Письма в ЖЭТФ, том 65, вып.4, стр.311 - 316 © 1997г. 25 февраля

ЛИНЕЙНЫЙ ОТКЛИК СЛОИСТЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ С d-СПАРИВАНИЕМ НА ПРОДОЛЬНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

С.Н.Артеменко[1], *А.Г.Кобельков*

Институт радиотехники и электроники РАН

103907 Москва, Россия

Поступила в редакцию 24 декабря 1996 г.

Получены простые выражения для плотностей тока и заряда в слоистых сверхпроводниках с d-спариванием. Проводимости, описывающие отклик на вихревое и потенциальное электрические поля, определяются временами релаксации импульса и разбаланса заселенностей ветвей спектра квазичастиц и имеют разную частотную зависимость. Исследуются коллективные моды, связанные с колебаниями потенциального электрического поля.

PACS: 74.20.Mn, 74.25.-q

В последнее время с помощью джозефсоновских экспериментов [1], измерений фотоэмиссии с угловым разрешением [2] и ряда других методов получено много экспериментальных свидетельств в пользу d-спаривания в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП). В то же время, в рамках модели с d-спариванием удалось описать многие свойства ВТСП (см., например, работу [3] и ссылки в ней). Наличие узлов сверхпроводящей щели в d-сверхпроводниках означает, что роль эффектов, связанных с квазичастицами и их релаксацией, должна быть в них намного больше, чем в сверхпроводниках с изотропным спариванием. В частности, может существенно отличаться поведение потенциального электрического поля, связанного с процессами релаксации разности заселенностей ветвей спектра квазичастиц [4–6]. Целью настоящей работы является вычисление линейного отклика слоистого сверхпроводника с d-спариванием и исследование коллективных колебаний, связанных с потенциальным электрическим полем.

Обычно под линейным откликом сверхпроводника подразумевают отклик на поперечное (вихревое) электрическое поле, определяемое производной векторного потенциала от времени. Именно так вычислялся отклик для случая d-спаривания например, в [7]. Однако в неоднородных и анизотропных системах продольное поле может появиться даже при приложении чисто поперечного внешнего электромагнитного поля. Мы покажем, что токи квазичастиц, возникающие под действием потенциального и вихревого полей, характеризуются разными коэффициентами электропроводности. Кроме того, оказывается, что при d-спаривании уменьшение числа квазичастиц в довольно широкой области температур компенсируется увеличением времени рассеяния, в результате чего ток нормальных электронов и связанные с ним процессы диссипации могут оказаться существенными и при низких температурах. Для изучения этих эффектов мы выводим простые выражения для плотностей тока и заряда, создаваемых градиентно инвариантными векторным и скалярным потенциалами, и применяем полученные выражения для исследования коллективных колебаний. Наши расчеты основаны на кинетических уравнениях для функций Грина,

[1] e-mail: Art@mail.cplire.ru

являющихся модификацией квазиклассических уравнений сверхпроводимости [8]. При этом мы не будем интересоваться природой взаимодействия, приводящего к d-спариванию, считая, что симметрия параметра порядка определяется симметрией потенциала взаимодействия в условии самосогласования. Такой полуфеноменологический подход используется для описания d-спаривания во многих работах по ВТСП (см., например, [3, 7, 9]).

Рассматриваем слоистый сверхпроводник в двух пределах. В первом пределе, используя непрерывное представление, рассматриваем зонный характер движения электронов между слоями, что справедливо при $t_\perp \gg \nu$, где $t_\perp$ – интеграл перекрытия, описывающий электронный спектр в перпендикулярном направлении, $\epsilon_\perp = 2t_\perp \cos dp_\perp$, d – постоянная решетки в перпендикулярном направлении, ν – обратное время свободного пробега вдоль слоев. Во втором пределе мы используем уравнения [10, 11] в дискретном представлении Ваннье, рассматривая противоположный случай, $t_\perp \ll \nu$, соответствующий некогерентным переходам между слоями (этот подход близок к модели [12], в которой переходы электронов между слоями происходят только из-за рассеяния, а интеграл перекрытия $t_\perp$ не учитывается). Результаты, полученные в обоих случаях, отличаются мало, поэтому будем, в основном, рассматривать зонное движение и затем отметим, чем отличаются результаты в случае прыжкового характера проводимости между слоями.

