

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОРРЕЛЯЦИЙ В ИК СПЕКТРАХ ВТСП

Е.А. Жуковский, Ю.В. Конаев

Показано, что проявление особенностей плотности состояний квазичастиц в ИК спектрах системы с диэлектрическими и сверхпроводящими корреляциями может имитировать нетрадиционную зависимость щели от температуры и завышенную величину $2\Delta/T_c$.

Большинство экспериментальных работ по оптике ВТСП посвящено установлению величины и зависимости от температуры энергетической щели 2Δ из спектров ИК отражения. Параметр $2\Delta/T_c \approx 8$ ¹ для монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$; $2\Delta/T_c \approx 5$ ² и $9,5$ ³ для пленок "1-2-3"; $2\Delta/T_c$ для поликристаллов меньше в 2-3 раза, что можно объяснить эффективным усреднением анизотропной щели в оптических экспериментах на керамике². Результаты по температурной зависимости щели $\Delta(T)$ разноречивы: от поведения по БКШ⁴ до слабой зависимости⁵ и даже независимости щели от температуры вплоть до $T \sim T_c$ ^{2,6}.

ИК спектры ВТСП интерпретируют в^{1-3,5,6} на основе работы Маттиса и Бардина⁷, исходящих из модели БКШ. Но для ВТСП, по-видимому, существенны диэлектрические корреляции, приводящие к волне зарядовой или спиновой плотности (ВЗП или ВСП) в несверхпроводящей фазе: так в⁸ относительно высокую температуру сверхпроводящего перехода $T_c = 12$ К в $VaPb_xBi_{1-x}O_3$ связывают с наблюдаемой ВЗП. Эти корреляции описывают либо в модели Хаббарда либо в зонных моделях с "нестингом". В пользу последних свидетельствует экспериментальное обнаружение нестинга в образцах 1-2-3⁹. В¹⁰ в рамках двухзонной модели, к которой можно свести модель с нестингом, рассмотрен переход полуметалла (прафазы) в фазу вырожденного полупроводника с возникновением щели в спектре прафазы как проявления диэлектрических корреляций и переход полупроводника в ВТСП состояние вследствие внутризонного и межзонного куперовского спаривания.

Наш анализ ИК спектров ВТСП основан на¹⁰ для случая синглетных электрон-дырочного (диэлектрического) и куперовского спариваний. При этом фазы сверхпроводящих параметров порядка разных зон равны (*s*-волна в модели с нестингом)¹⁰. Можно ожидать, что в случае триплетного диэлектрического спаривания (ВСП), когда сверхпроводящие параметры порядка разных зон имеют противоположные знаки (*d*-волна в модели с нестингом), излагаемые ниже результаты останутся в силе.

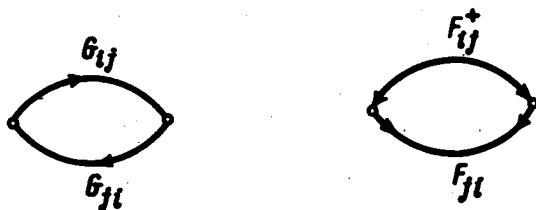


Рис. 1. Поляризационные диаграммы

Поляризационные диаграммы, описывающие отклик системы на внешнее электромагнитное поле, приведены на рис. 1. Выражения для функций Грина системы даны в¹⁰. Аномальные функции F_{ij} , где $i, j = 1, 2$ – зонные индексы прафазы, возникают из-за внутризонных ($i = j$) и межзонных ($i \neq j$) сверхпроводящих корреляций, а G_{ij} ($i \neq j$) – из-за диэлектрических корреляций.

Спектр элементарных возбуждений системы приведен на рис. 2. Ветви, обозначенные на рис. 2 пунктиром существуют только в сверхпроводящей фазе. Плотности состояний (ПС) имеют в точках экстремума ветвей корневые (одномерные) особенности, появляющиеся с диэлектрической 2Σ и сверхпроводящей 2Δ щелями. Соответствующие особенности назовем диэлектрическими (в точках $\pm \Sigma_{\pm}$ - рис. 2) и сверхпроводящими (в точках $\pm \Delta$). Критическими в смысле проявления особенностей ПС в спектре ИК поглощения могут оказаться частоты, соответствующие переходам между экстремумами ветвей (рассматривается "грязный" предел, то есть возможны и не прямые переходы). В случае $T=0$, для которого мы проводим расчет, вклад в поглощение дают только переходы с ветвей 2,4 на ветви 1,3.

