Распределение электрического тока в сверхпроводящей пленке с ферромагнитными аппликациями

© Ю.И. Беспятых, В. Василевский*

Институт радиотехники и электроники,
141120 Фрязино, Московская обл., Россия
*Технический университет, Радом, Польша

(Поступила в Редакцию 11 августа 1999 г.)

Вычислено простанственное распределение электрического тока в сверхпроводящей пленке, покрытой ферромагнитным материалом с одномерной шероховатостью поверхности. Показано, что использование покрытий и аппликаций с большой магнитной восприимчивостью позволяет добиться существенной неоднородности тока в плоскости сверхпроводящей пленки и анизотропной зависимости распределения тока от его направления относительно направления неоднородности.

Открытие высокотемпературной сверхпроводимости и успехи в технологии создания наноструктур активизировали исследование систем, в состав которых входят сверхпроводящие и магнитные компоненты. Было показано, что в структурах с обменным взаимодействием между спиновой подсистемой ферромагнетика и электронами проводимости сверхпроводника возможны пространственно неоднородные состояния [1–3], сходные с криптоферромагнитным состоянием в ферромагнитных сверхпроводниках [4,5]. В слоистых структурах с электромагнитным взаимодействием локализованных спинов магнетика со спаренными электронами сверхпроводника при толщине ферромагнитных пленок, меньшей критической, может наблюдаться подавление магнитных доменов [6–11]. Особый интерес в прикладном отношении представляют эффекты возникновения слабых связей за счет полей рассеяния доменов ферромагнетика [12,9], искусственного закрепления абрикосовских вихрей с помощью магнитных аппликаций [13–14] и их депиннинга посредством уменьшения полей рассеяния вихрей материалами с большой статической магнитной восприимчивостью [15,16].

При анализе влияния магнитных включений и магнитных аппликаций на пиннинг вихрей обычно игнорируется действие транспортного тока на намагниченность и обратное влияние изменения намагниченности на распределение транспортного тока в сверхпроводящих пленках. Часто это оправдано, но в определенных ситуациях, например в случае, когда внешнее магнитное поле близко к полю ориентированного фазового перехода в магнетике, статическая восприимчивость магнетика велика, и задача о протекании электрического тока в сверхпроводнике и распределении намагниченности в магнетике должна решаться самосогласованно. В данной работе рассматриваются несколько систем, для которых соседство сверхпроводника с ферромагнетиком приводит к существенному перераспределению транспортного тока в сверхпроводящей пленке.

1. Вычислим пространственное распределение сверхпроводящего тока вблизи плоской поверхности $y = 0$ массивного сверхпроводника второго рода ($R \to \infty$), граничащего с одноосным ферромагнетиком (рис. 1). Будем считать, что ось легкого намагничивания ферромагнетика $\mathbf{n}_A$ и плоскость тока $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ параллельны поверхности сверхпроводника ($\mathbf{n}_A||\mathbf{j}||\mathbf{n}_z$). Влиянием неоднородного обмена и возможным закреплением спинов на поверхности магнетика пренебрегаем, полагая, что характерный пространственный масштаб изменения намагниченности $\Lambda \gg \alpha^{1/2}$ (α — константа неоднородного обмена).

Магнитное поле $\mathbf{H}$ в системе есть сумма поля $\mathbf{H}_0$, связанного с транспортным током в отсутствие магнетика, и дипольного поля $\mathbf{H}_D$, создаваемого намагниченностью $\mathbf{M}$,

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_D. \tag{1}$$

Полные поле $\mathbf{H}$ и плотность тока $\mathbf{j}$ в сверхпроводнике удовлетворяют уравнению Лондонов и уравнениям магнитостатики

$$\mathbf{H} + \lambda^2 \boldsymbol{\nabla}\boldsymbol{\nabla}\mathbf{H} = 0, \quad \boldsymbol{\nabla}\mathbf{H} = (4\pi/c)\mathbf{j}, \quad \boldsymbol{\nabla}\mathbf{H} = 0, \tag{2}$$

λ — лондоновская глубина проникновения магнитного поля, c — скорость света в вакууме. Вне сверхпроводника электрический ток отсутствует, а распределения поля $\mathbf{H}$ и намагниченности $\mathbf{M}$ описываются уравнением состояния

$$[\mathbf{M}(\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_D)] = 0 \tag{3}$$