При выводе уравнений, в отличие от [8], интегрируем функции Грина по $\xi = p_{\|}^2/2m - \epsilon_F$, где $\mathrm{p}_{\|}$ – компонента импульса, параллельная слоям. В результате получаем уравнения для запаздывающей (опережающей) функции Грина $g^{R(A)}$ и для функции g^K, связанной с функцией распределения квазичастиц, которые зависят от перпендикулярной компоненты импульса, $p_\perp$, и от угла ϕ, определяющего направление $\mathrm{p}_{\|}$. Каждая из этих функций является матрицей по спиновым индексам.

Невозмущенные запаздывающая и опережающая функции могут быть представлены в неявном виде как $g^{R(A)} = \sigma_z a^{R(A)} + i\sigma_y b^{R(A)}$, где $a^{R(A)} = (\epsilon + i\nu\langle a^{R(A)}\rangle_\phi/2)/\xi^{R(A)}$, $b^{R(A)} = \Delta(\phi)/\xi^{R(A)}$. Скобки $\langle ... \rangle$ обозначают усреднение по переменной, указанной в нижнем индексе, $\xi^{R(A)} = \pm\sqrt{(\epsilon + i\nu\langle a^{R(A)}\rangle_\phi/2)^2 - \Delta(\phi)^2}$.

Будем решать уравнение для аномальной функции, определенной стандартным образом как $g^K = g^R(\epsilon,\epsilon')\tanh(\epsilon'/2T) - g^A(\epsilon,\epsilon')\tanh(\epsilon/2T) + g^{(a)}(\epsilon,\epsilon')$:

$$\mathrm{v}\nabla g^{(a)} - [\epsilon_+\sigma_z + \Delta(\phi)i\sigma_y]g^{(a)} + g^{(a)}[\epsilon_-\sigma_z + \Delta(\phi)i\sigma_y] -$$
$$-(\Sigma^R g^{(a)} - g^R\Sigma^{(a)} + \Sigma^{(a)}g^A - g^{(a)}\Sigma^A) = \alpha[(\mathrm{v}\mathrm{P}_s\sigma_z + \mu)g^A - g^R(\mathrm{v}\mathrm{P}_s\sigma_z + \mu)]. \quad (1)$$

Здесь $\Delta(\phi)$ и χ – амплитуда и фаза параметра порядка, v – скорость на поверхности Ферми, $\mathrm{P}_s = (1/2)\nabla\chi - \mathrm{A}$ – сверхпроводящий импульс, $\mu = (1/2)(\partial\chi/\partial t) + \Phi$, A и Φ – векторный и скалярный электромагнитные потенциалы, $\alpha = \tanh\epsilon_+/2T - \tanh\epsilon_-/2T$, $\sigma_{y,z}$ – матрицы Паули. Величины P_s и μ играют роль градиентно инвариантных потенциалов. Функции $g^{R(A)}$ в (1) зависят от энергий $\epsilon_\pm = \epsilon \pm \omega/2$, соответственно. Массовые операторы в интеграле столкновений имеют вид

$$\hat{\Sigma}^\iota = \int_{-\pi/d}^{\pi/d} \frac{dp'_\perp}{2\pi/d} \int_0^{2\pi} \frac{d\phi'}{2\pi} \nu(p_\perp,\phi;p'_\perp,\phi')\hat{g}^\iota(p'_\perp,\phi'), \quad (2)$$

где $\iota = R, A, K$; ν – частота упругого рассеяния в нормальном состоянии. Строго говоря, (2) описывает примесное рассеяние в борновском приближении, но может быть использовано и для описания рассеяния на фононах в пренебрежении неупругостью рассеяния. Ограничиваясь борновским приближением, мы не учитываем локализованные состояния, созданные примесями у поверхности Ферми (см. [13] и ссылки в ней), поэтому наши результаты справедливы, когда характерные энергии квазичастиц больше ширины зоны примесных состояний, $T > \sqrt{\Delta\nu}$.

