

01;05.4;11

## Поверхностное сопротивление сверхпроводников II рода: влияние поверхностного барьера

© Н.В. Железина, Г.М. Максимова

Нижегородский государственный университет

E-mail: maksimova@phys.unn.runnet.ru

Поступило в Редакцию 16 ноября 2000 г.

Рассчитана величина поверхностного импеданса сверхпроводящей пластины, находящейся в смешанном состоянии. В том случае, когда постоянное магнитное поле перпендикулярно поверхности пластины, реальная часть импеданса как функция магнитного поля имеет максимум, что является проявлением размерного эффекта. Исследовано поведение этого максимума в зависимости от толщины пластины и от частоты переменного поля. При переходе к параллельной геометрии учет барьера Бина–Ливингстона приводит к образованию безвихревых областей вблизи поверхностей пластины, следствием чего является уменьшение поверхностного сопротивления и подавление размерного эффекта.

Поверхностный импеданс является одной из важнейших характеристик, позволяющих изучать электродинамический отклик сверхпроводников в смешанном состоянии. Так, линейный отклик на переменное поле сверхпроводника второго рода, учитывающий эффекты нелокального вихревого взаимодействия, пиннинга и крипа магнитного потока, был рассмотрен в работах [1–3]. В [4] была сформулирована нелокальная модель критического состояния для описания поведения в переменном поле жестких сверхпроводников с размерами порядка лондоновской длины  $\lambda$ . Авторами работы [5] было показано, что для образцов с ровными краями существование барьера Бина–Ливингстона, регулирующего процессы входа (или выхода) вихрей, приводит к значительному уменьшению диссипативных потерь.

В данной работе теоретически исследовано поведение поверхностного сопротивления сверхпроводящей пластины конечной толщины в слабом переменном поле при различной ориентации (перпендикулярной и параллельной) постоянного магнитного поля с учетом барьера Бина–

Ливингстона. В том случае, когда барьер Бина–Ливингстона препятствует проникновению вихрей через поверхность образца и число вихрей в пластине остается фиксированным, поверхностное сопротивление существенно уменьшается и изменяется его зависимость от величины постоянного магнитного поля.

**1. Поперечная геометрия.** Рассмотрим сверхпроводящую пластину толщиной  $d$  ( $0 \leq x \leq d$ ) без объемного пиннинга, находящуюся в постоянном перпендикулярном магнитном поле  $H_0$ , создающем в образце вихревую решетку с плотностью  $n_0 = H_0/\Phi_0$ , где  $\Phi_0$  — квант магнитного потока. Переменное магнитное поле малой амплитуды с частотой  $\omega$  параллельно плоскости пластины. Система уравнений для определения магнитного поля  $\mathbf{h}(x, t) = \mathbf{h}(x) \exp(-i\omega t)$  внутри пластины имеет вид:

$$\mathbf{h} - \lambda^2 \frac{\partial^2 \mathbf{h}}{\partial x^2} = H_0 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\eta \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \frac{1}{c} [\mathbf{j}\Phi_0] + \frac{\Phi_0}{H_0} C_{44}^* \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial x^2}, \quad (2)$$

$$\mathbf{j} = \frac{c}{4\pi} \text{rot } \mathbf{h}. \quad (3)$$

Здесь  $\mathbf{u}(x, t) = \mathbf{u}(x) \exp(-i\omega t)$  — вектор смещения вихревой линии,  $\eta = \Phi_0 H_{c2} / c^2 \rho_n$  — коэффициент вязкости,  $c$  — скорость света,  $\rho_n$  — удельное сопротивление в нормальном состоянии,  $C_{44}^*$  — локальный модуль изгиба вихревой решетки [6]:

