

МАГНИТОСТАТИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ НАРУШЕНИЯ КИРАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ В МНОГОСЛОЙНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ

*М. А. Кузнецов**, *А. А. Фраерман***

*Институт физики микроструктур Российской академии наук
603950, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 24 марта 2023 г.,
после переработки 24 марта 2023 г.
Принята к публикации 26 марта 2023 г.

Показано, что в энергии ферромагнитной пленки, расположенной на парамагнитной или сверхпроводящей подложке, появляется вклад, имеющий вид взаимодействия Дзялошинского–Мория. Этот вклад возникает в результате магнитостатического взаимодействия намагниченности ферромагнитной пленки с индуцируемыми ею намагниченностью в парамагнетике или сверхтоком в сверхпроводнике и приводит к снятию киральной вырождения, невзаимности спиновых волн и формированию киральных состояний, таких как магнитные скирмионы. Сделанные оценки указывают на возможность экспериментального наблюдения предсказанных эффектов.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 95-летию Л. А. Прозоровой

DOI: 10.31857/S0044451023100048
EDN: ХКСУЕС

1. ВВЕДЕНИЕ

Известной причиной нарушения киральной магнитной симметрии является взаимодействие Дзялошинского–Мория (ДМ), которое существует в системах без центра инверсии [1, 2] и приводит к формированию экзотических магнитных состояний: скирмионов и магнитных спиралей [3, 4], а также к невзаимности спиновых волн [5, 6]. Такая ситуация реализуется, например, в кристаллах MnSi [7] и в искусственных многослойных структурах ферромагнетик/«тяжелый» металл (ФМ/ТМ) [8, 9]. Микроскопическим механизмом, ответственным за возникновение взаимодействия ДМ, которое еще называют «антисимметричным» обменом, является спин-орбитальная связь. Так, наличие спин-орбитального взаимодействия в газе электронов проводимости приводит к особенностям его магнитной восприимчивости и возникновению неколлинеарного магнитного состояния двух магнитных ионов, помещенных в такой газ [10, 11]. В настоящей статье речь пой-

дет о другом, магнитостатическом механизме нарушения киральной симметрии ферромагнетиков, рассмотренном в работах [12–17].

Запишем энергию магнитостатического взаимодействия в виде

$$E_{MS} = \frac{1}{2} \iint D_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') M_{\alpha}(\mathbf{r}) M_{\beta}(\mathbf{r}') d\mathbf{r} d\mathbf{r}', \quad (1)$$

где $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ — намагниченность в точке с радиус-вектором \mathbf{r} , $D_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ — тензор магнитостатического взаимодействия, обладающий очевидным свойством $D_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = D_{\beta\alpha}(\mathbf{r}', \mathbf{r})$. В однородной и изотропной среде этот тензор зависит только от модуля расстояния $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ и является симметричным. В средах с неоднородной магнитной проницаемостью антисимметричная часть магнитостатического тензора $D_{\alpha\beta}^a(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -D_{\beta\alpha}^a(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ может быть отлична от нуля. Антисимметричный тензор второго ранга можно представить в виде

$$D_{\alpha\beta}^a = \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} \eta_{\gamma},$$

где $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ — тензор Леви-Чивиты, $\boldsymbol{\eta}$ — псевдовектор. Следовательно, в магнитостатической энергии возникает слагаемое вида

$$\frac{1}{2} \iint (\boldsymbol{\eta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot [\mathbf{M}(\mathbf{r}) \times \mathbf{M}(\mathbf{r}')]) d\mathbf{r} d\mathbf{r}', \quad (2)$$

* E-mail: kuznetsov@ipmras.ru

** E-mail: andr@ipmras.ru

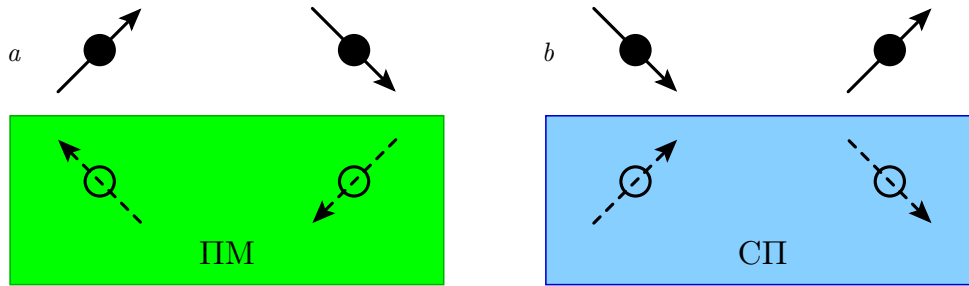


Рис. 1. Схематическое изображение двух магнитных диполей над идеальным ПМ (a) и СП (b). Штриховыми стрелками показаны диполи изображения

которое мы будем называть эффективной энергией ДМ. Псевдовектор $\boldsymbol{\eta}$ можно записать в виде

$$\boldsymbol{\eta} = \eta_0 [\nabla\mu \times \mathbf{d}],$$

где η_0 — скалярная функция расстояния $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$, $\nabla\mu$ — градиент магнитной проницаемости в рассматриваемой неоднородной среде, $\mathbf{d} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$. Из приведенных формул следует, что магнитостатическая энергия в неоднородной среде зависит от киральности распределения намагниченности, так как векторное произведение в различных точках образца и определяет эту киральность. Простейший способ реализации среды с $\nabla\mu \neq 0$ — плоский контакт ФМ-пленки с подложкой, характеризующейся собственной магнитной проницаемостью, отличной от единицы. Это может быть, например, парамагнитная (ПМ) [12, 15–17] или диамагнитная (сверхпроводящая, СП) [13–17] подложка. Для иллюстрации рассмотрим два магнитных диполя, расположенных над идеальным ПМ ($\mu \rightarrow +\infty$) и идеальным СП ($\mu \rightarrow 0$). В случае ПМ (СП) на границе раздела обращается в нуль тангенциальная (нормальная) компонента магнитного поля. Удовлетворить этим граничным условиям можно, вводя диполи изображения так, как показано на рис. 1. Магнитные поля, индуцированные этими диполями изображения, приводят к неколлинеарному основному состоянию [14]. В случае ПМ основным является состояние с вращением магнитного момента «по часовой стрелке», а для СП знак киральности основного состояния противоположный. Различные знаки киральности в ориентациях двух диполей соответствуют общему утверждению об определяющем влиянии направления градиента магнитной восприимчивости в формуле (2). Учет конечности глубины проникновения магнитного поля в СП и магнитной восприимчивости ПМ приводит к уменьшению эффекта, но не к его исчезновению.

Далее мы изложим основные результаты наших теоретических исследований статических и

динамических свойств ФМ-пленки, отделенной от ПМ (СП)-подложки тонким слоем диэлектрика. В разд. 2 излагается общий подход к решению проблемы и выводятся основные формулы. В разд. 3 анализируется спектр спиновых волн (СВ) в рассматриваемых системах и невзаимность СВ. В разд. 4 рассмотрен процесс распада однородного магнитного состояния, а в разд. 5 исследуются возможные киральные основные состояния. В Заключении приводится краткое описание полученных результатов.

2. СВОБОДНАЯ ЭНЕРГИЯ СИСТЕМ ФМ/ПМ И ФМ/СП

Пусть ФМ-пленка расположена в области $0 < z < h$, а ПМ- или СП-подложка — в области $z < 0$. Под ПМ-подложкой мы понимаем ФМ-материал с $T_c \leq T$, а СП-подложку рассматриваем в лондоновском приближении при $T_c > T$, где T — температура системы, T_c — критическая точка соответствующего фазового перехода: ферромагнетик–парамагнетик для ПМ-подложки и сверхпроводник–нормальный металл для СП-подложки. Мы считаем ФМ-пленку достаточно тонкой, т.е. $h \ll L_0$, где $L_0 = (2A_{ex}/M_0^2)^{1/2}$, A_{ex} и M_0 — обменная длина, обменная жесткость и намагниченность насыщения ФМ-пленки соответственно. Малость толщины пленки по сравнению с ее обменной длиной позволяет нам считать намагниченность \mathbf{M} независимой от координаты z .

