ЖЭТФ, 2023, том 164, вып. 4 (10), стр. 514–525

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 кирального 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: XKCYEC

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

Запишем энергию магнитостатического взаимодействия в виде

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

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 $D^a_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -D^a_{\beta\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ может быть отлична от нуля. Антисимметричный тензор второго ранга можно представить в виде

$$D^a_{\alpha\beta} = \varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\, \eta_\gamma,$$

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

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

[*] E-mail: kuznetsovm@ipmras.ru
[**] E-mail: andr@ipmras.ru

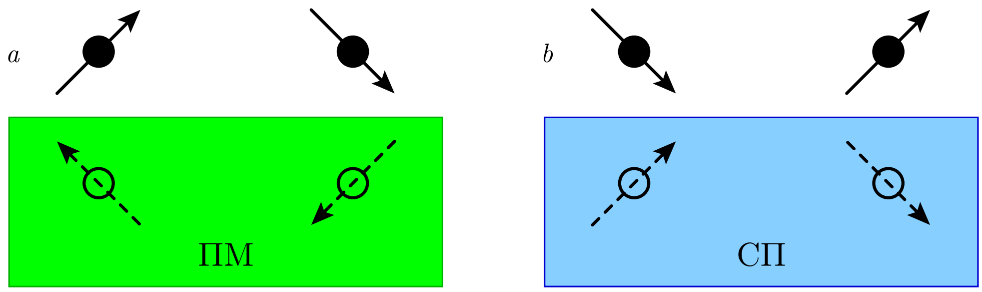

Рис. 1. Схематическое изображение двух магнитных диполей над идеальным ПМ (a) и СП (b). Штриховыми стрелками показаны диполи изображения

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 ($\mu \to +\infty$) и идеальным СП ($\mu \to 0$). 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 $T_c \leqslant T$, 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 $\mathbf{M}$ независящей 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.

$$F = F_0 + F_- + F_+, \tag{3a}$$

$$F_0 = \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_0^h \left[\frac{L_0^2}{2}\sum_{\alpha=1}^{2}\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_\alpha}\right)^2 - \frac{1}{2}K_a M_z^2 - - (\mathbf{M}\cdot\mathbf{H}_{ext}) - (\mathbf{M}\cdot\mathbf{H}_0) - \frac{\mathbf{H}_0^2}{8\pi}\right] d\boldsymbol{\rho}\, dz, \tag{3b}$$

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

$$F_+ = -\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{h}^{+\infty} \frac{\mathbf{H}_+^2}{8\pi}\, d\boldsymbol{\rho}\, dz. \tag{3d}$$

В формуле (3b) первые три слагаемых представляют собой соответственно обменную энергию, энергию магнитной анизотропии, характеризуемую постоянной 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 $\operatorname{div}\mathbf{B} = 0$ и $\operatorname{rot}\mathbf{H} = 0$, где $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathfrak{M}$, $\mathfrak{M}(\boldsymbol{\rho}, z) = \mathbf{m}(\boldsymbol{\rho}, z)\,\theta(-z) + \mathbf{M}(\boldsymbol{\rho})\,\theta(z)\,\theta(h-z)$, $\theta(t)$ — 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

$$F = \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_0^h \left[\frac{L_0^2}{2}\sum_{\alpha=1}^{2}\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_\alpha}\right)^2 - \frac{1}{2}K_a M_z^2 - - (\mathbf{M}\cdot\mathbf{H}_{ext}) - \frac{1}{2}(\mathbf{M}\cdot\mathbf{H}_0)\right] d\boldsymbol{\rho}\, dz. \tag{4}$$

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

$$F_0 = \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_0^h \left[\frac{L_0^2}{2}\sum_{\alpha=1}^{2}\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_\alpha}\right)^2 - \frac{1}{2}K_a M_z^2 - - (\mathbf{M}\cdot\mathbf{H}_{ext}) - (\mathbf{M}\cdot\mathbf{B}_0) + \frac{\mathbf{B}_0^2}{8\pi}\right] d\boldsymbol{\rho}\, dz, \tag{5a}$$

$$F_- = \frac{1}{8\pi}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{-\infty}^{0} \left[\mathbf{B}_-^2 + \lambda^2\big(\operatorname{rot}\mathbf{B}_-\big)^2\right] d\boldsymbol{\rho}\, dz, \tag{5b}$$

$$F_+ = \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{h}^{+\infty} \frac{\mathbf{B}_+^2}{8\pi}\, d\boldsymbol{\rho}\, dz. \tag{5c}$$

