

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭЛЕКТРОННОГО КР СВЕТА В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МОНОКРИСТАЛЛАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$

А.А.Максимов, А.В.Пучков, И.И.Тартаковский, Д.Резник^{*1)},
М.В.Клейн^{*1)}, В.Ли^{*1)}, Д.М.Гинзберг^{*1)}

Институт физики твердого тела РАН,
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

^{*} University of Illinois, Urbana, IL 6181, USA

Поступила в редакцию 3 ноября 1992 г.

Проведено детальное изучение электронного КР света в сверхпроводящих и диэлектрических монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. В сверхпроводящей фазе спектральные перестройки в области частот $\omega < 600 \text{ см}^{-1}$ и отличие в положении 2Δ -пики в различных симметриях указывают на существенную анизотропию сверхпроводящей щели. В нормальной фазе в поляризации $(x'x')$ поведение мнимой части функции отклика $R''(\omega)$ отвечает модели *marginal* ферми-жидкости, а в поляризации $(x'y')$ не зависит от температуры. В диэлектрических кристаллах $R''(\omega)$ в обеих поляризациях не зависит от температуры вплоть до $T \gtrsim 200 \text{ К}$.

В последнее время в исследованиях спектров КР света в материалах ВТСП значительное место занимают работы по изучению широкого ($0 < \omega < 8000 \text{ см}^{-1}$) бесструктурного континуума электронного происхождения¹. Исследование электронного рассеяния света (ЭРС) в сверхпроводящих кристаллах и родственных соединениях ВТСП позволяет получить важную информацию о характерных особенностях спектра электронных возбуждений в сверхпроводящей, нормальной (металлической) фазе, а также в диэлектрическом состоянии. Наибольший интерес представляет изучение температурной зависимости спектров ЭРС в области низких частот, где, с одной стороны, наблюдаемые спектральные перестройки при $T < T_c$ позволяют определять величину сверхпроводящей щели 2Δ и ее симметричные свойства², с другой, температурное поведение при $T > T_c$ позволяет получить данные о свойствах свободных носителей в нормальном состоянии. Однако несмотря на многочисленные исследования непрерывного континуума в спектрах КР света, до сих пор все еще не имеется полной однозначности в полученных результатах. Так, в работе³ указывается на значительную интенсивность непрерывного континуума в диэлектрических кристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$, сравнимую по величине с интенсивностью континуума в сверхпроводящих образцах. Имеется неоднозначность в поляризационных зависимостях спектров ЭРС в области низких частот для сверхпроводящих кристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ в нормальном состоянии при $T > T_c$ ⁴. Это, во-первых, может быть вызвано процессами КР света на примесях, поверхностными или другими несобственными эффектами, что предъявляет высокие требования к совершенству исследуемых образцов и, особенно, к качеству их поверхности, а, во-вторых, в значительной степени определяется низким уровнем сигнала КР в области непрерывного континуума. В настоящей работе проведено детальное исследование КР света как в диэлектрической фазе, так и в нормальном и сверхпроводящем состояниях соединения

¹⁾ D.Reznik, M.V.Klein, W.C.Lee, D.M.Ginsberg.

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ в области частот $0 < \omega < 800 \text{ см}^{-1}$. Достигнутое высокое отношение сигнал/шум позволило установить температурную зависимость ЭРС в различных поляризациях в температурном диапазоне $T = 5 - 300 \text{ К}$.

Эксперименты проводились на монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ с резким сверхпроводящим переходом $T_c = 92 \text{ К}$ и диэлектрическом кристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$. Оба образца представляли собой тонкие ($d \simeq 30 \text{ мкм}$) пластинки с развитой зеркальной ab -плоскостью с характерными размерами $1 \times 1 \text{ мм}$. Кристаллы помещались в парах гелия в оптическом гелиевом термостате с регулируемой температурой. Съемка спектров КР света производилась в геометрии обратного рассеяния света с фиксированного наиболее совершенного участка на базисной плоскости кристалла, что контролировалось с помощью микроскопа. В качестве источника света использовался Ar^+ -лазер с длиной волны $\lambda = 4880 \text{ \AA}$. Размеры лазерного пятна возбуждения составляли $\simeq 70 \times 280 \text{ мкм}$, мощность падающего излучения $P_0 \lesssim 10 \text{ мВт}$. Регистрация спектров осуществлялась с помощью тройного монохроматора Dilor XY с многоканальным оптическим детектором.

