

ЭЛЕКТРОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ПРОВОДЯЩЕМ СОСТОЯНИИ ВТСП

В.Н.Костур, Г.М.Элиашберг

*Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау АН СССР
142432, Черноголовка*

Поступила в редакцию 7 марта 1991 г.

При $T > T_c$ проведен анализ квазичастичного канала рассеяния света в высокотемпературных сверхпроводниках. Показано, что рассеяние света носителями, взаимодействующими с фононами, имеет особенности, причем главная из них - наличие широкого интервала, в котором играют существенную роль эффекты запаздывания.

В работах по исследованию электронного рассеяния света (ЭРС) в различных соединениях ВТСП¹⁻⁴ был обнаружен ряд универсальных признаков, характерных для этого класса веществ. Основная отличительная черта сплошного спектра комбинационного рассеяния (КР) в купратных металл-оксидах состоит в существовании протяженного электронного континуума. Этот континуум не зависит сколь-нибудь существенно от температуры и передаваемой частоты $\omega = \omega_i - \omega_s$, где ω_i и ω_s - частоты, соответственно, падающего и рассеянного света. В области частот $\omega < 800 \text{ см}^{-1}$ расположены

фононные пики. Некоторые из них демонстрируют несимметричную форму линии (антирезонанс Фано), что позволяет сделать вывод о неслабом взаимодействии носителей с фононами, при этом оно не исчезает в сверхпроводящем состоянии. Кроме того, при $T < T_c$ происходит убывание интенсивности ЭРС для частот примерно $\omega < 2\Delta(0)$, которое естественней связывать с перестройкой квазичастичного вклада. Тем не менее, учет эффектов, обусловленных сильным затуханием, сравнимым с энергией квазичастицы, и запаздывающим взаимодействием, требует пересмотра классического подхода⁵ к описанию ЭРС в нормальном состоянии соединений ВТСП.

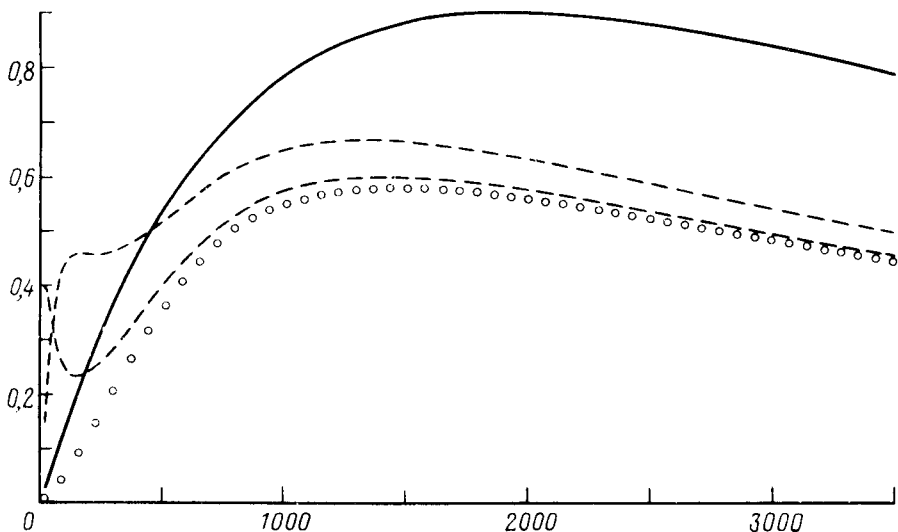


Рис. 1. Зависимость $\text{Im}\Pi_1(\omega)/N(0)$ от частоты ω (см^{-1}) при температурах $T = 5$ К (\times), 50 К ($-$), 100 К (\cdot), 300 К ($- \cdot$): константа электрон-фононного взаимодействия $\lambda = 0,66$ и средняя частота фононов $\bar{\omega} = 475$ К

Интенсивность ЭРС пропорциональна мнимой части поляризационного оператора $\text{Im}\Pi(\vec{q}, \omega)$. В рассматриваемом нами случае ($T > T_c$) характерный масштаб пространственного изменения q порядка $v_F \delta^{-1}$. Для частот $\omega \gg v_F \delta^{-1}$ существенно поведение квазичастичного поляризационного оператора $\Pi_1(q \rightarrow 0, \omega)$, мнимая часть которого имеет вид

$$\text{Im}\Pi_1(q \rightarrow 0, \omega) \simeq N(0) \int_0^{\infty} d\epsilon \left\{ \text{th} \frac{\epsilon_+}{2T} - \text{th} \frac{\epsilon_-}{2T} \right\} \times \frac{2(\Sigma''(\epsilon_+) + \Sigma''(\epsilon_-))}{(\omega - \Sigma'(\epsilon_+) + \Sigma'(\epsilon_-))^2 + (\Sigma''(\epsilon_+) + \Sigma''(\epsilon_-))^2}, \quad (1)$$

