

ПРОЯВЛЕНИЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ПЛОСКОСТЕЙ ДВОЙНИКОВАНИЯ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А.А.Абрикосов, А.И.Буздин

Рассматривается влияние локального усиления сверхпроводящего спаривания вблизи плоскостей двойникования на свойства высокотемпературных сверхпроводников.

Высокотемпературные сверхпроводники типа $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ обнаруживают развитую двойниковую структуру с плоскостью двойникования (110), причем двойниковые границы образуют регулярную последовательность с расстоянием между границами $L \sim 500 \text{ \AA} - 1500 \text{ \AA}^{1-3}$. Появление двойниковой структуры связано с переходом из тетрагональной в орторомбическую фазу, происходящим при высокой температуре $\sim 700^\circ\text{C}$.

Как было обнаружено Хайкиным и Хлюстиком⁴ (см. в качестве обзора⁵), в ряде металлов наличие плоскости двойникования приводит к появлению локализованной на плоскости двойникования ПД сверхпроводимости с критической температурой T_c большей, чем объемная критическая температура T_{c0} . Недавно появилось сообщение о наблюдении характерной для сверхпроводимости плоскости двойникования СПД корневой зависимости параллельного ПД критического поля от температуры в ориентированных кристаллитах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ⁶. Авторы⁶ связывают это с проявлением СПД, как и в экспериментах Хайкина и Хлюстика. Кроме того недавно были проведены прецизионные измерения теплоемкости монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ⁷, которые показали наличие двух аномалий теплоемкости — небольшой при 93 К и существенно большей при 89 К. Результаты⁷ находят естественное объяснение в рамках представлений о СПД.

Повышение сверхпроводящей критической температуры ΔT_c благодаря ПД сравнительно невелико: $\Delta T_c = T_c - T_{c0} \sim 4 - 5 \text{ К}$ (принимая, что $T_c \approx 93 \text{ К}$, а $T_{c0} \approx 89 \text{ К}$) и $\Delta T_c / T_{c0} \ll 1$. Это обстоятельство позволяет использовать для описания СПД модифицированный функционал Гинзбурга — Ландау⁵:

$$F = a |\psi|^2 + \frac{b}{2} |\psi|^4 + \frac{1}{4m} \left| \left(\vec{\nabla} - \frac{2ie}{c} \mathbf{A} \right) \psi \right|^2 - \gamma \delta(x) |\psi|^2, \quad (1)$$

где $a = (T - T_{c0}) / \eta T_{c0}$ и необходимо специально отметить лишь последнее δ — функциональное слагаемое, которое описывает усиление сверхпроводимости вблизи ПД (плоскость $x = 0$), причем коэффициент γ непосредственно связан с увеличением критической температуры

$$\frac{\Delta T_c}{T_{c0}} \equiv \tau_0 = m \eta \gamma^2.$$

При наличии системы параллельных ПД увеличение критической температуры из-за взаимного влияния ПД сказывается, когда расстояние между ПД L приближается к характерной для СПД длине $\xi(T_c) = (\eta / 4m\tau_0)^{1/2} \sim \xi_0 \sqrt{T_{c0} / (T_c - T_{c0})} \sim 10^2 \text{ \AA}$ в случае $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Обычно, по-видимому, образуется двойниковая структура с периодом существенно больше $\xi(T_c)$ и критическая температура должна практически совпадать с критической температурой единичной ПД.

Обращаясь к рассмотрению вопроса о поведении теплоемкости системы параллельных ПД, отметим, что нетрудно получить решение для параметра порядка $\psi(x)$ в квадратурах и найти

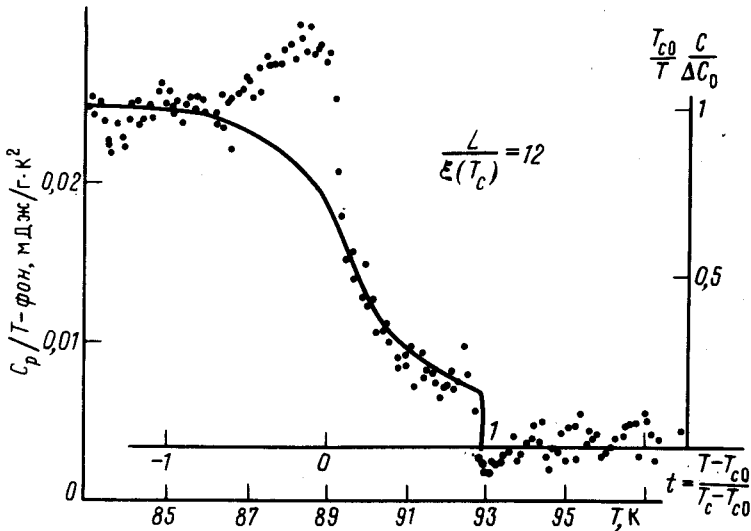
общее выражение для теплоемкости $C(T)$. В результате приходим к системе уравнений:

$$\frac{L}{2\xi(T_c)} = \int_{\varphi_1}^{\varphi_0} \frac{\sqrt{2} d\varphi}{\sqrt{(\varphi^2 - \varphi_1^2)(2t + \varphi^2 + \varphi_1^2)}},$$

$$\varphi_1^4 + 2t\varphi_1^2 = \varphi_0^4 + 2(t-1)\varphi_0^2, \quad (2)$$

$$\frac{C}{\Delta C_0} = - \frac{T}{T_{c0}} \frac{2\xi(T_c)}{L} \frac{d}{dt} \int_{\varphi_1}^{\varphi_0} \frac{\sqrt{2} \varphi^2 d\varphi}{\sqrt{(\varphi^2 - \varphi_1^2)(2t + \varphi^2 + \varphi_1^2)}},$$

где $\varphi = \psi/\psi_0$ — безразмерная величина параметра порядка ($\psi_0 = (\tau_0/\eta b)^{1/2}$), φ_0 и φ_1 — его максимальное и минимальное значения, $t = (T - T_{c0})/(T_c - T_{c0})$, а $\Delta C_0 = (T_{c0} \eta^2 b)^{-1}$ — скачок теплоемкости при сверхпроводящем объемном переходе в отсутствие ПД.