$$C_{44}^* = \frac{\Phi_0 H_0}{16\pi^2 \lambda^2} \ln \frac{a}{\xi}, \quad (4)$$

где  $a$  — межвихревое расстояние,  $\xi$  — радиус кора вихря. Поиск решений (1)–(3) в виде  $u(x, t) \propto h(x, t) \propto \exp(kx - i\omega t)$  приводит к дисперсионному уравнению для  $k = k(\omega)$ . В области частот  $\omega \ll \omega_c$  его решения, соответствующие длинноволновой ( $k_1$ ) и коротковолновой ( $k_2$ ) модам, определяются формулами

$$k_1^2 = -\frac{i\omega}{\lambda^2(\omega_c + \omega_b)}, \quad k_2^2 = \frac{1}{\lambda^2} \left( 1 + \frac{\omega_b}{\omega_c} \right), \quad (5)$$

где

$$\omega_c = \frac{\Phi_0 C_{44}^*}{H_0 \lambda^2 \eta}, \quad \omega_b = \frac{\Phi_0 H_0}{4\pi \lambda^2 \eta}. \quad (6)$$

Отметим, что впервые модель двухмодовой электродинамики для сверхпроводников II рода в смешанном состоянии была сформулирована в [6]. Решение уравнений (1)–(3) с учетом (4)–(6) позволяет найти поверхностный импеданс пластины в поперечном магнитном поле

$$Z = \frac{4\pi}{c} \frac{E(0)}{h(0)}, \quad (7)$$

где  $E(0)$  — электрическое поле на поверхности пластины. Если поверхностный пиннинг отсутствует и концы вихревых нитей могут свободно перемещаться вдоль поверхностей пластины, то

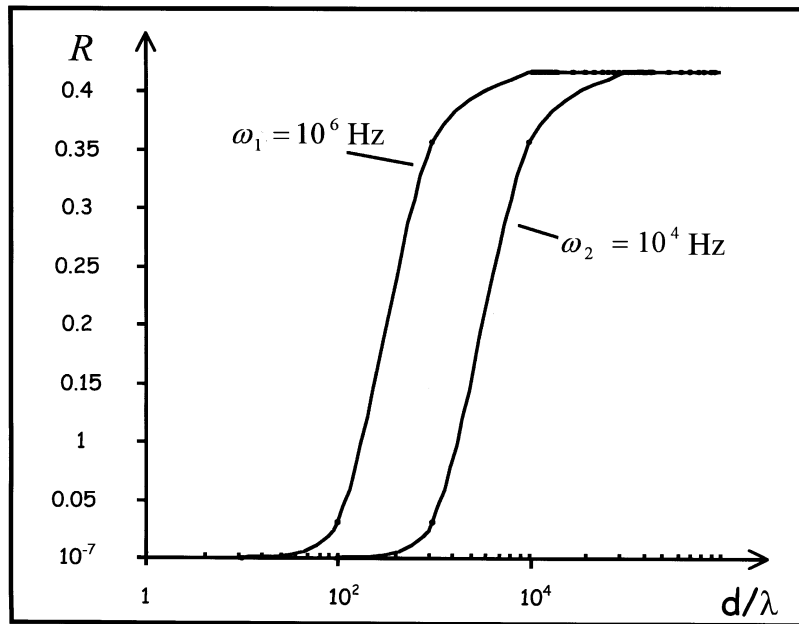
$$Z = \frac{4\pi i \omega}{\lambda^2 c^2} \left( \frac{(1 - \lambda^2 k_2^2)}{k_1} \tanh \frac{k_1 d}{2} - \frac{(1 - \lambda^2 k_1^2)}{k_2} \tanh \frac{k_2 d}{2} \right) \cdot (k_2^2 - k_1^2)^{-1}. \quad (8)$$

