

УДК 538.945:537.611.44

© 1992

ВЛИЯНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПОКРЫТИЯ НА ДОМЕННУЮ СТРУКТУРУ ФЕРРОМАГНЕТИКА

С. Ю. Береза, Ю. И. Горобец, А. А. Симонов

Исследуется взаимное влияние вихревой магнитной структуры сверхпроводящей (СП) тонкой пленки на доменную структуру ферромагнетика (ФМ) в двухслойной структуре, состоящей из бесконечных ФМ и СП пленок, находящихся во внешнем однородном магнитном поле H_0 , перпендикулярном плоскости пленки. В результате получено выражение для полной энергии двухслойной структуры. Построена зависимость изменения периода доменной структуры от внешнего поля.

В связи с открытием высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) возрос интерес к двухслойным структурам, состоящим из ферромагнитной и сверхпроводящей пленок [1, 2]. Эти структуры имеют и практический интерес с точки зрения СВЧ как усилители магнитостатических волн при наличии направленного потока магнитных вихрей в сверхпроводнике, которые образуются во внешнем магнитном поле [3, 4].

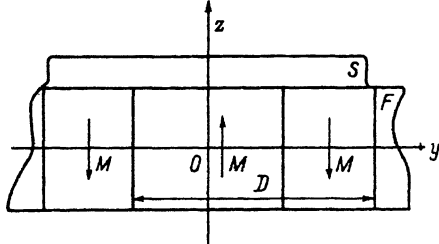
Целью настоящей работы является изучение влияния сверхпроводящего покрытия на полосовую доменную структуру в ферромагнитной пленке.

Для этого рассмотрим двухслойную структуру, состоящую из неограниченных ферромагнитной и сверхпроводящей пленок, находящихся во внешнем однородном постоянном магнитном поле H_0 , параллельном оси OZ (рис. 1). Полную свободную энергию двухслойной структуры, нормированную на величину $2\pi hM_s L_x L_y$, представим как сумму вкладов

$$U = U_f + U_s + U_{sf}, \quad (1)$$

где U_f — свободная энергия ферромагнитной пленки; U_s — свободная энергия сверхпроводящей пленки; U_{sf} — энергия взаимодействия ферромагнитной и сверхпроводящей пленок; M_s — намагниченность насыщения ферромагнетика; h — толщина ферромагнитной пленки; L_x — расстояние вдоль оси OX ; L_y — расстояние вдоль оси OY .

Для простоты ограничимся рассмотрением случая, когда влияние сверхпроводящего покрытия не искривляет доменные границы и вихри в сверхпроводнике между собой не взаимодействуют. Следовательно, данная модель справедлива в области значений индукции $N\lambda^2 \ll 1$, где N — количество вихрей на единицу площади; λ — глубина проникновения магнитного поля. При этом предполагается, что поля рассеяния H_μ свободно проникают в сверхпроводящую пленку, так как размагничивающий фактор для бесконечной сверхпроводящей пленки равен единице [5]. Тогда безразмерную свободную энергию ферромагнитной пленки с плоскопараллельной доменной структурой запишем в виде [6]



$$U_f = \frac{4l}{D} - 2MH_0 + M^2 + \frac{4D}{\pi^3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{R(n, D)}{n^3} \sin^2(Q(n, M)). \quad (2)$$

Здесь введены следующие безразмерные переменные:

$$R(n, D) = 1 - \exp(-2\pi n/D),$$

$$Q(n, M) = \pi n(1 + M)/2, \quad (3)$$

где M — намагниченность ферромагнетика, D — период доменной структуры, l — характеристическая длина ферромагнитного материала [7].

Воспользуемся термодинамическим потенциалом Гиббса для вычисления свободной энергии сверхпроводящей пленки [5]

$$G = G_0 + NE - \mathbf{B}\mathbf{H}/4\pi, \quad (4)$$

где

$$E = \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \left(\ln \left(\frac{\lambda}{\xi} \right) + \varepsilon \right). \quad (5)$$

Здесь E — энергия вихря на единицу длины; \mathbf{B} — магнитная индукция в сверхпроводнике; Φ_0 — квант магнитного потока; \mathbf{H} — внешнее поле; ξ — длина когерентности.

При этом взаимодействие будем учитывать через магнитостатическое поле ферромагнетика H_μ [7]. Тогда, используя связь

$$B = N\Phi_0 \quad (6)$$

и тот факт, что внешнее поле есть суперпозиция полей

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_\mu, \quad (7)$$

определяем плотность вихрей на единицу площади

$$N = B/\Phi_0. \quad (8)$$

Подставляя в (4) H , N и интегрируя, получаем

$$U' = U_s + U_{sf}, \quad (9)$$

где U_{sf} — энергия взаимодействия ферромагнитной пленки с сверхпроводящей пленкой посредством полей рассеяния. Проводя соответствующие расчеты, получаем

$$U_{sf} = \frac{W}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{R(n, D)}{n^2} \left[\sin^2(Q(n, M)) + \frac{1}{2} [\cos(\pi n) - \cos(\pi n(2 + M))] \right] -$$

$$- \sum_{n=1}^{\infty} \left(W_1 + \frac{W_2}{4\pi n} \right) \frac{R^2(n, D)}{n^2} \sin^2(Q(n, M)) \times$$

$$\times [\sin(\pi n(3 - M)) + \sin(2Q(n, M))],$$

$$W = \frac{Eh_s}{\Phi_0 h M_s} - \frac{2h_s H_0}{h}, \quad W_1 = \frac{h_s + 2\lambda}{\pi^2 h}, \quad W_2 = \frac{h_s - 2\lambda}{\pi^2 h}, \quad (10)$$

h_s — толщина сверхпроводящей пленки.