Пусть в ФМ-пленке существует неоднородное распределение $\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho})$, $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$, индуцирующее намагниченность $\mathbf{m}(\boldsymbol{\rho}, z)$ или сверхток $\mathbf{j}_s(\boldsymbol{\rho}, z)$ в ПМ- или СП-подложке, которые посредством собственных полей рассеяния влияют на исходное распределение $\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho})$. Определению энергии такого магнитостатического взаимодействия посвящен данный раздел. Сначала мы обсудим устройство свободных энергий систем ФМ/ПМ (разд. 2.1) и ФМ/СП (разд. 2.2), а затем приведем общее выражение для магнитостатической энергии (разд. 2.3).

2.1. Система ФМ/ПМ

Полная свободная энергия F системы ФМ/ПМ может быть записана как сумма трех вкладов, F_0 , F_- и F_+ , связанных соответственно с областями $0 < z < h$, $z < 0$ и $z > h$, т. е.

$$F = F_0 + F_- + F_+, \quad (3a)$$

$$F_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^h \left[\frac{L_0^2}{2} \sum_{\alpha=1}^2 \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_\alpha} \right)^2 - \frac{1}{2} K_a M_z^2 - (\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{ext}) - (\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_0) - \frac{\mathbf{H}_0^2}{8\pi} \right] d\rho dz, \quad (3b)$$

$$F_- = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^0 \left[\frac{1}{2\chi} \mathbf{m}^2 - (\mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_-) - \frac{\mathbf{H}_-^2}{8\pi} \right] d\rho dz, \quad (3c)$$

$$F_+ = - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_h^{+\infty} \frac{\mathbf{H}_+^2}{8\pi} d\rho dz. \quad (3d)$$

В формуле (3b) первые три слагаемых представляют собой соответственно обменную энергию, энергию магнитной анизотропии, характеризующую постоянную K_a , и энергию Зеемана во внешнем поле \mathbf{H}_{ext} . Последние слагаемые в формулах (3b), (3c) и формула (3d) описывают энергии магнитостатических полей \mathbf{H}_0 ($0 < z < h$), \mathbf{H}_- ($z < 0$) и \mathbf{H}_+ ($z > h$), создаваемых всеми магнитными зарядами в системе. Эти поля можно определить, решая уравнения Максвелла $\text{div } \mathbf{V} = 0$ и $\text{rot } \mathbf{H} = 0$, где $\mathbf{V} = \mathbf{H} + 4\pi \mathfrak{M}$, $\mathfrak{M}(\rho, z) = \mathbf{m}(\rho, z) \theta(-z) + \mathbf{M}(\rho) \theta(z) \theta(h-z)$, $\theta(t)$ — ступенчатая функция Хевисайда, а \mathbf{H} совпадает с \mathbf{H}_0 , \mathbf{H}_- или \mathbf{H}_+ в соответствующих областях пространства. Будем считать, что $\mathbf{m} = \chi \mathbf{H}_-$, где $\chi(T) = C/(T - T_c)$ — восприимчивость ПМ, C — константа Кюри. Используя последнее соотношение и электромагнитные граничные условия, перепишем свободную энергию F в виде

$$F = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^h \left[\frac{L_0^2}{2} \sum_{\alpha=1}^2 \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_\alpha} \right)^2 - \frac{1}{2} K_a M_z^2 - (\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{ext}) - \frac{1}{2} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_0) \right] d\rho dz. \quad (4)$$

Последнее слагаемое формулы (4) представляет собой магнитостатическую энергию ФМ-пленки, выражение для которой будет приведено в разд. 2.3.

2.2. Система ФМ/СП

В случае системы ФМ/СП удобно перейти к свободной энергии, являющейся функцией магнитной индукции. Тогда вклады F_0 , F_- и F_+ принимают вид

$$F_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^h \left[\frac{L_0^2}{2} \sum_{\alpha=1}^2 \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_\alpha} \right)^2 - \frac{1}{2} K_a M_z^2 - (\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{ext}) - (\mathbf{M} \cdot \mathbf{B}_0) + \frac{\mathbf{B}_0^2}{8\pi} \right] d\rho dz, \quad (5a)$$

$$F_- = \frac{1}{8\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^0 \left[\mathbf{B}_-^2 + \lambda^2 (\text{rot } \mathbf{B}_-)^2 \right] d\rho dz, \quad (5b)$$

$$F_+ = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_h^{+\infty} \frac{\mathbf{B}_+^2}{8\pi} d\rho dz. \quad (5c)$$

Первый и второй члены в формуле (5b) представляют собой энергии магнитостатического поля и сверхпроводящего тока соответственно. Магнитостатические поля \mathbf{B}_0 ($0 < z < h$), \mathbf{B}_- ($z < 0$) и \mathbf{B}_+ ($z > h$) индуцируются намагниченностью \mathbf{M} и сверхтоком \mathbf{j}_s . Эти поля можно определить, решая уравнения Максвелла $\text{rot } \mathbf{V} = 4\pi \mathbf{j}/c$, $\text{div } \mathbf{V} = 0$, где

$$\mathbf{j}(\rho, z) = c \text{rot}[\mathbf{M}(\rho) \theta(z) \theta(h-z)] + \theta(-z) \mathbf{j}_s(\rho, z),$$

а \mathbf{V} совпадает с \mathbf{B}_0 , \mathbf{B}_- или \mathbf{B}_+ в соответствующих областях пространства. Будем считать, что \mathbf{j}_s подчиняется уравнению Лондонов, т. е. $\mathbf{j}_s = -c \mathbf{A}_- / (4\pi \lambda^2)$, где $\lambda(T) = \lambda_0 / [(1 - T/T_c)]^{1/2}$ — лондоновская глубина проникновения поля, \mathbf{A}_- — векторный потенциал в области $z < 0$ ($\mathbf{B}_- = \text{rot } \mathbf{A}_-$). Используя связь \mathbf{j}_s и \mathbf{A}_- , а также электромагнитные граничные условия, приведем свободную энергию F к виду

$$F = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^h \left[\frac{L_0^2}{2} \sum_{\alpha=1}^2 \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_\alpha} \right)^2 - \frac{1}{2} K_a M_z^2 - (\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{ext}) - \frac{1}{2} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{B}_0) \right] d\rho dz. \quad (6)$$

Последнее слагаемое формулы (6) представляет собой магнитостатическую энергию ФМ-пленки, выражение для которой будет приведено в разд. 2.3.

2.3. Магнитостатическая энергия и эффективное взаимодействие Дзялошинского – Мориа

Последние слагаемые в формулах (4) и (6) представляют собой магнитостатическую энергию в системах ФМ/ПМ и ФМ/СП, $F_{MS} = F_{MS}^{intra} + F_{MS}^{inter}$, состоящую из двух вкладов. Один из них, F_{MS}^{intra} , соответствует взаимодействию между магнитными моментами внутри ФМ-пленки, а другой, F_{MS}^{inter} , – взаимодействию между \mathbf{M} и \mathbf{m} или \mathbf{M} и \mathbf{j}_s (межслоевой вклад). Приведенные выше вклады имеют следующий вид [17]:

$$F_{MS}^{intra(inter)} = \frac{S^2}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} D_{\alpha\beta}^{intra(inter)}(\mathbf{q}) M_{\alpha}(-\mathbf{q}) \times M_{\beta}(\mathbf{q}) d\mathbf{q}, \quad (7a)$$

$$D_{\alpha\beta}^{intra}(\mathbf{q}) = \frac{2\pi}{q} \left\{ [qh - (1 - e^{-qh})] \frac{q_{\alpha}q_{\beta}}{q^2} + (1 - e^{-qh}) \delta_{\alpha z} \delta_{\beta z} \right\}, \quad (7b)$$

$$D_{\alpha\beta}^{inter}(\mathbf{q}) = qh D_{eff}(q) \left(\frac{q_{\alpha}q_{\beta}}{q^2} - \frac{iq_{\alpha}}{q} \delta_{\beta z} + \frac{iq_{\beta}}{q} \delta_{\alpha z} + \delta_{\alpha z} \delta_{\beta z} \right), \quad (7c)$$

где S – площадь системы, i – мнимая единица, $\mathbf{M}(\mathbf{q})$ – фурье-образ намагниченности $\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho})$, $\mathbf{q} = (q_x, q_y, 0)$ – двумерный волновой вектор, $\delta_{\alpha\beta}$ – тензор Кронекера, D_{eff} – эффективная постоянная ДМ,

$$D_{eff}(q) = -\frac{\pi\kappa(q)}{q^2 h} (1 - e^{-qh})^2. \quad (8)$$

Здесь $\kappa(q)$ – параметр, характеризующий подложку,

$$\kappa(q) = \begin{cases} \frac{2\pi\chi}{1+2\pi\chi} & \text{для ФМ/ПМ,} \\ -\frac{\sqrt{q^2\lambda^2+1}-q\lambda}{\sqrt{q^2\lambda^2+1+q\lambda}} & \text{для ФМ/СП.} \end{cases} \quad (9)$$

Величина параметра κ чувствительна к изменению T в окрестности T_c и лежит в интервале $[0, 1]$ (ФМ/ПМ) или $[-1, 0]$ (ФМ/СП), причем $\kappa = 1$ (-1), когда $\chi \rightarrow \infty$, $T = T_c$ ($q\lambda \ll 1$, $T = 0$). Заметим, что знак κ и, следовательно, знак D_{eff} зависят от типа подложки (ПМ или СП).