Поглощение системы определяется не просто комбинированной ПС, как в случае прямого оптического перехода, а интегралом по энергии от произведения ПС соответствующих ветвей и матричного элемента (МЭ) или фактора когерентности, зависимость которого от переменной интегрирования возникает из-за диэлектрических и сверхпроводящих корреляций.

Приведем выражения для вкладов $\text{Im}\Pi_{kl}(\omega)$ от переходов с ветви $k=4$ на ветвь $l=3$ (рис. 2) в мнимую часть поляризационного оператора $\Pi(\omega)$ вблизи критических частот

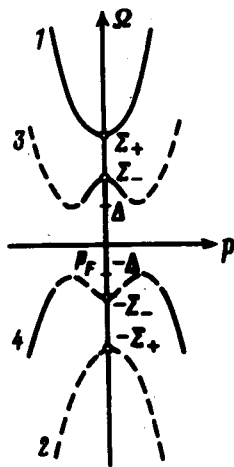


Рис. 2. Спектр элементарных возбуждений: Ω - энергия квазичастиц; p - импульс; p_F - импульс Ферми прафазы

внешнего поля ω , опуская неособые слагаемые.

$$\text{Im}\Pi_{43}(\omega) = -\frac{\pi(3\pi+2)}{8} \left(\frac{\omega}{2} - \Delta \right), \quad \frac{\omega}{2} - \Delta \ll \Delta \quad (1)$$

$$\text{Im}\Pi_{43}(\omega) = \pi \int_{\Delta}^{\Sigma_-} \rho_+(\Omega) \rho_-(\omega - \Omega) \left(1 - \frac{\Sigma^2}{(\mu - E(\Omega))(\mu + E(\omega - \Omega))} \right) \times \\ \times \left(1 + \frac{E(\omega - \Omega)E(\Omega) - \Delta^2}{\Omega(\omega - \Omega)} \right) d\Omega, \quad \omega = \Delta + \Sigma_- \quad (2)$$

Здесь $\Sigma_{\pm} = \sqrt{(\mu \pm \Sigma)^2 + \Delta^2}$, а $E(\Omega) = \sqrt{\Omega^2 - \Delta^2}$; μ - сдвиг уровня Ферми из-за легирования;

функции $\rho_{\pm}(\Omega)$ имеют смысл обсуждавшихся ПС: $\rho_{\pm}(\Omega) = \Omega(E(\Omega) \mp \mu) / \sqrt{E(\Omega)(E(\Omega) \mp \mu)^2 - \Sigma^2}$. Из не приведенных в (1, 2) вкладов $\text{Im}\Pi_{kl}(\omega)$ особенностью обладает слагаемое в $\text{Im}(\Pi_{41}(\omega) + \Pi_{23}(\omega))$ при $\omega = \Sigma_- + \Sigma_+$. Выражение для него получается из (2) заменой $\rho_-(\omega - \Omega)$ на $\rho_+(\omega - \Omega)$ и $E(\omega - \Omega)$ на $-E(\omega - \Omega)$ в факторе когерентности (МЭ).

При выводе (1, 2) предполагалось, что $\Sigma > \Delta$. В пределе $\Delta/\Sigma \rightarrow 0$ особая часть $\text{Im}(\Pi_{41}(\omega) + \Pi_{23}(\omega))$ обращается в нуль, а вклад (2) теряет особенность, но остается конечным, описывая при этом внутризонное поглощение на свободных носителях не-

сверхпроводящей фазы. Член, описывающий при $\Delta/\Sigma \rightarrow 0$ межзонное поглощение в последней, входит в неособую часть $\text{Im}(\Pi_{41}(\omega) + \Pi_{23}(\omega))$ и не приведен.