и уравнениями Лапласа и Пуассона для скалярных потенциалов Ψ_0, Ψ_D магнитных полей $\mathbf{H}_0 = \boldsymbol{\nabla}\Psi_0$, $\mathbf{H}_D = \boldsymbol{\nabla}\Psi_D$

$$\Delta\Psi_0 = 0, \quad \Delta\Psi_D = -4\pi(\boldsymbol{\nabla}\mathbf{M}). \tag{4}$$

На границах раздела сред выполняются стандартные электродинамические условия непрерывности тангенциальных составляющих магнитного поля $\mathbf{H}$ и нормальной составляющей магнитной индукции $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}$. Статическое состояние системы в поле $\mathbf{H}_0$, играющем роль внешнего поля, соответствует минимуму

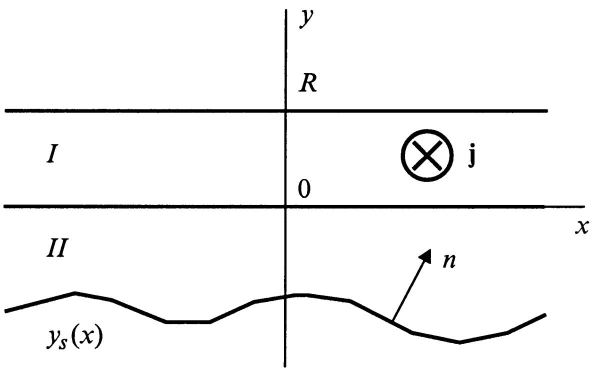

Рис. 1. Геометрия структуры сверхпроводящая пленка (I)–ферромагнитное покрытие с шероховатой поверхностью (II).

потенциала Гиббса G

$$G = \frac{1}{8\pi}\int\limits_V d\nu(\mathbf{H}-\mathbf{H}_0)^2 - \int\limits_{V_f} d\nu\Big(\mathbf{H}_0\mathbf{M} + \frac{\beta}{2}M_z^2\Big) + \frac{\lambda^2}{8\pi}\int\limits_{V_s} d\nu(\nabla\mathbf{H})^2, \tag{5}$$

$\beta > 0$ — константа одноосной анизотропии ферромагнетика; V, V_f, V_s — объемы всей системы, ферромагнетика и сверхпроводника соответственно.

Пусть нижняя поверхность ферромагнетика неровная, так что координаты ее описываются уравнением $y = y_s(x)$, а внутренняя нормаль к ней $\mathbf{n}$ равна

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{n}_y - (dy_s/dx)\mathbf{n}_x}{\sqrt{1+(dy_s/dx)^2}}. \tag{6}$$

Рассмотрим сначала случай малой и плавной периодической неоднородности

$$y_s(x) = -L = a\cos kx, \tag{7}$$

$a \ll L$, $ak \ll 1$. Будем искать выражения для поля и плотности тока в системе в виде рядов по степеням амплитуды неровности a, ограничиваясь при этом членами первого порядка по a включительно.

В нулевом приближении плотность сверхпроводящего тока $\mathbf{j}_0(\mathbf{r})$ зависит только от координаты y

$$\mathbf{j}_0 = -\mathbf{n}_z J_0 \exp(-y/\lambda), \tag{8}$$

а магнитное поле $\mathbf{H}_0(y)$ описывается выражением

$$\mathbf{H}_0 = \mathbf{n}_x \begin{cases} (4\pi/c)\lambda J_0 \exp(-y/\lambda), & y > 0, \\ (4\pi/c)\lambda J_0, & y < 0. \end{cases} \tag{9}$$

При этом намагниченность $\mathbf{M}_0$ параллельна поверхности сверхпроводника и компоненты ее $M_{0x,z}$ связаны с полным током $I_0 = \lambda J_0$ на единицу ширины системы вдоль оси $\mathbf{n}_x$ соотношениями

$$M_{0x} = M_0\sin\vartheta_0, \quad M_{0z} = M_0\cos\vartheta_0,$$

$$\sin\vartheta_0 = 4\pi I_0/(c\beta M_0), \tag{10}$$

M_0 — намагниченность насыщения ферромагнетика.