Поскольку F_{MS}^{intra} и F_{MS}^{inter} совпадают по форме, удобно ввести тензор $D_{\alpha\beta} = D_{\alpha\beta}^{intra} + D_{\alpha\beta}^{inter}$, описывающий полную магнитостатическую энергию F_{MS} . Этот тензор можно представить в виде суммы двух тензоров, $D_{\alpha\beta} = D_{\alpha\beta}^s + D_{\alpha\beta}^a$, где

$D_{\alpha\beta}^s = D_{\beta\alpha}^s$ – симметричный, а $D_{\alpha\beta}^a = -D_{\beta\alpha}^a$ – антисимметричный тензор, компоненты которого отличны от нуля только при наличии ПМ- или СП-подложки. Тензор $D_{\alpha\beta}^a$ можно представить в виде $D_{\alpha\beta}^a = ih D_{eff}(q) \varepsilon_{\alpha\beta\gamma} [\mathbf{n} \times \mathbf{q}]_{\gamma}$, где \mathbf{n} – нормаль к границе раздела, направленная от подложки к пленке (см. рис. 2). Подставив $D_{\alpha\beta}^a$ в формулу (7а), получим выражение для эффективной энергии ДМ:

$$F_{DMI}^{eff} = \frac{ihS^2}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} D_{eff}(q) [\mathbf{n} \times \mathbf{q}] \cdot [\mathbf{M}(-\mathbf{q}) \times \mathbf{M}(\mathbf{q})] d\mathbf{q}. \quad (10)$$

Заметим, что энергия ДМ в системе ФМ/ТМ также может быть приведена к виду (10), где вместо D_{eff} будет «обычная» постоянная ДМ, не зависящая от q .

Если пространственный масштаб $\mathbf{M}(\boldsymbol{\rho})$ много больше толщины пленки h , то можно считать, что $qh \ll 1$. Тогда, раскладывая $D_{\alpha\beta}$ в ряд с точностью до членов, линейных по qh , получаем

$$D_{\alpha\beta} \approx \pi h \left\{ qh(1 - \kappa) \frac{q_{\alpha}q_{\beta}}{q^2} + 2 \left[1 - \frac{1}{2}(1 + \kappa)qh \right] \times \delta_{\alpha z} \delta_{\beta z} + \kappa qh \left(\frac{iq_{\alpha}}{q} \delta_{\beta z} - \frac{iq_{\beta}}{q} \delta_{\alpha z} \right) \right\}. \quad (11)$$

Если $1 - \kappa \ll 1$ (ФМ/ПМ, $T \sim T_c$), то можно пренебречь первым слагаемым в формуле (11). Во втором слагаемом пренебрежем членом $(1 + \kappa)qh/2$ ¹⁾. В результате полная свободная энергия (4) примет вид

$$F = h \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{L_0^2}{2} \sum_{\alpha=1}^2 \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_{\alpha}} \right)^2 - \frac{1}{2} K_a^{eff} M_z^2 - (\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{ext}) + f_{DMI}^{eff} \right] d\boldsymbol{\rho}, \quad (12)$$

где $K_a^{eff} = K_a - 4\pi$ и

$$f_{DMI}^{eff} = -\pi\kappa h \left(M_z \frac{\partial M_x}{\partial x} - M_x \frac{\partial M_z}{\partial x} + M_z \frac{\partial M_y}{\partial y} - M_y \frac{\partial M_z}{\partial y} \right). \quad (13)$$

Мы видим, что в этом локальном приближении вклад магнитостатического взаимодействия сводится к перенормировке константы анизотропии и появлению слагаемого f_{DMI}^{eff} , имеющего обычный вид взаимодействия ДМ. Величину энергии (13) можно оценить как $\pi\kappa h M_0^2 \sim 1$ эрг/см² при $\pi h \sim 10$ нм, $M_0 \sim 10^3$ эрг/(Гс · см³), что сравнимо с энергией ДМ в системе ФМ/ТМ [6].

¹⁾ Отбрасываемое слагаемое порядка qh , поэтому пренебрегать им нельзя. Однако далее мы убедимся, что пренебрежение этим слагаемым не приведет к существенным ошибкам.

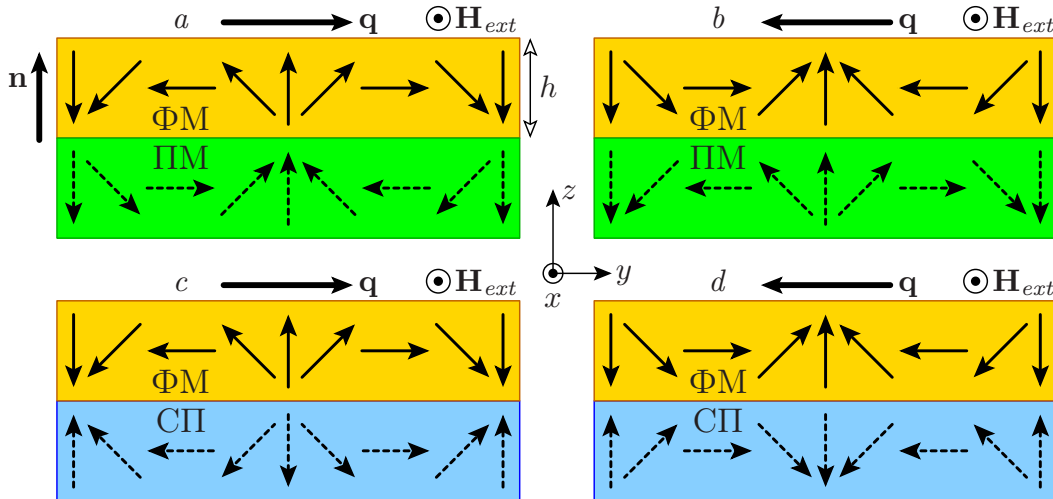


Рис. 2. Схематическое изображение СВ в системах ФМ/ПМ (a,b) и ФМ/СП (c,d) для частного случая $(\mathbf{q} \cdot \mathbf{H}_{ext}) = 0$. Сплошными стрелками показана СВ, распространяющаяся в ФМ-пленке, штриховыми — ее изображение в ПМ- или СП-подложке. Направление волнового вектора \mathbf{q} определяет киральность СВ (ср. a и b или c и d)

3. НЕВЗАИМНЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ

Спин-волновая невзаимность, т. е. зависимость свойств СВ от знака волнового вектора \mathbf{q} , является интересной особенностью распространения СВ в ферромагнетиках [18]. Различные невзаимные устройства находят широкое применение в СВЧ-технике [19–24]. Классическим примером невзаимной СВ является поверхностная магнитоэлектрическая мода Даймона–Эшбаха, амплитуда которой связана со знаком \mathbf{q} [25]. С другой стороны, невзаимность может возникать и в спектре СВ [26–28]. Феноменологически такая частотная невзаимность описывается членом, нарушающим симметрию спектра относительно обращения времени:

$$\omega(\mathbf{q}) = \dots + \frac{a}{2} (\mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\tau}) + \dots, \quad (14)$$

где a — феноменологическая постоянная, которая, вообще говоря, может зависеть от q , $\boldsymbol{\tau} = [\mathbf{n} \times \mathbf{M}]$ — тороидальный магнитный момент. Заметим, что этот член существует только в пленках с асимметричными границами (в противном случае вектор \mathbf{n} не может быть выделен). Асимметрия границ пленки достигается, например, путем нанесения на одну из них металлического слоя толщиной, сравнимой с глубиной его скин-слоя [26–28]. В такой системе частотная невзаимность возникает в результате магнитоэлектрического взаимодействия СВ с индуцируемым ею током проводимости в металле. Другой системой, в которой СВ имеют невзаимный спектр, является система ФМ/ТМ [6, 29–42], в которой энергия ДМ зависит от киральности распределения \mathbf{M} . Поскольку СВ с $+\mathbf{q}$ и $-\mathbf{q}$ имеют раз-

ные киральности (см. рис. 2), из-за взаимодействия ДМ они должны иметь и разные энергии (или частоты). В рассматриваемых нами системах ФМ/ПМ и ФМ/СП существует эффективное взаимодействие ДМ (10), поэтому следует ожидать появления невзаимного члена (14) в спектре СВ. Заметим, что эффект частотной невзаимности ранее исследовался в ФМ/СП [43, 44], а также в схожих системах связанных ферромагнетиков [42, 45–54]. Здесь мы приведем расчеты спектров СВ в системах ФМ/ПМ и ФМ/СП с учетом конечности лондоновской глубины проникновения поля СП и восприимчивости ПМ [16].

