

КИРАЛЬНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОДНОРОДНОГО СОСТОЯНИЯ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ НА МАГНИТНОЙ ПОДЛОЖКЕ

А. А. Фраерман^а, К. Р. Мухаматчин^{б*}

^а Институт физики микроструктур Российской академии наук
603950, Нижний Новгород, Россия

^б Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
603950, Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 19 июня 2020 г.,
после переработки 2 августа 2020 г.
Принята к публикации 5 августа 2020 г.

Теоретически определены условия формирования киральных распределений намагниченности в системах ферромагнетик/сверхпроводник и ферромагнетик/парамагнетик. Формирование киральных состояний обусловлено особенностями магнитостатического взаимодействия в неоднородных магнитных системах. Сделанные оценки указывают на возможность экспериментального наблюдения предсказанных эффектов.

DOI: 10.31857/S0044451020120111

1. ВВЕДЕНИЕ

Интерес к киральным магнитным состояниям в последние годы существенно возрос. Это связано, по крайней мере, с двумя обстоятельствами. Во-первых, большой интерес представляют системы, в которых возможно существование принципиально новых распределений намагниченности, таких, например, как магнитные скирмионы [1–7]. Предполагается, что магнитные скирмионы могут использоваться в качестве носителей информации в новых устройствах сверхплотной памяти [8, 9]. Во-вторых, с киральными магнитными распределениями неелевского типа может быть связан электрический заряд и, таким образом, в этих системах возможно наблюдение магнитоэлектрического эффекта [10–12]. Основной физической причиной снятия кирального вырождения является взаимодействие Дзялошинского–Мории (ДМ) [13, 14]. При этом особое внимание уделяется поверхностно-индуцированному взаимодействию ДМ, которое ярко проявляется для систем ферромагнетик/«тяжелый» металл [15, 16]. По-

верхностная плотность энергии такого взаимодействия может быть представлена в виде [17]

$$E_{DM} = D\delta(\mathbf{n} \cdot \mathbf{P}), \quad P_i = e_{ik\alpha} \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_k} \right]_{\alpha}, \quad (1)$$

где \mathbf{n} — единичный вектор нормали к границе, \mathbf{P} — вектор магнитоэлектрической поляризации, $e_{ik\alpha}$ — антисимметричный тензор Леви–Чивита, \mathbf{M} — единичный вектор, совпадающий с направлением магнитного момента, δ — толщина слоя, в котором существует это взаимодействие, по расчетам равная межатомному расстоянию. Константа D характеризует величину взаимодействия и для разных систем варьируется в пределах 0.1–1 эрг/см² [18–23].

Однако, взаимодействие Дзялошинского–Мории не единственный механизм, позволяющий влиять на киральность распределений намагниченности. В работах [24–26] показано, что магнитостатическое взаимодействие также влияет на киральность распределений в ферромагнитной пленке, расположенной на магнитной подложке. Энергия магнитостатического взаимодействия имеет вид

$$E_M = \frac{1}{2} \iint D_{ik}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \mathbf{M}_i(\mathbf{r}_1) \mathbf{M}_k(\mathbf{r}_2) d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (2)$$

где \mathbf{M} — магнитный момент, $|\mathbf{M}| = M$, $D_{ik}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ — тензор магнитостатического взаимодействия,

* E-mail: mykamil@yandex.ru

обладающий очевидным свойством $D_{ik}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = D_{ki}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_1)$. В однородной и изотропной среде этот тензор зависит только от модуля расстояния $|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$ и является симметричным. В средах с неоднородной магнитной проницаемостью антисимметричная часть магнитостатического тензора $D_{ik}^a(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = -D_{ki}^a(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ может быть отлична от нуля. Антисимметричный тензор второго ранга можно представить в виде $D_{ik}^a = \epsilon_{ikl}\eta_l$, где $\boldsymbol{\eta}$ — псевдовектор. Следовательно, в магнитостатической энергии возникает слагаемое вида

$$\Delta E = \frac{1}{2} \iint \boldsymbol{\eta}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) [\mathbf{M}(\mathbf{r}_1) \times \mathbf{M}(\mathbf{r}_2)] d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (3)$$

где псевдовектор $\boldsymbol{\eta}$ запишем в виде $\boldsymbol{\eta} = \eta_0 [\nabla\mu \times \mathbf{d}]$, η_0 — скалярная функция расстояния $|\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|$, $\nabla\mu$ — градиент магнитной проницаемости в рассматриваемой неоднородной среде, $\mathbf{d} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ — радиус-вектор, направленный от точки (1) к точке (2). Из приведенных формул следует, что магнитостатическая энергия в неоднородной среде может зависеть от киральности распределения намагниченности, так как векторное произведение в различных точках образца (3) и определяет эту киральность.

