

К ВОПРОСУ О БЕСЩЕЛЕВОМ ХАРАКТЕРЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Э.А.Пашицкий, А.Э.Пашицкий¹⁾, А.В.Семенов²⁾

Институт физики АН УССР

252028, Киев

1) Институт металлофизики АН УССР

252142, Киев

2) Институт химии поверхности АН УССР

252028, Киев

Поступила в редакцию 10 июня 1991 г.

Показано, что наблюдаемые в туннельных вольт-амперных характеристиках (ВАХ) высокотемпературных сверхпроводников пики "нулевого смещения" кондактанса могут быть обусловлены возникновением "бесщелевой" области и сильной дисперсии щели вблизи поверхности Ферми (СФ) в результате неупругой релаксации квазичастиц на фононах или на низкочастотных (НЧ) коллективных возбуждениях зарядовой плотности (акустических плазмонах).

1. Дифференциальные ВАХ туннельных и микро-контактов купратных металлооксидных соединений (МОС) свидетельствуют о том, что квазичастичная плотность состояний (ПС) при температурах T ниже критической температуры T_C перехода МОС в сверхпроводящее (СП) состояние отлична от нуля при любых напряжениях V ^{1,2}. Более того, при $T \ll T_c$ часто наблюдаются узкие пики кондактанса dI/dV вблизи точки $V = 0$ ³⁻⁶, не зависящие от магнитного поля и, следовательно, не связанные с протеканием джозефсоновского тока.

В настоящей работе показано, что причиной появления таких "нулевых" пиков ПС (второй "щели") может быть сильная дисперсия комплексного параметра щели вблизи ПФ, возникающая в результате неупругой релаксации квазичастиц на фононах или на затухающих коллективных НЧ возбуждениях плотности заряда в системе почти локализованных носителей - акустических плазмонах (АП), которые существуют в металлах с перекрывающимися широкими и узкими зонами и могут играть существенную роль в явлении высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП)⁷.

2. Как было показано в⁸ на основе уравнений Элиашберга⁹ для сверхпроводников с сильным электрон-фононным взаимодействием (ЭФВ), затухание квазичастиц вблизи поверхности Ферми (ПФ) за счет релаксации на акустических фононах с декрементом $\gamma_{ph} \simeq \lambda_{ph} T^3 / \Theta_D^2$ (где λ_{ph} - константа ЭФВ, Θ_D - дебаевская температура) приводит к обращению в нуль реальной и мнимой частей перенормированного комплексного параметра щели $\Delta(\omega)$ при $\omega \rightarrow 0$:

$$\operatorname{Re}\Delta(\omega) = \frac{\omega^2}{\gamma_{ph}^2} \Delta_0; \quad \operatorname{Im}\Delta(\omega) = -\frac{\omega}{\gamma_{ph}} \Delta_1, \quad (1)$$

где Δ_0 и Δ_1 - некоторые параметры, зависящие от T (см., ниже).

В новых высокотемпературных сверхпроводниках на основе слоистых купратных металлоокисных соединений в широком интервале T наблюдается близкая к линейной температурная зависимость электросопротивления $\rho(T) \approx \rho_0 + \rho_1 T$ ^{10,11}, что указывает на существование механизма релаксации носителей тока с обратным временем жизни (декрементом затухания), почти линейно зависящим от T

$$\tau^{-1}(T) = \gamma(T) \simeq A + BT. \quad (2)$$

Согласно ⁷, именно такого типа зависимость от T характерна для декремента затухания квазичастиц $\gamma_{pl}(\omega, T)$ при $\omega \rightarrow 0$ за счет их неупругой релаксации на акустических плазмонах, если механизм затухания акустических плазмонов (АП) определяется затуханием Ландау на почти локализованных невырожденных "тяжелых" (h) носителях в узкой зоне и затуханием Друде за счет упругого рассеяния вырожденных "легких" (l) носителей в широкой зоне на дефектах кристаллической решетки и примесях с характерным временем $\tau_l = \text{const}$. Упругое рассеяние h носителей подавлено из-за их локализации вблизи узлов решетки ($\tau_h \gg \tau_l$), а квантовое затухание Ландау на l -носителях мало в низкочастотной области $|\omega| \ll \Omega_{pl}$, где Ω_{pl} - их плазменная частота ($\Omega_{pl} \approx 1$ эВ).