Пусть внешнее поле \mathbf{H}_{ext} направлено вдоль оси x , так что в отсутствие волн намагниченность \mathbf{M} также направлена вдоль оси x , т. е. $H_{ext} > K_a^{eff} M_0$. Будем считать, что время, необходимое для установления равновесия между пленкой и подложкой, много меньше ω^{-1} , что позволяет для расчетов использовать магнитоэлектрическое приближение. Как обычно, для описания динамики намагниченности и расчета дисперсионных кривых используется уравнение Ландау–Лифшица,

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}] + \frac{\alpha}{M_0} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right], \quad (15)$$

где $\gamma > 0$ — гиромагнитное отношение, α — параметр диссипации, \mathbf{H}_{eff} — эффективное поле, определяемое из формул (4) и (6),

$$\mathbf{H}_{eff} = -\frac{\delta F}{\delta \mathbf{M}} = \mathbf{H}_{ext} + K_a M_z \mathbf{n} + L_0^2 \Delta \mathbf{M} + \mathbf{H}_0. \quad (16)$$

Отметим, что формула (16) справедлива как для ПМ-подложки, так и для СП-подложки, поскольку в

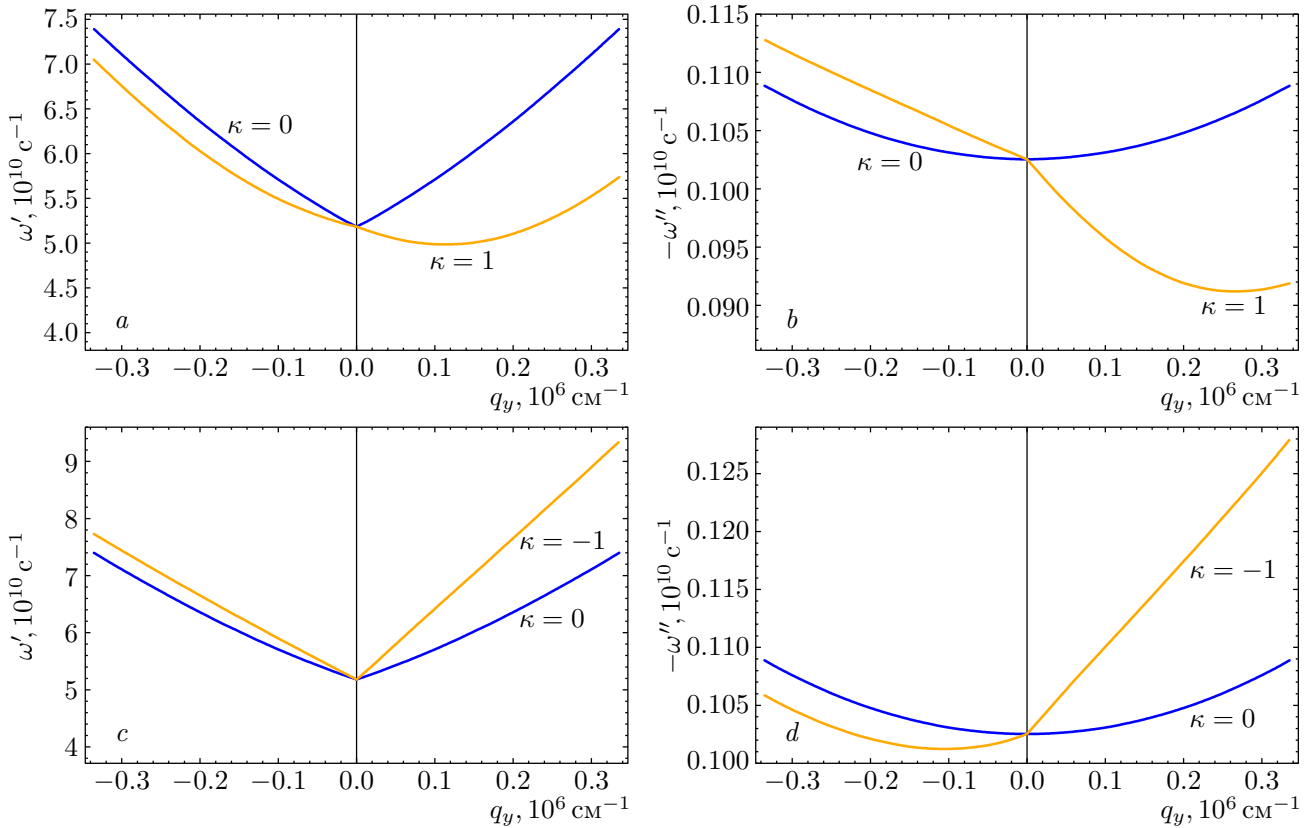


Рис. 3. Дисперсионные кривые $\omega'(\mathbf{q})$ (*a,c*) и $\omega''(\mathbf{q})$ (*b,d*) для системы ФМ/ПМ (*a,b*) и системы ФМ/СП (*c,d*). Синие линии соответствуют случаю $\kappa = 0$, оранжевые — случаю $|\kappa| = 1$. Для построения графиков использовались следующие параметры: $h = 3$ нм, $M_0 = 800$ эрг \cdot Гс $^{-1} \cdot$ см $^{-3}$, $L_0 = 20$ нм, $H_{ext} = 800$ Э, $K_a = 0$, $q_x = 0$, $\alpha = 0.01$ (ФМ = Ni $_{80}$ Fe $_{20}$)

рамках уравнения (15) разницей между индукцией и напряженностью магнитного поля можно пренебречь. После стандартной процедуры линеаризации

уравнения (15) [19] получаем дисперсионное соотношение, $\omega(\mathbf{q}) = \omega'(\mathbf{q}) + i\omega''(\mathbf{q})$, где $\omega'(\mathbf{q})$ и $\omega''(\mathbf{q})$ — действительная и мнимая части спектра, т. е.

$$\omega'(\mathbf{q}) = -\frac{\Delta\omega'(\mathbf{q})}{2} + \gamma M_0 \sqrt{\left(\frac{H_{ext}}{M_0} + L_0^2 q^2 + \frac{2}{h} D_{yy}\right) \left(\frac{H_{ext}}{M_0} + L_0^2 q^2 + \frac{2}{h} D_{zz} - K_a\right)}, \quad (17a)$$

$$\omega''(\mathbf{q}) = -\frac{\alpha\gamma\omega'(\mathbf{q})}{2\omega'(\mathbf{q}) + \Delta\omega'(\mathbf{q})} \left[2H_{ext} + M_0 \left(2L_0^2 q^2 - K_a + \frac{2}{h} (D_{yy} + D_{zz}) \right) \right], \quad (17b)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta\omega'(\mathbf{q}) &= \omega'(-\mathbf{q}) - \omega'(\mathbf{q}) = \\ &= -4\gamma D_{eff}(q) (\mathbf{q} \cdot [\mathbf{n} \times \mathbf{M}_0]) = \\ &= -4\gamma M_0 D_{eff}(q) q_y. \end{aligned} \quad (18)$$

В рассматриваемом случае $\mathbf{M}_0 = M_0 \hat{\mathbf{x}}$, поэтому спектр зависит от знака q_y . Величина этой невязности определяется параметром κ (рис. 3): невязность отсутствует при $\kappa = 0$ и достигает максимального значения при $\kappa = 1$ (рис. 3*a,b*) и $\kappa = -1$ (рис. 3*c,d*). При этом невязность

имеет разный знак для ПМ- и СП-подложки, поскольку $\Delta\omega' \propto D_{eff}$. Наличие же невязности в мнимой части спектра (рис. 3*b,d*) свидетельствует о разном времени жизни встречных СВ. При $q = 0$ из формул (17*a*) и (17*b*), как и ожидалось, получаем формулы, соответствующие однородной прецессии намагниченности в продольно намагниченной ФМ-пленке [19], поскольку $D_{yy} \rightarrow 0$, $D_{yy} \rightarrow 2\pi\hbar$ и $\Delta\omega' \rightarrow 0$. Также при $\chi \rightarrow 0$ ($\lambda \rightarrow \infty$), $L_0 = 0$, $K_a = 0$, $q_x = 0$ и $qh \ll 1$ мы приходим к результату Даймона и Эшбаха, т. е. $\omega' = \gamma [H_{ext}(H_{ext} + 4\pi H_{ext} M_0 + 8\pi^2 M_0^2 |q_y| h)]^{1/2}$ [25].

