УДК 537.622.4 : 538.945

НАМАГНИЧЕННОСТЬ СТРУКТУР ФЕРРОМАГНЕТИК—СВЕРХПРОВОДНИК

Г. М. Генкин, В. В. Скузоваткин, И. Д. Токман

Рассмотрена намагниченность структуры, состоящей из тонкой сверхпроводящей пленки, лежащей на толстой ферромагнитной подложке, обладающей одноосной анизотропией. Показано, что если ферромагнетик находится в многодоменном состоянии, то из-за присутствия сверхпроводящей пленки период его доменной структуры уменьшается, что обусловлено возрастанием магнитостатической энергии системы из-за мейснеровских токов. Показано, что в определенном диапазоне величин константы одноосной анизотропии под воздействием сверхпроводящей пленки может происходить перестройка доменной структуры из полосовой в структуру с замыкающими доменами. Показано, что под действием неоднородного магнитного поля многодоменного ферромагнетика в тонкой пленке вихри Абрикосова могут существовать лишь при определенных условиях, накладываемых на магнитное поле.

В последнее время получены [1] структуры, которые состоят из тонкой пленки высокотемпературного сверхпроводника, выращенного на ферромагнитной подложке (ортоферрит). С такими структурами связывают надежды на возможное управление свойствами ВТСП пленок с помощью намагниченности подложки. Представляет значительный интерес и выяснение влияния сверхпроводящей пленки на намагниченность ферромагнетика в такой структуре (тонкая пленка толщины d—массивная ферромагнитная подложка толщины h).[1]

Как будет показано ниже, если ферромагнетик находится в многодоменном состоянии, то из-за присутствия сверхпроводящей пленки период его доменной структуры уменьшается, что обусловлено возрастанием магнитостатической энергии в структуре из-за мейснеровских токов пленки, вызванных действием магнитного поля многодоменного ферромагнетика. Кроме того, возможна под воздействием сверхпроводящей пленки перестройка доменной структуры из полосовой в структуру с замыкающими доменами. Будет также показано, что под действием пространственно-неоднородного поля ферромагнетика в тонкой пленке вихри Абрикосова могут существовать (быть термодинамически устойчивыми) лишь при определенных условиях, накладываемых на магнитное поле. Так что его параметры (его величина и характерный размер неоднородности) должны быть больше некоторой определенной величины в отличие от случая однородного поля, когда для бесконечной пластины вихри существуют в сколь угодно малом магнитном поле. Рассматриваемые в настоящей работе вопросы также представляют интерес в связи с имеющимися предложениями по использованию вихрей Абрикосова в качестве носителей информации [4–7]. Будет показано, что магнитное поле полосовой доменной структуры ферромагнетика создает для

[1] В противоположной постановке, а именно при соотношении толщин $\xi_0 \ll h \ll d$, где ξ_0 — длина когерентности сверхпроводника, неоднородная магнитная структура в ферромагнитной металлической пленке рассматривалась в [2] и затем в [3].

вихря Абрикосова определенный потенциальный рельеф, который можно использовать в качестве каналов продвижения вихрей.

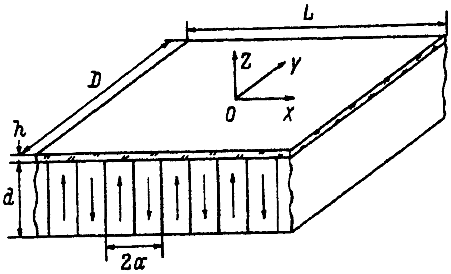

Рис. 1. Полосовая доменная структура ферромагнетика.

Будем рассматривать структуру, изображенную на рис. 1. При этом полагаем, что в ферромагнетике ось анизотропии Z перпендикулярна плоскости пленки $X-Y$ и фактор качества $\Theta = K/2\pi M_0^2 > 1$ (K — константа анизотропии, M_0 — намагниченность насыщения). Внешнее магнитное поле $H_0 = 0$ и реализуется полосовая многодоменная структура (a — ширина домена). Размеры системы в плоскости $X-Y$ (L и D соответственно) будем формально полагать неограниченно большими (реально L и D имеют макроскопические размеры).