Первое приближение по амплитуде неровности α для плотности тока $\mathbf{j}_1$ и магнитного поля $\mathbf{H}_1$ в сверхпроводнике имеет вид

$$\mathbf{j}_1 = \mathbf{n}_z(kc/4\pi\lambda^2\tau)A_1\cos(kx)\exp(-\tau y), \tag{11}$$

$$\mathbf{H}_1 = kA_1[\mathbf{n}_x\cos kx - \mathbf{n}_y(k/\tau)\sin(kx)]\exp(-\tau y), \tag{12}$$

а потенциал дипольного поля в ферромагнетике Ψ_{D1} равен

$$\Psi_{D1} = A_1[\cosh(qy) - (k^2/q\tau\mu_{yy})\sinh(qy)]\sin(kx), \tag{13}$$

где

$$A_1 = 4\pi akM_{0x}\left[\begin{matrix} k\cosh(qL) + q\mu_{yy}\sinh(qL) + \\ (k^2/q\tau\mu_{yy})\big(k\sinh(qL) + q\mu_{yy}\cosh(qL)\big)\end{matrix}\right]^{-1},$$

$$q^2 = k^2\mu_{xx}/\mu_{yy}, \quad \tau^2 = k^2 + \lambda^{-2}, \tag{14}$$

$\mu_{xx} = 1 + (4\pi/\beta)\cos^2\vartheta_0$, $\mu_{yy} = 1 + 4\pi/\beta$ — компоненты тензора магнитной проницаемости μ ферромагнетика.

Максимальное относительное изменение плотности транспортного тока за счет обратного влияния намагниченности $\varepsilon = j_1(x=0, y=0)/J_0$ для тонкого ферромагнетика $qL \propto kL \ll 1$ равно

$$\varepsilon = \frac{4\pi ak}{\beta\lambda\tau(1 + k\tau + \mu_{xx}kL)}. \tag{15}$$

В противоположном случае $qL \propto kL \gg 1$

$$\varepsilon \cong \frac{8\pi ka}{\beta}\frac{kq\mu_{yy}}{\lambda(k + q\mu_{yy})(k^2 + q\tau\mu_{yy})}\exp(-qL). \tag{16}$$

Согласно (16), для толстых магнитных покрытий влияние неровности их поверхности на распределение транспортного тока экспоненциально мало. Однако для относительно тонких покрытий (15) с малой анизотропией $\beta \ll 4\pi$, $kL\mu_{xx} \le 1$ величина ε может быть значительной, вследствие чего используемый нами приближенный метод расчета оказывается неприменимым.

Для изолированного сверхпроводника толщины R распределение транспортного тока и создаваемого им внутреннего магнитного поля имеет вид

$$\mathbf{j}_0 = -\mathbf{n}_z J_0\cosh[(|y| - R/2)/\lambda] \,/\, \cosh[R/(2\lambda)],$$

$$\mathbf{H}_0 = \mathbf{n}_x(4\pi\lambda J_0/c)\sinh \times [(R/2 - |y|)/\lambda] \,/\, \cosh[R/(2\lambda)], \tag{17}$$

а компоненты магнитного поля в сверхпроводнике в первом приближении по малому параметру a равны

$$H_{1x} = (B_1 \cosh \tau y + C_1 \sinh \tau y) \cos kx,$$

$$H_{1y} = (k/\tau)(B_1 \sinh \tau y + C_1 \cosh \tau y) \sin kx,$$

$$B_1 = kA_1,\ C_1 = -kA_1(\tau \cosh \tau R + |k| \sinh \tau R)/(\tau \sinh \tau R + |k| \cosh \tau R). \quad (18)$$

Величина A_1 по-прежнему описывается формулой (14), если в последней выполнить замену

$$[k^2/(\tau q \mu_{yy})] \to [k^2/(\tau q \mu_{yy})],$$

$$(\tau \cosh \tau R + |k| \sinh \tau R)/(\tau \sinh \tau R + |k| \cosh \tau R). \quad (19)$$

Из выражений (17)–(19) следует, что значения ε убывают с уменьшением толщины сверхпроводящей пленки. В случае тонких магнитного и сверхпроводящего слоев ($R \ll \lambda$, $qL \ll 1$)

$$\varepsilon \cong \pi a R/(\beta \lambda^2). \quad (20)$$

С ростом λ абсолютное значение ε монотонно убывает, поэтому в дальнейшем мы ограничимся анализом предельного случая $\lambda \to 0$.

