Письма в ЖЭТФ, том 49, вып. 12, стр. 678–680 *25 июня 1989 г.*

ДИНАМИКА ВИХРЕЙ В ВЫСОКОТЕМПРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ ВБЛИЗИ ВЕРХНЕГО КРИТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Б.И.Ивлев, Н.Б.Копнин

Вычислен критический ток пиннинга для однородного слоистого сверхпроводника при движении вихрей поперек слоев. Для слабо слоистого сверхпроводника рассчитана вольтамперная характеристика.

1. Резистивные свойства высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в магнитном поле привлекают к себе большой интерес в связи с проблемой измерения критических магнитных полей. Важную роль при этом играет пиннинг вихрей. Обычно пиннинг обусловлен неоднородностями образца. Большинство ВТСП сильно анизотропны, а некоторые из них, например, BiSrCaCuO проявляют свойства слоистых соединений [1]. В слоистых сверхпроводниках следует ожидать наличия конечного пиннинга даже для однородного образца, если сила Лоренца перпенидкулярна слоям.

В настоящей работе вычислен критический ток пиннинга для слоистых сверхпроводников вблизи H_{c2} при ориентации магнитного поля в базовой плоскости ab кристалла (в плоскости слоев), причем ток течет вдоль слоев перпендикулярно $\mathbf{H}$. Рассмотрены случаи слабой ($\xi_c \gg s$) и сильной ($\xi_c \sim s$) слоистости (здесь ξ_c – длина когерентности вдоль оси c, а s – расстояние между слоями). Рассчитана также вольтамперная характеристика (ВАХ) слабо слоистого сверхпроводника. Эффекты, связанные с крипом потока [2], не учитываются. Вычисления основаны на теории Гинзбурга–Ландау для слоистых сверхпроводников [3,4]. Для расчета ВАХ используются временные уравнения Гинзбурга–Ландау. Выбор такой модели оправдан тем, что в ВТСП, по-видимому, существует довольно широкая область температур вблизи T_c, где имеет место бесщелевая сверхпроводимость.

Направим ось z вдоль оси c кристалла, а магнитное поле вдоль оси y; транспортный ток течет вдоль оси x. Вблизи H_{c2} положим $\varphi = -Ex$; $\mathbf{A} = (0; 0; -Hx)$. Разлагая параметр порядка n-го слоя в ряд Фурье

$$\psi_n = \sum_q e^{iqsn} \psi_q(x, t),$$

имеем для $\psi_q(x, t)$ (сравни с [4])

$$u\left(\frac{\partial}{\partial t} - 2ieEx\right)\psi_q + \hat{H}_0 \psi_q + \beta \sum_{q_1, q_2} \psi_{q_1} \psi^*_{q_2} \psi_{q-q_1+q_2} = -\alpha\psi_q, \tag{1}$$

где

$$\hat{H}_0 = -\frac{1}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{Ms^2}\left[1 - \cos\left(qs + \frac{2eHsx}{c}\right)\right]. \tag{2}$$

Здесь $\alpha = a(T - T_c)$; $|\alpha|^{-1} = 2m\xi_{ab}(T)$, где $\xi_{ab}(T)$ – длина когерентности в плоскости ab; m – масса квазичастиц в плоскости ab; M – эффективная масса Гинзбурга–Ландау вдоль оси c: $\xi_c/\xi_{ab} = (m/M)^{1/2} \ll 1$; u – "коэффициент вязкости". В грязном пределе $\xi^2_{ab} = \pi D/8(T_c - T)$; $u = (2mD)^{-1}$, где $D = v_F^2\tau/2$ – двумерный коэффициент диффузии. Из величин, входящих в (2), можно составить параметр [4] $h = (2eHs^2/c)(M/m)^{1/2}$. Слабая слоистость, $\xi_c(T) \gg s$, соответствует $h \ll 1$, а случай $h \gg 1$ отвечает сильной слоистости, $\xi_c(T) \approx s/\sqrt{2}$.

2. Рассмотрим слабо слоистый сверхпроводник с $h \ll 1$ имея в виду соединения типа YBaCuO [5]. В этом случае оператор (2) имеет узкие энергетические зоны. Разложим ψ_q по функциям Ваннье (k – номер зоны, l – целое число) оператора H_0:

$$\psi_q(x, t) = \sum_{k, l} f^{(k)}(l, t)\, \varphi_k(x + \frac{qc}{2eH} - \frac{\pi lc}{eHs}).$$

Функции Ваннье $\varphi_k(x)$ близки к волновым функциям линейного осциллятора, что соответствует разложению косинуса в (2). Огибающая $f^{(0)}(x, t)$ для нижней зоны находится из [6]:

$$[u \frac{\partial}{\partial t} + \epsilon_0(p) - iu(2eEx - v_L q) - |\alpha|]\, f^{(0)}(x, t) = 0,$$

где $p = -i(c/2eHs)\frac{\partial}{\partial x}$ и надо положить $x = \pi lc/eHs$. Спектр $\epsilon_0(p)$ есть узкая зона с центром на нижнем уровне осциллятора:

$$\epsilon_0(p) = \frac{h}{2Ms^2} - \frac{\Delta}{2}\cos(2\pi p); \quad \Delta = \frac{16h^{1/2}}{\pi^{1/2}Ms^2}\exp(-8/h).$$