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 $\operatorname{rot}\mathbf{B} = 4\pi\mathbf{j}/c$, $\operatorname{div}\mathbf{B} = 0$, где

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

а $\mathbf{B}$ 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 $z < 0$ $(\mathbf{B}_- = \operatorname{rot}\mathbf{A}_-)$. Используя связь $\mathbf{j}_s$ и $\mathbf{A}_-$, а также электромагнитные граничные условия, приведем свободную энергию F к виду

$$F = \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_0^h \left[\frac{L_0^2}{2}\sum_{\alpha=1}^{2}\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_\alpha}\right)^2 - \frac{1}{2}K_a M_z^2 - - (\mathbf{M}\cdot\mathbf{H}_{ext}) - \frac{1}{2}(\mathbf{M}\cdot\mathbf{B}_0)\right] d\boldsymbol{\rho}\, dz. \tag{6}$$

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 – Мория

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]:

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

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

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

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,

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

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 $\chi \to \infty$, $T = T_c$ ($q\lambda \ll 1$, $T = 0$). 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 $D_{\alpha\beta}^a = ihD_{eff}(q)\,\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}[\mathbf{n}\times\mathbf{q}]_\gamma$, где $\mathbf{n}$ — нормаль к границе раздела, направленная от подложки к пленке (см. рис. 2). Подставив $D_{\alpha\beta}^a$ в формулу (7a), получим выражение для эффективной энергии ДМ:

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

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

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

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

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

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/см^2 при $\pi h \sim 10$ нм, $M_0 \sim 10^3$ эрг /(Гс · см^3), 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.

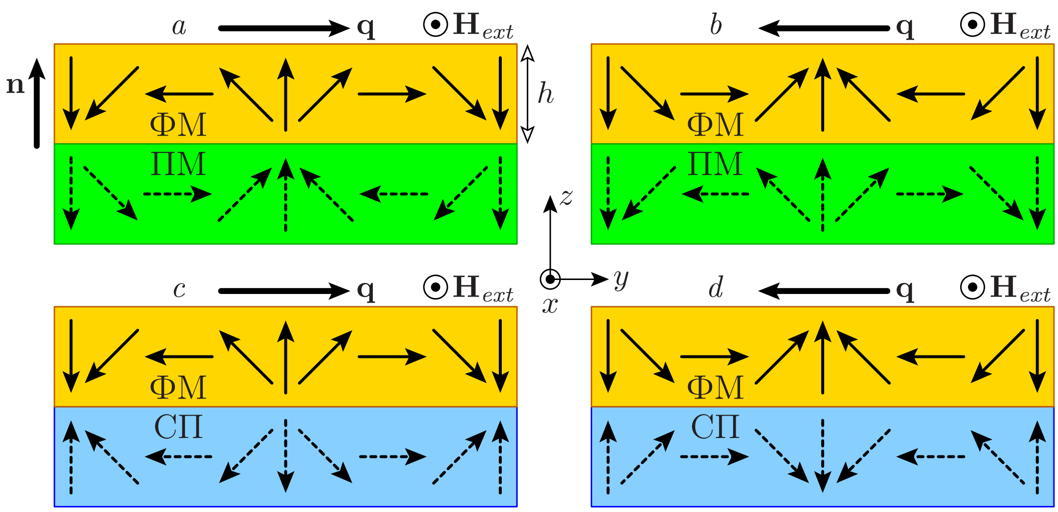

Рис. 2. Схематическое изображение СВ в системах ФМ/ПМ (a,b) и ФМ/СП (c,d) для частного случая $(\mathbf{q}\cdot\mathbf{H}_{ext})=0$. Сплошными стрелками показана СВ, распространяющаяся в ФМ-пленке, штриховыми — ее изображение в ПМ- или СП-подложке. Направление волнового вектора $\mathbf{q}$ определяет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

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

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 магнитостатического 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 разные 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 магнитостатическое приближение. Как обычно, для описания динамики намагниченности и расчета дисперсионных кривых используется уравнение Ландау – Лифшица,

