Физика низких температур, 1996, т. 22, № 6, с. 683–686

Акустические плазмоны и аномальная теплопроводность высокотемпературных сверхпроводников

Э. А. Пашицкий, В. И. Пентегов

Институт физики НАН Украины, Украина, 252650, г. Киев, пр. Науки, 46

В работе показано, что аномалии температурной зависимости коэффициента теплопроводности $\kappa(T)$ в высокотемпературных сверхпроводниках ниже критической температуры могут быть связаны с существованием внутри щели 2Δ слабо затухающих коллективных электронных возбуждений бозе-типа с акустическим законом дисперсии (акустических плазмонов). Такой «плазмонный» механизм теплопроводности позволяет объяснить пик $\kappa(T)$ ниже T_c в плоскости слоев CuO_2, квадратичную зависимость $\kappa(T) \sim T^2$ в области $T \ll T_c$, подавление максимума $\kappa(T)$ неизовалентными примесями, инверсию анизотропии $\kappa(T)$ в плоскости слоев в кристаллах $YBa_2Cu_3O_7$ при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние.

В роботі показано, що аномалії температурної залежності коефіцієнта теплопровідності $\kappa(T)$ у високотемпературних надпровідниках нижче критичної температури T_c можуть бути пов'язані з існуванням всередині щілини 2Δ слабко згасаючих колективних електронних збуджень бозе-типу з акустичним законом дисперсії (акустичних плазмонів). Такий «плазмонний» механізм теплопровідності дозволяє пояснити пік $\kappa(T)$ нижче T_c в площині шарів CuO_2, квадратичну залежність $\kappa(T) \sim T^2$ в області $T \ll T_c$, придушення максимуму $\kappa(T)$ неізовалентними домішками, інверсію анізотропії в площині шарів у кристалах $YBa_2Cu_3O_7$ при переході з нормального у надпровідний стан.

1. Как следует из теории БКШ [1], в обычных низкотемпературных сверхпроводниках фононный (решеточный) вклад в теплопроводность возрастает ниже критической температуры T_c перехода в сверхпроводящее (СП) состояние из-за «выключения» электронного механизма затухания фононов внутри щели 2Δ в спектре квазичастиц [2], а электронный вклад в теплопроводность быстро убывает из-за «вымерзания» нормальных возбуждений ферми-типа [3] либо возрастает с понижением температуры благодаря эффекту увлечения электронов фононами в чистых сверхпроводниках, проходя через максимум при $T \approx 0{,}25\ T_c$ [4]. В результате суммарный коэффициент теплопроводности (КТП) сверхпроводника может как понижаться в области $T < T_c$, так и возрастать в зависимости от чистоты образцов, структуры их электронного и фононного спектров и др. свойств. При этом в области низких температур $T \ll \Delta$, когда электронный вклад экспоненциально мал ($\sim \exp(-\Delta/T)$), процессы теплопереноса в кристалле определяются в основном теплопроводностью бозе-газа акустических фононов (АФ), для которых характерна кубическая температурная зависимость КТП, $\kappa_{ph}(T) \sim T^3$ при $T \to 0$.

В высокотемпературных сверхпроводниках на основе керамических и кристаллических образцов купратных металлооксидных соединений (МОС) ниже T_c наблюдается резкое возрастание КТП [5–14] с последующим убыванием по закону $\kappa(T) \sim T^2$ в области $T \ll T_c$ [5,14,15].

Как было показано в [6–8], в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_7$ максимум КТП в области $T \approx 0{,}5\ T_c$ существует только в плоскости двумерных ($2D$) проводящих слоев CuO_2, тогда как вдоль оси c не наблюдается сколько-нибудь заметное возрастание КТП ниже T_c, а само значение КТП вдоль оси c может быть на два порядка меньше, чем КТП в плоскости слоев.

Кроме того, в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_7$ без двойникования с упорядоченными вдоль оси b одномерными ($1D$) цепочками CuO существует заметная анизотропия КТП в плоскости слоев (ab) как в нормальном, так и в СП состоянии, причем разность $(\kappa_b - \kappa_a)$ всегда больше нуля в области $T > T_c$, а при $T < T_c$ она может быть как больше, так и меньше нуля [11,12].