Простейший способ реализации среды с неоднородной магнитной восприимчивостью есть плоский контакт ферромагнитной пленки с подложкой, характеризующейся собственной магнитной проницаемостью отличной от единицы. Это может быть, например, парамагнитная [24–26] или диамагнитная (сверхпроводящая) [25, 26] подложка. Поскольку направление градиента магнитной проницаемости в этих случаях различно, то различна и преимущественная киральность магнитных распределений. Было показано, что для парамагнитной подложки меньшей энергией обладает магнитная циклоида, закрученная по часовой стрелке $\uparrow \rightarrow \downarrow \leftarrow \uparrow$, тогда как для случая сверхпроводящей подложки более выгодной является структура $\uparrow \leftarrow \downarrow \rightarrow \uparrow$ с «закрученностью» против часовой стрелки.

Расчеты показывают [26], что относительная разность энергий для распределений с различной киральностью не велика (порядка 1%) и актуальной является задача определения условий, при которых могут быть реализованы киральные магнитные распределения в ферромагнитной пленке на магнитной подложке. В этой работе мы рассмотрим задачу о распаде однородно намагниченного состояния в пленках с анизотропией типа «легкая ось». Пусть в плоскости пленки приложено магнитное поле, намагничивающее ее до насыщения. При уменьшении этого поля возможно развитие неустойчиво-

сти и переход из однородного в многодоменное состояние. Мы исследуем эту неустойчивость в условиях контакта ферромагнитной пленки с магнитной подложкой и покажем, что при этом формируются киральные магнитные состояния. Под контактом подразумевается взаимодействие пленки и подложки лишь за счет магнитостатических полей. Этого всегда можно добиться, помещая между пленкой и подложкой тонкую диэлектрическую прослойку. Статья организована следующим образом. В разд. 2 рассмотрена задача о неустойчивости однородного состояния в изолированной ферромагнитной пленке. В разд. 3 решена задача о неустойчивости в ферромагнитной пленке на сверхпроводящей подложке, в разд. 4 рассмотрен контакт с парамагнитной подложкой.

2. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОДНОРОДНОГО СОСТОЯНИЯ В ИЗОЛИРОВАННОЙ ПЛЕНКЕ

Рассмотрим тонкую ферромагнитную пленку с перпендикулярной одноосной анизотропией (ось анизотропии z). В плоскости пленки приложено магнитное поле H вдоль оси x . Энергия пленки есть сумма обменного, анизотропного, зеемановского и магнитодипольного вкладов:

$$E = \frac{\alpha}{2} \int \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \right)^2 d\mathbf{r} - \frac{K}{2} \int M_z^2 d\mathbf{r} - H \int M_x d\mathbf{r} + E_M, \quad (4)$$

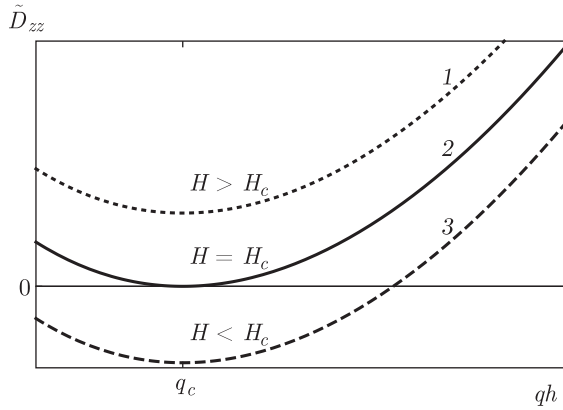
где α и $K > 0$ — соответственно обменная константа и константа анизотропии, E_M — магнитостатическая энергия (2). Тензор $D_{ik}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ в рассматриваемом случае имеет вид

$$D_{ik}(r = |\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1|) = \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_k} \frac{1}{r}. \quad (5)$$

Если поле H достаточно велико, то распределение намагниченности в пленке однородно. Задача состоит в определении критического значения внешнего поля, при котором это состояние станет неустойчивым. Для этого приведем выражение (4) к виду квадратичной формы. Полагая, что намагниченность мало отличается от однородной, имеем

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

Тогда, с точностью до квадратичных слагаемых, выполняется условие постоянства модуля магнитного



Вид зависимости \tilde{D}_{zz} от q для $H > H_c$ (кривая 1), $H = H_c$ (кривая 2) и $H < H_c$ (кривая 3)

момента $|\mathbf{M}| \approx M$. Будем считать, что толщина пленки h меньше $\sqrt{\alpha}$ и магнитный момент не изменяется вдоль нормали к пленке. Квадратичная по намагниченности поправка к энергии (4) приобретает вид (см. Приложение)

$$\Delta E = \frac{V}{2} \sum_{\mathbf{q}} \left\{ |M_y(\mathbf{q})|^2 \tilde{D}_{yy} + |M_z(\mathbf{q})|^2 \tilde{D}_{zz} \right\}, \quad (6)$$

где

$$M_{y,z}(\mathbf{q}) = \frac{1}{S} \int M_{y,z}(\boldsymbol{\rho}) e^{-i\mathbf{q}\cdot\boldsymbol{\rho}} d\rho$$

— фурье-образ магнитного момента,

$$\mathbf{q} \in \left\{ \left(\frac{2\pi}{a_x} n_x, \frac{2\pi}{a_y} n_y \right), n_x, n_y \in Z \right\}, \quad S = a_x a_y,$$

$V = hS$ — площадь и объем ферромагнитной пленки. Ограничиваясь линейными по $|\mathbf{q}|h$ слагаемыми, для компонент дипольного тензора имеем

$$\tilde{D}_{yy} \approx \alpha q^2 + 2\pi h \frac{q_y^2}{q} + \frac{H}{M},$$

$$\tilde{D}_{zz} \approx \alpha q^2 - 2\pi qh + 4\pi - K + \frac{H}{M}.$$

Из (6) следует, что коэффициент перед $|M_y(\mathbf{q})|^2$ всегда положительный, а вот второе слагаемое может стать отрицательным при $H < H_c$ (см. рисунок).