Для достаточно толстых пластин  $d \geq k_1^{-1}$  получим отсюда:

$$Z = -\frac{4\pi i \omega}{c^2 k_1} \mu \tanh \frac{k_1 d}{2}, \quad (9)$$

где  $\mu = \omega_b / (\omega_c + \omega_b)$ . Как следует из (9), величина  $\text{Re}Z = \rho_s(H_0, \omega)$  является немонотонной функцией  $H_0$  и достигает максимума при  $H_0 = H_0^*$ , когда характерная глубина проникновения переменного поля становится порядка толщины образца:  $k_1^{-1}(H_0^*) \propto d$ . Данный размерный эффект аналогичен эффекту Фишера–Као для нормальных металлов [7], а также хорошо известен для жестких сверхпроводников (см., например, [4]). Максимальное значение поверхностного сопротивления  $R = \rho_{s\text{max}} / \chi_n$  ( $\chi_n = 2\pi\omega d / c^2$  — величина поверхностного реактанса в нормальном состоянии) зависит от толщины пластины  $d/\lambda$  и от частоты переменного поля. С увеличением  $d/\lambda$   $R$  стремится к постоянному значению, не зависящему от параметров сверхпроводника и частоты  $\omega$  (рис. 1). Заметим, что аналогичное поведение  $R$  дает и нелокальная модель критического состояния для жестких сверхпроводников [4], но предельное значение  $R$  здесь примерно в два раза меньше.

**2. Параллельная геометрия.** В случае, когда постоянное магнитное поле параллельно пластине, взаимодействие вихрей с поверхностью приводит к появлению барьера Бина–Ливингстона, препятствующему входу (и выходу) вихрей в образец. При этом при определенном значении магнитного поля  $H_0$  вихри в пластине занимают центральную

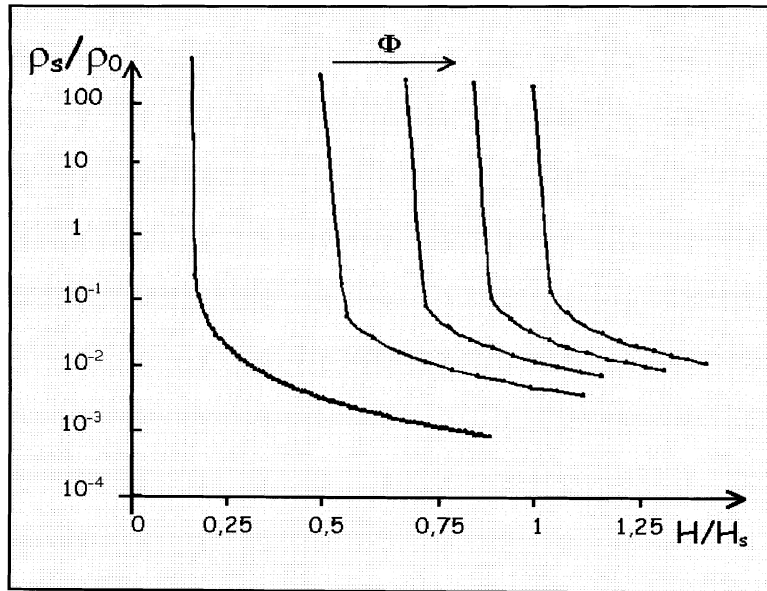


**Рис. 1.** Зависимость высоты максимума поверхностного сопротивления  $R = \rho_{s\max}/\chi_n$  ( $\chi_n = 2\pi\omega d/c^2$ ) от толщины пластины.

ее часть  $d/2 - a \leq x \leq d/2 + a$ , ширина которой, равная  $2a$ , зависит от  $H_0$  и величины захваченного магнитного потока  $\Phi$ :

$$\Phi = \frac{2aH_0}{\cosh(d/2 - a)/\lambda}. \quad (10)$$

При данной величине  $\Phi$  магнитное поле в (10) может меняться в интервале  $H_{ex} \leq H_0 \leq H_{en}$ , где  $H_{ex}$ ,  $H_{en}$  — поля, при которых исчезает барьер на выход и вход вихрей соответственно. Таким образом, вблизи поверхности пластины образуются безвихревые области, в которых протекают мейснеровские токи. Наложение слабого параллельного переменного магнитного поля приводит к колебаниям вихревой области при сохранении магнитного потока  $\Phi$ . Решая электродинамическую



**Рис. 2.** Поверхностное сопротивление пластины в параллельном магнитном поле (с учетом барьера Бина-Ливингстона) при различной величине захваченного магнитного потока  $\Phi$  ( $\rho_0 = 4\pi\omega_0\lambda/c^2$ ,  $\omega_0 = 1 \text{ Hz}$ ). Стрелкой указано направление возрастания магнитного потока.