Согласно флуктуационно-диссипационной теореме мнимая часть функции отклика электронной системы $R''(\omega, T)$ определяется по спектрам КР $S(\omega, T)$ с помощью соотношения

$$R''(\omega, T) = \left[1 - \exp\left(-\frac{\omega}{T}\right) \right] S(\omega, T). \quad (1)$$

Для оценки температуры в области возбуждения КР аналогично работе⁵ проводились измерения в стоксовой и антистоксовой области спектров КР, что позволило определять температуру с точностью $\Delta T \simeq \pm 5 \text{ К}$, перегрев в области возбуждения при низких температурах составлял величину порядка 30 К .

На рис.1 и рис.2 представлены спектры КР кристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ в геометрии $z(x'y')\bar{z}$ с учетом поправки на бозе-фактор (или, иначе, $R''(\omega)$) в температурном диапазоне $T = 30 - 300 \text{ К}$. Оси x' и y' повернуты на 45° относительно a и b осей кристаллов. Легко видеть, что в случае диэлектрической фазы непрерывный континуум в $R''(\omega)$ практически не зависит от температуры при $T = 30 - 210 \text{ К}$, а при $T = 300 \text{ К}$ его интенсивность возрастает во всем спектральном интервале без заметного перераспределения в самом спектре. Температурное поведение спектров в случае сверхпроводящего кристалла имеет существенные отличия. Во-первых, интенсивность рассеяния света в непрерывном континууме почти на порядок выше, чем в случае диэлектрического кристалла. Во-вторых, в температурном диапазоне $T < T_c$ происходит уменьшение интенсивности в низкочастотной части спектров ($\omega < 300 \text{ см}^{-1}$), и возникает широкая полоса с максимумом в области частот $\omega \simeq 350 - 450 \text{ см}^{-1}$. Более отчетливо за перераспределением в спектрах КР сверхпроводящего кристалла можно проследить в представленных на рис.3 отношениях $r(\omega, T) = R''(\omega, T)/R''(\omega, 110 \text{ К})$ в $(x'x')$ - и $(x'y')$ -поляризациях. Видно, что в обеих поляризациях при $T < T_c$ имеют место спектральные перераспределения, типичные при возникновении сверхпроводящей щели² - $r < 1$ при $\omega < 200 \text{ см}^{-1}$, $r > 1$ при $300 < \omega < 700 \text{ см}^{-1}$ - так называемый 2Δ -пик, и $r \simeq 1$ ²⁾ при $\omega > 700 \text{ см}^{-1}$ причем наблюдаются различные спектральные положения максимумов для 2Δ -пика ω_{max} в поляризациях $(x'x')$ и $(x'y')$. По нашим

²⁾В специальных экспериментах было установлено, что в области частот $\omega \gtrsim 700 \text{ см}^{-1}$ интенсивность ЭРС сверхпроводящих кристаллов с точностью не хуже 10% не зависит от температуры во всем изученном температурном диапазоне.

