\frac{\beta_{\text{AFM}}}{2} (\eta_{\text{AFM}}^4 - \eta_{\infty\text{AFM}}^4) \right. \\ \left. + \alpha_{\text{AFM}} (\eta_{\text{AFM}}^2 - \eta_{\infty\text{AFM}}^2) \right]^{-1/2} d\eta = z.\end{aligned}\quad (6)$$

Получив численно зависимости параметров порядка $\eta_{\text{FM}}(z)$ и $\eta_{\text{AFM}}(z)$ и подставив их в интеграл (2), получим зависимость свободной энергии неоднородности от параметров порядка на границе раздела $\tilde{F}(\eta_{0\text{FM}}, \eta_{0\text{AFM}})$, из которой можно получить значения $\eta_{0\text{FM}}^{\text{ext}}$ и $\eta_{0\text{AFM}}^{\text{ext}}$, реализующие ее минимум.

2.2. Обменный сдвиг. Для определенности равновесное значение параметра порядка в АФМ $\eta_{\infty\text{AFM}}$ выбирается положительным. При этом петля гистерезиса сдвигается в область отрицательных внешних полей на величину $H_{\text{ЕВ}}$.

1) Случай $T < T_C$. При $T < T_C$, т.е. при $\alpha_{\text{FM}} < 0$ и $\alpha_{\text{AFM}} < 0$, существуют три области значений внешнего магнитного поля: $(-\infty, -\gamma^*)$, $(-\gamma^*, \gamma^*)$ и $(\gamma^*, +\infty)$, где γ^* дается следующим выражением:

$$\gamma^* = \frac{2}{3} \left(\frac{|\alpha_{\text{FM}}|^3}{3\beta_{\text{FM}}} \right)^{1/2}.\quad (7)$$

В первой области действителен только один — первый — корень уравнения

$$\beta_{\text{FM}} \eta_{\infty\text{FM}}^3 + \alpha_{\text{FM}} \eta_{\infty\text{FM}} - \gamma = 0,\quad (8)$$

определяющего значение параметра порядка вдали от границы раздела в объеме ФМ, во второй — все три корня, а в третьей области — только третий корень. Для определения величины обменного сдвига в области полей $(-\gamma^*, \gamma^*)$ численно находились зависимости свободной энергии системы от внешнего поля при заданном значении ферромагнитного параметра порядка в объеме, равном соответственно первому и третьему корню уравнения (8) (решение, отвечающее второму корню, является неустойчивым). Затем определялась абсцисса точки пересечения полученных кривых $\tilde{\gamma}$. Если в этой точке выполняется условие $M_1(\tilde{\gamma})M_3(\tilde{\gamma}) < 0$, где $M_i(\tilde{\gamma})$ есть магнитный момент ФМ при значении $\eta_{\infty\text{FM}}$, равном i -му корню уравнения (8), то поле $\tilde{\gamma}$ и будет полем обменного сдвига: $\gamma_{\text{ЕВ}} = \tilde{\gamma}$. Если же это условие не выполняется, то полем обменного сдвига будет поле, в котором значение $M_i(\tilde{\gamma})$ для i , отвечающего меньшей свободной энергии системы, обращается в нуль.

2) Случай $T_C < T < T_N$. При $\alpha_{\text{FM}} > 0$ и $\alpha_{\text{AFM}} < 0$ во всем диапазоне полей только один из корней уравнения (8) является действительным. Поэтому поле обменного сдвига соответствует полю обращения магнитного момента ферромагнетика в нуль.

3) Случай $T_N < T$. В этой области температур обменный сдвиг отсутствует. Но при значении обменного взаимодействия между слоями на границе раздела, превосходящем критическое значение J_{INT}^* , имеет место поверхностный фазовый переход (ПФП) второго рода, в результате которого вблизи границы раздела в слоях возникают параметры порядка, величины которых экспоненциально спадают в глубь слоев.