2. Определим теперь изменение распределения поверхностного транспортного тока в полуограниченном сверхпроводнике, вызванное ферромагнитным полоском с толщиной L и шириной D (рис. 2, a) и решеткой таких полосков с периодом T (рис. 2, b). Для нахождения тока, магнитного поля и намагниченности в системе воспользуемся вариационным методом. Будем искать минимум потенциала Гиббса системы G (12), который при указанных условиях сводится к интегралу по объему магнитного материала

$$G = -\int\limits_{V_f} dv \left(\mathbf{M}\mathbf{H}_0 + \frac{1}{2}\mathbf{M}\mathbf{H}_D + \frac{\beta}{2} M_z^2 \right), \quad (21)$$

предполагая, что намагниченность в полоске однородна и параллельна плоскости xz. Магнитное поле $\mathbf{H}_0$ невозмущенного транспортного тока в (21) описывается формулой (9), а потенциал Ψ_D дипольного поля $\mathbf{H}_D$ удовлетворяет уравнению

$$\Delta\Psi_D = -2\pi[\delta(x + D/2) - \delta(x - D/2)] \times [\theta(y + L) - \theta(y - L)] M_x, \quad (22)$$

где

$$\theta(y) = \begin{cases} 1, & y > 0, \\ 0, & y < 0. \end{cases}$$

В дальнейшем нам потребуется только компонента дипольного поля H_{Dx}, вид которой следующий:

$$H_{Dx} = -M_x \begin{pmatrix} \arctan \frac{L+y}{D/2+x} + \arctan \frac{L-y}{D/2-x} + \\ \arctan \frac{L-y}{D/2+x} + \arctan \frac{L+y}{D/2-x} \end{pmatrix}. \quad (23)$$

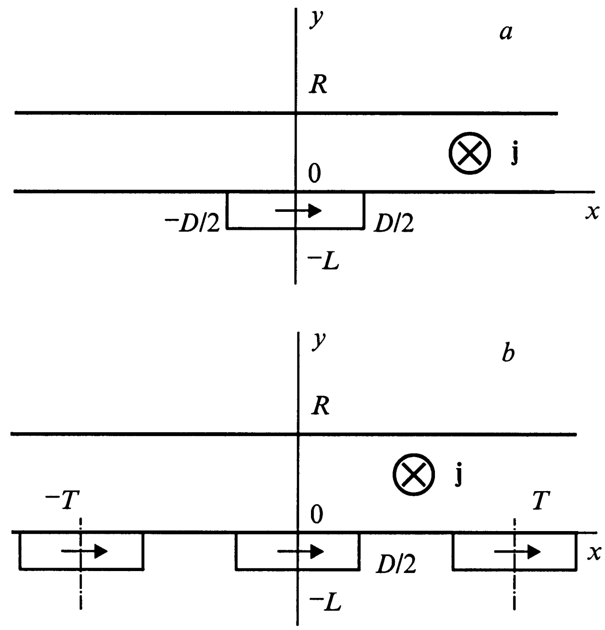

Рис. 2. Система сверхпроводящая пленка–ферромагнитный полосок; стрелкой показана проекция намагниченности на плоскость xy (a); система сверхпроводящая пленка–периодическая решетка ферромагнитных полосков (b).