Для критического поля получим

$$H_c = M[(K - 4\pi) + \pi h q_c]. \quad (7)$$

При полях $H < H_c$ однородное состояние теряет устойчивость и пленка переходит в многодоменное состояние. Наиболее неустойчивыми являются флуктуации, для которых выполняется условие $\partial \tilde{D}_{zz} / \partial q|_{q_c} = 0$. Откуда находим

$$q_c \approx \frac{\pi h}{\alpha}. \quad (8)$$

Из (7) следует, что развитие неустойчивости при положительных полях возможно, если константа анизотропии превышает критическое значение $K > K_c$:

$$K_c \approx 4\pi - \pi h q_c. \quad (9)$$

Таким образом, при определенных выше условиях, в пленке с перпендикулярной анизотропией развивается неустойчивость. Отметим, что данная неустойчивость приводит к образованию состояний с произвольной киральностью, так как нет никакой связи между знаками M_z и M_x компонент намагниченности. Далее мы покажем, что ситуация принципиально меняется для пленок на подложках с отличной от единицы магнитной восприимчивостью.

3. КИРАЛЬНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОДНОРОДНОГО СОСТОЯНИЯ В СИСТЕМЕ ФЕРРОМАГНЕТИК/СВЕРХПРОВОДНИК

Рассмотрим неустойчивость однородного состояния ферромагнитной пленки, находящейся на сверхпроводящей подложке, занимающей область $z < 0$. Под действием магнитного поля, индуцируемого ферромагнетиком, в сверхпроводнике возникают экранирующие токи, которые, в свою очередь, создают магнитное поле в области ферромагнетика. Поэтому вид дипольного тензора в (2) будет отличаться от формулы (5). Задача определения вида этого тензора рассмотрена, например, в [26]. Здесь мы кратко приведем вывод выражения для магнитостатического тензора с учетом полей экранирующих токов. Энергия ферромагнетика должна быть дополнена энергией взаимодействия со сверхпроводником, которая в лондоновском приближении имеет вид

$$E_s = - \int_0^h (\mathbf{B} \cdot \mathbf{M}) dz d\rho + \int_{-\infty}^0 \left[\frac{\mathbf{B}^2}{8\pi} + \lambda^2 (\text{rot } \mathbf{B})^2 \right] dz d\rho, \quad (10)$$

где первое слагаемое есть взаимодействие магнитного поля с намагниченностью ферромагнетика, во втором интеграле учитываются плотность энергии магнитного поля и кинетическая энергия сверхпроводящих токов.

В итоге, для магнитостатического тензора, находим [26]

$$D_{ik}^{(s)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{\partial^2}{\partial x_{1i} \partial x_{2k}} \left\{ \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} + G_s \right\}, \quad (11)$$

$$G_s(|\rho_1 - \rho_2|, z_1 + z_2) = \int_0^\infty dq \frac{\exp(-q(z_1 + z_2)) J_0(q|\rho_1 - \rho_2|)}{(\sqrt{(\lambda q)^2 + 1} + \lambda q)^2},$$

где $J_0(q|\rho_1 - \rho_2|)$ – функция Бесселя. Первое слагаемое в (11) есть поле, создаваемое диполем в свободном пространстве, а второе слагаемое есть поле мейснеровских токов с учетом конечной глубины экранировки. При $\lambda \rightarrow 0$

$$G_s = \frac{1}{\sqrt{(\rho_1 - \rho_2)^2 + (z_1 + z_2)^2}}. \quad (12)$$

Из (11) также следует, что недиагональные компоненты дипольного тензора антисимметричны и, в частности,

$$D_{yz}^{(s)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = -D_{zy}^{(s)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2).$$

При предположениях, аналогичных сделанным при получении формулы (6), поправка к энергии системы ферромагнетик/сверхпроводник сводится к квадратичной форме:

$$\Delta E^{(s)} = \frac{V}{2} \times \sum_{\mathbf{q}} \left\{ \tilde{D}_{yy}^{(s)}(\mathbf{q}) |M_y(\mathbf{q})|^2 + D_{zz}^{(s)}(\mathbf{q}) |M_z(\mathbf{q})|^2 - i \tilde{D}_{yz}^{(s)}(\mathbf{q}) (M_y(\mathbf{q}) M_z(-\mathbf{q}) - M_z(\mathbf{q}) M_y(-\mathbf{q})) \right\}, \quad (13)$$

$$\tilde{D}_{yy}^{(s)}(\mathbf{q}) \approx \alpha q^2 + 2\pi h \frac{q_y^2}{q} + 2\pi h \frac{q_y^2}{q} (\sqrt{(\lambda q)^2 + 1} + \lambda q)^2 + \frac{H}{M}, \quad (14)$$

$$\tilde{D}_{zz}^{(s)}(\mathbf{q}) \approx \alpha q^2 - 2\pi q h + 4\pi + 2\pi q h (\sqrt{(\lambda q)^2 + 1} + \lambda q)^2 + \frac{H}{M} - K, \quad (15)$$

$$\tilde{D}_{yz}^{(s)}(\mathbf{q}) \approx 2\pi h q_y (\sqrt{(\lambda q)^2 + 1} + \lambda q)^2. \quad (16)$$