1. Мейснеровское состояние сверхпроводника

Будем вначале полагать, что реализуется ситуация, когда в сверхпроводящей пленке вихри отсутствуют. Свободная энергия системы содержит энергию магнитного поля E_H, энергию мейснеровских токов в свехпроводнике (кинетическую энергию сверхпроводящих электронов) E_M, энергию доменных стенок в ферромагнетике $E_{\text{ст}}$. Имеем

$$E = E_H + E_M + E_{\text{ст}}, \tag{1}$$

$$E_{\text{ст}} = (h\sigma/a)\,LD, \tag{2}$$

$$E_M = (2\pi\lambda^2/c^2)\int \mathbf{j}_M^2 dv, \tag{3}$$

$$E_H = (8\pi)^{-1}\int \mathbf{H}^2 dv, \tag{4}$$

где σ — поверхностная плотность энергии доменной стенки, $\mathbf{j}_M$ — плотность мейснеровских токов.

Входящее в (4) поле $\mathbf{H}$ является суммой полей

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_M, \tag{5}$$

где $\mathbf{H}_0$ — магнитное поле, создаваемое распределением намагниченности $\mathbf{M}_0$ в ферромагнетике; $\mathbf{H}_M$ — поле, создаваемое мейснеровскими токами.

Вводя соответствующие полям $\mathbf{H}_0$ и $\mathbf{H}_M$ векторные потенциалы и плотности токов

$$\text{rot rot}\,\mathbf{A}_M = \text{rot}\,\mathbf{H}_M = (4\pi/c)\,\mathbf{j}_M, \tag{6}$$

$$\text{rot rot}\,\mathbf{A}_0 = \text{rot}\,(\mathbf{H}_0 + 4\pi\mathbf{M}_0) = 4\pi\,\text{rot}\,\mathbf{M}_0 = (4\pi/c)\,\mathbf{j}_0, \tag{7}$$

имеем

$$E_H = 2\pi\int \mathbf{M}_0^2 dv - (2c)^{-1}\int \mathbf{A}_0\mathbf{j}_0 dv + (2c)^{-1}\int \mathbf{A}_M\mathbf{j}_M dv. \tag{8}$$

Таким образом, энергия магнитного поля системы (магнитостатическая энергия) аддитивным образом складывается из мангитостатической энергии ферромагнетика (первый и второй члены в правой части (8), интегрирование ведется по объему ферромагнетика) и магнитостатической энергии мейснеровских токов (третий член в правой части (8), интегрирование ведется по объему сверхпроводника). Отсутствие перекрестных членов в (8) есть следствие того, что rot $\mathbf{H}_0$ = и div$\mathbf{H}_M = 0$. Однако, поскольку $\mathbf{j}_M$ (соответственно $\mathbf{A}_M$) однозначно определяется полем $\mathbf{H}_0$, в силу этого имеет место магнитостатическое взаимодействие между сверхпроводником и ферромагнетиком.

В рассматриваемом случае полосовой доменной структуры ферромагнетика распределение намагниченности имеет вид

$$\mathbf{M}_0 = \mathbf{M}_0(X) = e_z \sum_{n=0}^{\infty} (4M_0/ak_n) \sin(k_n x), \quad -h \leqslant z \leqslant 0, \tag{9}$$

где

$$k_n = \pi(2n+1)/a.$$

Соответствующие (9) $\mathbf{j}_0$ и $\mathbf{A}_0$ в области $-h \leqslant z \leqslant 0$

$$\mathbf{j}_0 = \mathbf{j}_0(x) = -e_y \sum_{n=0}^{\infty} (4M_0 c/a) \cos(k_n x), \tag{10}$$

$$\mathbf{A}_0 = \mathbf{A}_0(x, z) = -\mathbf{e}_y \sum_{n=0}^{\infty} (8\pi M_0/ak_n^2)\,[2 - \exp(k_n z) - \exp(-k_n(z+h))] \times$$

$$\times \cos(k_n x). \tag{11}$$

В (9)—(11) $\mathbf{e}_y$, $\mathbf{e}_z$ — единичные векторы. Для $\mathbf{A}_0$ в областях $z > 0$ и $z < -h$ получаются выражения, аналогичные (11), которые мы не приводим из-за их громоздкости.