Как показано в ⁷, в результате обмена виртуальными АП, которые гибридизуются с оптическими фононами, возможно куперовское спаривание l -носителей. Такое электрон-плазмонное взаимодействие (ЭПВ) особенно эффективно в том случае, когда для h -носителей применимо приближение сильной связи, и спектр АП так же, как и спектр фононов, является периодической функцией квазимпульса.

Поскольку мнимая часть ядра ЭПВ в уравнениях Элиашберга ⁹, обусловленная затуханием Ландау и Друде виртуальных АП, как и в случае ЭФВ ⁸, пропорциональна ω , комплексный параметр щели $\Delta(\omega)$ в спектре l -носителей при $T < T_c$ удовлетворяет условиям (1) при $\omega \rightarrow 0$ (с заменой γ_{ph} на γ_{pl}).

3. Квазичастичная плотность состояния (ПС) сверхпроводника ¹² с комплексной щелью $\Delta(\omega)$ равна ($\omega > 0$)

$$N_s(\omega) = N_n(0) \operatorname{Re} \left[\frac{\omega}{\sqrt{\omega^2 - \Delta^2(\omega)}} \right] = N_n(0) \omega \left\{ \frac{\sqrt{K^2(\omega) + L^2(\omega)} + K(\omega)}{2[K^2(\omega) + L^2(\omega)]} \right\}^{1/2}, \quad (3)$$

где

$$K(\omega) = \omega^2 - [\operatorname{Re}\Delta(\omega)]^2 + [\operatorname{Im}\Delta(\omega)]^2; \quad L(\omega) = 2\operatorname{Re}\Delta(\omega)\operatorname{Im}\Delta(\omega); \quad (4)$$

$N_n(0)$ - ПС l -носителей в нормальном состоянии на ПФ. Подставляя (1) в (3), получаем с учетом (4) выражение для ПС вблизи ПФ:

$$N_s(\omega) \approx N_n(0) \left\{ \frac{\sqrt{(1 - \omega^2 \tilde{\Delta}_0^2 + \tilde{\Delta}_1^2)^2 + 4\omega^2 \tilde{\Delta}_0^2 \tilde{\Delta}_1^2} + (1 - \omega^2 \tilde{\Delta}_0^2 + \tilde{\Delta}_1^2)}{2[(1 - \omega^2 \tilde{\Delta}_0^2 + \tilde{\Delta}_1^2)^2 + 4\omega^2 \tilde{\Delta}_0^2 \tilde{\Delta}_1^2]} \right\}^{1/2}, \quad (5)$$

где $\Delta_0 = \Delta_0/\gamma_0^2$, $\Delta_1 = \Delta_1/\gamma_0$, а $\gamma_0 = \gamma_{ph}$ в случае ЭФВ или $\gamma_0 = \gamma_{pl}$ в случае преобладающего ЭПВ при $\omega \rightarrow 0$. Из (5) следует, что в "бесщелевой" области $\omega < \gamma_0$, где дисперсия щели определяется выражениями (1), квазичастичная ПФ имеет максимум в точке

$$\omega_0(T) = \frac{\gamma_0(T)}{\Delta_0(T)} [\Delta_1^2(T) + \gamma_0^2(T)]^{1/2}, \quad (6)$$

если выполняется условие $\Delta_0^2(T) > \Delta_1^2(T) + \gamma_0^2(T)$. За пределами "бесщелевой" области, где реальная и мнимая части щели выходят на конечные постоянные значения $\operatorname{Re}\Delta(\omega) \approx \Delta_0$ и $\operatorname{Im}\Delta(\omega) \approx \Delta_1$, согласно (3) и (4), получаем

$$N_s(\omega) \approx N_n(0) \omega \left\{ \frac{\sqrt{(\omega^2 - \Delta_0^2 + \Delta_1^2)^2 + 4\Delta_0^2 \Delta_1^2} + (\omega^2 - \Delta_0^2 + \Delta_1^2)}{2[(\omega^2 - \Delta_0^2 + \Delta_1^2)^2 + 4\Delta_0^2 \Delta_1^2]} \right\}^{1/2}, \quad (7)$$

откуда следует, что ПС имеет второй максимум в точке

$$\omega_1(T) = [\Delta_1^0(T) - \Delta_1^2(T)]^{1/2}, \quad (8)$$

который соответствует основной щелевой особенности ПС ($\omega_1 > \omega_0$).