При температуре выше критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние $\lambda \rightarrow \infty$ и формула (13) переходит в формулу (6). При переходе подложки в сверхпроводящее состояние ситуация принципиально отличается от рассмотренной в предыдущем разделе. Отличие связано с существованием недиагональной компоненты дипольного тензора. При переходе к пространственному представлению недиагональное слагаемое в (13) приобретает вид

$$\Delta E = -\pi h^2 \times \iint D(\rho_2 - \rho_1) \left[\frac{\partial \mathbf{M}(\rho_1)}{\partial y_1} \times \mathbf{M}(\rho_2) \right]_x d\rho_1 d\rho_2, \\ D(\rho) \approx \frac{1}{(2\pi)^2} \int (\sqrt{(\lambda q)^2 + 1} + \lambda q)^2 e^{i\mathbf{q} \cdot \rho} d\mathbf{q}. \quad (17)$$

В случае идеальной экранировки ($\lambda \rightarrow 0$) ядро в интеграле (17) обращается в дельта-функцию $D(\rho_2 - \rho_1) = \delta(\rho_2 - \rho_1)$ и асимметричный вклад в магнитостатическую энергию приобретает вид взаимодействия Дзялошинского – Мории (1)

$$\Delta E^{(s)} \approx \pi V h \frac{1}{S} \int \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial y} \right]_x d\rho,$$

что находится в полном соответствии с приведенными во Введении соображениями. При этом поверхностная энергия «кирального» магнитостатического взаимодействия порядка $\pi M^2 h$ сравнима с поверхностной энергией Дзялошинского – Мории для систем ферромагнетик/тяжелый металл [18–23]. Конечная глубина экранировки магнитного поля в сверхпроводнике ($\lambda \neq 0$) приводит к уменьшению и нелокальности этого асимметричного вклада в энергию системы.

Для исследования устойчивости однородного состояния удобно привести квадратичную форму (13) к диагональному виду с помощью линейного преобразования

$$M_y = u(\mathbf{q}) s_z + i v(\mathbf{q}) s_y, \quad M_z = u(\mathbf{q}) s_y + i v(\mathbf{q}) s_z, \quad (18)$$

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

$$v = \frac{\text{sign}(D_{yz}^{(s)})}{\sqrt{2}} \times \left\{ 1 + \frac{\tilde{D}_{zz}^{(s)} - \tilde{D}_{yy}^{(s)}}{\sqrt{(\tilde{D}_{zz}^{(s)} - \tilde{D}_{yy}^{(s)})^2 + (2\tilde{D}_{yz}^{(s)})^2}} \right\}^{1/2}.$$

Энергия приобретает вид

$$\Delta E^{(s)} = \frac{V}{2} \sum_{\mathbf{q}} \{ D_+(\mathbf{q}) |s_z(\mathbf{q})|^2 + D_-(\mathbf{q}) |s_y(\mathbf{q})|^2 \}, \quad (19)$$

где

$$D_{\pm} = \frac{\tilde{D}_{zz}^{(s)} + \tilde{D}_{yy}^{(s)}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\tilde{D}_{zz}^{(s)} - \tilde{D}_{yy}^{(s)}}{2}\right)^2 + \left(\tilde{D}_{yz}^{(s)}\right)^2}. \quad (20)$$

Условие потери устойчивости $D_-(\mathbf{q}) \leq 0$. Рассмотрим случай, когда лондоновская глубина проникновения достаточно велика и выполняются условия $1/\lambda \ll q \ll 1/h$. Тогда можно записать

$$\left(\sqrt{(\lambda q)^2 + 1} + \lambda q\right)^2 \approx \frac{1}{4(\lambda q)^2}. \quad (21)$$