С учетом (23) гиббсовская энергия единицы длины полоска g получается равной

$$g = 2DL\big(-H_0 M_x + (\beta_{eff}/2) M_x^2\big), \quad (24)$$

где $\beta_{eff} = \beta + \tilde{\beta}$ — константа эффективной анизотропии,

$$\tilde{\beta} = (1/\nu) f(\nu),$$

$$f(\nu) = \left[4\nu \operatorname{arcctg} \nu + 2 \ln \nu + (1 - \nu^2) \ln(1 + 1/\nu^2)\right],$$

$$\nu = D/(2L). \quad (25)$$

Из условия минимума (24) находим

$$M_x = H_0/\beta_{eff}. \quad (26)$$

Подстановка (26) в (23) приводит к следующему выражению для ε:

$$\varepsilon = (4/\beta_{eff}) \operatorname{arcctg} \nu. \quad (27)$$

Для случая тонкого полоска $\nu \gg 1$

$$\tilde{\beta} \cong (3 + 2 \ln \nu)/\nu, \quad \varepsilon \cong 4/(\beta\nu + 3 + 2 \ln \nu). \quad (28)$$

В кубических ферро- и ферримагнетиках кристаллографическая анизотропия, как правило, мала. Для качественных оценок поля анизотропии возьмем первую константу кубической анизотропии. При температуре $t = 300\,\mathrm{K}$ для железа $K_1 = 4.72 \cdot 10^5\,\mathrm{erg/cm^3}$ [17], а для никеля $K_1 = -5.7 \cdot 10^4\,\mathrm{erg/cm^3}$ [18], откуда по порядку величины $\beta \propto 0.1$. Значения K_1 для этих веществ мало меняются с понижением температуры, так как их температура Кюри высока [19]. Для железоиттриевого граната $K_1 \cong 1.5 \cdot 10^5$ при $t = 100$ K и $K_1 \cong 2.5 \cdot 10^5$ erg/cm^3 при $t \cong 0$ K [19], что дает $\beta \propto 1$. Согласно (26), $|\varepsilon| \propto 1$ вплоть до $\nu \propto 10^2$ для железа и никеля и до $\nu \propto 10$ для железоиттриевого граната.

Если система помещена дополнительно во внешнее магнитное поле $\mathbf{H}_e = H_e \mathbf{n}_z$, $H_e < H_{c1}$ (H_{c1} — нижнее критическое поле сверхпроводника), то к энергии (24) следует добавить слагаемое $-2DLH_e(M_0^2 - M_x^2)^{1/2}$.

Для структуры из сверхпроводника и периодической решетки магнитных полосков (рис. 2, b) компонента дипольного поля H_{Dx} в магнетиках и вакууме равна

$$H_{Dx} = -M_x \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \begin{pmatrix} \arctan \frac{L+y}{D/2+x_n} + \arctan \frac{L-y}{D/2-x_n} \\ + \arctan \frac{L-y}{D/2+x_n} + \arctan \frac{L+y}{D/2-x_n} \end{pmatrix}, \quad (29)$$

где $x_n = x + nT$, а энергия системы на единицу длины одного полоска выражается формулой (24), если в ней положить

$$\beta_{eff} = \beta + \tilde{\beta} + \tilde{\tilde{\beta}},$$

$$\tilde{\tilde{\beta}} = (1/\nu) \sum_{n=1}^{\infty} [f(n\delta + \nu) + f(n\delta - \nu) - 2f(n\delta)],$$

$$\delta = T/2L. \quad (30)$$

Появление слагаемого $\tilde{\tilde{\beta}}$ в (30) связано с дипольным взаимодействием магнитных моментов полосков. Это взаимодействие несколько уменьшает изменение транспортного тока под полосками, но зато увеличивает его изменение на свободной поверхности сверхпроводника. При $\nu \gg 1$, $\delta \gg 1$, $\delta - \nu \gg 1$

$$\tilde{\tilde{\beta}} \cong \frac{1}{\nu} \left[\frac{1}{3\delta^2} \left(-\frac{\pi^2}{6} - \frac{\delta^2}{2\nu^2} + \frac{\pi^2}{2\sin^2(\pi\nu/\delta)} \right) + 2\ln \frac{\sin(\pi\nu/\delta)}{\pi\nu/\delta} \right]. \quad (31)$$

Из (29) видно, что дипольное поле и связанное с ним влияние магнитного материала на транспортный ток исчезают, если ширина зазора между соседними полосками стремится к нулю.

Предположение об однородности намагниченности несправедливо для областей объема, отстоящих от краев полосков на расстоянии порядка толщины полоска (см., например, [20]). Оценки же величины тока и магнитного поля вблизи центра полоска остаются правильными, если $\nu \gg 1$, т.е. при условии, что суммарный объем этих областей мал по сравнению с полным объемом магнитного материала.