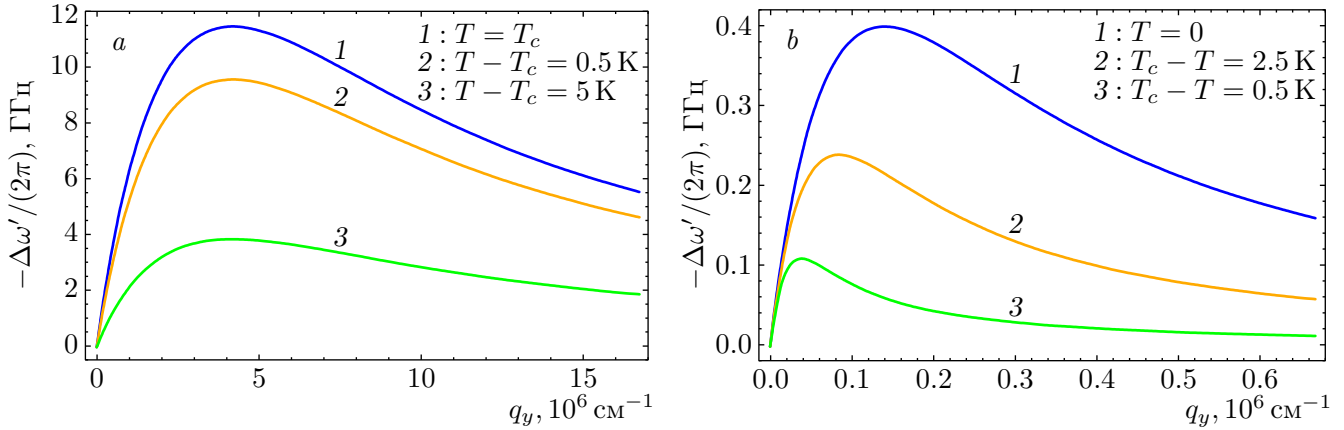


Рис. 4. Частотный сдвиг $\Delta\omega'(\mathbf{q})/(2\pi)$ в зависимости от q_y для систем ФМ/ПМ (Ni₈₀Fe₂₀/Gd) (a) и ФМ/СП (Ni₈₀Fe₂₀/Pb) (b). Для расчетов использовались следующие параметры: $h = 3 \text{ нм}$, $M_0 = 800 \text{ эрг} \cdot \text{Гс}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$, $q_x = 0$, $\lambda_0 = 39 \text{ нм}$, $C = 0.4 \text{ К}$, T_c для Gd и Pb составляют 293 К и 7.26 К соответственно

На рис. 4 изображены зависимости частотного сдвига $\Delta\omega'/(2\pi)$ от q_y при различных температурах в случае ПМ-подложки (рис. 4a) и СП-подложки (рис. 4b). Можно видеть, что изменение температуры в пределах нескольких градусов значительно влияет на величину частотного сдвига, что может быть полезным для приложений. Этот же эффект можно использовать и для экспериментального отделения магнитостатического вклада в невязанность СВ от всех прочих.

Применимость описанного выше магнитостатического подхода для системы ФМ/ПМ обеспечивается малой глубиной проникновения поля \mathbf{H}_- по сравнению с глубиной скин-слоя в ПМ. Глубина скин-слоя δ высокопроводящих металлов (медь, алюминий) при $\omega \sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$ имеет порядок 10^{-4} см . Тогда условие $q\delta \gg 1$ обеспечивает малость глубины проникновения \mathbf{H}_- и выполняется при $q \geq 10^5 \text{ см}^{-1}$. Заметим также, что описываемая магнитостатическая невязанность возникает из-за снятия киральной симметрии, что отличает ее от невязанности в системе ФМ/металл.

4. ПОТЕРЯ УСТОЙЧИВОСТИ ОДНОРОДНОГО СОСТОЯНИЯ

В этом разделе мы рассмотрим задачу о распаде однородно намагниченного состояния в системах ФМ/ПМ и ФМ/СП [15], где ФМ-пленка обладает анизотропией типа «легкая ось» ($K_a > 0$). Пусть в плоскости пленки (например, вдоль оси x) приложено магнитное поле, намагничивающее ее до насыщения. При уменьшении этого поля возможно развитие неустойчивости и переход из однородного состояния в многодоменное, которое должно быть киральным. Задача состоит в определении критического значения внешнего поля, при котором од-

нородное состояние станет неустойчивым. Полагая, что намагниченность мало отличается от однородной, имеем

$$\mathbf{M}(\rho) \approx \left(M_0 - \frac{1}{2M_0}(M_y^2 + M_z^2), M_y, M_z \right). \quad (19)$$

Тогда с точностью до квадратичных слагаемых выполняется условие постоянства модуля намагниченности M_0 . Квадратичная по намагниченности поправка к свободной энергии (формулы (4) и (6)) приобретает вид

$$\Delta F = \frac{S^2}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\tilde{D}_{yy} |M_y(\mathbf{q})|^2 + \tilde{D}_{zz} |M_z(\mathbf{q})|^2 + i\tilde{D}_{yz} [M_y(-\mathbf{q})M_z(\mathbf{q}) - M_y(\mathbf{q})M_z(-\mathbf{q})] \right) d\mathbf{q}, \quad (20)$$

где

$$i\tilde{D}_{yz} = D_{yz}, \quad \tilde{D}_{yy} = h(q^2 L_0^2 + H_{ext}/M_0)/2 + D_{yy}, \\ \tilde{D}_{zz} = h(q^2 L_0^2 + H_{ext}/M_0 - K_a)/2 + D_{zz}.$$

Ограничиваясь линейным приближением по qh для компонент $D_{\alpha\beta}$, имеем

$$\tilde{D}_{yz} \approx \pi\kappa h^2 q_y, \quad D_{yy} \approx \pi h^2 (1 - \kappa) q_y^2 / q, \\ D_{zz} \approx 2\pi h (1 - qh(1 + \kappa)/2).$$

Для исследования устойчивости однородного состояния удобно привести квадратичную форму (20) к диагональному виду с помощью линейного преобразования

$$M_y(\mathbf{q}) = u s_z(\mathbf{q}) + iv s_y(\mathbf{q}), \quad (21a)$$

$$M_z(\mathbf{q}) = u s_y(\mathbf{q}) + iv s_z(\mathbf{q}), \quad (21b)$$

$$u = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{\tilde{D}_{zz} - \tilde{D}_{yy}}{\sqrt{(\tilde{D}_{zz} - \tilde{D}_{yy})^2 + (2\tilde{D}_{yz})^2}} \right)^{1/2}, \quad (21c)$$

$$v = \frac{\text{sgn}(\tilde{D}_{yz})}{\sqrt{2}} \times \left(1 + \frac{\tilde{D}_{zz} - \tilde{D}_{yy}}{\sqrt{(\tilde{D}_{zz} - \tilde{D}_{yy})^2 + (2\tilde{D}_{yz})^2}} \right)^{1/2}. \quad (21d)$$

Тогда поправка к свободной энергии (20) приобретает вид

$$F = \frac{S^2}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} (D_+ |s_z(\mathbf{q})|^2 + D_- |s_y(\mathbf{q})|^2) d\mathbf{q}, \quad (22a)$$

$$D_{\pm} = \frac{\tilde{D}_{zz} + \tilde{D}_{yy}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\tilde{D}_{zz} - \tilde{D}_{yy}}{2} \right)^2 + (\tilde{D}_{yz})^2}. \quad (22b)$$