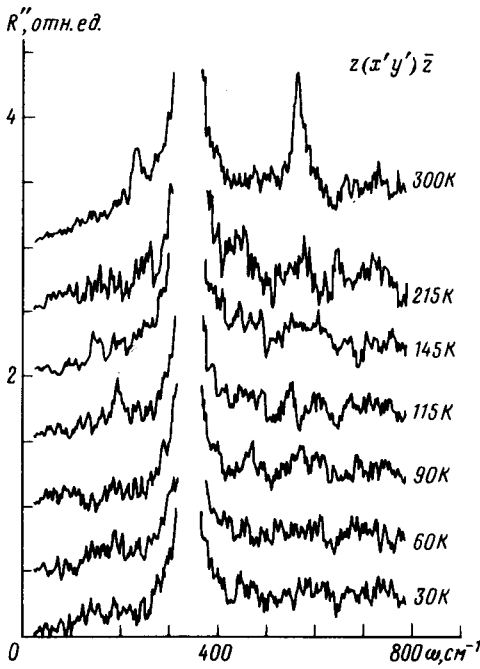


Рис.1

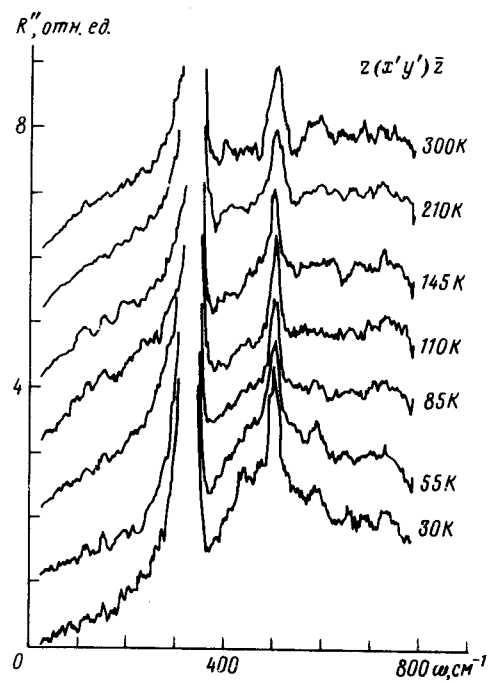


Рис.2

Рис.1. Мнимая часть функции отклика $R''(\omega)$ для кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ геометрии $z(x'y')z$ при различных температурах. Спектры последовательно сдвинуты по вертикали на величину 0,5

Рис.2. Мнимая часть функции отклика $R''(\omega)$ для сверхпроводящего кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ в геометрии $z(x'y')z$ при различных температурах. Спектры последовательно сдвинуты по вертикали на 1

оценкам, учитывая вклад в $\tau(\omega)$ от колебания с частотой 335 см^{-1} из-за его смягчения при сверхпроводящем переходе, в геометрии $(x'x')$ $\omega_{\text{max}} \approx 350\text{ см}^{-1}$ и в $(x'y')$ $\omega_{\text{max}} \approx 450\text{ см}^{-1}$, что указывает на наличие анизотропии сверхпроводящей щели в k -пространстве. Поведение $\tau(\omega)$ в поляризациях $(x'y')$ и $(x'x')$ при $T > T_c$ также имеет ряд отличий. В скрещенных поляризациях $(x'y')$ $\tau(\omega) \approx 1$ во всем спектральном интервале, тогда как в параллельных поляризациях $(x'x')$ в области частот $\omega < T$ имеется температурная зависимость в отношении $\tau(\omega, T) \propto 1/T$, а при $\omega > T$ $\tau(\omega) \approx 1$. Следует отметить, что поведение $\tau(\omega)$ в случае геометрии $(x'x')$ имеет температурную зависимость, характерную для модели *marginal* ферми-жидкости ⁶, согласно которой $R''(\omega, T)$ может быть представлена в виде

$$R''(\omega, T) = \begin{cases} \omega/T, & \omega < T \\ \text{const} \cdot \text{sgn}(\omega), & \omega > T. \end{cases} \quad (2)$$

Таким образом, приведенные результаты позволяют сделать вывод о существенном различии процессов КР света, формирующих непрерывный континуум в диэлектрических и сверхпроводящих кристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$. Можно предположить, что наблюдаемый в диэлектрической фазе континуум в спектрах КР обязан процессам рассеяния света на локализованных на различных ловушках носителях заряда.

