

ВЛИЯНИЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ЛЕГИРОВАНИЯ АКЦЕПТОРНОЙ ПРИМЕСЬЮ НА СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ ПЕРЕХОД В $\text{PbTe} \langle \text{Tl} \rangle$

В.И.Кайданов, С.А.Немов, Р.В.Парфеньев, Д.В.Шмишур

Исследованы изменения остаточного сопротивления, критических температуры и магнитного поля сверхпроводящего перехода, плотности состояний на уровне Ферми при дополнительном легировании акцептором $\text{PbTe} \langle \text{Tl} \rangle$. Сделан вывод об определяющей роли квазилокальных состояний таллия в возникновении сверхпроводимости.

В работе¹ обнаружен сверхпроводящий переход в PbTe , легированном таллием. Анализ температурных зависимостей удельного сопротивления и теплоемкости и влияния на них магнитного поля дал убедительные доказательства объемного характера сверхпроводимости. При концентрации таллия $N_{\text{Tl}} = 1,5$ ат.% критическая температура $T_c = 1,4\text{К}$.

Особенности электрофизических и оптических свойств $\text{PbTe} \langle \text{Tl} \rangle$ были объяснены авторами^{2–6} в модели квазилокальных примесных состояний, расположенных на фоне разрешенного спектра валентной зоны. Если связать существование сверхпроводящего перехода в $\text{PbTe} \langle \text{Tl} \rangle$ с наличием этих состояний, то можно ожидать корреляции в зависимостях кинетических коэффициентов и параметров сверхпроводящего перехода от степени заполнения примесной полосы. Экспериментальной проверке высказанного предположения посвящена настоящая работа. Степень заполнения примесных состояний Tl изменялась путем дополнительного легирования акцепторной примесью, содержание таллия было фиксированным и составляло 2 ат.%. Предполагая, что примесная полоса содержит два состояния на атом примеси и один электрон, не участвующий в связях с теллуром⁷, степень заполнения полосы можно описать выражением

$$k = \frac{1}{2} + \frac{N_A - p}{2N_{\text{Tl}}}, \quad (1)$$

где p — концентрация дырок, определенная из значения коэффициента Холла при 77К; N_A — концентрация дополнительной акцепторной примеси.

Наличие перехода к сверхпроводящему состоянию устанавливалось по скачкообразному падению (не менее, чем на 2–3 порядка) удельного сопротивления ρ , которое можно было вернуть к исходному значению ρ_N включением магнитного поля, величина которого зависела от температуры и состава образца. Точное определение критической температуры T_c , так же как в¹, затруднено из-за размытия перехода по температуре $\Delta T \sim 0,1\text{К}$. Возвращение ρ к ρ_N в магнитном поле носит скачкообразный характер и также размыто в интервале $\Delta H \sim 0,1 \div 0,5$ кЭ. Поэтому за значения T_c и H_{c2} (второе критическое поле) условно приняты значения, соответствующие $\rho = 0,1\rho_N$.

Как видно из рис. 1, где приведены основные экспериментальные данные, наблюдается корреляция в зависимостях параметров сверхпроводящего перехода и сопротивления образцов от степени заполнения примесных состояний дырками. Максимумы на указанных зависимостях соответствуют заполнению полосы квазилокальных состояний, близкому к 0,5. Экстремальный характер зависимости $\rho(k)$ соответствует представлениям о резонансном рассеянии дырок в $\text{PbTe} \langle \text{Tl} \rangle$ ⁴. При отсутствии сложной структуры полосы квазилокальных состояний максимум ρ должен наблюдаться при уровне Ферми, близком к центру полосы, т. е. при $k \approx 0,5$. Подобный же характер носит и зависимость от степени заполнения плотности состояний на уровне Ферми $N(0)$ в нормальном состоянии. Последняя оценивалась по формуле, полученной из выражений (4.26), (4.30), (5.40), (5.43)⁸ и справедливой для больших значений параметра Гинзбурга — Ландау κ ($\kappa \sim 100$ в $\text{PbTe} \langle \text{Tl} \rangle$)¹:

$$N(0) = 4,8 \cdot 10^{16} \frac{H_{c2}(0)}{\rho T_c}, \quad (2)$$

где $H_{c2}(0)$ – критическое поле в Т, экстраполированное к 0 К по экспериментальной зависимости $H_{c2}(T)$ (см. рис. 2), ρ – остаточное удельное сопротивление в Ом·м. Несмотря на приближенность оценок можно сделать вывод, что определенная указанным способом $N(0)$ значительно превосходит плотность зонных состояний в РbТе, не содержащем примеси таллия,⁹.