Из формул (22a) и (22b) следует, что коэффициент D_- перед $|s_y(\mathbf{q})|^2$ может стать отрицательным при $H_{ext} < H_c$, что будет свидетельствовать о потере устойчивости однородного состояния. Если $|\kappa| \ll 1$, то условие потери устойчивости можно переписать в виде $\tilde{D}_{zz} < 0$. При этом критическое поле H_c и волновое число q_c наиболее неустойчивой моды (для которой выполняется условие $\partial \tilde{D}_{zz} / \partial q|_{q_c} = 0$) имеют вид

$$q_c \approx \frac{\pi h(1 + \kappa)}{L_0^2}, \quad H_c \approx M_0 (K_a^{eff} + L_0^2 q_c^2). \quad (23)$$

Поскольку $\kappa > 0$ ($\kappa < 0$) для системы ФМ/ПМ(СП), из формул (23) следует, что наличие ПМ (СП)-подложки увеличивает (уменьшает) критическое поле H_c по сравнению с полем $H_c^{(0)}$ для отдельной ФМ-пленки ($\kappa = 0$). Разность этих критических полей $\Delta H_c = |H_c - H_c^{(0)}| \approx 2\pi^2 M_0 h^2 |\kappa| / L_0^2 \approx 200 \text{ Э}$ при $M_0 \sim 10^3 \text{ эрг}/(\text{Гс} \cdot \text{см}^3)$, $|\kappa| \approx 0.1$ и $h/L_0 \approx 0.3$, что является вполне измеряемой величиной. Можно также показать [15], что киральности флуктуаций намагниченности для случаев ПМ- и СП-подложек противоположны.

Таким образом, в результате развития неустойчивости однородного состояния в ФМ-пленке на ПМ- и СП-подложках формируются киральные распределения намагниченности. Скачок в температурной зависимости поля неустойчивости является индикатором развития киральных магнитных состояний в этих системах.

5. СТАБИЛИЗАЦИЯ НЕОДНОРОДНЫХ СОСТОЯНИЙ

Покажем теперь, что неоднородные распределения \mathbf{M} в ФМ-пленке с $K_a > 4\pi$ могут быть энергетически выгодны только в случае ПМ-подложки. Чтобы убедиться в этом, перепишем энергии F_{MS}^{intra} и F_{MS}^{inter} в следующем виде:

$$F_{MS}^{intra} = \frac{S^2}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{q} \left\{ \frac{1}{q^2} [qh - (1 - e^{-qh})] \times \right. \\ \left. \times |\text{div } \mathbf{M}(\mathbf{q})|^2 + (1 - e^{-qh}) |M_z(\mathbf{q})|^2 \right\} d\mathbf{q}, \quad (24a)$$

$$F_{MS}^{inter} = \frac{hS^2}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{q} D_{eff}(q) |\text{div } \mathbf{M}(\mathbf{q}) + qM_z(\mathbf{q})|^2 d\mathbf{q}, \quad (24b)$$

где $\text{div } \mathbf{M}(\mathbf{q})$ — фурье-образ от $\text{div } \mathbf{M}(\boldsymbol{\rho})$. Из формулы (24b) видно, что знак F_{MS}^{inter} определяется знаком D_{eff} . Поскольку $D_{eff} < 0$ ($D_{eff} > 0$) для ФМ/ПМ(СП), то ПМ (СП)-подложка понижает (повышает) энергию системы. Таким образом, неоднородные магнитные состояния над СП-подложкой не могут быть термодинамически устойчивы, и далее мы будем рассматривать только систему ФМ/ПМ.

5.1. Одномерный случай. Доменная стенка и магнитная спираль

Пусть намагниченность \mathbf{M} зависит только от одной координаты (например, x), тогда можно представить \mathbf{M} в виде

$$\mathbf{M}(x) = M_0 [\sin \Theta(x) \cos \psi \hat{\mathbf{x}} + \sin \Theta(x) \sin \psi \hat{\mathbf{y}} + \cos \Theta(x) \hat{\mathbf{z}}], \quad (25)$$

где ψ — константа, $\Theta(x)$ — произвольная функция x . При $\psi = \pm\pi/2$ и $\psi = 0$ или π распределение \mathbf{M} имеет блоховский и неелевский тип соответственно. Формула (25) описывает как локализованные (доменная стенка, ДС), так и делокализованные (магнитная спираль, МСп) магнитные текстуры. Заметим, что расчеты энергии МСп в системах ФМ/ПМ и ФМ/СП уже были проделаны ранее [12, 14], однако вопрос стабилизации такой текстуры до сих пор не обсуждался. Более того, случай ПМ-подложки рассматривался только в линейном приближении по χ [12].

Если граничными условиями являются $\Theta(-\infty) = 0$ и $\Theta(\infty) = \pi$, то формула (25) описывает ДС [55, 56]. После подстановки формулы (25) в выражение для свободной энергии (12) и варьи-

рования его по Θ получаем уравнение ($H_{ext} = 0$)

$$\frac{d^2\Theta}{dx^2} - \frac{K_a^{eff}}{L_0^2} \sin\Theta \cos\Theta = 0, \quad (26)$$

решение которого имеет вид

$$\Theta(x) = \pi - \arccos\left(\text{th}\sqrt{K_a^{eff}}x/L_0\right).$$

Для свободной энергии пленки с доменной стенкой имеем

$$\Delta F = F - F_0 \propto 2\eta\sqrt{K_a^{eff}} - \pi^2\kappa \cos\psi, \quad (27)$$

где $\eta = L_0/h$, а F_0 — энергия пленки, однородно намагниченной по нормали, т. е.

$$F_0 = -K_a^{eff}M_0^2hS/2.$$

Полученное магнитное состояние может существовать, если параметр κ достаточно мал, чтобы энергия (27) оставалась положительной [55, 57, 58]. Это условие можно переписать как

$$\kappa < \kappa_c^{DW}, \quad \psi = 0,$$

где

$$\kappa_c^{DW} = 2\eta\sqrt{K_a^{eff}}/\pi^2.$$

Для определенного набора материальных параметров существует интервал κ , в котором $\Delta F > 0$. Например, $\kappa_c^{DW} \approx 0.7$ ($\chi \approx 0.4$) при $\eta \approx 3$ и $K_a/(4\pi) \approx 1.1$.

При условии, что $\Theta(x) = kx$, формула (25) описывает МСп. Такая пробная функция $\Theta(x)$ позволяет вычислить точную магнитостатическую энергию (7а), не используя локальное приближение (12). Вычислив $\mathbf{M}(\mathbf{q})$, получим выражение для свободной энергии $\Delta F(k, \sigma) = F(k, \sigma) - F_0$ при $H_{ext} = 0$ и $\psi = 0$, π , т. е.

$$\Delta F(k, \sigma) = \frac{1}{2}M_0^2hS \left[L_0^2k^2 + \frac{1}{2}K_a^{eff} - \frac{\pi\kappa(k)}{kh}(1 - e^{-kh})^2(1 + \sigma)^2 \right], \quad (28)$$

если $k \neq 0$ (и $\Delta F(k, \sigma) = 0$, если $k = 0$). Здесь $\sigma = 1$ (-1) соответствует $\psi = 0$ и рис. 1а ($\psi = \pi$ и рис. 1б); случай произвольного ψ рассмотрен в [17]. Формула (28) согласуется с результатами расчетов, выполненных в работах [12, 14]. Можно видеть, что только межслоевая магнитостатическая энергия, пропорциональная κ , зависит от киральности МСп. Как и ожидалось, в случае системы ФМ/ПМ(СП) киральность МСп, соответствующая $\sigma = 1$ (-1), является энергетически выгодной.

Полагая, что период МСп много больше толщины пленки h , т. е. $kh \ll 1$, можно получить выражения для равновесного k^* и соответствующего ему минимума свободной энергии при $\sigma = 1$,

$$k^*h \approx \frac{2\pi\kappa}{\eta^2}, \quad \Delta F(k^*, 1) = \frac{1}{4}M_0^2hS \left(K_a^{eff} - \frac{8\pi^2\kappa^2}{\eta^2} \right), \quad (29)$$

где было учтено, что $\eta \gg 1$. Формулы (29) справедливы при условии $\kappa > 1/2$, которое может быть выполнено только для системы ФМ/ПМ и обеспечивает устойчивость состояния по отношению к отклонению ψ от нуля [17]. Из условия $\Delta F(k^*, 1) = 0$ можно определить критическую величину параметра κ , т. е.

$$\kappa_c^{MSp} \approx \eta\sqrt{K_a^{eff}}/(2\sqrt{2}\pi).$$

Для $\kappa > \kappa_c^{MSp}$ образование МСп энергетически выгодно. Поскольку $\kappa \leq 1$, необходимо также потребовать выполнения соотношения $\kappa_c^{MSp} < 1$. Оценим κ_c^{MSp} : $\kappa_c^{MSp} \approx 0.6$ ($\chi \approx 0.2$) при $\eta \approx 5$ и $K_a/(4\pi) \approx 1.1$.