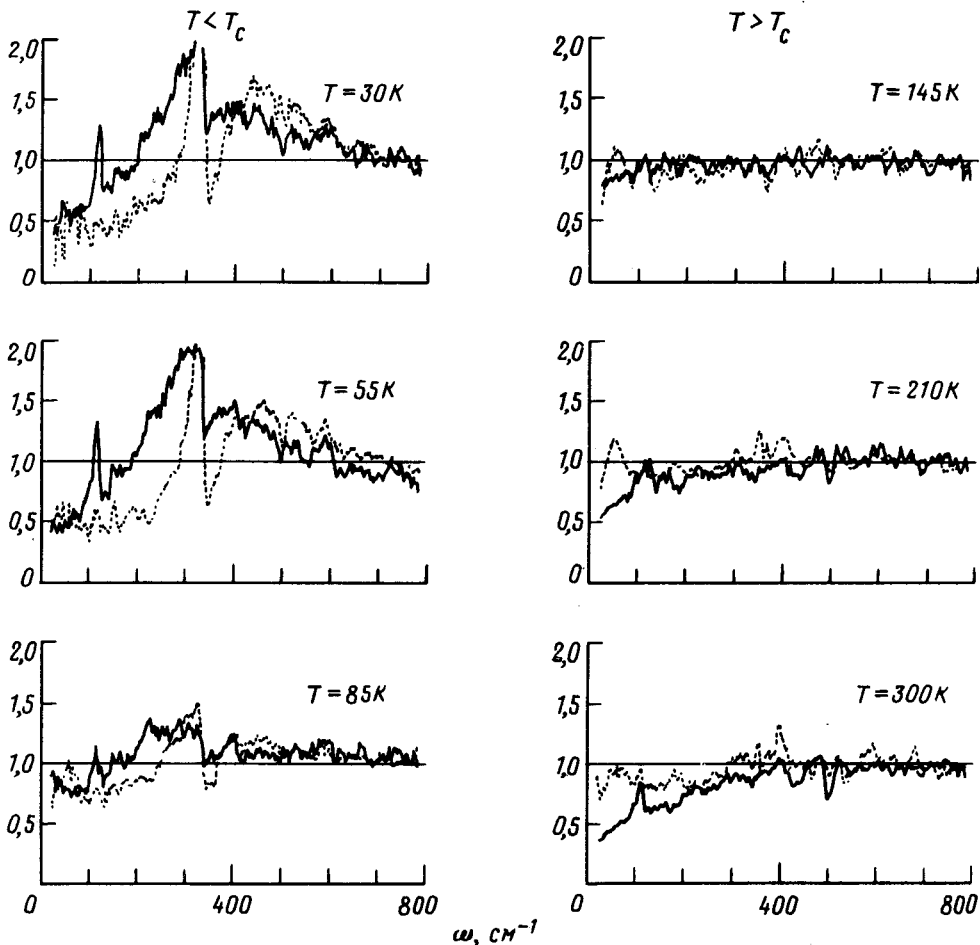


Рис.3. Отношения $R''(\omega, T)/R''(\omega, 110\text{K})$ для сверхпроводящего кристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$: — — в $(x'x')$ -поляризациях и - - - - - в $(x'y')$ -поляризациях при разных температурах

В сверхпроводящих кристаллах наблюдаемые особенности ЭРС при $T < T_c$ находятся в качественном соответствии с рассмотренной в ⁷ моделью двухкомпонентной ферми-жидкости, согласно которой вклад в ЭРС дают свободные носители заряда в нормальной и сверхпроводящей фазах, что и приводит к наблюдаемой в эксперименте конечной величине $r(\omega)$ при $\omega \lesssim 25 \text{ см}^{-1}$. Различия как по положению 2Δ -пика, так и по форме спектров в области низких частот в поляризациях $(x'x')$ и $(x'y')$ однозначно свидетельствуют в пользу сильной анизотропии сверхпроводящей щели в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ кристаллах.

В области же низких частот в нормальной фазе наблюдается различное поведение $R''(\omega, T)$ в разных поляризациях. Имеющиеся в настоящее время модели, в рамках которых проводится микроскопическое рассмотрение механизмов электронного рассеяния в кристаллах ВТСП (сильное электрон-фононное взаимодействие ⁸, *nested* ферми-жидкость ⁹), не позволяют, к сожалению, объяснить всей совокупности наблюдаемых экспериментальных данных. Поэтому

для понимания свойств свободных носителей в сильно скоррелированной электронной системе в нормальном состоянии требуется проведение дальнейших исследований и построение адекватной теоретической модели.

-
1. S.Sugai, Y.Entomoto, and T.Murakami, *Sol. St. Comm.* **72**, 1193 (1989).
 2. А.А.Абрикосов, Л.Ф.Фальковский, *ЖЭТФ* **40**, 263 (1961); А.А.Абрикосов, В.М.Генкин, *ЖЭТФ* **65**, 842 (1973); А.А.Abrikozov, L.A.Falkovskii, *Physica C* **156**, 1 (1988).
 3. D.Reznik, M.V.Klein, W.C.Lee, et al., *Phys. Rev. B*, 1992 in press.
 4. T.Stauber, R.Hackl, and Müller, *Sol. St. Comm.* **81**, 975 (1990); F.Slakey, M.V.Klein, J.P.Rice, and D.M.Ginsberg, *Phys. Rev. B* **43**, 3764 (1991).
 5. А.А.Мaksimov, А.В.Ручков, И.И.Тartakovskii, et al., *Sol. St. Comm.* **81**, 407 (1992).
 6. С.М.Varma, P.B.Littlewood, S.Schmitt-Rink, et al., *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1996 (1989).
 7. J.C.Phillips, *Phys. Rev. B* **41**, 8968 (1990).
 8. В.М.Костур, Г.М.Элиашберг, *Письма в ЖЭТФ* **51**, 373 (1991).
 9. A.Virosztek, J.Ruvalds, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1657 (1991).