Пренебрегая слагаемыми высшего порядка $O(1/(\lambda q)^2)$, получим условие потери устойчивости в виде $D_{zz}^{(s)}(\mathbf{q}) \leq 0$ и волновое число наиболее неустойчивой моды запишется как

$$q_c^{(s)} \approx q_c - \frac{1}{4\lambda^2 q_c}, \quad (22)$$

где q_c — критическое волновое число в изолированной пленке (8). Критическое магнитное поле, при котором развивается неустойчивость равно

$$H_c^{(s)} \approx H_c - M \frac{\pi h}{\lambda^2 q_c}, \quad (23)$$

где H_c — критическое поле изолированной пленки (7). Из (23) следует, что наличие сверхпроводящей подложки уменьшает поле неустойчивости, так как эффективно уменьшается величина анизотропии типа «легкая ось». Поскольку $q_c \sim \pi h/\alpha$, разница критических полей $H_c - H_c^{(s)} \sim M\alpha/\lambda^2$ и при $M \sim 1000$ Гс, $\sqrt{\alpha} \sim 10$ нм, $\lambda \sim 50$ нм эта разница может достигать вполне измеряемой величины порядка 40 Э. При этих условиях достигается неустойчивость, приводящая к нарастанию s_y -компоненты. Учитывая (18), это приводит к нарастанию флуктуаций намагниченности с определенной киральностью. Действительно,

$$\tilde{D}_{yz}^{(s)} \ll \tilde{D}_{yy}^{(s)} - \tilde{D}_{zz}^{(s)}$$

и ограничиваясь в (18) слагаемыми порядка $1/\lambda^2$, имеем $M_z \sim s_y$,

$$M_y \sim i s_y \tilde{D}_{yz}^{(s)} / \left(\tilde{D}_{yy}^{(s)} - \tilde{D}_{zz}^{(s)}\right).$$

Определим «киральность» распределения намагниченности как среднее по образцу векторное произведение магнитных моментов, взятых в соседних точках. Этот псевдотензор второго ранга $C_{ik} = \langle \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x_i} \right]_k \rangle$ в рассматриваемом случае имеет только одну компоненту, отличную от нуля:

$$C_{xy} = \frac{1}{S} \int \left[\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial y} \right]_x d\rho \sim \frac{\pi h}{\lambda^2 q_c^2 (K - 4\pi)} \sum q_y^2 |s_y(\mathbf{q})|^2. \quad (24)$$

Мы показали, что в результате развития неустойчивости однородного состояния в ферромагнитной пленке на сверхпроводящей подложке формируется киральное распределение намагниченности. Скачок в температурной зависимости поля неустойчивости является индикатором развития кирального магнитного состояния в этой системе. Рассмотрим различия, возникающие при развитии подобной неустойчивости на парамагнитной подложке.

4. КИРАЛЬНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОДНОРОДНОГО СОСТОЯНИЯ В СИСТЕМЕ ФЕРРОМАГНЕТИК/ПАРАМАГНЕТИК

Под действием поля, индуцированного неоднородным распределением намагниченности, в парамагнитной подложке возникает собственное распределение намагниченности \mathbf{m} , которое, в свою очередь, создает дополнительное поле в области ферромагнитной пленки. Дополнительная энергия, связанная с парамагнитной подложкой, имеет вид

$$E_p = - \int_0^h \left(\mathbf{h}_+ \mathbf{M} + \frac{\mathbf{h}_+^2}{8\pi} \right) dz d\rho + \int_{-\infty}^0 \left[\frac{1}{2\chi} \mathbf{m}^2 - (\mathbf{h}_- \cdot \mathbf{m}) - \frac{\mathbf{h}_-^2}{8\pi} \right] dz d\rho, \quad (25)$$

где χ — восприимчивость парамагнетика, а магнитное поле выражается через магнитостатический потенциал $\mathbf{h}_{\pm} = -\nabla \varphi_{\pm}$. Уравнения для определения этого потенциала есть уравнения магнитостатики с учетом поляризуемости подложки

$$\Delta \varphi_+ = 4\pi \operatorname{div} \mathbf{M}, \quad (26)$$

$$\Delta \varphi_- = 0, \quad (27)$$

$$\Delta \varphi_+ = \Delta \varphi_-|_{z=0}, \quad \frac{\partial \varphi_+}{\partial z} = (1 + 4\pi\chi) \frac{\partial \varphi_-}{\partial z} \Big|_{z=0}. \quad (28)$$

Эта задача полностью аналогична задаче электростатики [27], и функция Грина определяется выражениями

$$G_+^{(p)} = \frac{1}{\sqrt{(\rho_1 - \rho_2)^2 + (z_1 - z_2)^2}} - \frac{2\pi\chi}{1 + 2\pi\chi} \frac{1}{\sqrt{(\rho_1 - \rho_2)^2 + (z_1 + z_2)^2}}, \quad z > 0, \quad (29)$$

$$G_-^{(p)} = \frac{1}{\sqrt{(\rho_1 - \rho_2)^2 + (z_1 - z_2)^2}}, \quad z < 0. \quad (30)$$

Второе слагаемое в (29) есть поле, создаваемое парамагнетиком и эквивалентное полю «заряда изображения». Обратим внимание, что знак этого заряда отрицателен и противоположен знаку «заряда изображения» в случае сверхпроводника (11). Магнитостатическая энергия ферромагнитной пленки на парамагнитной подложке определяется выражением (2), где дипольный тензор

$$D_{ik}^{(p)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{\partial^2}{\partial x_{1i} \partial x_{2k}} \left\{ G_+^{(p)} \right\}. \quad (31)$$