Упростим импульсную зависимость ν, пренебрегая зависимостью рассеяния от угла в плоскости слоев. Так как рассеяние в плоскости слоев подавляет параметр порядка, а рассеяние между слоями – нет, а также для учета возможности различной температурной зависимости рассеяния вдоль слоев и между слоями сохраним различие между рассеяниями в параллельном и перпендикулярном направлениях, выделив компоненты, соответствующие изотропному рассеянию, ν, и рассеянию в перпендикулярном направлении, $\nu_\perp$:

$$\nu(p_\perp, \phi; p'_\perp, \phi') = \nu + \nu_\perp \delta(\phi - \phi').$$

Решаем уравнения (1) для плавно меняющихся возмущений $|\mathrm{qv}| \ll \nu$, когда изменения всех величин в плоскости слоев меньше длины свободного пробега. Это условие удовлетворяется в наиболее интересном диапазоне частот, так как характерные значения $1/q$ определяются либо длиной проникновения магнитного поля (при низких частотах), либо (при высоких частотах) скиновой длиной. Эти длины превышают длину свободного пробега, если частота колебаний ниже области частот аномального скин-эффекта. Тогда решение для компонент $g^{(a)}$, определяющих плотности заряда и тока квазичастиц, имеют вид

$$(1/2)\mathrm{Tr}\langle g^{(a)}\rangle = -\frac{\alpha\mu}{A}\left(h + \frac{(1/2)q^2v^2h_1 + k^2\langle v_z^2\rangle_{p_\perp}h_2}{A}\right) - \\ -\frac{\alpha}{A}\langle v^2 \mathrm{q}\mathrm{P}_\parallel a/\xi_s^2 + k\langle v_z^2\rangle_{p_\perp} P_\perp a/(\xi_s\zeta)\rangle_\phi, \quad (3)$$

$$(1/2)\mathrm{Tr}\sigma_z\langle \mathrm{v} g^{(a)}\rangle = -\alpha\langle \mathrm{v}(\mathrm{v}\mathrm{P}_\parallel)\frac{1 - a^Ra^A - b^Rb^A}{\xi_s}\rangle_\phi - \frac{\alpha\mu}{A}\langle \mathrm{v}(\mathrm{v}\mathrm{q})a/\xi_s^2\rangle_\phi, \quad (4)$$

$$(1/2)\mathrm{Tr}\sigma_z\langle v_z g^{(a)}\rangle = \\ = -\alpha\langle v_z^2\rangle_{p_\perp} P_\perp\langle\frac{1 - a^Ra^A - b^Rb^A}{\zeta}\rangle_\phi - \frac{\alpha\mu}{A}k\langle v_z^2\rangle_{p_\perp}\langle a/(\xi_s\zeta)\rangle_\phi. \quad (5)$$

Здесь $h = \langle(1 - a^Ra^A + b^Rb^A)/\xi_s\rangle_\phi$, $h_1 = \langle(1 - a^Ra^A + b^Rb^A)/\xi_s^3\rangle_\phi$, $h_2 = \langle(1 - a^Ra^A + b^Rb^A)/(\xi_s^2\zeta)\rangle_\phi$, $A = 1 - (i/2)\nu h$, а компоненты запаздывающих и опережающих функций опять зависят от энергий $\epsilon \pm \omega/2$, соответственно. Далее, $a = (a^R - a^A)/2$, $\mathrm{P}_\parallel$ и $P_\perp$ – компоненты P_s, параллельные и перпендикулярные слоям, q и k – параллельные и перпендикулярные слоям компоненты волнового вектора, $\xi_s = \xi^R(\epsilon + \omega/2) + \xi^A(\epsilon - \omega/2)$, $\zeta = \xi_s + i\nu_\perp$.

