

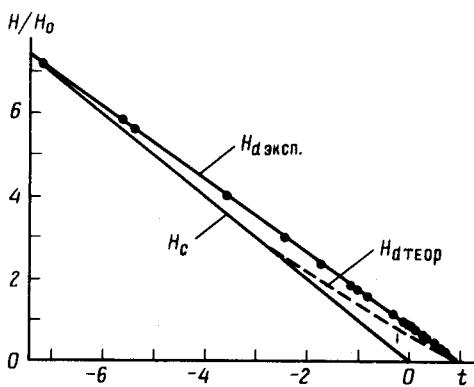
ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА СВЕРХПРОВОДИМОСТИ, ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ВБЛИЗИ ПЛОСКОСТИ ДВОЙНИКОВАНИЯ

А.И.Буздин, И.Н.Хлюстиков

Получена экспериментально и теоретически фазовая диаграмма сверхпроводимости, локализованной вблизи плоскости двойникования в олове, в координатах (H , T). Показано, что локализованная сверхпроводимость существует лишь в узком диапазоне температур вблизи критической температуры массивного олова. Рассмотрена возможность резкого увеличения критической температуры в малых частицах с плоскостью двойникования.

В работах ^{1 - 3} было обнаружено и исследовано явление возникновения при температуре T_c локализованной сверхпроводимости (ЛС) вблизи плоскости двойникования (ПД) в олове, а также в индии, рении и таллии. В отсутствие магнитного поля ЛС наблюдается в интервале температур $T_c > T > T_{c0}$, где T_{c0} – температура сверхпроводящего перехода массивного металла (в олове $T_{c0} \approx 3,72\text{K}$, а $T_c \approx T_{c0} + 0,04\text{K}$).

1. На рисунке представлены данные измерений критического поля $H_d(T)$ – перехода первого рода в состояние ЛС во всей области ее существования и температурная зависимость $H_c(T)$ – поля перехода первого рода массивного олова в сверхпроводящее состояние. Методика измерений аналогична ³. На графике использованы нормированные единицы: температуры $t = (T - T_{c0}) / (T_c - T_{c0})$ и поля H/H_0 , где $H_0 = H_c(t = -1)$.



Интервал существования ЛС ограничен окрестностью температур вблизи T_{c0} . Данное обстоятельство не является случайным: малое повышение T_c по сравнению с T_{c0} обусловлено эффектами близости, а исчезновение ЛС в поле при понижении температуры вызвано тем, что в состоянии ЛС проигрыш в энергии неоднородности становится того же порядка, что и энергия сверхпроводящей конденсации.

Теоретическое описание перехода в состояние ЛС в поле можно получить на основе модифицированной теории Гинзбурга – Ландау с плотностью функционала⁴:

$$F = \frac{(B - H)^2}{8\pi} + \frac{1}{4m} \left| \left(\nabla - \frac{2ie}{c} A \right) \psi \right|^2 + a\psi^2 + b\psi^4 - \gamma \delta(x) \psi^2, \quad (1)$$

где H – внешнее поле, и использованы стандартные обозначения (см., например,⁵): $a = (T - T_{c0}) / \eta T_{c0}$, $b = 1/N\eta$, N – концентрация электронов и $\eta = 0,12 e_F/T_{c0}^2$ в случае чистого сверхпроводника. Отличие функционала (1) от обычного заключается в последнем δ -функциональном слагаемом, описывающем усиление куперовского спаривания вблизи ПД ($x = 0$). Константа γ связана с температурой возникновения ЛС соотношением: $\gamma = [(T - T_{c0}) / \eta m T_{c0}]^{1/2}$.

Ограничимся рассмотрением случая, сверхпроводника первого рода ($\kappa \ll 1$), кроме того, направим поле вдоль ПД (в противном случае должен происходить переход в промежуточное состояние). В этом случае можно записать решение уравнения для ψ в квадратурах и поле перехода H_d , нормированное на $H_0 = (2\tau_0/\eta)\sqrt{\pi/b}$, где $\tau_0 = (T_c - T_{c0})/T_{c0}$, определяется из системы уравнений:

$$\int_0^1 \sqrt{4 - 4t(1 - x^2) + 2Z(x^4 - 1)} dx = 1, \quad (2)$$

$$h_d = H_d / H_0 = \sqrt{2(1 - t)Z - Z^2}.$$

Фазовая диаграмма ЛС, получаемая решением (2), (пунктир на рисунке) должна иметь одинаковый вид во всех металлах, обнаруживающих это явление.