На рис. 1(a,b,e) показаны симметричные относительно точки $\omega = 0$ зависимости отношения $N_s(\omega)/N_n(0)$ от ω/T_c при разных $T < T_c$ для следующей аппроксимации декремента затухания квазичастиц

$$\gamma_{pl}(\omega, T) = A + BT + \frac{C^2 \omega^2}{(Q + C|\omega|)}, \quad (9)$$

которая учитывает квадратичность γ_{pl} по ω в НЧ области и линейность γ_{pl} по $|\omega|$ в области высоких частот ¹³, а также линейную зависимость γ_{pl} от T при $\omega = 0$ (см. (2)). Константы A, B, C и Q в (9) подбирались путем сопоставления с экспериментальными данными для статического сопротивления $\rho(T)$ ¹⁰ и оптической проводимости $\sigma(\omega)$ ¹³. При этом константа A связана с остаточным сопротивлением ρ_0 и описывает вклад в $\gamma_{pl}(\omega, T)$ затухания Друде на l -носителях ($A \simeq \tau_l^{-1}$).

При вычислении $N_s(\omega)$ по формуле (3) с учетом (4) использовались модельные зависимости реальной и мнимой частей $\Delta(\omega)$, которые при $\omega \rightarrow 0$ согласуются с асимптотикой (1), а в области $\omega > \gamma_{pl}$ восстанавливают конечную щель в спектре квазичастиц:

$$\text{Re}\Delta(\omega, T) = \Delta_0(T) \left[1 - \exp \left\{ -\frac{\omega^2}{\gamma_{pl}^2(\omega, T)} \right\} \right]; \quad (10)$$

$$\text{Im}\Delta(\omega, T) = -\Delta(T) \left[1 - \exp \left\{ -\frac{|\omega|}{\gamma_{pl}(\omega, T)} \right\} \right] \text{sign } \omega; \quad (11)$$

Зависимость Δ_0 и Δ_1 от T аппроксимировалась функцией

$$f(t) = [1 - t^{4<1+t^4>}], \quad t = T/T_c, \quad (12)$$

которая близка к кривой БКШ¹² для щели. Значения параметров $\Delta_0(0)$, $\Delta_1(0)$ и γ_{pl} подбирались таким образом, чтобы при $T = 0$ удовлетворить условию существования НЧ максимума ПС $\omega_0(0) < \gamma_{pl}(0,0)$, а величина $\omega_0(0)$ с учетом эффектов сильной связи полагалась равной $3/T_c$.

Как видно из рис. 1a, при $T \ll T_c$ внутри щели имеются два симметричных пика ПС, которые с ростом T смещаются навстречу основным щелевым особенностям и имитируют появление второй "щели", величина которой растет с повышением T , в соответствии с экспериментом⁴. Существование дополнительных НЧ максимумов $N_s(\omega)$ вблизи точки $\omega = 0$ при $T \rightarrow 0$ связано с дисперсией щели вблизи ПФ (см. (10) и (11)), если $\gamma_{pl}(0,0) = A \neq 0$, а их положение определяется зависимостью декремента $\gamma_{pl}(\omega, 0)$ от ω (см. (9)), которая проявляется в области $|\omega| > \sqrt{AQ}/C$, где происходит переход (cross-over) от затухания Друде на l -носителях к затуханию Ландау на h -носителях. В идеальных монокристаллах, где затухание Друде практически отсутствует ($\tau_l \rightarrow \infty$), декремент $\gamma_{pl}(\omega, 0) \simeq \omega^2$ при $T = 0$ и $\omega \rightarrow 0$. Поэтому НЧ пики ПС, согласно (6), при $T \rightarrow 0$ смещаются к точке $\omega = 0$ и сливаются в один узкий пик, высота которого растет как $\omega^{-1/2}$, а ширина $\Delta\omega \rightarrow 0$, поскольку "бесщелевая" область на ПФ закрывается и $\text{Re}\Delta(0,0) \neq 0$.