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

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

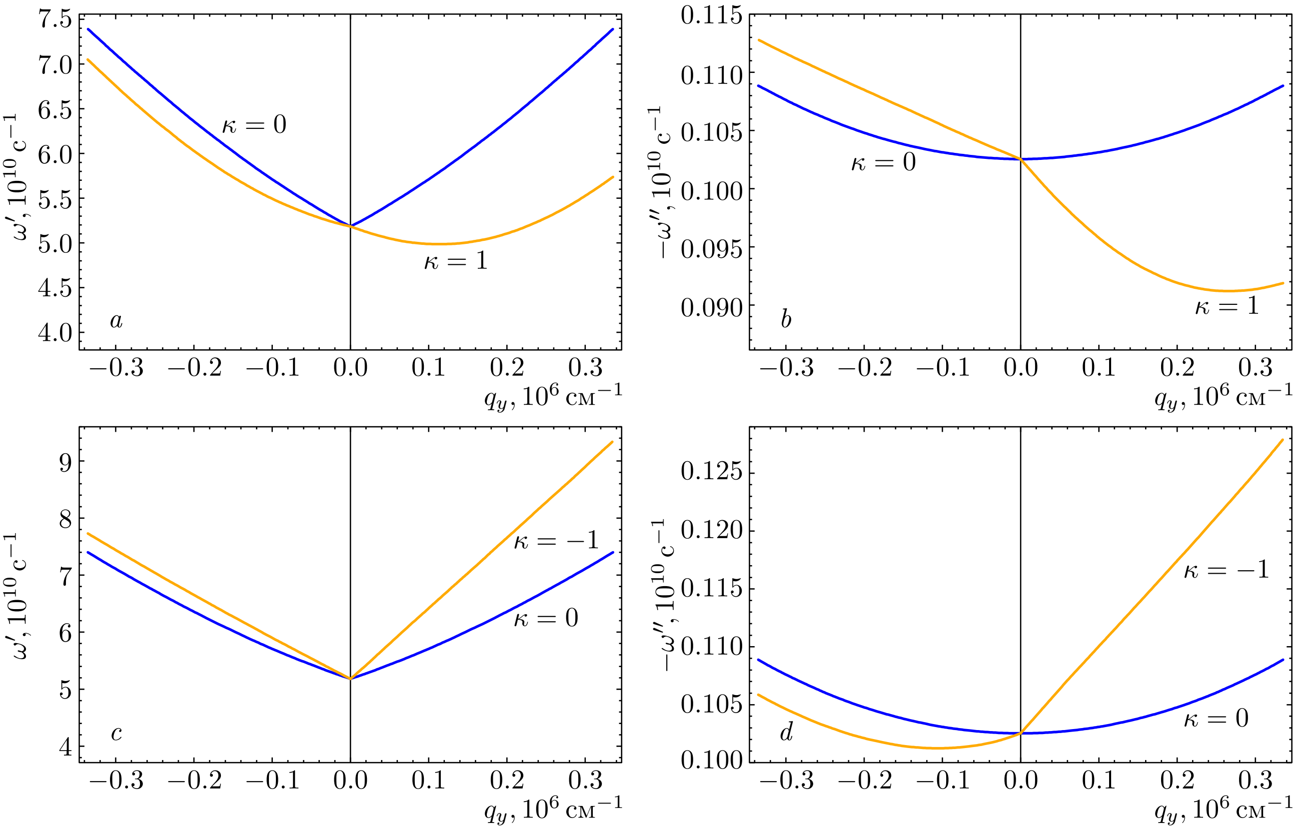

Рис. 3. Дисперсионные кривые $\omega'(\mathbf{q})$ (a,c) и $\omega''(\mathbf{q})$ (b,d) для системы ФМ/ПМ (a,b) и системы ФМ/СП (c,d). Синие линии соответствуют случаю $\kappa = 0$, оранжевые — случаю $|\kappa| = 1$. Для построения графиков использовались следующие параметры: $h = 3$ нм, $M_0 = 800$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

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.

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

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

где

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

В рассматриваемом случае $\mathbf{M}_0 = M_0\hat{\mathbf{x}}$, поэтому спектр зависит от знака q_y. Величина этой невзаимности определяется параметром κ (рис. 3): невзаимность отсутствует при $\kappa = 0$ и достигает максимального значения при $\kappa = 1$ (рис. 3a,b) и $\kappa = -1$ (рис. 3c,d). При этом невзаимность имеет разный знак для ПМ- и СП-подложки, поскольку $\Delta\omega' \propto D_{eff}$. Наличие же невзаимности в мнимой части спектра (рис. 3b,d) свидетельствует о разном времени жизни встречных СВ. При $q = 0$ из формул (17a) и (17b), как и ожидалось, получаем формулы, соответствующие однородной прецессии намагниченности в продольно намагниченной ФМ-пленке [19], поскольку $D_{yy} \to 0$, $D_{yy} \to 2\pi h$ и $\Delta\omega' \to 0$. Также при $\chi \to 0$ $(\lambda \to \infty)$, $L_0 = 0$, $K_a = 0$, $q_x = 0$ и $qh \ll 1$ мы приходим к результату Даймона и Эшбаха, т. е. $\omega' = \gamma\left[H_{ext}(H_{ext} + 4\pi H_{ext} M_0 + 8\pi^2 M_0^2 |q_y| h)\right]^{1/2}$ [25].