где $N(0)$ - плотность состояний на уровне Ферми, $\Sigma'(\epsilon) \simeq \text{Re}\Sigma(\epsilon, k_F)$, $\Sigma''(\epsilon) \simeq \text{Im}\Sigma(\epsilon, k_F)$, и $\epsilon_{\pm} = \epsilon \pm \omega/2$. Остановимся вначале на анализе фононного вклада в затухание и ограничимся на данном уровне двумя важными параметрами фононного спектра: константой электрон-фононного взаимодействия λ и средней частотой фононов $\bar{\omega}$. На рис.1 представлена зависимость мнимой части поляризационного оператора $\text{Im}\Pi_1(\omega)/N(0)$ от частоты при разных температурах для модельного фононного спектра $\alpha^2(\omega)F(\omega)$, распределенного на интервале фононных частот до ω_0 . Интересная особенность поведения $\text{Im}\Pi_1(\omega)$

состоит в его относительно большой величине в широком интервале переданных частот. Действительно, для энергий $\epsilon > \omega_0$ затухание за счет электрон-фононного взаимодействия почти постоянно и из формулы (1) следует

$$\text{Im}\Pi_1(\omega) = N(0) \frac{2\Gamma\omega}{(I + \bar{\lambda})^2\omega^2 + \Gamma^2}, \quad (2)$$

где $\bar{\lambda}$ - среднее значение перенормировки на интервале $\sim \omega + \pi T$, а $\Gamma = 4\pi \int d\omega \alpha^2(\omega) F(\omega) \text{cth}(\frac{\omega}{2T})$. При высоких температурах Γ растет линейно с температурой. В чистых металлах вклад такого порядка имеет место только до частот $\sim \nu_F \delta^{-1}$ и определяется вкладом всех электронов поверхности Ферми. Как показано в работе ⁶, в случае грязного металла также имеет место зависимость поляризационного оператора вида (2) с $\Gamma \sim \tau_{imp}^{-1}$. В области низких частот электрон-фононное затухание приводит к некоторым особенностям в мнимой части поляризационного оператора. При $T \sim 0$ зависимость от частоты становится квадратичной $\text{Im}\Pi_1(\omega) \sim \alpha^2(\omega) F(\omega) \sim \omega^2$, но повышение температуры для небольших констант связи $\lambda < 1$ приводит к узкому пику в области частот $\omega \sim T \ll \bar{\omega}$ (рис.1, пунктир), положение которого не зависит от λ . Для высоких температур зависимость от частоты и температуры становится достаточно простой $\text{Im}\Pi_1(\omega)/N(0) = \omega/2\pi\lambda T$. Увеличение константы электрон-фононной связи ослабляет зависимости поляризационного оператора от частоты и температуры (рис.2, внизу).