Поскольку в точке ПФП параметры $\eta_{0\text{FM}}$, $\eta_{0\text{AFM}}$ обращаются в нуль, разложим свободную энергию $\tilde{F}(\eta_{0\text{FM}}, \eta_{0\text{AFM}})$ в ряд по этим параметрам и исследуем квадратичное по ним слагаемое \tilde{F}_1

$$\begin{aligned}\tilde{F}_1 &= C_{\text{FM}} \left((\sqrt{\alpha_{\text{FM}}} + \Delta\alpha_{\text{FM}}) \eta_{0\text{FM}}^2 \right. \\ &\quad \left. + \xi (\sqrt{\alpha_{\text{AFM}}} + \Delta\alpha_{\text{AFM}}) \eta_{0\text{AFM}}^2 - \kappa \eta_{0\text{FM}} \eta_{0\text{AFM}} \right),\end{aligned}\quad (9)$$

где

$$\xi = \frac{C_{AFM}}{C_{FM}}, \quad \kappa = J_{INT}/C_{FM},$$

$$\alpha_{FM(AFM)} \equiv \alpha'_{FM(AFM)}(T - T_{C(N)}).$$

Выше точки ПФП оба собственных значения этой квадратичной формы положительны, а в точке перехода одно из собственных значений обращается в нуль. Это условие дает значение параметра κ , которое обеспечивает возникновение ПФП при температуре T_s

$$\kappa_s = 2 \left[\xi \left(\sqrt{\alpha'_{FM}(T_s - T_C)} + \frac{\alpha'_{FM}T_C}{2} \right) \times \left(\sqrt{\alpha'_{AFM}(T_s - T_N)} + \frac{\alpha'_{AFM}T_N}{2} \right) \right]^{1/2}. \quad (10)$$

Формула (10) задает неявную зависимость температуры ПФП T_s от параметров системы. Критическое значение κ^* отвечает условию $T_s = T_N$

$$\kappa^* = \left[2\xi \alpha'_{AFM}T_N \left(\sqrt{\alpha'_{FM}(T_N - T_C)} + \frac{\alpha'_{FM}T_C}{2} \right) \right]^{1/2}. \quad (11)$$

В дальнейшем ограничимся рассмотрением случая $\kappa < \kappa^*$, когда ПФП отсутствует.

Таким образом, в результате расчетов определяется поле обменного сдвига как функция параметров системы $\gamma_{EB}(\alpha_{FM}, \alpha_{AFM}, \beta_{FM}, \beta_{AFM}, \xi, d_{FM}, \kappa)$.

3. Обсуждение результатов моделирования

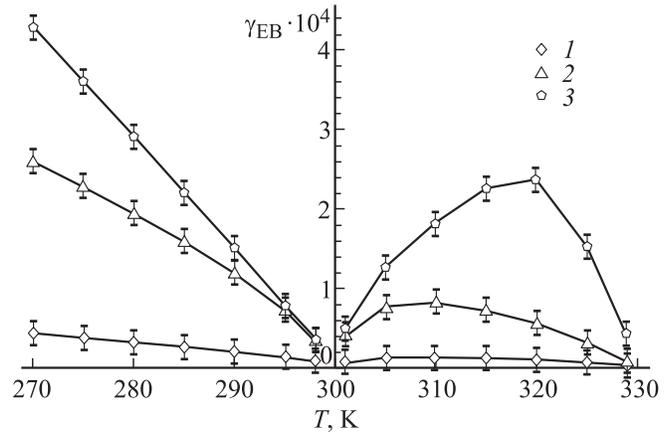
Моделирование проводилось для $T_C = 300$ К, $T_N = 330$ К, $d_{FM} = 200$. В соответствии с микроскопическим расчетом для модели Изинга в приближении взаимодействия ближайших соседей [3] выбирались следующие значения коэффициентов разложения свободной энергии по степеням параметра порядка:

$$\xi = T_N/T_C = 1.1, \quad \alpha_{FM} = (T - T_C)/T_C,$$

$$\alpha_{AFM} = (T - T_N)/T_N, \quad \beta_{FM} = \beta_{AFM} = 1/3.$$

Зависимость величины обменного сдвига γ_{EB} от температуры для разных значений κ представлена на рисунке. В непосредственной близости температуры Кюри нарушается наше предположение о том, что толщина ФМ намного превосходит радиус корреляции параметра порядка r_c , поэтому в этой области расчет отсутствует. Аналогичная ситуация имеет место в АФМ вблизи температуры Нееля.