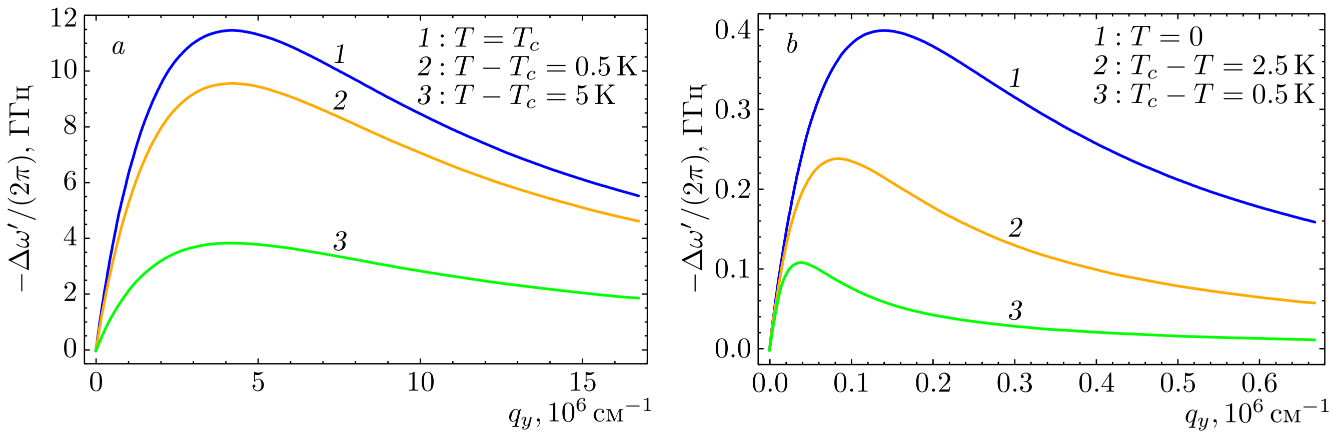

Рис. 4. Частотный сдвиг $\Delta\omega'(\mathbf{q})/(2\pi)$ в зависимости от q_y для систем ФМ/ПМ ($Ni_{80}Fe_{20}$/Gd) (*a*) и ФМ/СП ($Ni_{80}Fe_{20}$/Pb) (*b*). Для расчетов использовались следующие параметры: $h = 3$ нм, $M_0 = 800$ эрг · Гс$^{-1}$ · см$^{-3}$, $q_x = 0$, $\lambda_0 = 39$ нм, $C = 0.4$ K, T_c для Gd и Pb составляют 293 K и 7.26 K соответственно

На рис. 4 изображены зависимости частотного сдвига $\Delta\omega'/(2\pi)$ от q_y при различных температурах в случае ПМ-подложки (рис. 4*a*) и СП-подложки (рис. 4*b*). 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 невзаимность 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 $\omega \sim 10^{10}$ с$^{-1}$ имеет порядок 10^{-4} см. Тогда условие $q\delta \gg 1$ обеспечивает малость глубины проникновения $\mathbf{H}_-$ и выполняется при $q \geqslant 10^5$ см$^{-1}$. Заметим также, что описываемая магнитостатическая невзаимность возникает из-за снятия киральной симметрии, что отличает ее от невзаимности 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 однородное состояние станет неустойчивым. Полагая, что намагниченность мало отличается от однородной, имеем

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

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

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

где

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

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

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

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

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

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

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

Тогда поправка к свободной энергии (20) приобретает вид

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

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

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 $\widetilde{D}_{zz} < 0$. При этом критическое поле H_c и волновое число q_c наиболее неустойчивой моды (для которой выполняется условие $\partial \widetilde{D}_{zz}/\partial q|_{q_c} = 0$) имеют вид

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

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 $\Delta H_c = |H_c - H_c^{(0)}| \approx 2\pi^2 M_0 h^2 |\kappa| / L_0^2 \approx 200$ Э при $M_0 \sim 10^3$ эрг/(Гс $\cdot$ 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:

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

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

где $\mathrm{div}\, \mathbf{M}(\mathbf{q})$ — фурье-образ от $\mathrm{div}\, \mathbf{M}(\boldsymbol{\rho})$. 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 варьирования его по Θ получаем уравнение ($H_{ext} = 0$)

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

решение которого имеет вид

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

Для свободной энергии пленки с доменной стенкой имеем

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

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

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

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.