При этом второе слагаемое в (25) обращается в нуль. Как и в случае сверхпроводника, наличие парамагнетика приводит к существованию недиагональных компонент магнитостатического тензора

$$D_{yz}^{(p)}(\mathbf{q}) = -D_{zy}^{(p)}(\mathbf{q}).$$

Энергия системы приобретает вид (13) с заменой $\tilde{D}_{ik}^{(s)}(\mathbf{q}) \rightarrow \tilde{D}_{ik}^{(p)}(\mathbf{q})$:

$$\tilde{D}_{yy}^{(p)}(\mathbf{q}) \approx \alpha q^2 + 2\pi h \frac{q_y^2}{q} - 2\pi h \frac{q_y^2}{q} \varepsilon + \frac{H}{M}, \quad (32)$$

$$\tilde{D}_{zz}^{(p)}(\mathbf{q}) \approx \alpha q^2 - 2\pi q h + 4\pi - 2\pi q h \varepsilon + \frac{H}{M} - K, \quad (33)$$

$$\tilde{D}_{yz}^{(p)}(\mathbf{q}) \approx -2\pi h q_y \varepsilon, \quad (34)$$

где $\varepsilon = 2\pi\chi/(1 + 2\pi\chi)$. Коэффициенты квадратичной формы совпадают с формулами (14)–(16) для сверхпроводника при формальной замене

$$\left(\sqrt{(\lambda q)^2 + 1} + \lambda q \right)^2 \rightarrow -\varepsilon.$$

После замены, аналогичной (18), выражение для энергии приобретает диагональный вид (19). Допустим, что восприимчивость парамагнетика мала ($\varepsilon \ll 1$). Ограничиваясь слагаемыми, линейными по ε , для критических значений волнового числа и магнитного поля получаем

$$q_c^{(p)} = q_c(1 + \varepsilon), \quad H_c^{(p)} \approx H_c + 2\pi q_c h \varepsilon M, \quad (35)$$

где q_c, H_c — критические значения волнового числа и магнитного поля для неустойчивости в изолированной пленке, которые определяются формулами (7) и (8). При $(\pi h)^2/\alpha \sim 1, \varepsilon \sim 0.1, M \sim 1000$ Гс

сдвиг поля неустойчивости $H_c^{(p)} - H_c \sim 200$ Э. В отличие от случая сверхпроводника (23), критическое поле развития неустойчивости больше, чем поле неустойчивости для изолированной пленки. Следует отметить, что знак недиагональной компоненты дипольного тензора в случае парамагнетика отрицательный. Это приводит к формированию состояний с противоположной, относительно случая со сверхпроводником, киральностью.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы показали, что в случае идеальных сверхпроводящей ($\mu = 0$) и парамагнитной ($\mu = \infty$) подложек магнитостатическая энергия ферромагнитной пленки имеет «киральное» слагаемое. Вид этого слагаемого аналогичен энергии Дзялошинского–Мории, имеющего поверхностный характер (1). Разница магнитостатического и ДМ-механизмов формирования киральных состояний заключается в их зависимости от толщины пленки h , так как ДМ-взаимодействие существует лишь на границе пленки. Важно отметить также, что асимметричное слагаемое магнитостатической природы имеет, вообще говоря, нелокальный характер (17). Для оценки его величины и сравнения с поверхностной энергией ДМ удобно воспользоваться фурье-представлением (13) и (34). Будем считать, что в системе существуют флуктуации с волновыми числами порядка q_c . Тогда асимметричный вклад можно оценить по формуле

$$\Delta E^{(s,p)} \approx \frac{1}{2} M^2 V D_{yz}^{(s,p)}(q_c). \quad (36)$$

В качестве ферромагнитной пленки можно выбрать многослойную структуру Co/Pt, в которой величина анизотропии и другие параметры могут контролироваться толщинами слоев Co и Pt [28–30]. Характерная длина для переходных металлов $\sqrt{\alpha} \sim 20$ нм, магнитный момент насыщения, $M \sim 1000$ Гс. Для толщины пленки $h \sim 2$ нм имеем $q_c h \sim \pi h^2/\alpha \sim 0.03$ и фактор, зависящий от толщины пленки в формулах (13), (34), с хорошей точностью равен единице.

Влияние экранировки в случае сверхпроводящей подложки определяется отношением масштаба неустойчивых флуктуаций порядка $1/q_c \sim \alpha/\pi h$ к глубине экранировки λ . Для Al, Pb величина $\lambda \sim 50$ нм [31] и фактор, уменьшающий асимметричное взаимодействие, равен

$$\left(\sqrt{(\lambda q)^2 + 1} + \lambda q \right)^2 \sim 1/4.$$

Для выбранных параметров эффективная поверхностная плотность кирального взаимодействия

$$\Delta E^{(s)} \sim 4 \cdot 10^{-8} \text{ эрг/см.}$$

Для поверхностного взаимодействия Дзялошинского–Мории, аналогичная величина равна $E_{DM} = D\delta \sim 2 \cdot 10^{-8}$ эрг/см, если $D \sim 1$ эрг/см², $\delta \sim 2 \cdot 10^{-8}$ см. Таким образом, энергия кирального магнитостатического взаимодействия в структурах ферромагнетик/сверхпроводник сравнима с энергией Дзялошинского–Мории на границах ферромагнетик/тяжелый металл, и можно наблюдать достаточно большой киральный эффект в многослойной системе Pb(Al)/Pt/Co/Pt.