Для тонкой ($d \ll \lambda$) сверхпроводящей пленки справедливо уравнение Лондонов

$$\Delta\mathbf{A}_M = \lambda_{\text{эф}}^{-1}\delta(z)(\mathbf{A}_M + \mathbf{A}_0), \tag{12}$$

$\delta(z)$ — дельта-функция, $\lambda_{\text{эф}} = \lambda^2/d$ — эффективная глубина проникновения.

Из (12) следует, что в области вне пленки $\Delta\mathbf{A}_M = 0$, что справедливо, так как вне пленки $\mathbf{j}_M = 0$. Поэтому уравнение (12) справедливо во всем пространстве. Поскольку $\mathbf{A}_0$ определено, то из (12) легко получить $\mathbf{A}_M$ и соответствующий $\mathbf{j}_M$

$$\mathbf{A}_M(x, z) = \mathbf{e}_y \sum_{n=0}^{\infty} (8\pi M_0/ak_n^2)\,[\exp(-k_n z) - \exp(-k_n(z+h))] \times$$

$$\times (1 + 2k_n\lambda_{\text{эф}})^{-1} \cos(k_n x), \quad z > 0, \tag{13}$$

$$\mathbf{j}_M(x, z) = -\mathbf{e}_y\delta(z)(c/4\pi\lambda_{\text{эф}})(\mathbf{A}_0(x, 0) + \mathbf{A}_M(x, 0)) =$$

$$= \mathbf{e}_y \delta(z) \sum_{n=0}^{\infty} (4cM_0/ak_n) (1 - \exp(-k_n h)) (1 + 2k_n\lambda_{эф})^{-1} \cos(k_n x). \tag{14}$$

Из (14) видно, что величина плотности мейснеровских токов осциллирует с периодом $2a$ (максимумы плотности тока расположены в местах над междоменной границей). Используя (1)—(4), (9)—(11) и (13), (14), для энергии системы на единицу площади поверхности получим

$$E/LD = h\sigma/a + (14\zeta(3)/\pi^2) M_0^2 a + 8M_0^2 \pi \sum_{n=0}^{\infty} (a^{-2}k_n^{-3}) (1 + 2k_n\lambda_{эф})^{-1}. \tag{15}$$

Равновесное значение ширины домена находится из условия минимума энергии $(d(E/LD)/da = 0)$, и в первом приближении по параметру малости имеем

$$a_0' = a_0 (2/3)^{1/2}, \quad a_0 >> \lambda_{эф}, \tag{16}$$

$$a_0' = a_0 [1 - (a_0/\lambda_{эф}) (\pi^3/336\zeta(3))], \quad a_0 << \lambda_{эф}, \tag{17}$$

где a_0 — равновесная ширина полосового домена в отсутствие сверхпроводящей пленки.

Для определенности будем считать, что реализуются случаи $h > 10l$ (l — характеристическая (магнитная) длина), $a_0 \approx 2.7 (lh)^{1/2}$ [8] и $h >> a_0$.