Решения уравнений для возмущений запаздывающей (опережающей) функции Грина, аналогичных (1), получаются заменой α на 1 и заменой всех индексов на $R(A)$. Плотности тока и заряда вычисляются интегрированием по энергии (3)-(5) вместе с решениями для запаздывающих и опережающих функций Грина, которые, будучи подставлены в g^K, определяют сверхпроводящий ток. Проведем интегрирование в пределе малых частот, $\omega \ll \Delta$, где Δ –

максимальное значение сверхпроводящей щели, имея при этом в виду чистый сверхпроводник $\Delta, T_c \gg \nu$ (противоположный предел соответствует бесщелевому состоянию). В этом случае линейный отклик может быть представлен в простой форме, допускающей наглядную интерпретацию в духе двухжидкостной модели:

$$-i\omega\rho = -i\omega\gamma\frac{\kappa^2}{4\pi}\mu + (\sigma_{2\|}q^2 + \sigma_{2\perp}k^2)\mu + \omega(\sigma_{1\|}\mathbf{q}\mathbf{P}_{\|} + \sigma_{1\perp}kP_{\perp}), \tag{6}$$

$$\mathbf{j}_{\|} = \frac{c^2}{4\pi\lambda_{\|}^2}\mathbf{P}_{\|} - i(\omega\sigma_{0\|}\mathbf{P}_{\|} + \sigma_{1\|}\mathbf{q}\mu), \tag{7}$$

$$j_{\perp} = \frac{c^2}{4\pi\lambda_{\perp}^2}P_{\perp} - i(\omega\sigma_{0\perp}P_{\perp} + \sigma_{1\perp}k\mu), \tag{8}$$

где κ^{-1} - длина экранирования Томаса-Ферми, $\lambda_{\|(\perp)}$ - длины проникновения магнитного поля для токов параллельных (перпендикулярных) слоям. Фактор γ и проводимости $\sigma_{n\alpha}(n = 0, 1, 2$ и $\alpha = l, t)$ зависят от частоты:

$$\gamma = 1 + \int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon \frac{\omega\langle a_0\rangle_\phi}{(\omega + i\nu_b)}\frac{dn_F}{d\epsilon}, \tag{9}$$

$$\sigma_{n\alpha} = -\sigma_{N\alpha}\frac{1}{\tau_\alpha}\int_{-\infty}^{\infty} d\epsilon\langle\frac{i\theta(|\epsilon| - |\Delta(\phi)|)a_0^{1-2n}\omega^n}{(\omega + i\bar{\nu}_\alpha)(\omega + i\nu_b)^n}\frac{dn_F}{d\epsilon}\rangle_\phi. \tag{10}$$

Здесь $\sigma_{N\alpha}$ - проводимость в нормальном состоянии в направлении α, n_F - функция распределения Ферми, $a_0 = \epsilon/\sqrt{\epsilon^2 - \Delta^2}$; $\bar{\nu}_{\|} = \nu\langle a\rangle_\phi$ и $\bar{\nu}_\perp = \bar{\nu}_{\|} + \nu_\perp/a_0$ - обратные времена рассеяния импульса квазичастиц для соответствующих направлений. И, наконец, $\nu_b = \nu\langle\Delta^2(\phi)a_0/\epsilon^2\rangle_\phi$ описывает скорость релаксации электронно-дырочного разбаланса, которая в d-сверхпроводниках определяется упругим рассеянием.

Первые слагаемые в (7), (8) описывают сверхпроводящий ток, а остальные - ток квазичастиц. Из определения электрического поля $\mathbf{E} = -\nabla\mu - i\omega\mathbf{P}$, видно, что простое выражение $\mathbf{j} = \hat{\sigma}\mathbf{E}$ для тока квазичастиц не выполняется, поскольку $\sigma_{n\alpha}$ различны для вкладов от скалярного и векторного потенциалов в электрическое поле. Причем частотная дисперсия электропроводностей $\sigma_{0\alpha}$, описывающих отклик на вихревое поле, определяется только временем рассеяния импульса квазичастиц, а дисперсия $\sigma_{1\alpha}$, описывающих отклик на потенциальное поле, зависит еще и от времени релаксации электронно-дырочного разбаланса.