В случае парамагнитной подложки величина эффекта уменьшается пропорционально величине парамагнитной восприимчивости χ . Увеличить эту восприимчивость можно, рассматривая в качестве подложки ферромагнетик, имеющий относительно низкую температуру Кюри. Это может быть, например, гадолиний, для которого температура Кюри порядка комнатной $T_c \sim 300$ К. В парамагнитной области восприимчивость подложки определяется законом Кюри–Вейсса

$$\chi = \frac{c_k}{T - T_c},$$

где c_k — константа Кюри, которая для гадолиния равна примерно $1/3$ [32]. Если $T - T_c \sim 10$ К, то $\chi \sim 1/30$. Тогда, согласно формулам (32–34), киральный вклад в энергию $\Delta E^{(p)} \sim 4 \cdot 10^{-8}$ эрг/см.

Вблизи критической температуры ферромагнитного перехода следует принимать во внимание конечность корреляционной длины в парамагнетике

$$l = l_0 \sqrt{\frac{T_c}{T - T_c}}.$$

Эта длина играет роль, аналогичную длине экранировки в случае сверхпроводящей подложки. Для гадолиния $l_0 \sim 5$ нм, $l \sim 25$ нм. Влияние этого фактора определяется соотношением lq_c , которое для выбранных параметров равно примерно $3/8$, что позволяет, в первом приближении, не учитывать конечность корреляционной длины.

Итак, оценки показывают, что при распаде однородного состояния в структурах ферромагнетик/сверхпроводник (Pb(Al)/Pt/Co/Pt) и ферромагнетик/парамагнетик (Gd/Pt/Co/Pt) возможно формирование киральных магнитных состояний. Киральный эффект проявляется в зависимости критического поля развития неустойчивости от температуры, которая должна быть особенно сильной

вблизи критической температуры сверхпроводящего или ферромагнитного переходов в материале соответствующей подложки. Эта зависимость может быть исследована методами магнитометрии. Кроме того, представляет интерес изучить особенности спектра спиновых волн в этих системах [33, 34] и наблюдать формирующиеся магнитные состояния методами магнитно-силовой [35–37] и лоренцевой микроскопии [38].

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 20-02-00356) и в рамках гос. контракта 0035-2019-0022-С-01.

ПРИЛОЖЕНИЕ

После применения преобразования Фурье добавка к энергии (4), связанная с флуктуациями вектора намагниченности по направлению, запишется в виде

$$\begin{aligned} \Delta E = & \frac{V}{2} \sum_{\mathbf{q}} \{ (\alpha q^2 + H) |M_y(\mathbf{q})|^2 + \\ & + (\alpha q^2 + H - K) |M_z(\mathbf{q})|^2 \} + \\ & + \frac{V}{2} \sum_{\mathbf{q}, i, k=y, z} D_{ik}(\mathbf{q}) M_i(\mathbf{q}) M_k(-\mathbf{q}). \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

Фурье-образы компонент магнитостатического тензора вычисляются согласно формулам

$$D_{yy}(\mathbf{q}) = \frac{q_y^2}{h} \int e^{-i\mathbf{q}\cdot\boldsymbol{\rho}} \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + (z - z')^2}} \times \\ \times d\boldsymbol{\rho} dz dz', \quad (\text{A.2})$$

$$D_{zz}(\mathbf{q}) = \frac{2}{h} \int e^{-i\mathbf{q}\cdot\boldsymbol{\rho}} \left\{ \frac{1}{\rho} - \frac{1}{\sqrt{\rho^2 + h^2}} \right\} d\boldsymbol{\rho}.$$

Интегрирование в (A.2) проводится по объему ферромагнетика. Обратим внимание, что для недиагональной компоненты имеем $D_{yz}(\mathbf{q}) = 0$. С использованием определения функции Бесселя первого рода

$$\int_0^{2\pi} e^{-iq\rho \cos \phi} d\phi = 2\pi J_0(q\rho),$$

выражения (А.2) перепишутся следующим образом:

$$D_{yy}(\mathbf{q}) = 2\pi \frac{q_y^2}{h} \int_0^h \int_0^h \int_0^\infty \frac{J_0(q\rho)}{\sqrt{\rho^2 + (z - z')^2}} \times \rho d\rho dz dz', \quad (\text{A.3})$$

$$D_{zz}(\mathbf{q}) = \frac{4\pi}{h} \int_0^\infty J_0(q\rho) \left\{ 1 - \frac{\rho}{\sqrt{\rho^2 + h^2}} \right\} d\rho.$$

После интегрирования в (А.3) по переменной ρ , получим [39]

$$D_{yy}(\mathbf{q}) = 2\pi \frac{q_y^2}{qh} \int_0^h \int_0^h e^{-q|z-z'|} dz dz', \quad (\text{A.4})$$

$$D_{zz}(\mathbf{q}) = 4\pi \frac{1 - e^{-qh}}{qh}.$$

Интегрирование в первом уравнении (А.4) осуществляется по правилу

$$\int_0^h \int_0^h e^{-q|z-z'|} dz dz' = \int_0^h \left\{ \int_0^z e^{-q(z-z')} dz' + \int_z^h e^{q(z-z')} dz' \right\} dz = \frac{2h}{q} \left(1 - \frac{1 - e^{-qh}}{qh} \right).$$