Физический смысл полученного результата состоит в том, что под действием неоднородного магнитного поля, создаваемого ферромагнитными доменами магнетика, в сверхпроводящей пленке возникают мейснеровские токи, которые, являясь диамагнитными, увеличивают магнитостатическую энергию системы, что и приводит к уменьшению периода доменной структуры. При этом условие $\lambda_{эф} >> a_0$ соответствует тому, что экранирование мейснеровскими токами малосущественно, поскольку a_0 — характерный масштаб изменения поля из-за наличия доменной структуры, тогда как $\lambda_{эф}$ — характерный масштаб изменения магнитного поля благодаря наличию сверхпроводящей пленки. Поэтому естественно, что при $a_0 << \lambda_{эф}$ поправки к периоду доменной структуры малы соответственно по параметру $a_0/\lambda_{эф}$. В случае, когда экранирование существенно, т. е. при $\lambda_{эф} << a_0$, изменение периода становится конечным и не зависящим от масштаба $\lambda_{эф}$. Следует заметить, что зависимость размера домена от толщины сверхпроводящей пленки определяется $\lambda_{эф} = \lambda^2/d$. Тем самым при d, стремящемся к нулю, изменение периода домена также стремится к нулю.

Магнитостатическое взаимодействие между сверхпроводником и ферромагнетиком может приводить не только к изменению ширины домена полосовой структуры, но и к изменению типа доменной структуры. Мы рассмотрим возможность перестройки доменной структуры от полосовой (рис. 1) к структуре, в которой у поверхности сверхпроводник—ферромагнетик возникают замыкающие домены (рис. 2; 45°-геометрия Ландау—Лифшица с периодом a_0''). Будем по-прежнему полагать, что $h >> a_0$, и для определенности рассмотрим случай $\lambda_{эф} << a_0$. Энергия системы со структурой с замыкающими доменами состоит из магнитостатической энергии, связанной с выходом доменов к нижней поверхности ферромагнитной пластины, энергии междоменных стенок и энергии замыкающих доменов у поверхности ферромагнетик—сверхпроводник.

Таким образом, энергия на единицу площади поверхности равна

$$E/LD = (7\zeta(3)/\pi^2) M_0^2 a + h\sigma/a + Ka/4. \tag{18}$$

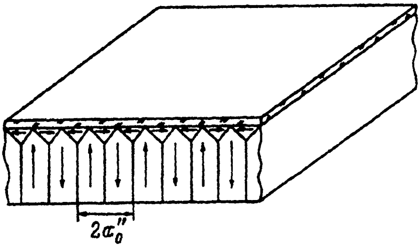

Рис. 2. Структура ферромагнетика с замыкающими доменами.

Из (18) легко получить равновесное значение ширины домена

$$a_0'' = (h\sigma / M_0^2)^{1/2} (7\zeta(3) / \pi^2 + K/4M_0^2)^{-1/2} \tag{19}$$

и соответствующее равновесное значение энергии

$$(E/LD)|_{a=a_0''} = 2M_0 (h\sigma)^{1/2} (7\zeta(3)/\pi^2 + K / 4M_0^2)^{1/2}. \tag{20}$$

С другой стороны, равновесному значению ширины домена (в полосовой структуре $a'_0 \approx a_0 (2/3)^{1/2}$ при $\lambda_{эф} << a_0$) соответствует равновесное значение энергии

$$(E/LD)|_{a=a_0'} = 2M_0 (21\zeta(3)\, h\sigma/\pi^2)^{1/2}. \tag{21}$$

Таким образом, из сравнения (20) и (21) видно, что структура с замыкающими доменами энергетически выгодна при значении параметра качества Q, удовлетворяющего условию $Q < (28\zeta(3)/\pi^3)$ (снизу значение Q ограничено 1). Т. е. перестройка полосовой структуры в структуру с замыкающими доменами в случае $\lambda_{эф} << a_0$ возможна, если значение параметра качества находится в интервале

$$1 < Q < 1.1. \tag{22}$$

Тем самым если в ферромагнетике в отсутствие сверхпроводящей пленки имелась полосовая доменная структура, а параметр качества, а следовательно, и величина константы анизотропии находились в определенном выше интервале значений, то при нанесении сверхпроводящей пленки под действием диамагнетизма мейснеровских токов, наводимых в пленке, доменная структура перестраивается в структуру с замыкающими доменами. То, что величина анизотропии ограничивается сверху, обусловлено тем, что если одноосная анизотропия достаточно велика, то воздействие мейснеровских токов не может повернуть вектор намагниченности в приповерхностном слое и тем самым не возникает замыкающих доменов.