Что касается системы ФМ/СП, то случай $\sigma = -1$ соответствует $k^* = 0$ (см. (28)). Таким образом, только ПМ-подложка стабилизирует МСп неелевского типа с $\sigma = 1$.

5.2. Магнитный скирмион

Рассмотрим теперь распределение намагниченности с цилиндрической симметрией, представляющее собой магнитный скирмион (МСк). Необходимым условием устойчивости такого распределения является $K_a > 4\pi$. Мы будем рассматривать только систему ФМ/ПМ, поскольку только ПМ-подложка понижает энергию системы. Исследование же возможных метастабильных состояний в случае СП-подложки выходит за рамки данной статьи. Пусть

$$\mathbf{M}(\rho) = M_0 [\sin\Theta(\rho)\hat{\rho} + \cos\Theta(\rho)\hat{\mathbf{z}}]. \quad (30)$$

Формула (30) соответствует киральности, показанной на рис. 1а. Пусть внешнее магнитное поле \mathbf{H}_{ext} направлено против оси z , так что $\Theta(0) = 0$ и $\Theta(\infty) = \pi$. В качестве пробной функции возьмем простейший линейный анзац [56],

$$\Theta(\rho) = \frac{\pi\rho}{R}\theta(R - \rho) + \pi\theta(\rho - R), \quad (31)$$

где R — радиус МСк. Тогда в локальном приближении (12) энергия скирмиона

$$\Delta F(\xi) = F(\xi) - F_0$$

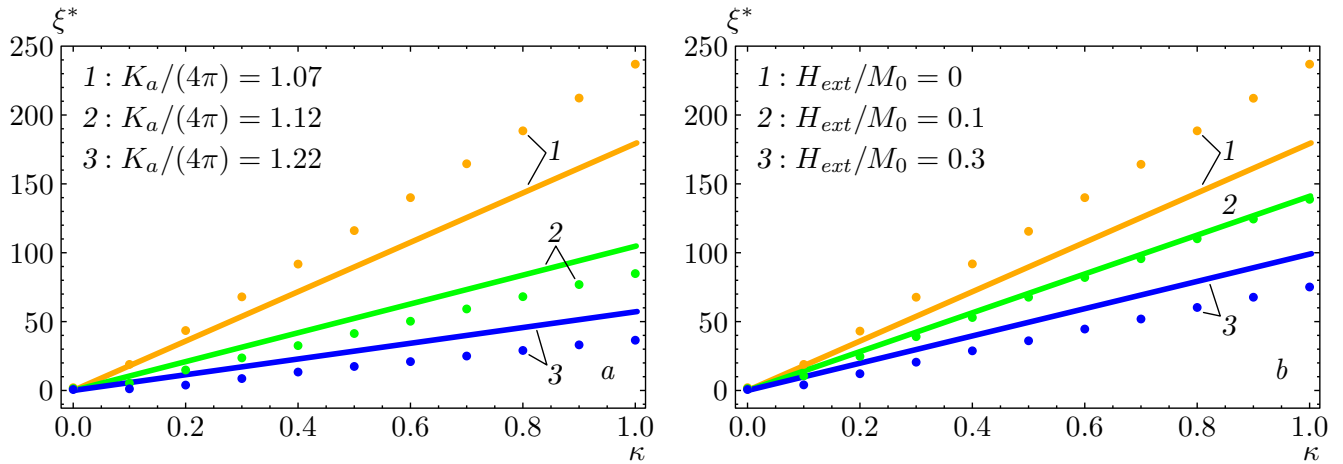


Рис. 5. Равновесный параметр ξ^* в зависимости от κ в системе ФМ/ПМ для различных K_a (a) и H_{ext} (b). Сплошными линиями показаны расчеты на основе приближенной формулы (33a), точками — численные расчеты, основанные на точных формулах (24a), (24b) и (34a)–(34c)

принимает вид

$$\Delta F(\xi) = \pi M_0^2 h^3 \left\{ 6.15 \eta^2 + \frac{1}{16} \left[K_a^{eff} + 4 \left(1 - \frac{4}{\pi^2} \right) \frac{H_{ext}}{M_0} \right] \xi^2 - \frac{\pi^2 \kappa}{2} \xi \right\}, \quad (32)$$

где

$$\xi = \frac{2R}{h}, \quad F_0 = -M_0^2 h S \left(\frac{K_a^{eff}}{2} + \frac{H_{ext}}{M_0} \right).$$

Минимум $\Delta F(\xi)$ обеспечивается конкуренцией между энергией анизотропии, характеризуемой постоянной K_a^{eff} , и эффективной энергией ДМ. Заметим, что в рамках пробной функции (31) обменная энергия не зависит от ξ . В результате минимизации свободной энергии (32) получаем равновесную величину ξ^* и соответствующую энергию $\Delta F(\xi^*)$ в виде

$$\xi^* = \frac{16\pi^2 \kappa}{K_a^{eff} + 4(1 - 4/\pi^2) H_{ext}/M_0}, \quad (33a)$$

$$\Delta F(\xi^*) = \pi M_0^2 h^3 \left[6.15 \eta^2 - \frac{16\pi^4 \kappa^2}{K_a^{eff} + 4(1 - 4/\pi^2) H_{ext}/M_0} \right]. \quad (33b)$$

Полученное магнитное состояние является энергетически выгодным для $\kappa > \kappa_c^{MSk}$, где $\kappa_c^{MSk} \approx 0.06 \eta (K_a^{eff} + 2.4 H_{ext}/M_0)^{1/2}$. Оценим κ_c^{MSk} : $\kappa_c^{MSk} \approx 0.3$ ($\chi \approx 0.07$) при $\eta \approx 5$, $K_a/(4\pi) \approx 1.1$ и $H_{ext} = 0$. Если, например, в качестве ПМ взять гадолиний ($C \approx 0.4$ К, $T_c \approx 294$ К [59]), то указанное выше условие будет выполнено в диапазоне температур $T - T_c < 6$ К.

Для проверки формул (33a) и (33b) приведем численные расчеты, основанные на точных формулах (24a) и (24b), где

$$M_z(\mathbf{q}) = \Delta M_z(q) - \frac{(2\pi)^2}{S} M_0 \delta(\mathbf{q}), \quad (34a)$$

$$\Delta M_z(q) = \frac{2\pi M_0}{S} \int_0^\infty \rho [\cos \Theta(\rho) + 1] J_0(q\rho) d\rho, \quad (34b)$$

$$\text{div } \mathbf{M}(q) = \frac{2\pi M_0 \sigma}{S} \int_0^\infty \left[\rho \frac{d\Theta(\rho)}{d\rho} \cos \Theta(\rho) + \sin \Theta(\rho) \right] J_0(q\rho) d\rho. \quad (34c)$$

Здесь $\delta(\mathbf{q})$ и $J_n(t)$ — дельта-функция Дирака и цилиндрическая функция Бесселя порядка n . На рис. 5 показаны зависимости параметра ξ^* от κ для различных K_a (рис. 5a) и H_{ext} (рис. 5b); сплошные линии соответствуют приближенной формуле (33a), точки — численным расчетам. Можно видеть, что приближенные и точные расчеты удовлетворительно согласуются между собой. Разница в результатах, по-видимому, связана с пренебрежением $(1 + \kappa)qh/2$ во втором слагаемом формулы (11). Тем не менее полученные приближенные результаты вполне пригодны для оценок.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы показали, что в свободной энергии ФМ-пленки, находящейся на ПМ- или СП-подложке, возникает эффективное взаимодействие ДМ, имеющее магнитостатическое происхождение. Величина энергии этого эффективного взаимодействия сравнима

с энергией ДМ в системе ФМ/ТМ. При этом знак эффективной константы ДМ различен для ПМ- и СП-подложек, $D_{eff} < 0$ ($D_{eff} > 0$) для ПМ (СП), а величина D_{eff} сильно зависит от температуры системы вблизи T_c .

Мы показали, что наличие эффективного взаимодействия ДМ в рассматриваемых системах

1) влияет на распад однородно намагниченного состояния в пленках с анизотропией типа «легкая ось»,

2) приводит к возникновению невязимости в спектре СВ,

3) стабилизирует киральные магнитные состояния, такие как МСП и МСК, в случае ПМ-подложки.