Согласно (6), изменения плотности заряда определяются изменениями потенциала μ, связанного с разбалансом плотности электроноподобных и дырочноподобных возбуждений (см. [5, 6]), и пространственными изменениями токов квазичастиц. Уравнение (6) играет роль уравнения непрерывности для квазичастиц.

Результаты, полученные в дискретной модели для случая некогерентных переходов электронов между слоями, $t_\perp \ll \nu$, в пределе малых разностей фаз параметра порядка между слоями аналогичны полученным выше для зонного движения в перпендикулярном направлении. Они могут быть получены из (6)-(10) заменой $P_\perp$ на $(\chi_n - \chi_{n-1})/d$ с $\nu_\perp = 0$, где χ_n - фаза параметра порядка в слое n.

Рассмотрим случай низких температур $\Delta \gg T$. Пусть угловая зависимость параметра щели имеет простейший для d-спаривания вид: $\Delta = \Delta_0 \cos 2\phi$.

Усредняя по углам, получим для характерных времен при низких температурах $\tilde{\tau}_\parallel \equiv 1/\tilde{\nu}_\parallel = \Delta_0/(2T\nu) \approx \tau_b \gg 1/\nu$. Таким образом, время рассеяния импульса квазичастиц возрастает $\propto 1/T$ по сравнению с временем рассеяния электрона в нормальном состоянии. Для отклика на вихревое поле получим

$$\sigma_{0\alpha} = \sigma_{N\alpha} \mathrm{P}_\alpha R_\alpha(\omega), \quad R_\parallel = \int_0^\infty \frac{x\,dx}{(x - i\omega\tilde{\tau}_\parallel)\cosh^2 x},$$

$$R_\perp = \frac{2(\nu + \nu_\perp)}{\pi\nu} \int_0^\infty dx \int_0^1 \frac{x\,dy}{(x - i\omega\tilde{\tau}_\parallel + \nu_\perp\tilde{\tau}_\parallel\sqrt{1-y^2})\cosh^2 x}, \tag{11}$$

где $\tau_\perp = 1/(\nu_i + \nu_\perp)$. Рассмотрим ток в плоскости слоев. Согласно (11), при $\omega\tilde{\tau}_\parallel \ll 1$, когда рассеяние существенно, $R_\parallel = 1$, то есть уменьшение плотности квазичастиц при понижении температуры компенсируется увеличением их времени свободного пробега. При высоких частотах $\omega \gg 1/\tilde{\tau}_\parallel$ получим $R_\parallel = i(1 - N_s)/\omega\tau_\parallel$, где $N_s = 1 - (T/\Delta_0)\ln 4 = (\lambda(0)/\lambda(T))^2 \approx 1$ описывает уменьшение плотности сверхпроводящих электронов. В этом случае рассеянием можно пренебречь и ток квазичастиц, складываясь со сверхпроводящим током, описывает свободное движение всех электронов.

Рассмотрим проводимость в направлении, перпендикулярном слоям. Если либо $\nu_\perp \ll 1/\tilde{\tau}_\parallel$, либо $\nu_\perp \ll \omega$, получим $R_\perp = R_\parallel/\nu\tau_\perp$, то есть проводимость $\sigma_\perp$ определяется рассеянием в плоскости слоев. В противоположном случае, $\nu_\perp \gg 1/\tilde{\tau}_\parallel$, и $\nu_\perp \gg \omega$ вкладом квазичастиц можно пренебречь.

Рассмотрим теперь плазменные колебания сверхпроводящих электронов. Такие колебания наблюдались в ВТСП [14] и исследовались теоретически в ряде работ (см., например, [11, 15, 16]) в предположении изотропного спаривания. Для вычисления их спектра надо подставить (6)–(8) в уравнения Максвелла. В длинноволновом пределе получим результат, отличающийся от случая s-спаривания [11] главным образом затуханием:

$$\omega^2 = \omega_0^2 \left(\frac{1 + k^2\lambda_\parallel^2 + q^2\lambda_\perp^2}{1 + k^2\lambda_\parallel^2} - iR_\perp\omega\tau_\perp \right). \tag{12}$$

Последнее слагаемое в (12) при малых частотах описывает затухание за счет диэлектрической релаксации. Согласно (11), затухание определяется большой величиной σ_N только при частотах, меньше обратного времени рассеяния квазичастиц, $\omega < \nu T/\Delta \ll \nu$. На частотах же порядка ω_0 затухание мало. Поэтому плазменные колебания остаются слабо затухающими.