Природа аномального пика КТП ниже T_c в купратных МОС в настоящее время не может считаться окончательно установленной. Так, например, в работах [6,10,14] предполагалось, что максимум КТП обусловлен, как и в обычных сверхпроводниках, возрастанием фононного вклада в теплопро-

© Э. А. Пашицкий, В. И. Пентегов, 1996

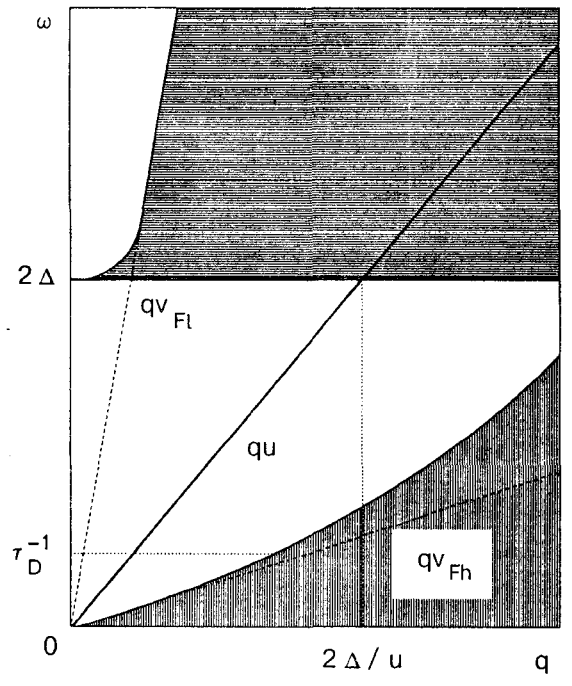

Рис. 1. Спектр акустических плазмонов $\omega_q \approx qu$ и области затухания Ландау на l-носителях $2\Delta \le \omega \le qv_{Fl}$ и на h-носителях $0 \le \omega \le qv_{Fh}$; v_{Fl} и v_{Fh} — ферми-скорост l- и h-носителей; τ_D — характерное время затухания Друде ($\tau_D \approx \tau_h$).

водность. Однако, как было показано в [16], такой механизм усиления теплопроводности, несмотря на квазидвумерность электронного спектра и сильную анизотропию электрон-фононной релаксации в слоистых купратных МОС, благодаря трехмерности фононного спектра должен приводить к существенному увеличению КТП при $T < T_c$ не только в плоскости слоев (ab), но и вдоль оси c, что противоречит экспериментальным данным [6–8].

В настоящей работе показано, что все основные особенности и аномалии КТП купратных МОС можно объяснить в рамках стандартной теории БКШ [1] на основе единственного предположения о существовании низкочастотной (НЧ) ветви коллективных возбуждений электронной плотности с акустическим законом дисперсии — так называемых акустических плазмонов (АП) [17,18], которые могут существовать как слабо затухающие квазинейтральные возбуждения бозе-типа в двухкомпонентной заряженной ферми-жидкости с «легкими» (l) и «тяжелыми» (h) носителями заряда (электронами, дырками). При этом резкое возрастание КТП в купратных МОС ниже T_c обусловлено подавлением квантового затухания Ландау длинноволновых АП внутри щели в спектре вырожденных l-носителей (рис. 1).

2. Предположение о существовании ветви АП в слоистых купратных МОС благодаря наличию в их электронных спектрах перекрывающихся широких и узких $2D$ зон вблизи уровня Ферми, частично заполненных l- и h-носителями заряда с сильно различающимися эффективными массами, было высказано впервые в [19,20].

Это предположение косвенно подтверждается, например, слабой зависимостью положения уровня Ферми и величины оптической плазменной частоты в купратных МОС от степени легирования [21,22], что можно объяснить преимущественным заполнением аномально узкой зоны с высокой плотностью состояний (ПС).

Недавно сообщалось о прямом наблюдении «плоских» (бездисперсионных с точностью до 45 мэВ) зон вблизи симметричных точек зоны Бриллюэна в купратных МОС дырочного типа (BiSrCaCuO, YBaCuO) с помощью метода фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES-метод) [23]. В этом случае благодаря низкой концентрации носителей электронные состояния разных зон разделены в импульсном пространстве, и хорошим приближением для описания коллективных электронных возбуждений является модель многокомпонентной заряженной квазидвумерной ферми-жидкости с l- и h-носителями заряда. Из такой модели непосредственно следует существование ветви АП [17–20].

Частота $\omega_{\text{pl}}(q)$ и декремент затухания $\gamma_{\text{pl}}(q)$ длинноволновых АП в слоистом кристалле при распространении в плоскости слоев ($q_z = 0$) равны [24]

$$\omega_{\text{pl}}(q_\parallel) = q_\parallel u_\parallel \; ; \quad \gamma_{\text{pl}}(q_\parallel) = \frac{\pi}{4} q_\parallel u_\parallel^2 / v_{Fl} \; ; \qquad u_\parallel = v_{Fl}\sqrt{m_l^* N_h / 2m_h^* N_l} \ll v_{Fl} \; , \tag{1}$$

где $m^*_{l,h}$ и $N_{l,h}$ — соответственно эффективная масса и $2D$ плотность l- и h-носителей в слое; v_{Fl} — фермиевская скорость l-носителей.