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Everschor-Sitte, J. Masell, R. M. Reeve, and M. Kläui, *J. Appl. Phys.* **124**, 240901 (2018).
2. M. Benitez, A. Hrabec, A. Mihai et al., *Nat. Comms.* **6**, 8957 (2015).
3. M. He, L. Peng, Z. Zhu et al., *Appl. Phys. Rev.* **111**, 202403 (2017).
4. S. Zhang, J. Zhang, Y. Wen et al., *Appl. Phys. Lett.* **113**, 192403 (2018).
5. S. A. Meynell, M. N. Wilson, K. L. Krycka et al., *Phys. Rev. B* **96**, 054402 (2017).
6. S. Muhlbauer, D. Honecker, E. A. Perigoet et al., *Rev. Mod. Phys.* **91**, 015004 (2019).
7. S. Muhlbauer, B. Binz, F. Jonietz et al., *Science* **323**, 915 (2009).
8. A. Fert, N. Reyren, and V. Cros, *Nat. Rev. Mater.* **2**, 17031 (2017).

9. J.-S. Kim, H.-J. Lee, J.-I. Hong, and C.-Y. You, *J. Magn. Magn. Mater.* **455**, 45 (2018).
10. В. Г. Барьяхтар, В. А. Львов, Д. А. Яблонский, *Письма в ЖЭТФ* **21**, 565 (1983).
11. M. Mostovoy, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067601 (2006).
12. А. П. Пятаков, А. К. Звездин, *УФН* **182**, 593 (2012).
13. I. E. Dzyaloshinskii, *J. Phys. Chem. Sol.* **4**, 241 (1958).
14. T. Moriya, *Phys. Rev.* **120**, 91 (1964).
15. A. Crepieux and C. Lacroix, *J. Magn. Magn. Mater.* **182**, 341 (1998).
16. H. Yang, A. Thiaville, S. Rohart et al., *Phys. Rev. Lett.* **115**, 267210 (2015).
17. A. N. Bogdanov and U. K. Rossler, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 037203 (2001).
18. S. Rohart and A. Thiaville, *Phys. Rev. B* **88**, 184422 (2013).
19. H. Yang, A. Thiaville, S. Rohart, A. Fert, and M. Chshiev, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 267210 (2015).
20. A. Hrabec, N. A. Porter, A. Wells et al., *Phys. Rev. B* **90**, 020402(R) (2014).
21. S. Tacchi, R. E. Troncoso, M. Ahlberg et al., *Phys. Rev. Lett.* **118**, 147201 (2017).
22. J. Cho, N.-H. Kim, S. Lee et al., *Nature Commun.* **6**, 7635 (2015).
23. M. Belmeguenai, J.-P. Adam, Y. Roussignéet et al., *Phys. Rev. B* **91**, 180405(R) (2015).
24. N. Mikuszeit, S. Meckler, R. Wiesendanger, and R. Miranda, *Phys. Rev. B* **84**, 054404 (2011).
25. К. Р. Мухаматчин, А. А. Фраерман, *Письма в ЖЭТФ* **93**, 797 (2011).
26. И. М. Нефедов, А. А. Фраерман, И. А. Шерешевский, *ФТТ* **58**, 490 (2016).
27. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Т. VIII, Физматлит, Москва (2005).
28. V. Grolier, J. Ferré, A. Maziewski et al., *J. Appl. Phys.* **73**, 5939 (1993).
29. C. Chappert and P. Bruno, *J. Appl. Phys.* **64**, 5736 (1988).
30. P. F. Carcia, *J. Appl. Phys.* **63**, 5066 (1988).
31. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, Наука, Москва (1982).

32. A. B. Drovosekov, N. M. Kreines, and A. O. Savitskyetal, J. Phys. Condens. Matter **29**, 115802 (2017).
33. J.-H. Moon, S.-M. Seo, K.-J. Lee et al., Phys. Rev. B **88**, 184404 (2013).
34. A. A. Stashkevich, M. Belmeguenai, Y. Roussigné et al., Phys. Rev. B **91**, 214409 (2015).
35. M. Baćani, M. A. Marioni, J. Schwenk, and H. J. Hug, Sci. Rep. **9**, 3114 (2019).
36. A. Samardak, A. Kolesnikov, and M. Steblyi, Appl. Phys. Lett. **112**, 192406 (2018).
37. A. G. Temiryazev, M. P. Temiryazeva, A. V. Zdoroveyshchev et al., Phys. Sol. State **60**, 2200 (2018).
38. L.-C. Peng, Y. Zhang, S.-L. Zuo et al., Chin. Phys. B **27**, 066802 (2018).
39. А. П. Прудников, Ю. А. Брычков, О. И. Маричев, *Специальные функции. Интегралы и ряды* Т. 2, Физматлит, Москва (2003).