2. Смешанное состояние сверхпроводника

Рассмотрим случай, когда в сверхпроводящей пленке из-за действия магнитного поля многодоменного ферромагнетика существуют вихри. Тогда наряду с $\mathbf{j}_M$ и $\mathbf{H}_M$ необходимо учесть поле вихря (вектор-потенциал $\mathbf{A}_B$, который определяется сверхпроводящим током вихря $\mathbf{J}_B$). При этом для тонкой сверхпроводящей пленки уравнение Лондонов имеет вид

$$\Delta(\mathbf{A}_M + \mathbf{A}_B) = \lambda_{эф}^{-1}\delta(Z)(\mathbf{A}_0 + \mathbf{A}_M + \mathbf{A}_B) - \lambda_{эф}^{-1}\delta(Z)\,\mathbf{S}, \tag{23}$$

где $\mathbf{S} = (0, S_\theta, 0)$, $S_\theta = \Phi_0/2\pi\rho$, θ и ρ — полярные координаты в плоскости пленки (керн вихря расположен в начале координат).

Энергия системы с вихрем получается добавлением свободной энергии вихря E_B и энергии взаимодействия вихря с мейснеровскими токами E_{MB}

$$E = E_{CT} + E_M + E_H + E_B + E_{MB}, \tag{24}$$

где

$$E_B = (2c)^{-1} \int \mathbf{A}_B \mathbf{j}_B dv + (2\pi\lambda^2/c^2) \int \mathbf{j}_B^2 dv, \tag{25}$$

$$E_{MB} = c^{-1} \int \mathbf{j}_M (\mathbf{A}_B + (4\pi\lambda^2/c)\, \mathbf{j}_B)\, dv. \tag{26}$$

Энергия вихря в тонкой пластине (см., например, [9])

$$E_B = (\Phi_0/4\pi)^2 (1/\lambda_{\text{эф}}) \ln (\lambda_{\text{эф}}/\xi). \tag{27}$$

В силу симметрии задачи E_{MB} зависит от координаты положения центра вихря — x_0. Легко показать, что E_{MB} приводится к виду

$$E_{MB}(x_0) = \int_{\infty}^{x_0} f_{MB}(x_0')\, dx_0', \tag{28}$$

где

$$\mathbf{f}_{MB}(x_0) = (\Phi_0 d/c)\, [\mathbf{e}_z\, \mathbf{j}_N(x_0)]$$

— сила, действующая на вихрь со стороны мейснеровского тока. Т. е. $E_{MB}(x_0)$ равна работе силы $\mathbf{f}_{MB}$ над вихрем при перемещении его из ∞ в точку с координатой x_0.

Используя (14), получим

$$E_{MB}(x_0) = 2M_0\Phi_0 \sum_{n=0}^{\infty} (a^{-1}k_n^{-2})\, (1 + 2k_n\lambda_{\text{эф}}^{-1}) \sin (k_n x_0). \tag{29}$$

Видно, что зависимость $E_{MB}(x_0)$, как и $\mathbf{j}_M(x_0)$, носит осцилляционный характер с периодом $2a_0'$. Для вихря с определенной ориентацией направления магнитного поля в керне минимумы $E_{MB}(x_0)$ расположены над центрами доменов с такой же ориентацией вектора намагниченности, а максимумы $E_{MB}(x_0)$ — над центрами доменов с противоположной ориентацией вектора намагниченности. Очевидно, что появление вихря оказывается энергетически выгодным, когда энергия системы с вихрем становится меньше энергии системы без вихря. Из сравнения соответствующих энергий (24) и (1) видно, что это соответствует условию $E_B + E_{MB} < 0$. В силу того, что $E_{MB}(x_0)$ носит осцилляционный характер, появление вихря оказывается энергетически выгодным, когда глубина потенциальных ям, соответствующих минимуму $E_{MB}(x_0)$, превысит значение E_B.