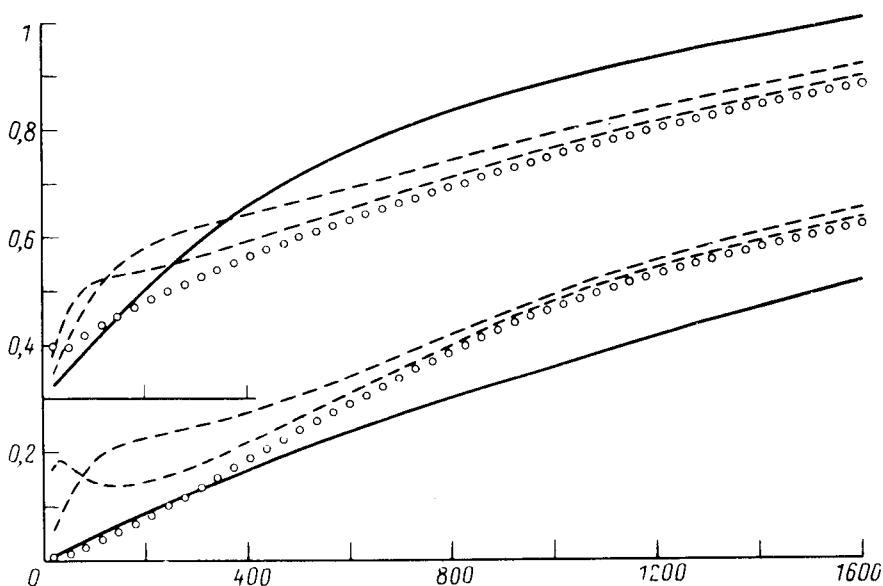


Рис. 2. Зависимость $\text{Im}\Pi_1(\omega)/N(0)$ от частоты для взаимодействия носителей с фононами ($\lambda = 1,98$, $\bar{\omega} = 475$ К) и с КМ в модели двухуровневых центров (сдвинуто вверх на $0,3N(0)$) с $\bar{\lambda} = 2,0$ и $E_0 = 800$ К при тех же температурах

В соединениях ВТСП из-за сложной и разнообразной структуры электронного спектра может происходить непосредственное рассеяние света и на коллективных модах (КМ). Кроме того, не исключено, что КМ существенно влияют на интенсивность одночастичного рассеяния света через взаимодействие с носителями. Таким образом, свойства вклада в сплошной спектр КР от носителей, взаимодействующими с фононами, не исчерпывают его возможного

поведения. Источником КМ может являться система локализованных спинов, динамические спиновые флуктуации которой могут быть активны в КР. В качестве модели для взаимодействия электронов с такой системой примем модель двухуровневых центров с энергией расщепления E , распределенных в интервале E_0 с плотностью $\tilde{\omega}(E)$ ⁷. Нетрудно убедиться, что в области малых энергий при $T \sim 0$ собственная энергия имеет вид

$$\Sigma(\epsilon) \simeq -\tilde{\lambda}\epsilon \left(\ln \frac{E_0}{|\epsilon|} + 1 \right) - i \frac{\pi}{2} \tilde{\lambda}\epsilon. \quad (3)$$

Такой вид собственной энергии предложен в работе ⁸. В отличие от электрон-фононного обратного времени релаксации, для которого линейная зависимость от температуры начинается при T больше примерно $\tilde{\omega}/4$, поведение $\tau^{-1}(T)$ с взаимодействием вида (3) линейно от самых низких температур. В случае присутствия обеих типов взаимодействия $\tau^{-1}(T)$ будет содержать эти два слагаемые и соотношение между ними будет зависеть от соотношения величин λ и $\tilde{\lambda}$, $\tilde{\omega}$ и E_0 . Зависимость мнимой части поляризационного оператора от частоты для случая взаимодействия электронов с двухуровневыми центрами при частотах (или температурах) порядка E_0 имеет вид (2) с $\Gamma = \pi \tilde{\lambda} E_0$. В области очень низких температур отсутствует быстрое стремление в ноль, характерное для электрон-фононного взаимодействия (рис.2, вверху). Интенсивность непосредственного рассеяния света на двухуровневых центрах будет пропорциональна плотности их распределения $\tilde{\omega}(E)$. Полное решение проблемы составляющих сплошного спектра КР - выделение вклада носителей, взаимодействующих с фононами и с КМ, а также вклада самих КМ, требует более подробной информации о температурной зависимости интенсивности рассеяния в области частот $\omega < 400 \text{ см}^{-1}$.

Авторы благодарны Тимофееву В.Б., Максимову А.А., Таргаковскому И.И. за обсуждение экспериментов по ЭРС и Конышеву В.А. за помощь в численных расчетах. Один из авторов (В.К.) признателен В.Г.Барьяхтару за поддержку.

Литература

1. Cooper S.L., Klein M.V., Pazol B.G. et al. Phys. Rev B, 1988, 37, 5920.
2. Slakey F., Klein M.V., Bukowski E.D. et al. Phys. Rev. B, 1990, 41, 2109.
3. Максимов А.А., Таргаковский И.И., Тимофеев В.Б., Фальковский Л.А. ЖЭТФ, 1990, 97, 1047.
4. Krantz M.C., Rosen H.J., Wei J.Y.T. et al. Phys.Rev. B, 1989, 40, 2635.
5. Абрикосов А.А., Фальковский Л.А. ЖЭТФ, 1961, 40, 262.
6. Zawadowski A., Cardona M. Phys. Rev. B, 1990, 45, 10732.
7. Элиашберг Г.М. Письма в ЖЭТФ, 1987, 45, 28.
8. Varma C.M., Littlewood P.B., Schmitt-Rink S. et al. Phys. Rev. Lett., 1989, 63, 1996.