Это справедливо и в случае неупругой релаксации квазичастиц на фононах с декрементом затухания $\gamma_{ph}(\omega, T) = aT^3 + b\omega^2$, но при этом раздвоение нулевого пика ПС и смещение НЧ пиков с ростом T , согласно (6), происходит по

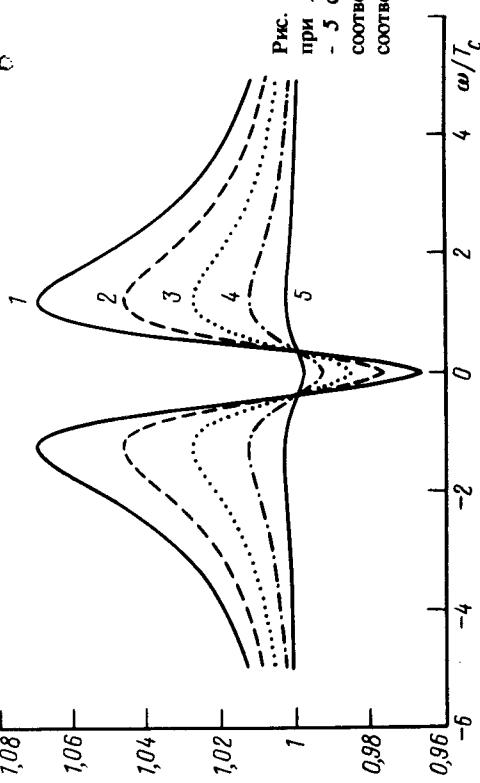
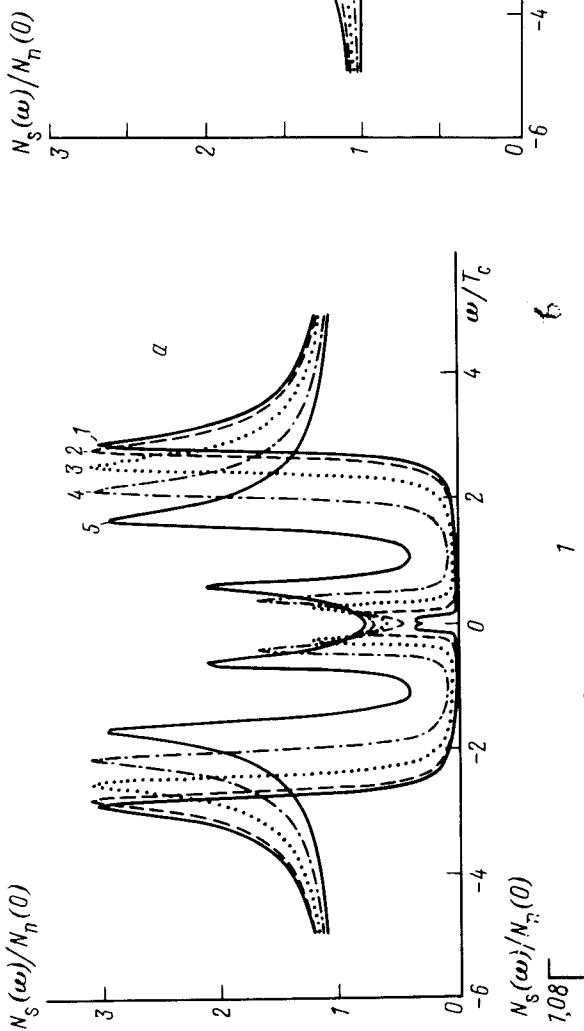


Рис. 1. Зависимости отношения $N_s(\omega)/N_n(0)$ от ω/T_c при $A = 0,2T_c$; $B = T_c^{-1}$; $C = 0,6$; $Q = T_c$; $\Delta_0(0) = 3\Delta_1(0) = 3T_c$: а - кривые 1 - 5 соответствуют значениям $t = (T/T_c) = 0,1; 0,3; 0,5; 0,65$ и $0,75$; б - кривые 1 - 5 соответствуют интервалу $t = (T/T_c) = (0,75 \div 0,95)$ с шагом $\Delta t = 0,05$; в - кривые 1 - 5 соответствуют интервалу $t = (T/T_c) = (0,95 \div 0,99)$ с шагом $\Delta t = 0,01$

закону T^3 , что не согласуется с экспериментом ⁴. В то же время, в ^{3,6} на дифференциальных ВАХ при низких T и $V = 0$ наблюдался пик ПС, соответствующий, по-видимому, релаксации носителей тока на АП при очень слабом затухании Друде.