При ориентации тока вдоль направления неоднородности ($\mathbf{j} \parallel \mathbf{n}_x$) он не меняет состояние магнитной подсистемы и остается однородным в плоскости xz, если направление поля $\mathbf{H}_0$ совпадает с направлением намагниченности в магнитной аппликации. Если же поле $\mathbf{H}_0$ антипараллельно намагниченности, то с его увеличением возможен фазовый переход первого рода с переориентацией намагниченности по полю $\mathbf{H}_0$.

Таким образом, распределение электрического тока и магнитного поля в структурах данного типа существенно зависит от его направления по отношению к оси симметрии системы. Поскольку при изменении структуры тока меняются условия появления и закрепления флюксонов, то в гибридных системах будет наблюдаться и анизотропия критического тока, если собственный пиннинг вихрей в сверхпроводящей пленке достаточно мал.

При анализе основного состояния системы мы не касались роли доменной структуры в магнетиках. Известно, однако, что эффективная статическая восприимчивость магнитомягких материалов в доменной фазе также велика (см., например, [19]), Если размеры доменов малы по сравнению с шириной магнитных полосков, то порядковую оценку величины эффекта при наличии доменной структуры можно получить из формул первой части данной работы, заменяя значения компонент тензора магнитной проницаемости ферромагнетика μ на соответствующие значения компонент тензора эффективной магнитной проницаемости в неоднородной фазе.

Список литературы

[1] А.И. Буздин, Л.Н. Булаевский, М.Л. Кулич, С.В. Панюков. УФН **144**, 597 (1984).
[2] А.И. Буздин, Л.Н. Булаевский. ЖЭТФ **94**, *3*, 256 (1988).
[3] М.Г. Хусаинов. ЖЭТФ **100**, *2*, 524 (1996).
[4] P.W. Anderson, H. Suhl. Phys. Rev. **116**, 898 (1959).
[5] Сверхпроводимость в тройных соединениях. Т. 2 / Под ред. М. Мейпла, Э. Фишера. Мир, М. (1985). 392 с.
[6] А.Ф. Садреев. ФТТ **35**, *8*, 2099 (1933).
[7] Ю.И. Беспятых, В. Василевский, М. Гайдек, А.Д. Симонов, В.Д. Харитонов. ФТТ **36**, *6*, 586 (1994).
[8] A. Stankiewicz, S. Robinson, G.F. Gering, V.V. Tarasenko. J. Phys. Cond. Matt. **9**, 1019 (1997).
[9] Ю.И. Беспятых, В. Василевский, Э.Г. Локк, В.Д. Харитонов. ФТТ **40**, *6*, 1068 (1998).
[10] Ю.И. Беспятых, В. Василевский. Радиотехника и электроника **44**, *9*, 1 (1999).
[11] Yu.I. Bespyatykh, E.H. Lokk, S.A. Nikitov, W. Wasiliewski. J. Magn. Magn. Mater. (1999), in print.
[12] Э.Б. Сонин. Письма в ЖТФ **14**, *18*, 1640 (1988).
[13] F.M. Sauerzopf, H.P. Wiesinger, W. Kritscha, H.W. Weber, G.W. Crabtree, J.Z. Liu. Phys. Rev. **B43**, 3091 (1991).
[14] W. Schindler, B. Roas, G. Saemann-Ischenko, L. Schultz, H. Gerstenberg. Physica. **C169**, 117 (1990).
[15] Ю.И. Беспятых, В. Василевский, В.Д. Харитонов. ФТТ **39**, *2*, 231 (1997).
[16] Ю.И. Беспятых, В. Василевский, В.Д. Харитонов. ЖТФ **67**, *7*, 27 (1997).
[17] W.L. Becker, W. Döring. Ferromagnetismus. Springer, Berlin (1939). S. 284.
[18] W. Heisenberg. Z. Phys. **69**, 287 (1931).
[19] С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма: магнитные характеристики и практические применения. Мир, М. (1987). 420 с.
[20] R.I. Joseph, E. Schlömann. J. Appl. Phys. **35**, *1*, 159 (1964).