

## О ПРИРОДЕ АНОМАЛЬНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Э.А.Пашицкий, В.И.Пентегов

Институт физики АН Украины  
252650 Киев, Украина

Поступила в редакцию 22 июля 1994 г.

Показано, что аномальный рост теплопроводности ниже критической температуры  $T_c$  перехода в сверхпроводящее состояние в высокотемпературных сверхпроводниках может быть связан с существованием внутри сверхпроводящей щели  $2\Delta(T)$  слабо затухающих коллективных электронных возбуждений бозе-типа с акустическим законом дисперсии (акустических плазмонов).

1. Как известно [1,2], в обычных низкотемпературных сверхпроводниках электронный вклад в теплопроводность ниже  $T_c$  быстро убывает с понижением температуры из-за "вымерзания" нормальных возбуждений ферми-типа. При этом фононный вклад в теплопроводность возрастает из-за выключения электронного механизма поглощения фононов внутри сверхпроводящей щели, а суммарная теплопроводность сверхпроводника может как уменьшаться в области  $T < T_c$ , так и возрастать, в зависимости от чистоты образцов, структуры их электронного и фононного спектров и др.

В высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП материалах) на основе слоистых купратных металло-оксидных соединений наблюдается резкое возрастание коэффициента теплопроводности (КТП) ниже  $T_c$  в плоскости слоев  $\text{CuO}_2$  [3-7] с максимумом в области  $T \approx T_c/2$ , величина которого в 1,5-2 раза может превышать КТП в нормальном состоянии при  $T \geq T_c$ . Это возрастание КТП трудно объяснить увеличением одного только решеточного вклада, как предполагалось, например, в [8,9], поскольку, несмотря на квазидвумерность электронного спектра и сильную анизотропию электрон-фононной релаксации, этот механизм приводит к увеличению КТП при  $T < T_c$  не только в плоскости  $a-b$ , но и вдоль оси  $c$  (см. [8]). Это противоречит эксперименту [3,4], согласно которому пик КТП в направлении оси  $c$  не наблюдается, а решеточный вклад в теплопроводность в плоскости  $a-b$  не превышает 30% максимального значения КТП [6,10]. Более того, КТП вдоль оси  $c$  по крайней мере на порядок меньше, чем в плоскости  $a-b$  [3], так что аномальный рост КТП в слоистых купратах ниже  $T_c$  вдоль проводящих слоев  $\text{CuO}_2$  естественно связать с нефононным вкладом в теплопроводность (см. [7,8]).

Так, например, в [11] максимум КТП объяснялся бозе-конденсацией двумерного ( $2D$ ) бозе-газа биполяронов при  $T < T_c$  в рамках биполяронного механизма ВТСП [12, 13]. При этом в [11] предполагалось, что спектр биполяронов малого радиуса в купратных слоях является корневым  $\omega_k \sim \sqrt{k}$  при  $k \rightarrow 0$ , так же, как в  $2D$ -системах, что приводит к особенности типа  $k^{-3/2}$  при  $k \rightarrow 0$  в импульсной зависимости транспортных времен рассеяния. В результате этого в биполяронной модели возрастание КТП с понижением  $T$  происходит по закону  $(T_c - T)^{3/2}$  вблизи  $T_c$ , а убывание КТП в области низких  $T$  - по кубическому закону  $\sim T^3$ , аналогично фононному вкладу в теплопроводность.

В настоящей работе показано, что резкое возрастание КТП ниже  $T_c$  может быть обусловлено существованием ветви низкочастотных коллективных возбуждений электронной плотности бозе-типа с акустическим законом дисперсии – так называемых акустических плазмонов (АП) [14], с одной стороны, и подавлением квантового затухания Ландау для таких возбуждений внутри щели  $2\Delta(T)$  в спектре квазичастиц при  $T < T_c$ , с другой. Такой механизм теплопроводности приводит к квадратичному по  $T$  убыванию КТП при  $T \rightarrow 0$  (в силу квазидвумерности спектра АП) и к линейному закону  $\sim (T_c - T)$  нарастания КТП ниже  $T_c$ , который хорошо согласуется с экспериментом [3-6].

2. Предположение о существовании ветви АП в слоистых купратных соединениях благодаря наличию в их электронных спектрах вблизи уровня Ферми (УФ) перекрывающихся широких и узких  $2D$ -зон, частично заполненных легкими ( $l$ ) и тяжелыми ( $h$ ) носителями заряда (электронами, дырками), было высказано впервые в [12,15]. Это предположение подтверждается слабой зависимостью положения УФ и значения оптической плазменной частоты  $\Omega_{pl}$  в  $\text{La}_{2-x}(\text{Ba}, \text{Sr})_x\text{CuO}_4$  от степени допирования [16,17], что можно объяснить преимущественным заполнением аномально узкой зоны с высокой плотностью состояний и большой эффективной массой  $h$ -носителей. При этом концентрация  $l$ -носителей  $N_l$  в широкой  $2D$ -зоне с малой плотностью состояний почти не меняется в процессе допирования и, следовательно, их энергия Ферми  $E_{Fl} \sim N_l$  и плазменная частота  $\Omega_l \sim \sqrt{N_l}$  остаются почти постоянными, а переменная плазменная частота  $h$ -носителей  $\Omega_h \ll \Omega_l$  во всем диапазоне изменения  $x$ , так что  $\Omega_{pl} = (\Omega_l^2 + \Omega_h^2)^{1/2} \approx \text{const}$ .