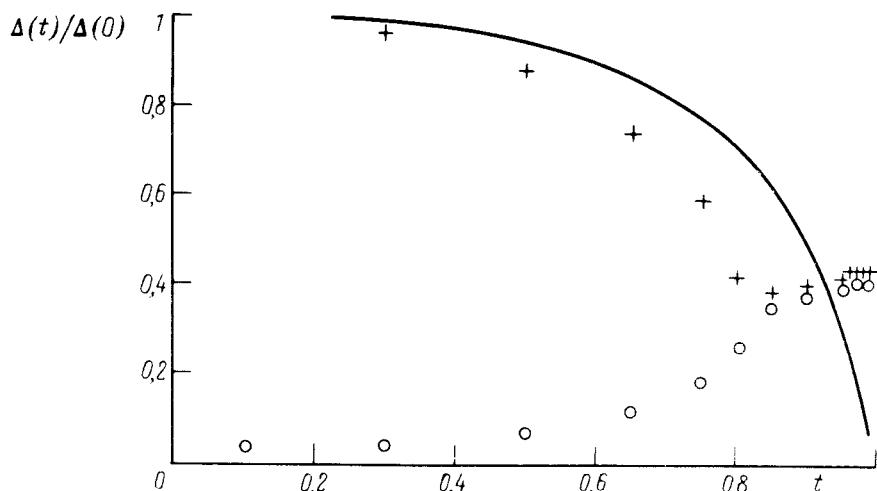


Рис. 2. Положения максимумов $N_s(\omega)$ в зависимости от $t = T/T_c$. Сплошная линия - функция $f(t) = [1 - t^{4(1+t^4)}]$; ++ - основная щелевая особенность; ○○○ - "нулевой" пик ПС

На рис. 2 показаны положения максимумов $N_s(\omega)$ в зависимости от T для кривых рис. 1(*a, б, в*). Как видим, частота $\omega_1(T)$, соответствующая основным щелевым особенностям ПС, убывает с ростом T несколько быстрее, чем кривая БКШ ¹². Вблизи T_c щелевая особенность сливается с "нулевым" пиком $\omega_0(T)$, и ее положение почти перестает зависеть от T вплоть до T_c за счет возрастания $\gamma_{pl}(\omega, T)$ с повышением T . Заметим, что такая аномалия в температурном поведении щели наблюдалась в оптических экспериментах по ИК отражению ¹³.

Более детальный анализ многочисленных экспериментальных данных и их сопоставление с теорией позволяет идентифицировать механизм релаксации квазичастиц в купратных МОС и пролить свет на природу ВТСП.

Выражаем благодарность Андрееву А.Ф., Пану В.М., Руденко Э.М. и Толпыго С.К. за полезные обсуждения результатов.

Литература

1. Kirtley J.R. et al. Phys. Rev. B, 1987, /бф 35, 8846.
2. Янсон И.К. и др. ФНТ, 1987, 13, 557; 1988, 14, 886.
3. Богуславский Ю.М., Руденко Э.М. Письма в ЖЭТФ, 1989, 50, 35.
4. Lee M. et al. Phys. Rev. B, 1989, 39, 801; Sol. State Commun., 1989, 70, 449.
5. Kirtley J.R. Int. J. Mod. Phys. B, 1990, 4, 201.
6. Walsh T. et al. Phys. Rev. Lett., 1991, 66, 516.
7. Пашицкий Э.А. ЖЭТФ, 1968, 55, 2387; СФХТ, 1990, 3, 2669.
8. Каракозов А.Е., Максимов Е.Г., Машков С.А. ЖЭТФ, 1975, 68, 1937.
9. Элиашберг Г.М. ЖЭТФ, 1960, 38, 966; 39, 1437.
10. Gurvitch M., Fiory A.T. Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1337.
11. Kapitulnik A. Physica C, 1988, 153 - 155, 520.
12. Шриффер Дж. Теория сверхпроводимости. М.: "Наука", 1970.
13. Schlessinger Z. et al. Phys. Rev. Lett., 1990, 65, 801; Phys. Rev. B, 1990, 41, 11237.