Наблюдается хорошее качественное согласие между теорией и экспериментом. Оба метода исследования указывают на существование нижней температурной границы ЛС – t_c . Однако, если теоретическое значение $t_c = -2,75$, то экспериментальное $t_c \approx -7$. Аналогично для (dH_d/dT) : (dH_c/dT) , соответственно 0,63 и 0,75. Возникшее расхождение может быть связано с тем, что: 1) вычисления выполнены с точностью до членов $\sim \kappa^{1/2}$; 2) в экспериментальных условиях магнитное поле не было точно параллельно ПД.

Обратим внимание на тот факт, что ограничение температурной области существования ЛС снизу (t_c) специфично для сверхпроводников первого рода. В сверхпроводниках же второго рода ЛС должна наблюдаться в поле, несколько превышающем H_{c2} , вплоть до $T = 0\text{K}$ ^{6,7}.

2. В массивных образцах олова увеличение T_c по сравнению с T_{c0} невелико и, как было показано в^{4, 8}, дается соотношением:

$$(T_c - T_{c0}) / T_{c0} = 12 [\int \delta\lambda(x) dx]^2 T_{c0}^2 / \lambda_0^4 v_F^2,$$

где λ_0 – безразмерная константа куперовского спаривания, $\delta\lambda(x)$ – ее увеличение вблизи ПД. В малых образцах влияние ПД на сверхпроводимость должно резко усиливаться: критическая температура T_{cR} шариков с центральной ПД и радиуса $R \ll \xi_0$ определяется усредненной по объему константой $\bar{\lambda} = \lambda_0 + 3(\int \delta\lambda(x) dx) / 4R^3$. В предположении $(\bar{\lambda} - \lambda_0) / \lambda_0 < 1$ находим зависимость T_{cR} от размера шарика

$$\ln(T_{cR} / T_{c0}) = 1.2 \xi_0 [(T_c - T_{c0}) / T_{c0}]^{1/2} / R. \quad (3)$$

Рост T_{cR} с уменьшением радиуса шарика ограничен эффектами размерного квантования (они подавляют сверхпроводимость, когда расстояние между размерно квантованными уровнями становится порядка критической температуры). Оценка показывает, что для олова это соответствует $R \lesssim 100\text{ \AA}$. Однако еще при больших значениях $R \sim 200 - 400\text{ \AA}$ эффективная константа $\bar{\lambda}$ становится порядка единицы (когда отказывает приближение слабой связи). Таким образом, в малых образцах олова с ПД можно достичь ситуации $\bar{\lambda} \sim 1$, что должно соответствовать увеличению T_c почти на порядок по сравнению с T_{c0} .

В экспериментах¹⁰ и, возможно,¹¹ действительно, наблюдалось увеличение T_c в несколько раз в микроскопических частицах олова с ПД.

Отметим, наконец, принципиальную возможность наблюдения сверхпроводимости в малых частицах несверхпроводящих металлов с ПД.

В заключение авторы благодарят М.С.Хайкина и Л.Н.Булаевского за многочисленные обсуждения, В.И.Ожогина за внимание к работе, Н.А.Хворикова – за помощь в проведении расчетов на ЭВМ, Г.С.Чернышева за техническую помощь.

Литература

1. Хайкин М.С., Хлюстиков И.Н. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 167.
2. Хлюстиков И.Н., Хайкин М.С. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 207.
3. Хлюстиков И.Н., Хайкин М.С. Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, 132.
4. Буздин А.И., Булаевский Л.Н. Письма в ЖЭТФ, 1981, 31, 118; Аверин В.В., Буздин А.И., Булаевский Л.Н. ЖЭТФ, 1983, 84, 737.
5. Лифишиц Е.М., Питаевский Л.П. Статистическая физика, ч. 2, М.: Наука, 1978, гл. 5.
6. Nabutovskii V.M., Shapiro B.Ya. J. Low Temp. Phys., 1982, 49, 465.
7. Buzdin A.I., Kulic M.L. Solid. State Comm., 1983, 47, 913.
8. Набутовский В.М., Шапиро Б.Я. ФНТ, 1981, 7, 855.
9. Киржниц Д.А., Максимов Е.Г., ФММ, 1966, 22, 520.
10. Хлюстиков И.Н., Хайкин М.С. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 191.
11. Морозов Д.Г., Науменко И.Г., Петинов В.И. ФТТ, 1974, 16, 2621.