В области температуры Кюри наблюдается минимум величины обменного сдвига в согласии с результатами, полученными авторами для случая $T_N \gg T_C$ [4]. Монотонное убывание H_{EB} с ростом температуры в области $T < T_C$ было предсказано в работе [5] на основе расчета методом функций Грина для случая $T_N \approx T_C$.



Температурная зависимость поля обменного сдвига. $\kappa = 0.1\kappa^*$ (1), $0.5\kappa^*$ (2) и $0.9\kappa^*$ (3).

Объяснить качественно ход кривой можно исходя из следующих соображений. Величину обменного сдвига можно оценить, приравняв энергию взаимодействия слоев к зеемановской энергии ферромагнетика во внешнем магнитном поле

$$H_{EB} = \frac{E_{INT}}{\mu_0 M d_{FM}}, \quad (12)$$

где E_{INT} — поверхностная плотность энергии взаимодействия слоев, M — намагниченность ФМ, а μ_0 — константа СИ. Вблизи температуры Кюри значение η_{FM} определяется действием обменного поля АФМ, и поэтому E_{INT} практически не изменяется при $T \rightarrow T_C$. Намагниченность ферромагнетика в линейном по полю приближении складывается из спонтанной намагниченности M_0 и наведенного полем слагаемого χH . В силу неравенства $d_{FM} \gg r_c$ вкладом области, прилегающей к границе раздела слоев, в намагниченность можно пренебречь. При $H = H_{EB}$ из уравнения (12) получаем следующее квадратное уравнение для определения величины обменного сдвига:

$$\mu_0 \chi d_{FM} H_{EB}^2 + \mu_0 M_0 d_{FM} H_{EB} - E_{INT} = 0. \quad (13)$$

Поскольку при $T \rightarrow T_C$ $M_0 \rightarrow 0$, а восприимчивость ФМ χ расходиться, вблизи T_C в приближении среднего поля

$$H_{EB} = \left(\frac{E_{INT}}{\mu_0 \chi d_{FM}} \right)^{1/2} \propto |T - T_C|^{1/2}. \quad (14)$$

Конечно, в силу нелинейности магнитной восприимчивости падение величины обменного сдвига при $T \rightarrow T_C$ происходит не до нулевого значения.

Поскольку обменное поле, создаваемое АФМ на границе с ФМ, при $T \rightarrow T_N$ пропорционально $\eta_{\infty AFM}$, а восприимчивость ФМ не имеет особенности при температуре Нееля, при $T \rightarrow T_N$ $H_{EB} \propto \eta_{\infty AFM} \propto |T - T_N|^{1/2}$. Следовательно, между температурами T_C и T_N имеет место максимум обменного сдвига, что подтверждается данными эксперимента [6].

Таким образом, в результате изучения обменного сдвига в двухслойной системе ферромагнетик–антиферромагнетик с близкими температурами фазовых переходов было показано, что 1) обменный сдвиг существует в области температур $T_C < T < T_N$, что обусловлено возникновением в ФМ параметра порядка, индуцированного его взаимодействием с АФМ; 2) вблизи температуры Кюри ФМ имеет место минимум величины обменного сдвига, вызванный ростом магнитной восприимчивости ФМ; и получено условие возникновения поверхностного фазового перехода на границе раздела ФМ/АФМ.

Список литературы

- [1] A.E. Berkowitz, K. Takano. *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 552 (1999).
- [2] J. Nogués, J. Sort, V. Langlois, V. Skumryev, S. Surinach, J.S. Muñoz, M.D. Baro. *Phys. Rep.* **422**, 65 (2005).
- [3] В.Г. Вакс. Введение в микроскопическую теорию сегнетоэлектриков. Наука, М. (1973). 328 с.
- [4] А.И. Морозов, Д.О. Рынков. *Науч. вестн. МИРЭА* *1(6)*, 51 (2009).
- [5] X. Zhi-Jie, W. Huai-Yu, D. Ze-Jun. *Chinese Physics* **16**, 2123 (2007).
- [6] X.W. Wu, C.L. Chein. *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2795 (1998).