Таким образом, из (27) и (29) имеем условие термодинамической устойчивости отдельного вихря

$$\ln (\lambda_{\text{эф}}/\xi) < (2\pi)^2 (M_0/\Phi_0)\, a_0'\lambda_{\text{эф}}, \quad \lambda_{\text{эф}} \ll a_0', \tag{30}$$

$$\ln (\lambda_{\text{эф}}/\xi) < (7\zeta(3)/\pi^2) (M_0/\Phi_0)\, a_0'^2, \quad \lambda_{\text{эф}} \gg a_0', \tag{31}$$

В рассматриваемом случае неоднородного магнитного поля, если условия (30) или (31) не выполняются, вихрь термодинамически неустойчив. Вихрь термодинамически устойчив лишь при условии, что параметры магнитного поля (характеризуемые величиной M_0 и неоднородностью a) должны быть больше некоторой минимальной величины. Следует подчеркнуть, что этот результат относится к пластине, размеры которой в плоскости $X—Y$ бесконечны и в которой размагничивающий фактор $n = 1$. В этом отношении ситуация существенно отличается от случая однородного поля, так как в нем в сколь угодно малом внешнем магнитном поле, перпендикулярном поверхности (когда $n = 1$), вихрь оказывается термодинамически устойчивым.

Следует заметить, что в обоих рассматриваемых случаях ($\lambda_{эф} \ll a'_0$, $\lambda_{эф} \gg a'_0$) соответствующая плотность мейснеровских токов j_M, при которой вихрь термодинамически устойчив, по порядку величины одна и та же. Так, из (14), (30), (31) имеем

$$\tilde{j}_M \sim (\Phi_0 c/16\pi^2\lambda^2 a'_0) \ln (\lambda_{эф}/\xi).^2 \qquad (32)$$

Проведем оценки. Для ортоферритов толщиной $h \approx 0.1$ см с $l \approx 10^{-3}$ см и $4\pi M_0 \approx 100$ Гс, $a'_0 \approx 3 \cdot 10^{-2}$ см и для тонкой пленки высокотемпературного сверхпроводника толщиной $d \approx 3 \cdot 10^{-5}$ см с $\lambda \approx 10^{-4}$ см, $\xi_0 \approx 10^{-7}$ см реализуется случай $\lambda_{эф} \ll a'_0$ и условие термодинамической устойчивости вихрей выполняется.

Список литературы

[1] Ramesh R., Inam A. et al. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 55. N. 11. P. 1138—1140.
[2] Буздин А. И., Булаевский Л. Н. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. № 3. С. 256—261.
[3] Мериакри С. В. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. № 5. С. 75—77.
[4] Qiang Li, Finnemore D. // IEEE Trans. Magn. 1991. V. 27. N 2. P. 2913—2915.
[5] Parist J., Huebener R., Muhlemeier B. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. N 10. P. 907—909.
[6] Uehara S., Nagata K. // Appl. Phys. Lett. 1981. V. 39. N 12. P. 992—993.
[7] Звездин Ф. К., Попков А. Ф. // Электронная промышленность. 1983. В. 8 (125). С. 20—25.
[8] Малозёмов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.
[9] Де Жен П. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М.: Мир, 1968. 247 с.

Институт прикладной физики РАН
Нижний Новгород

Поступило в Редакцию
4 апреля 1992 г.
В окончательной редакции
28 октября 1992 г.

---

[2] Считаем, что максимальное значение плотности мейснеровских токов (в областях сверхпроводника, расположенных над междоменными стенками ферромагнетика) меньше плотности тока распаривания. Оценки показывают, что такое допущение справедливо.