задачу в этом случае, получим для  $Z$  выражение:

$$Z = -\frac{4\pi i\omega\lambda}{c^2} \frac{\alpha \tanh \frac{a}{\lambda} + \lambda \tanh b}{\lambda + \alpha \tanh \frac{a}{\lambda} \tanh b}, \quad (11)$$

где  $b = (d/2 - a)/\lambda$  — относительная ширина безвихревых областей,  $\alpha = \lambda(1 + il^2/\lambda^2/\cosh b)^{1/2}$ ,  $l = (\Phi_0 H_0 / 4\pi\eta\omega)^{1/2}$ . Как следует из (11), в случае  $b = 0$  (т.е. в отсутствии безвихревых областей) поверхностный импеданс для плотной вихревой решетки ( $\mu \approx 1$ ) совпадает с соответствующим выражением (9) для перпендикулярной геометрии. Рассмотренная ситуация, по-видимому, возникает в случае, когда поверхности пластин являются шероховатыми, в результате чего барьер Бина-Ливингстона сильно подавлен. Если же область, занятая вихрями,

отделена от поверхностей пластины ( $b \neq 0$ ), то, как показывают расчеты, поверхностное сопротивление, во-первых, значительно уменьшается. Узкая безвихревая область  $\lambda/l \ll b < 1$  приводит к подавлению вязких потерь примерно в  $(b \cdot l/\lambda^2)^2$  раз. Для типичных ВТСП материалов, как показывают расчеты, поверхностное сопротивление, во-первых, значительно уменьшается. Узкая безвихревая область  $\lambda/l \ll b < 1$  приводит к подавлению вязких потерь примерно в  $(b \cdot l/\lambda^2)^2$  раз. Для типичных ВТСП материалов с  $\lambda \approx 1300 \text{ \AA}$ ,  $H_{c2} = \Phi_0/(2\pi\xi^2) \propto 300 T$  при  $H_0 \propto 0.01H_{c2}$  и  $\omega \propto 10^6 \text{ Hz}$  значение  $(b \cdot l/\lambda^2)^2 \propto 10^3$ . Во-вторых, изменяется зависимость  $\rho_s(H_0)$  — поверхностное сопротивление в рассматриваемом случае является убывающей функцией постоянного магнитного поля  $H_0$  во всем интервале  $H_{ex} \leq H_0 \leq H_{en}$ , соответствующем сохраняющемуся магнитному потоку (рис. 2). Таким образом, если в этом интервале полей существовал максимум функции  $\rho_s(H_0)$ , то наличие безвихревых областей вблизи поверхности пластины ( $b \neq 0$ ) приводит к его исчезновению, т.е. к подавлению размерного эффекта.

Авторы признательны И.Л. Максимову и Д.Ю. Водолазову за интерес к работе и полезные обсуждения.

Работа поддержана Миннауки РФ (проект 107–1 (00)), а также Международным центром перспективных исследований (г. Н. Новгород; грант 99–02–3).

## Список литературы

- [1] Coffey M.W., Clem J.R. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 386–389.
- [2] Clem J.R., Coffey M.W. // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. P. 14662–14674.
- [3] Coffey M.W., Clem J.R. // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. P. 11757–11764.
- [4] Fisher L.M. et al. // Physica C. 1995. V. 245. P. 231–237.
- [5] Sonin E.B., Traito K.B. // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. P. 13547–13556.
- [6] Sonin E.B., Tagantsev A.K., Traito K.B. // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. P. 5830–5832.
- [7] Fischer H., Kao Y.-H. // Sol. St. Comm. 1969. V. 7. P. 275–277.