При высоких температурах, $\Delta \ll T$, эффективное время релаксации разбаланса становится много большим времени рассеяния импульса. В сверхпроводниках с изотропным спариванием при таких температурах на частотах $\omega \gg \nu(\Delta/T)^2$ существуют слабо затухающие коллективные колебания электронно-дырочного разбаланса (мода Карлсона–Голдмэна). Математически это выражается в том, что в таких сверхпроводниках фактор γ в (6), которому пропорциональна частота колебаний, действителен (см. обзор [6]). В d-сверхпроводниках $\gamma = (\pi\Delta_0/2T)\sqrt{i\nu/\omega}$ содержит большую мнимую часть и колебания сильно затухают.

В статическом пределе наши уравнения определяют длину проникновения электрического поля в сверхпроводник при протекании тока через границу с нормальным металлом. Эта длина для направления α оказывается равной

$l_E = \sqrt{\pi\Delta_0 D_\alpha/4T\nu}$, что согласуется с результатом работы [17]. Здесь коэффициенты диффузии связаны с проводимостями в соответствующем направлении соотношением $D_\alpha\kappa^2 = 4\pi\sigma_{N\alpha}$.

В заключение отметим, что, как можно показать, полученные результаты в основном сохранятся и в случае, когда симметрия параметра порядка отличается от d-типа, но близка к нему: $\langle\Delta(\phi)\rangle^2 \ll \langle\Delta(\phi)^2\rangle$. Основные изменения в этом случае сведутся к несколько другой угловой и энергетической зависимостям времен релаксации импульса и электронно-дырочного разбаланса.

---

1. D.A.Wollman, D.J.Von Harlingen, W.C.Lee et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 2134 (1993).
2. Y.Tokoya, T.Takahashi, T.Mochiku et al., Phys. Rev. B **53**, 14 055 (1996).
3. K.Maki and H.Won, J. Phys. I France **6**, No 12 (1996).
4. M.Tinkham and J.Clarke, Phys. Rev. Lett. **28**, 1366 (1972).
5. M.Tinkham, Phys. Rev. B **6**, 1747 (1972).
6. С.Н.Артеменко, А.Ф.Волков, УФН **128**, 3 (1979).
7. P.J.Hirschfeld, W.O.Putikka, and D.J.Scalapino, Phys. Rev. Lett. **71**, 3705 (1993); Phys. Rev. B **50**, 10 250 (1996).
8. А.И.Ларкин, Ю.Н.Овчинников, ЖЭТФ **73**, 299 (1977).
9. S.V.Pokrovsky and V.L.Pokrovsky, Phys. Rev. Lett. **75**, 1150 (1995).
10. С.Н.Артеменко, ЖЭТФ **79**, 162 (1980).
11. С.Н.Артеменко, А.Г.Кобельков, Письма в ЖЭТФ **58**, 445 (1993); Physica C **253**, 373 (1995)
12. M.J.Graf, D.Rainer, and J.A.Souls, Phys. Rev. B **47**, 12 089 (1993).
13. M.J.Graf, S-K.Yip, and J.A.Souls, Phys. Rev. B **53**, 15 147 (1996).
14. K.Tamasaku, Y.Nakomura, and S.Ushida, Phys. Rev. Let. **69**, 1455 (1992).
15. T.Mishonov, Phys. Rev. Lett. B **44**, 12033 (1991).
16. M.Tachiki, T.Koyama, and S.Takahashy, Phys.Rev., **50**, 7065 (1994).
17. C.H.Choi, Phys. Rev. B **54**, 3044 (1996).