

ЛОКАЛИЗОВАННАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В СИСТЕМАХ ТИПА $N-S-N$

А.И.Буздин, Л.Н.Булаевский

Показано, что в системах, состоящих из двух массивных сверхпроводников с T_{c0} , разделенных тонкой пленкой с $T_{c1} > T_{c0}$ при температуре T_c несколько выше T_{c0} возникает сверхпроводимость локализованная вблизи пленки. Найдены температура T_c , верхнее критическое поле, диамагнитный момент.

Недавно в работе [1] было сообщено о наблюдении сверхпроводимости плоскости двойникования кристалла олова в области температур несколько выше критической температуры T_{c0} массивного металла. В связи с этим мы рассмотрим модель двух массивных сверхпроводников с критической температурой T_{c0} разделенных тонким слоем сверхпроводника S толщиной $d \ll \xi_0$ с критической температурой $T_{c1} > T_{c0}$ ($\xi_0 = 0,18 v_F / T_{c0}$ — длина когерентности). Мы думаем, что такая модель адекватно описывает влияние плоских микроскопических дефектов на сверхпроводимость (например, плоскости двойникования [1]), а также системы типа $N-S$, полученные напылением. Таким образом, мы рас-

смаатриваем противоположный по отношению к работе [2] случай — в [2] изучалось влияние на сверхпроводимость протяженных дефектов с $d \gg \xi_0$.

1. Для определения критической температуры и характера возникающей сверхпроводимости обратимся к интегральному уравнению для параметра порядка Δ . Полагаем, что константа куперовского спаривания λ зависит лишь от координаты: $\lambda = \lambda_0 + \lambda_1(x)$, λ_0 — соответствующая константа для массивного металла, а $\lambda_1(x)$ описывает увеличение куперовского спаривания в пленке S (плоскость yz), $\lambda_1(x)$ локализовано в узкой области вблизи $x = 0$. В нашем случае удобнее записать интегральное уравнение для $\psi(x) = \Delta(x) / \lambda(x)$

$$\psi(x) = \lambda_0 \int K(r-r') \psi(x') dr' + \int K(r-r') \lambda_1(x') \psi(x') dr' \quad (1)$$

$K(r)$ — сверхпроводящее ядро (см., например, [3]). Учитывая, что $\lambda_1(x)$ локализовано в узкой области $d \ll \xi_0$, решаем (1) переходом в импульсное представление.

В результате находим увеличение критической температуры по сравнению с массивным сверхпроводником

$$\tau_0 = (T_c - T_{c0}) / T_{c0} = \bar{\lambda}_1^2 d^2 T_{c0}^2 / 4\beta\lambda_0^4 v_F^2 \sim (10 / \lambda_0^2) (\lambda_1 d / \lambda_0 \xi_0)^2,$$

где $\beta \approx 0,02$ и $\bar{\lambda}_1 d = \int \lambda_1(x) dx$. В случае грязного сверхпроводника: $l \ll \xi_0$, в выражениях для τ_0 появляется дополнительный множитель $\sim \xi_0 / l \gg 1$. Отметим также, что в случае нитевидного дефекта повышение T_c вблизи дефекта экспоненциально мало $\tau_0 \sim \exp(-\lambda_1 d^2 / \lambda_0^2 \xi_0^2)$, а в случае точечного дефекта рассматриваемый эффект отсутствует вовсе. Полученные результаты приводят к выводу, что даже если критическая температура пленки S существенно превосходит критическую температуру массивного образца T_{c0} , то и тогда, из-за эффектов близости критическая температура $T_c = (1 + \tau_0) T_{c0}$ лишь незначительно выше T_{c0} . (Отметим, что, если критическая температура массивного сверхпроводника $T_{c0} \rightarrow 0$, то и $\tau_0 \rightarrow 0$ и рассматриваемый эффект исчезает). Из (1) следует, что возникающая сверхпроводимость носит локализованный характер: $\psi(x) \sim \exp[-|x| / \xi(T)]$.

2. Интересуясь поведением параметра порядка Δ в масштабе $r \gg \xi$ мы получаем следующее уравнение для $\Delta(r)$:

$$\left[\frac{1}{4m} \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{\eta} \frac{T_{c0} - T}{T_{c0}} - \frac{3}{4} \frac{\Delta^2(r)}{\epsilon_F} \right] \Delta(r) = -\gamma \delta(x) \Delta(r), \quad (2)$$

$$\eta = 7\zeta(3) \epsilon_F / 6 (\pi T_{c0})^2, \quad \gamma = (\tau_0 / \eta m)^{1/2}.$$

Решение (4) имеет вид

$$\Delta^2(x) = \frac{32 \epsilon_F (\tau_0 - \tau) \exp[-2|x|/\xi(\tau)]}{3\eta \{1 + (\tau_0/\tau)^{1/2} + [1 - (\tau_0/\tau)^{1/2}] \exp[-2|x|/\xi(\tau)]\}} \quad (3)$$

$$\xi^1(\tau) = \eta / 4 m \tau = 0,55 \xi_0^2 \tau^{-1}, \quad \tau = (T - T_{c0}) / T_{c0}.$$