Учет следующей зоны сводится к замене аргумента функции Ваннье $\varphi_0(x)$ на $x - icv_L Mu/2eH$, где $v_L = cE/H$ – средняя скорость движения вихрей. Окончательно

$$\psi_q = C_q \exp[-iv_L qt + (\frac{1}{\xi_c^2} - \frac{h}{s^2})\frac{t}{2Mu} + \frac{\Delta s}{4\pi u v_L}\sin(2\pi p + \frac{2\pi v_L t}{s})]\Psi^{(0)}_{p+v_L t/s}(x + \frac{qc - icv_L Mu}{2eH}), \quad (3)$$

где $\Psi_p^{(0)}(x)$ – блоховская функция нижней зоны оператора $\hat{H}_0$. Квазиимпульс p выбирается из условия отсутствия экспоненциально зависящего от времени решения. При $E = 0$ это дает $\epsilon_0(p) = |\alpha|$, откуда находится зависимость $H_{c2}(p)$. Квазиимпульсу p соответствует зонная скорость $v_p = \partial\epsilon_0(p)/\partial p$ и определенный сверхпроводящий ток. Максимальная величина v_p и тока осуществляется при $p = 1/4$. При этом $H_{c2} = c/2e\xi_{ab}\xi_c$. При $E \neq 0$ нужно также положить $p = 1/4$. Нормировка коэффициентов C_q в (3), удовлетворяющих условию периодичности, находится, как обычно, из нелинейного уравнения (1). Вычисление среднего по времени и пространству тока вдоль оси x дает

$$j_x = j_c \frac{I_1(E_0/E)}{I_0(E_0/E)} + \sigma_f E; \quad \sigma_f = \sigma(1 + \frac{\pi^4}{28\zeta(3)} \cdot \frac{H_{c2} - H}{\beta_L H_{c2}}). \quad (4)$$

Здесь $I_{0,1}$ – модифицированные функции Бесселя;

$$E_0 = \frac{4\exp(-8/h)}{\pi^{3/2} mu\xi_{ab}^3 e}; \quad j_c = \frac{\Delta mc^2}{8se\kappa^2\beta_L}(m/M)^{1/2}(1 - \frac{H}{H_{c2}});$$

$\kappa = \lambda_{ab}/\xi_{ab}$; β_L – параметр решетки. Для треугольной решетки $\beta_L = 1{,}16$. Выражение для проводимости σ_f при течении потока (4) есть хорошо известный результат для бесщелевого сверхпроводника (см., например, [7]). Максимальный бездиссипативный ток j_c, который может течь без движения вихрей, есть критический ток пиннинга. Он пропорционален ширине зоны Δ и обращается в нуль, когда слоистость полностью отсутствует, $h \to 0$. Начальный участок ВАХ, $E \ll E_0$,

$$j_x = j_c + \sigma(1 - \frac{\pi^6}{28\zeta(3)} \cdot \frac{H_{c2} - H}{h\beta_L H_{c2}})E$$

может иметь отрицательный наклон в зависимости от H, что будет приводить к срывам и гистерезису на ВАХ. При $E \gg E_0$ ВАХ выходит на обычную зависимость $j = \sigma_f E$.

3. Рассмотрим теперь сильно слоистый сверхпроводник, $h \gg 1$ и $\xi_c(T) \approx s/\sqrt{2}$. При $E = 0$ уравнение для ψ_q сводится к $\hat{H}_0\psi_q = |\alpha|\psi_q$, причем "потенциальная энергия" в H_0 мала. Получаем

$$\psi_q = C_q \exp(i\frac{2eHspx}{c})\, w(x + \frac{qc}{2eH}),$$

где $w(x)$ – функция Матье, а собственное значение при $h \gg 1$ и $ph^2 \ll 1$ есть $\epsilon(p) = (1 - h^{-2} +$

$+ p^2 h^2/2)/Ms^2$. Из условия $\epsilon(p) = |\alpha|$ находим

$$H_{c2}(p)/H_{c2} = 1 - p^2 h^4/4,$$

где [4]

$$H_{c2} = \frac{c}{2es^2}(m/M)^{1/2}\left[1 - \frac{s^2}{2\xi_c^2(T)}\right]^{-1/2}.$$

Средний по пространству ток вдоль оси x, соответствующий квазиимпульсу p, есть

$$j_x(p) = (m/M)^{3/2} \frac{c^2 hp}{2\pi e\kappa^2 s^3 \beta_L} \cdot \frac{H_{c2}(p) - H}{H_{c2}}. \qquad (5)$$

Максимальное значение тока (5) как функции от p представляет собой критический ток пиннинга:

$$j_c = \frac{2c^2}{3\sqrt{3}\pi e s^3 \kappa^2 h\beta_L}(m/M)^{3/2}\left(1 - \frac{H}{H_{c2}}\right)^{3/2}.$$

Авторы благодарны Г.М.Элиашбергу и Ю.Н.Овчинникову за полезные обсуждения.

Литература

1. *Palstra T.T.M. et al.* Phys. Rev. B, 1988, 38, 5102.
2. *Yeshurun Y., Malozemoff A.P.* Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 2202.
3. *Lawrence W.E., Doniach S.* In: Proc. of LT 12. Ed.E.Kanda. Kyoto, 1971, p. 361.
4. *Klemm R.A. et al.* Phys. Rev. B, 1975, 12, 877.
5. *Горьков Л.П., Копнин Н.Б.* УФН, 1988, 156, 117.
6. *Займан Дж.* Принципы теории твердого тела. М.: Мир, 1966.
7. *Larkin A.I., Ovchinnikov Yu.N.* In: Nonequilibrium Superconductivity. Eds. D.N.Langenberg, A.I.Larkin. Elsever Sci. Publishers, 1986, p. 493.

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 мая 1989 г.