При переходе в СП состояние квантовое затухание Ландау акустических плазмонов в результате возникновения щели в спектре квазичастиц (l-носителей) сильно подавлено (см. рис. 1) и убывает с понижением температуры по экспоненциальному закону. При этом декремент затухания $\gamma_{\text{pl}}(q)$ умножается на функцию $g(\omega, T)$, которая в области частот $\omega << 2\Delta$ равна $g(T) = 2[\exp(\Delta/T) + 1]^{-1}$ (см. [2]).

3. Рассмотрим теплопроводность бозе-газа слабо затухающих АП в слоистом сверхпроводнике по аналогии с задачей о теплопроводности бозе-газа акустических фононов [2]. Следует подчеркнуть, что групповая скорость АП перпендикулярно слоям $u_z = \partial\omega(q)/\partial q_z$ по абсолютной величине мала по сравнению с $u_\parallel$ (см. [24]), так что распространение длинноволновых АП в слоистом кристалле происходит практически вдоль слоев. Поэтому пе-

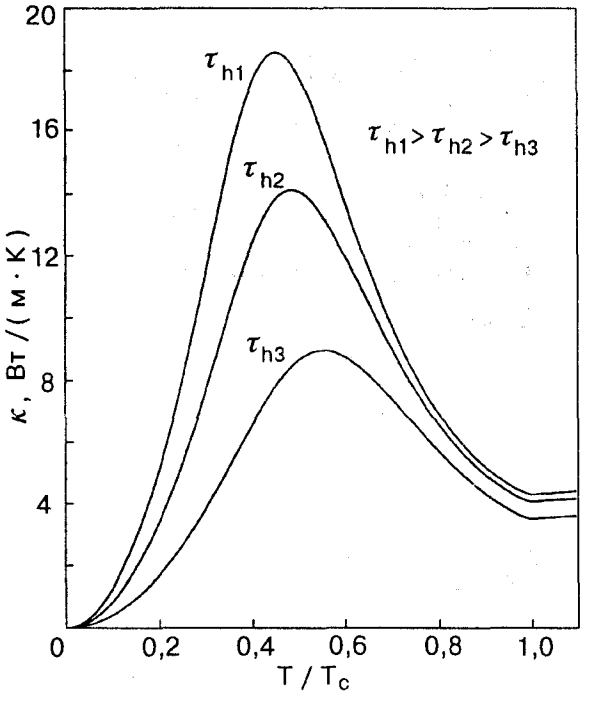

Рис. 2. Температурные зависимости суммарного коэффициента теплопроводности бозе-газа акустических плазмонов $\kappa_{pl}(T)$, согласно [8], и ферми-газа l-носителей $\kappa_l(T)$, согласно [3] для разных τ_h. С уменьшением τ_h возрастает затухание Друде и плазмонный пик КТП уменьшается, в соответствии с экспериментальными данными [11,12].

ренос тепла в газе неравновесных тепловых АП происходит преимущественно в плоскости слоев CuO_2. Соответствующий вклад неравновесных АП в поток тепла с учетом квазидвумерности спектра АП определяется выражением

$$Q_{pl} = -\frac{\vec{\nabla}_{\parallel} T}{4\pi T^2 d} \int_0^\infty \frac{\omega^3 \tau_{pl}(\omega, T) e^{\omega/T}}{(e^{\omega/T} - 1)^2} d\omega \ ; \qquad (2)$$

$$\tau_{pl}(\omega, T) = [\tau_h^{-1} + \gamma_{pl}\, g(\omega, T)]^{-1} \ ,$$

где d — расстояние между слоями; τ_h — время упругого рассеяния h-носителей на заряженных неизовалентных примесях и кислородных вакансиях, которое определяет скорость затухания Друде акустических плазмонов.

Из (2) получаем КТП квазинейтрального бозе-газа тепловых АП в плоскости слоев (при явном учете постоянных Больцмана k_B и Планка $\hbar$):

$$\kappa_{pl}(t) = \frac{k_B^3 T_c^2 \tau_h}{4\pi\hbar^2 d} f(t) \ ; \qquad (3)$$

$$f(t) = t^2 \int_0^\infty \frac{x^3 e^x\, dx}{[1 + \beta/\nu\, t x g(x, t)](e^x - 1)^2} \ ,$$

где $t = T/T_c$, $\nu = \hbar/\tau_h k_B T_c$, $\beta = u_{\parallel}/v_{Fl}$.

Отсюда следует, что в области $T << T_c$ плазмонный КТП зависит от T по квадратичному закону, $\kappa_{pl}(T) \sim T^2$, что согласуется с экспериментальными данными [5,14,15].

На рис. 2 представлены температурные зависимости суммарного КТП бозе-газа тепловых АП и ферми-газа нормальных возбуждений (l-носителей) в широкой $2D$ зоне для разных значений τ_h при $u_{\parallel} = 3 \cdot 10^6$ см/с, $T_c = 90$ К и $\beta = 0{,}08$, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными [11,12] как по положению, так и по высоте максимума КТП (за вычетом фононного вклада).