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

если $k \neq 0$ (и $\Delta F(k,\sigma) = 0$, если $k = 0$). Здесь $\sigma = 1$ (-1) соответствует $\psi = 0$ и рис. 1*a* ($\psi = \pi$ и рис. 1*b*); 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 $\sigma = 1$,

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

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 $\kappa \leqslant 1$, 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

$$\mathbf{M}(\rho) = M_0\left[\sin\Theta(\rho)\,\hat{\boldsymbol{\rho}} + \cos\Theta(\rho)\,\hat{\mathbf{z}}\right]. \qquad (30)$$

Формула (30) соответствует киральности, показанной на рис. 1*a*. 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],

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

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

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

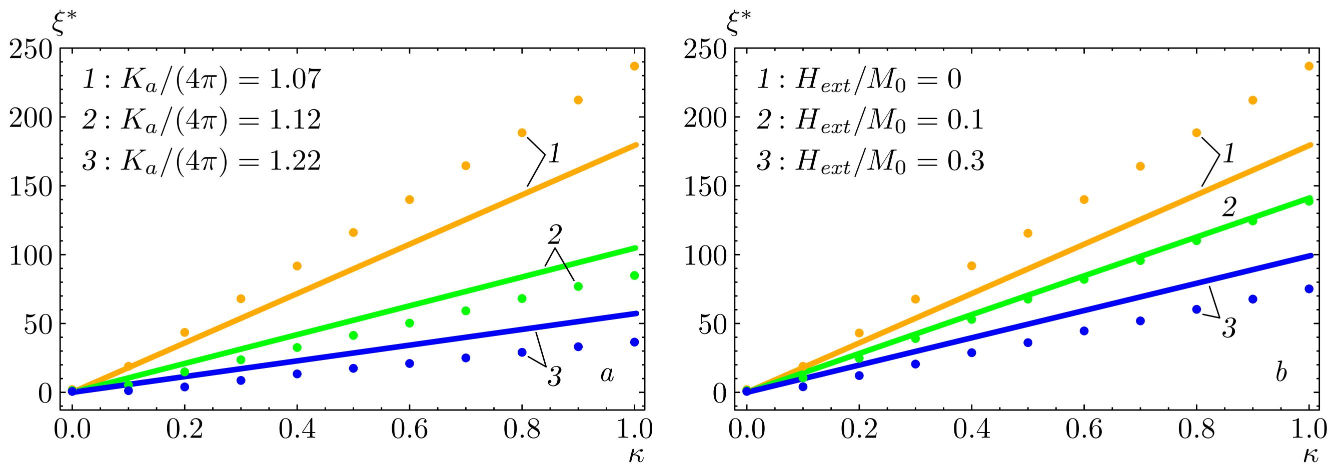

Рис. 5. Равновесный параметр ξ^* в зависимости от κ в системе ФМ/ПМ для различных K_a (a) и H_{ext} (b). Сплошными линиями показаны расчеты на основе приближенной формулы (33a), точками — численные расчеты, основанные на точных формулах (24a), (24b) и (34a)–(34c)

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

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

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 $\kappa_c^{MSk} \approx 0.06\eta\left(K_a^{eff} + 2.4H_{ext}/M_0\right)^{1/2}$. 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 ($C \approx 0.4$ K, $T_c \approx 294$ K [59]), то указанное выше условие будет выполнено в диапазоне температур $T - T_c < 6$ K.

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

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

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

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

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 невзаимности 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 магнитносиловой [60–62] и лоренцевой микроскопии [63]. Отметим, что невзаимность спиновых волн экспериментально наблюдалась в искуственных антиферромагнетиках, схожих с системой ФМ/ПМ [50].

Благодарности. Авторы благодарят М. В. Сапожникова, А. С. Мельникова, 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. Zdoroveyshchev 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).