Полученные результаты допускают возможность экспериментальной проверки. Так, постоянную D_{eff} можно измерить при помощи мандельштам-бриллюэновской спектроскопии [6]; методами магнитометрии можно исследовать зависимость критического поля развития неустойчивости H_c от температуры, которая должна быть особенно сильной вблизи T_c . Наконец, можно наблюдать формирующиеся киральные магнитные состояния методами магнитно-силовой [60–62] и лоренцевой микроскопии [63]. Отметим, что невязимность спиновых волн экспериментально наблюдалась в искусственных антиферромагнетиках, схожих с системой ФМ/ПМ [50].

Благодарности. Авторы благодарят М. В. Сапожникову, А. С. Мельникову, Н. И. Полушкина и И. С. Бурмистрова за полезные обсуждения.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-72-10176).

ЛИТЕРАТУРА

1. I. E. Dzialoshinskii, *Sov. Phys. JETP* **5**, 1259 (1957).
2. T. Moriya, *Phys. Rev.* **120**, 91 (1960).
3. S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz et al., *Science* **323**, 915 (2009).
4. N. Romming, C. Hanneken, M. Menzel et al., *Science* **341**, 636 (2013).
5. J.-H. Moon, S.-M. Seo, K.-J. Lee et al., *Phys. Rev. B* **88**, 184404 (2013).
6. K. Di, V. L. Zhang, H. S. Lim et al., *Appl. Phys. Lett.* **106**, 052403 (2015).
7. Y. Ishikawa, K. Tajima, D. Bloch et al., *Sol. St. Commun.* **19**, 525 (1976).
8. A. Crépieux and C. Lacroix, *J. Magn. Magn. Mater.* **182**, 341 (1998).
9. H. Yang, A. Thiaville, S. Rohart et al., *Phys. Rev. Lett.* **115**, 267210 (2015).
10. H. Imamura, P. Bruno, and Y. Utsumi, *Phys. Rev. B* **69**, 121303 (2004).
11. S.-X. Wang, H.-R. Chang, and J. Zhou, *Phys. Rev. B* **96**, 115204 (2017).
12. N. Mikuszeit, S. Meckler, R. Wiesendanger et al., *Phys. Rev. B* **84**, 054404 (2011).
13. К. Р. Мухаматчин, А. А. Фраерман, *Письма в ЖЭТФ* **93**, 797 (2011).
14. И. М. Нефедов, А. А. Фраерман, И. А. Шерешевский, *ФТТ* **58**, 490 (2016).
15. К. Р. Мухаматчин, А. А. Фраерман, *ЖЭТФ* **158**, 1109 (2020).
16. M. A. Kuznetsov and A. A. Fraerman, *Phys. Rev. B* **105**, 214401 (2022).
17. M. A. Kuznetsov, K. R. Mukhamatchin, and A. A. Fraerman, *Phys. Rev. B* **107**, 184428 (2023).
18. R. E. Camley, *Surf. Sci. Rep.* **7**, 103 (1987).
19. A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*, CRC, New York (1996).
20. M. Jamali, J. H. Kwon, S.-M. Seo et al., *Sci. Rep.* **3**, 3160 (2013).
21. N. Sato, K. Sekiguchi, and Y. Nozaki, *Appl. Phys. Express* **6**, 063001 (2013).
22. Y. Li, W. Zhang, V. Tyberkevych et al., *J. Appl. Phys.* **128**, 130902 (2020).
23. A. Barman, G. Gubbiotti, S. Ladak et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **33**, 413001 (2021).
24. H. Yu, J. Xiao, and H. Schultheiss, *Phys. Rep.* **905**, 1 (2021).
25. R. W. Damon and J. R. Eshbach, *J. Phys. Chem. Sol.* **19**, 308 (1961).
26. S. R. Seshadri, *Proc. IEEE* **58**, 506 (1970).
27. R. E. De Wames and T. Wolfram, *J. Appl. Phys.* **41**, 5243 (1970).
28. M. Mruczkiewicz and M. Krawczyk, *J. Appl. Phys.* **115**, 113909 (2014).
29. R. L. Melcher, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 125 (1973).
30. L. Udvardi and L. Szunyogh, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 207204 (2009).

31. K. Zakeri, Y. Zhang, J. Prokop et al., *Phys. Rev. Lett.* **104**, 137203 (2010).
32. J.-H. Moon, S.-M. Seo, K.-J. Lee et al., *Phys. Rev. B* **88**, 184404 (2013).
33. F. Garcia-Sanchez, P. Borys, J.-V. Kim et al., *Phys. Rev. B* **89**, 224408 (2014).
34. A. A. Stashkevich, M. Belmeguenai, Y. Roussigné et al., *Phys. Rev. B* **91**, 214409 (2015).
35. M. Belmeguenai, J.-P. Adam, Y. Roussigné et al., *Phys. Rev. B* **91**, 180405(R) (2015).
36. V. L. Zhang, K. Di, H. S. Lim et al., *Appl. Phys. Lett.* **107**, 022402 (2015).
37. J. M. Lee, C. Jang, B.-C. Min et al., *Nano Lett.* **16**, 62 (2016).
38. T. Brächer, O. Boulle, and G. Gaudin, *Phys. Rev. B* **95**, 064429 (2017).
39. K. Szulc, P. Graczyk, M. Mruczkiewicz et al., *Phys. Rev. Appl.* **14**, 034063 (2020).
40. F. J. dos Santos, M. dos Santos Dias, and S. Lounis, *Phys. Rev. B* **102**, 104401 (2020).
41. H. Wang, J. Chen, T. Liu et al., *Phys. Rev. Lett.* **124**, 027203 (2020).
42. A. F. Franco and P. Landeros, *Phys. Rev. B* **102**, 184424 (2020).
43. I. A. Golovchanskiy, N. N. Abramov, V. S. Stolyarov et al., *J. Appl. Phys.* **124**, 233903 (2018).
44. I. A. Golovchanskiy, N. N. Abramov, and V. S. Stolyarov, *J. Appl. Phys.* **127**, 093903 (2020).
45. R. E. Camley and A. A. Maradudin, *Sol. St. Commun.* **41**, 585 (1982).
46. P. X. Zhang and W. Zinn, *Phys. Rev. B* **35**, 5219 (1987).
47. J. Barnaś and P. Grünberg, *J. Magn. Magn. Mater.* **82**, 186 (1989).
48. F. C. Nörtemann, R. L. Stamps, and R. E. Camley, *Phys. Rev. B* **47**, 11910 (1993).
49. A. V. Vashkovskii and E. G. Lokk, *J. Commun. Technol. Electron.* **51**, 568 (2006).
50. R. A. Gallardo, T. Schneider, A. K. Chaurasiya et al., *Phys. Rev. Appl.* **12**, 034012 (2019).
51. M. Ishibashi, Y. Shiota, T. Li et al., *Sci. Adv.* **6**, eaaz6931 (2020).
52. W. Song, X. Wang, W. Wang et al., *Phys. Stat. Sol. RRL* **14**, 2000118 (2020).
53. M. Grassi, M. Geilen, D. Louis et al., *Phys. Rev. Appl.* **14**, 024047 (2020).
54. J. Han, Y. Fan, B. C. McGoldrick et al., *Nano Lett.* **21**, 7037 (2021).
55. S. Rohart and A. Thiaville, *Phys. Rev. B* **88**, 184422 (2013).
56. A. N. Bogdanov and D. A. Yablonskii, *Sov. Phys. JETP* **68**, 101 (1989).
57. A. Bogdanov and A. Hubert, *Phys. Stat. Sol. B* **186**, 527 (1994).
58. A. Bogdanov and A. Hubert, *J. Magn. Magn. Mater.* **138**, 255 (1994).
59. S. Y. Dan'kov, A. M. Tishin, V. K. Pecharsky et al., *Phys. Rev. B* **57**, 3478 (1998).
60. M. Baćani, M. A. Marioni, J. Schwenk et al., *Sci. Rep.* **9**, 3114 (2019).
61. A. Samardak, A. Kolesnikov, and M. Stebliy, *Appl. Phys. Lett.* **112**, 192406 (2018).
62. A. G. Temiryazev, M. P. Temiryazeva, A. V. Zdrovovshchev et al., *Phys. Sol. St.* **60**, 2200 (2018).
63. L.-C. Peng, Y. Zhang, S.-L. Zuo et al., *Chin. Phys. B* **27**, 066802 (2018).