Температурный ход теплоемкости для $L/\xi(T_c) = 12$ (результат численного расчета по формулам (2)) приведен на рисунке вместе с экспериментальными данными⁷. В случае большого периода $L \gg \xi(T_c)$ скачок теплоемкости при $T = T_c$ составляет $\Delta C/\Delta C_0 = 2\xi(T_c)/L$, а при $T = T_{c0}$ величина теплоемкости $C/\Delta C_0 \rightarrow 0,61$.

Сопоставление с экспериментом⁷ (см. рисунок) показывает, что $\Delta C/\Delta C_0 \sim 1/6$ и, таким образом, период $L \sim 12\xi(T_c) \sim 10^3 \text{ \AA}$. Это соответствует обычно наблюдаемой двойниковой структуре в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Как видно из экспериментальных данных⁷ (рисунок) вблизи температуры T_{c0} имеется небольшой пик теплоемкости, который видимо связан с флуктуационными эффектами, не учитывавшимися в (2).

Кратко остановимся на поведении $H_{c2}(T)$ вблизи $T = T_c$ ($H \perp$ оси x). Согласно рассмотрению на основе функционала (1)^{5, 8}

$$H_{c2}(T) = \sqrt{2(dH_{c2}^0/dT)} \sqrt{(T_c - T)/(T_c - T_{c0})},$$

где H_{c2}^0 — объемное критическое поле. Наблюдавшаяся в ⁶ зависимость $H_{c2}(T)$ соответствует этому выражению и, если использовать для параллельного оси с поля величину $dH_{c2}^0/dT \sim 1 \text{ Т/К}$ ⁹, то из данных ⁶ следует $T_c - T_{c0} \sim 5 - 6 \text{ К}$.

При наличии системы ПД возникающая сверхпроводимость носит неоднородный характер — параметр порядка максимален около ПД и минимален между ПД. Данное обстоятельство может иметь отношение к наблюдающимся в экспериментах по релаксации ЯМР и ЯКР ¹⁰ двум разным значениям сверхпроводящей щели, поскольку сверхтонкое взаимодействие носит контактный характер.

Сильная неоднородность сверхпроводящего параметра порядка из-за системы ПД объясняет наблюдавшиеся в ¹¹ особенности пиннинга вихрей в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

В случае плотной двойниковой системы с расстоянием между двойниками $L < \xi(T_c)$ возможно существенное повышение критической температуры из-за ослабления эффекта близости. В частности в олове ¹² наблюдалось повышение T_c в три раза в условиях множественного двойникования. Не исключено, что сообщения о признаках сверхпроводимости при температурах выше 100 К связаны с возникающей в этих случаях мелкомасштабной двойниковой структурой. Представляет интерес проведение систематических исследований влияния периода двойниковой структуры на критическую температуру и другие свойства высокотемпературных сверхпроводников.

Известно, что пленки высокотемпературных сверхпроводников, приготовленные разными способами, имеют критическую температуру, не превышающую 89 К (см., например ^{13, 14}). Возможно, это связано с отсутствием двойниковых границ.

Выражаем благодарность С.В.Полонскому и М.Куличу за помощь в проведении численных расчетов и полезное обсуждение ряда вопросов.

Литература

1. Осипьян Ю.А., Афононова Н.С., Емельченко Г.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 189.
2. Syono Y., Kikuchi M., Oh-ishi K. et al. Jap. J. Appl. Phys., 1987, 26, L498.
3. Roth G., Ewert D., Heger G. et al. Z. Phys., 1987, Condensed Matter, 1987, 69, 21.
4. Хайкин М.С., Хлюстиков И.Н. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 167.
5. Khlustikov I.N., Buzdin A.I., Adv. in Phys., 1987, 36, 271.
6. Fang M.M., Kogan V.G., Finnemore D.K. et al. Preprint, Ames Laboratory, 1987.
7. Inderhees S.E., Salamon M.B., Goldenfeld N. et al. Preprint, University of Illinois, 1987.
8. Буздин А.И., Булаевский Л.Н. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 118.
9. Iye Y., Tamegai T., Takeya H., Takei H. Jap. J. Appl. Phys., 1987, 26, L1057.
10. Mali M., Brinkmann D., Panli L. et al. Phys. Lett., A, 1987, 124, 112.
11. Авдеев Л.З., Быков А.Б., Демьянец Л.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 196.
12. Хлюстиков И.Н., Хайкин М.С. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 191.
13. Chauthary P., Koch A.H., Laibowitz A.B. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 2684.
14. Enomoto Y., Murakami P., Moriwaki K. Jap. J. Appl. Phys., 1987, 26, K1248.