3. Зная поведение параметра порядка Δ из (5), мы можем решить вопрос об экранировании слабого магнитного поля в нашей системе. Для поля, параллельного пленке S (плоскости yz) в пределе $(\tau - \tau_0) / \tau_0 \ll 1$. Получаем

$$B(-x) = B(x) = H_0 u [K_1(u) + K_0(k) I_1(u) / I_0(k)]$$

$$u = k \exp(-x/\xi), \quad x > 0, \quad (4)$$

где $k = 3 \xi_0 (\tau_0 - \tau)^{1/2} / \lambda_L(0) (\tau^{1/2} + \tau_0^{1/2})$. При $k \ll 1$

$$B(x) = H_0 \left[1 - \frac{\tau_0 - \tau}{\tau_0} 0,55 \frac{\xi_0^2}{\lambda_L^2(0)} \left(1 + \frac{2x}{\xi} \right) \exp(-2x/\xi) \right]. \quad (5)$$

В случае $k \gg 1$ экранирование поля вблизи $x = 0$ является практически полным и $B(0) = H_0 (\pi k/2)^{1/2} \exp(-k)$. Диамагнитный момент, приходящийся на единицу площади S равен

$$-M = \int \frac{H_0 - B}{4\pi} dx = \begin{cases} \xi H_0 k^2 / 8\pi & \text{при } k \rightarrow 0 \\ \xi H_0 [\ln(k/2) + \gamma] / 2\pi & \text{при } k \rightarrow \infty, \quad \gamma = 0,57 \end{cases} \quad (6)$$

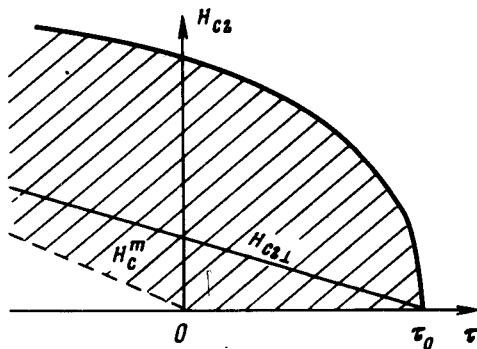
Из (6) следует, что для сверхпроводника первого рода характерная длина экранирования по порядку величины составляет $\xi_0 \tau^{-1/2}$, что согласуется с результатами [1] около 3,72 К. При удалении от T_{c0} получаем спад диамагнитного момента по закону $\tau^{-\alpha}$ $0,5 < \alpha < 1$, а при $T \rightarrow T_c$ магнитный момент пропорционален $(T_c - T)$. В [1] утверждается, что магнитный момент убывает с ростом температуры экспоненциально, что не согласуется с моделью, рассмотренной нами. Причина этого расхождения неясна. Мы думаем, что измерения момента в олове с напыленным на нем сверхпроводником с более высокой критической температурой могли бы прояснить ситуацию и понять специфику кристаллов олова с плоскостью двойникования.

4. Верхнее критическое поле, параллельное слою, определяется выражениями

$$H_{c2\parallel}(T \rightarrow T_c) = 0,85 \tau_0 \Phi_0 [(T_c - T) / T_{c0}]^{1/2} / \xi_0^2,$$

$$H_{c2\parallel}(T = T_{c0}) = 1,15 \Phi_0 \tau_0 / \xi_0^2, \quad (7)$$

где $\Phi_0 = \pi c \hbar / e$ — квант потока. Что касается $H_{c2\perp}$, то его температурная зависимость обычная: $H_{c2\perp}(T) = 0,29(\Phi_0 / \xi_0^2) (T_c - T) / T_{c0}$.



Температурная зависимость верхнего критического поля $H_{c2\perp}$ и $H_{c2\parallel}$, (H_{c2} выражено в единицах Φ_0 / ξ_0^2 , пунктиром схематически показана температурная зависимость критического поля H_c^m в массивном образце. Область существования локализованной сверхпроводимости заштрихована

Зависимость $H_{c2}(T)$ представлена на рисунке. Обратим внимание на тот факт, что поле H_{c2} выше критического поля H_c^m массивного образца и поэтому локализованная сверхпроводимость в поле будет иметь место и при $T < T_{c0}$ в полях $H_{c2} > H > H_c^m$.

Авторы благодарны Е.Т.Максимову, И.И.Хлюстикovu за полезные обсуждения работы.

Физический институт им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
23 июня 1981 г.

Литература

- [1] М.С.Хайкин, И.Н.Хлюстикov. Письма в ЖЭТФ, 33, 167, 1981.
- [2] В.М.Набутовский, Б.Я.Шапиро. ЖЭТФ, 75, 948, 1978.
- [3] А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский, Методы квантовой теории поля в статистической физике. Москва, 1962.