Поведение пика КТП при изменении τ_h на рис. 2 согласуется с экспериментально наблюдаемым уменьшением теплопроводности при увеличении концентрации заряженных примесей (Pr, Zn) [14] и с повышением максимума КТП при отжиге образцов в атмосфере кислорода, что приводит к уменьшению числа кислородных вакансий [11]. С другой стороны, наблюдавшаяся в [11] инверсия анизотропии КТП в плоскости (ab) при переходе из нормального в СП состояние может быть связана с анизотропией параметра щели, обусловленной гибридизацией состояний $2D$ зон в купратных слоях CuO_2 и $1D$ зоны в цепочках CuO [25,26].

1. J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Shrieffer, *Phys. Rev.* **106**, 162 (1957), *ibid.* **108**, 1175 (1958).
2. J. Bardeen, G. Rickayzen, and L.Tewordt, *Phys. Rev.* **113**, 982 (1959).
3. Б. Т. Гейликман, *ЖЭТФ* **34**, 1042 (1958).
4. Б. Т. Гейликман, В. Р. Чечеткин, М. И. Душенат, *ЖЭТФ* **73**, 2319 (1977).
5. S. D. Peacor and C. Uher, *Phys. Rev.* **B39**, 11559 (1989).
6. S. J. Hagen, Z. Z. Wang, and N. P. Ong, *Phys. Rev.* **B40**, 9389 (1989).
7. M. Sera, S. Shamoto, M. Sato, et al., *Solid State Commun.* **74**, 951 (1990).
8. F. Crommie and A. Zettl, *Phys. Rev.* **B43**, 498 (1991).
9. S. D. Peacor, J. L. Cohn, and C. Uher, *Phys. Rev.* **B43**, 8721 (1991).
10. S. D. Peacor, R. A. Richardson, F. Nori, and C. Uher, *Phys. Rev.* **B44**, 9508 (1991).
11. J. L. Cohn, E. F. Skelton, S. A. Wolf et. al., *Phys. Rev.* **B45** 13144 (1992).
12. R. C. Yu, M. B. Salamon, J. P. Lu, and W. C. Lee, *Phys. Rev. Lett.* 69, 1431 (1992).
13. P. B. Alen, X. Du, L. Mihaly, and L. Forro, *Phys. Rev.* **B49**, 9073 (1994).
14. S. T. Ting, P. Pernambuco-Wise, and J. R. Grow, *Phys. Rev.* **B50**, 6375 (1994).
15. D.-M. Zhu, A. C. Anderson, E. D. Bukovski, and D. M. Ginsberg, *Phys. Rev.* **B40**, 841 (1989).
16. L. Tewordt and Th. Wolkhausen, *Solid State Commun.* **75**, 515 (1990).
17. D. Pines, *Can. J. Phys.* **34**, 1376 (1956).
18. D. Pines and J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **124**, 1387 (1961).
19. Э. А. Пашицкий, В. Л. Випецкий, *Письма в ЖЭТФ* **46** (прилож.), **124** (1987).
20. J. Ruvalds, *Phys. Rev.* **B35**, 8869 (1987).
21. M. Suzuki, *Phys. Rev.* **B39**, 2312 (1989).
22. S. Uchida, *Physica* **C185–189** (1991).

23. D. S. Dessau, Z.-X. Shen, D. M. King, et. al., *Phys. Rev. Lett.* 71, 2781 (1993).
24. Э. А. Пашицкий, В. И. Пентегов, *ЖЭТФ* 108, 652 (1995).
25. Э. А. Пашицкий, *Письма в ЖЭТФ* 61, 264 (1995).
26. Э. А. Пашицкий, В. И. Пентегов, А. В. Семенов, *ФНТ* 22, 5 (1996).

Acoustic plasmons and anomalous thermal conductivity in high-temperature superconductors

E. A. Pashitskii and V. I. Pentegov

The anomalies of the temperature dependence of thermal conductivity coefficient $\kappa(T)$ in high-temperature superconductors below the critical temperature T_c is supposed to be due to the weekly damped collective electronic Bose-type excitations with the acoustic dispersion law (acoustic plasmons) occurred inside the gap 2Δ. The «plasmonic» mechanism of thermal conductivity allows one to explain the maximum of $\kappa(T)$ below T_c in the plane of the CuO_2 layers, the quadratic dependence $\kappa(T) \sim T^2$ in the region $T << T_c$, the depression of the maximum of $\kappa(T)$ by charged impurities, the inversion of the $\kappa(T)$ anisotropy in the plane of the layers in the $YBa_2Cu_3O_7$ crystal under normal-superconducting transition and so on.