Величина (1), отвечающая поглощению вблизи пороговой частоты $\omega = 2\Delta$, мала вследствие подавления особенности ПС фактором когерентности (МЭ). В (2) "интерferируют" сверхпроводящая и диэлектрическая особенности, усиливая друг друга на верхнем пределе интегрирования $\Omega = \Sigma_-$. При этом МЭ конечен, и подынтегральное выражение расходится как $(\Sigma_- - \Omega)^{-1}$, что ведет к разрыву интеграла на частоте $\omega = \Delta + \Sigma_-$. Аналогичный разрыв при $\omega = \Sigma_- + \Sigma_+$ терпит особый член в $\text{Im}(\Pi_{41}(\omega) + \Pi_{23}(\omega))$, но здесь интерferируют две диэлектрические особенности, одна из которых (в точке $-\Sigma_-$) существует только в сверхпроводящей фазе. Реально эти разрывы проявятся как максимумы в спектре поглощения, так как рассеяние размоет особенности ПС.

Коэффициент отражения системы R можно выразить через поверхностный импеданс Z в виде $R = 1 - 4\text{Re}Z$: Частотная зависимость реальной части импеданса сверхпроводника в грязном пределе имеет вид ¹¹

$$\text{Re}Z(\omega) \sim -(\omega/|\Pi(\omega)|)^{1/3} \sin(\arctg(\text{Im}\Pi(\omega)/\text{Re}\Pi(\omega))/3).$$

Как видно из этих выражений, максимумы на критических частотах в спектре поглощения проявятся как максимумы в спектре отражения на частотах, близких к соответствующим критическим. Это сдвинет область $R_s/R_n > 1$ ($R_{s,n}$ — коэффициенты отражения сверхпроводящей и нормальной фаз, соответственно) в область более высоких частот по сравнению с 2Δ . Величина сверхпроводящей щели оценивается в ^{1-3,5,6} по некоторой характерной точке (например, по максимуму ¹⁻³) зависимости R_s/R_n в области частот, где $R_s/R_n > 1$. При такой методике обработки спектров параметр $2\Delta/T_c$ может оказаться существенно завышенным.

Зависимость $\Delta(T)$ устанавливается в ^{2,5,6} по частотному смещению характерной точки спектра R_s/R_n с изменением температуры. В пределе $T \rightarrow T_c$ ($\Delta/\Sigma \rightarrow 0$) особенности в спектре, связанные с ПС, исчезают, как отмечалось выше. Однако при увеличении температуры от $T=0$ вплоть до $T \sim T_c$ обсуждаемые нами максимумы смещаются по частоте слабее, чем порог $\omega = 2\Delta$, за счет больших по отношению к Δ и мало меняющихся в этом интервале температур членов $\mu \pm \Sigma$, входящих в Σ_{\pm} . Это может быть ошибочно интерпретировано как слабая по сравнению с БКШ температурная зависимость щели ^{2,5,6}.

Литература

1. Schlesinger Z., Collins R.T. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1958.
2. Collins R.T., Schlesinger Z., Koch R.H. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 704.
3. Константинов В.Л., Старк С.Ю., Цидильковский И.М. 1-е Всесоюз. сов. по ВТСП. Тез. докл., Харьков, 1988, 2, с. 39.
4. Абель Е.В., Багаев В.С., Басов Д.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 144.
5. Wittlin A., Genzel L., Cardona M. et al. Phys. Rev. B, 1988, 37, 652.
6. Chadhuri P., Collins R.T., Freitas P. et al. Phys. Rev. B, 1987, 36, 8903.
7. Mattis D., Bardeen J. Phys. Rev., 1958, 111, 412.
8. Tajima S., Uchida S., Masaki A. et al. Phys. Rev. B, 1987, 35, 696.
9. Smedskjaer L.S., Liu J.Z., Benedec R. et al. Physica C, 1988, 156, 259.
10. Русинюв А.И., До Чан Кат, Конаев Ю.В. ЖЭТФ, 1973, 65, 1984.
11. Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Халатников И.М. ЖЭТФ, 1959, 37, 187.