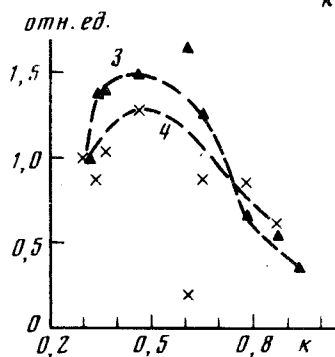
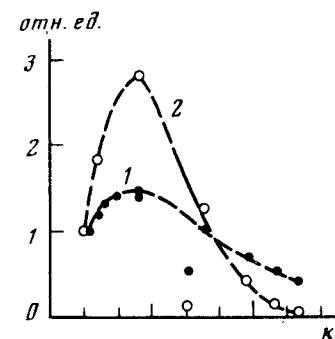


Рис. 1

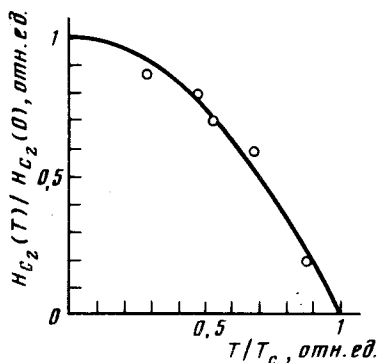


Рис. 2

Рис. 1. Зависимости удельного сопротивления ρ , критической температуры T_c , второго критического поля $H_{c2}(0)$ и плотности состояний в нормальном состоянии $N(0)$ от степени заполнения квазилокальных примесных состояний таллия в РbТе в относительных единицах (приведенные к соответствующим значениям при $N_A = 0$). 1 – T_c , 2 – $H_{c2}(0)$, 3 – ρ , 4 – $N(0)$

Рис. 2. Температурная зависимость второго критического поля в образце со степенью заполнения квазилокальных состояний $k = 0,46$. Точки – эксперимент, линия – расчет по формуле: $H_{c2}(T) = H_{c2}(0)[1 - (T/T_c)^2]$

Для одного из составов, соответствующего $k \approx 0,6$, значения T_c , H_{c2} , ρ выпадают из общей картины. Является ли этот выброс случайным или же он связан со сложной структурой полосы¹⁰, призваны выяснить эксперименты, проводимые в настоящее время.

Таким образом, по нашему мнению, приведенные данные дают дополнительные подтверждения наличия квазилокальных состояний в РbТе (Тl) и свидетельствуют о том, что они играют определяющую роль в возникновении сверхпроводящего перехода. Тот факт, что значения $N(0)$ существенно превосходят плотность зонных состояний в РbТе без Тl, а также форма зависимости $N(k)$ позволяют предположить, что спариваются электроны, находящиеся в гибридинизированных (зонные + примесные) состояниях. Если оставаться в рамках теории БКШ, увеличение T_c при смещении химического потенциала к максимуму плотности состояний (соответствующему $k = 0,5$) можно связать как с увеличением плотности состояний на уровне Ферми, так и с увеличением константы электрон-электронного взаимодействия с ростом интенсивности резонансного рассеяния (уменьшением длины свободного пробега).

Авторы благодарны В.Л.Гуревичу, Ю.М.Гальперину и В.И.Козубу за участие в обсуждении результатов работы.

Литература

- 1. Черник И.А., Лыков С.Н. ФТТ, 1981, 23, 1400.
- 2. Кайданов В.И., Мельник Р.Б., Немов С.А. В сб. Тезисы докладов I Всесоюзной научно-технической конференции "Получение и свойства полупроводниковых соединений типа $A^{II}B^{VI}$ и $A^{IV}B^{VI}$ и твердых растворов на их основе". М., МИСКС, 1977, 172.
- 3. Вейс А.Н., Кайданов В.И., Немов С.А., Емелин С.Н., Ксендзов А.Я., Шалабутов Ю.К. ФТП, 1979, 13, 185.

4. Кайданов В.И., Немов С.А. ФТП, 1981, 15, 542.
5. Вейс А.Н., Немов С.А. ФТП, 1979, 13, 2384.
6. Вейс А.Н., Немов С.А. ФТП, 1981, 15, 1241.
7. Вейс А.Н., Кайданов В.И., Немов С.А. ФТП, 1978, 12, 1599.
8. Буккель В. Сверхпроводимость. М.: Мир, 1975.
9. Черник И.А., Лыков С.Н. ФТТ, 1981, 23, 2956.
10. Панкратов О.А. ФТТ, 1981, 23, 68.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
8 мая 1982 г.