Суммируя (2), (9), получаем полную свободную энергию двухслойной структуры

$$U = \frac{4l}{D} - 2MH_0 + M^2 + \frac{4D}{\pi^3} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{R(n, D)}{n^3} \sin^2(Q(n, M)) +$$

$$+ U_s + \frac{W}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{R(n, D)}{n^2} [\sin^2(Q(n, M)) + \frac{1}{2} [\cos(\pi n) -$$

$$- \cos(\pi n(2 + M))] - \sum_{n=1}^{\infty} \left(W_1 + \frac{W_2}{4\pi n} \right) \frac{R^2(n, D)}{n^2} \sin^2(Q(n, M)) \times$$

$$\times [\sin(\pi n(3 - M)) + \sin(2Q(n, M))]. \quad (11)$$

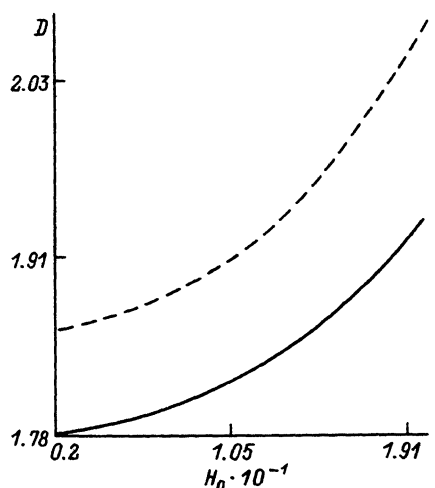


Рис. 2. Зависимость периода доменной структуры ферромагнитной пленки от внешнего магнитного поля.

Сплошная линия — двухслойная структура, штриховая линия — ферромагнитная пленка [6].

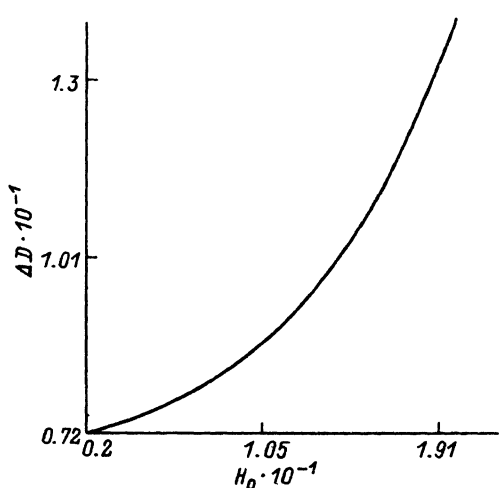


Рис. 3. Зависимость разности периодов доменной структуры ферромагнитной пленки с и без сверхпроводящего покрытия от внешнего магнитного поля.

Из условия минимума (11) для типичных значений $M_s \sim 100$ Гс, $l \sim 0.15$, $h_s/h \sim 0.1$ и $h_s/\lambda \sim 3$, $\xi \sim 10^{-7}$ см, $\lambda \sim 10^{-5}$ см, где данные для ВТСП взяты из [8] при $T \sim 77$ К, численно находим период и разность периодов доменной структуры как функцию внешнего магнитного поля (рис. 2, 3).

Таким образом, из рис. 2, 3 видно, что на период доменной структуры ферромагнетика существенно влияет наличие сверхпроводящего покрытия, которое уменьшает период доменной структуры. Это связано с изменением конфигурации полей рассеяния ферромагнитной пленки в рассматриваемой системе, и, как показывает численный анализ, изменение периода ΔD прямо пропорционально толщине сверхпроводящей пленки при условии $\lambda < h_s < h$.

Список литературы

- [1] Сонин Э. Б. // ПЖТФ. 1988. Т. 14. № 18. С. 1640—1644.
- [2] Анфиногенов В. Б. и др. // ПЖТФ. 1989. Т. 15. № 14. С. 24—28.
- [3] Попков А. Ф. // ПЖТФ. 1989. Т. 15. № 5. С. 9—12.
- [4] Ползикова Н. И., Раевский А. О. // ПЖТФ. 1990. Т. 16. № 17. С. 73—77.
- [5] Де Жен П. Сверхпроводимость металлов и сплавов. М.: Мир, 1968. С. 280.
- [6] Барьяхтар В. Г., Горобец Ю. И. Цилиндрические магнитные домены и их решетки. Киев: Наукова думка, 1988. С. 168.
- [7] Бобек Э., Делла Торе Э. Цилиндрические магнитные домены. М.: Энергия, 1977. С. 192.
- [8] Горьков Л. П., Копнин Н. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 7. С. 353—357.

Донецкий
государственный университет

Поступило в Редакцию
3 июля 1991 г.

В окончательной редакции
10 февраля 1992 г.