Недавно в [18] сообщалось о прямом наблюдении плоских (бездисперсионных) зон вблизи симметричных точек зоны Бриллюэна в купратах дырочного типа. Согласно экспериментальным данным [18] и численным расчетам зонного спектра (см., например, [19-21]), цилиндрическая поверхность Ферми слоистых купратов является многосвязной (многодолинной) в пределах первой зоны Бриллюэна, а электронные состояния разных зон (долин) разделены в импульсном пространстве благодаря низкой концентрации допированных  $l$ - и  $h$ -носителей ( $N_l \approx N_h \lesssim 10^{14} \text{ см}^{-2}$  в каждом  $2D$ -слое  $\text{CuO}_2$ ). В этом случае для описания коллективных электронных возбуждений хорошим приближением является модель многокомпонентной заряженной ферми-жидкости с  $l$ - и  $h$ -носителями, из которой непосредственно следует существование АП [14] как своеобразных "голдстоуновских возбуждений", связанных со "спонтанным" нарушением принципа неразличимости частиц для электронов (дырок) в разных зонах (долинах). Более того, при достаточно высоких  $T > \frac{W_h}{4}$ , где  $W_h$  – ширина узкой  $2D$ -зоны (согласно [18]  $W_h < 45 \text{ МэВ}$ ), почти локализованные на узлах решетки  $h$ -носители становятся невырожденными, так что нарушается связь между спином и статистикой, и заполнение узкой зоны приближенно может быть описано функцией распределения Максвелла-Больцмана. При этом многокомпонентная ферми-жидкость, как показано в [22,23], обладает маргинальными свойствами [24].

В нормальном металлическом состоянии ветвь АП с частотой  $\omega_q \approx qv$  лежит в области квантового затухания Ландау на  $l$ -носителях с декрементом  $\gamma_q = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \omega_q^2 / qv_{Fl}$ , поскольку ее фазовая скорость  $u$  меньше ферми-скорости  $l$ -носителей  $v_{Fl}$  (но больше ферми-скорости  $h$ -носителей  $v_{Fh}$ ). При переходе в сверхпроводящее состояние в результате возникновения щели в спектре квазичастиц ( $l$ -носителей) затухание Ландау в области энергий  $\omega < 2\Delta(T)$

быстро выключается с понижением  $T$ . В этом случае декремент затухания в рамках модели БКШ определяется выражением

$$\gamma_l(\omega_q, T) = \omega_q \frac{u}{v_{Fl}} g(\omega_q, T), \quad (1)$$

где функция  $g$  в общем виде была приведена в [2] и в низкочастотной области  $\omega \ll \Delta(T)$  равна [1]

$$g(T) = \sqrt{\pi} [\exp\{\Delta(T)/T\} + 1]^{-1}. \quad (2)$$

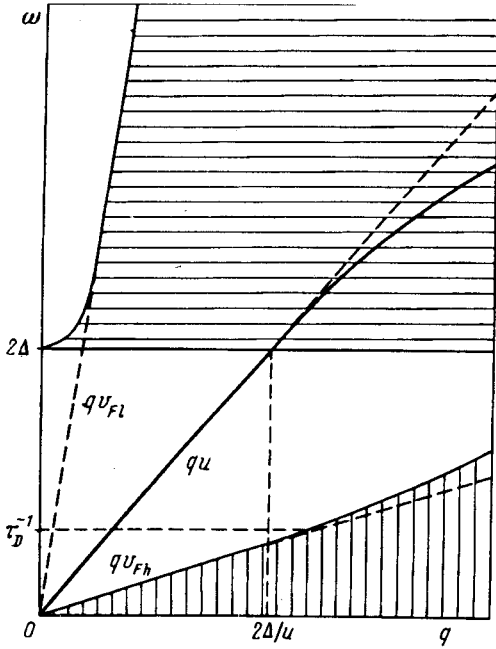


Рис.1. Спектр АП (сплошная жирная кривая) и области квантового затухания Ландау на  $l$ -носителях (горизонтальная штриховка) и на  $h$ -носителях (вертикальная штриховка) в СП состоянии со щелью  $2\Delta$  в спектре  $l$ -носителей (предполагается, что  $h$ -носители при  $T < T_c$  остаются в нормальном бесщелевом состоянии)

Если затухание АП за счет упругого рассеяния носителей на дефектах кристаллической решетки и примесях (затухание Друде) с характерным временем  $\tau_D$  достаточно мало, то длинноволновые АП с частотами в области прозрачности (рис.1)

$$\tau_D^{-1} \leq \omega_q \approx qu \leq 2\Delta(T) \quad (3)$$

могут вносить заметный вклад в теплопроводность кристалла, аналогично акустическим фононам (АФ).

3. Рассмотрим теплопроводность бозе-газа слабо затухающих АП внутри щели. По аналогии с [2], запишем кинетическое уравнение Больцмана для малой неравновесной добавки  $N_1(q, T)$ , связанной с градиентом температуры, к равновесной бозе-эйнштейновской функции распределения  $N_0(q, T) = [\exp(\omega_q/T) - 1]^{-1}$  тепловых АП, из которого следует, что

$$N_1(q, T) = -\mathbf{u} \vec{\nabla} T \tau_{pl}(\omega_q, T) \frac{\partial N_0}{\partial T}, \quad (4)$$

где

$$\tau_{pl}^{-1}(\omega_q, T) = \tau_D^{-1} + \gamma_l(\omega_q, T). \quad (5)$$

Соответствующий вклад неравновесных АП в поток тепла  $Q = -\kappa \vec{\nabla} T$ , аналогично вкладу АФ, дается выражением

$$Q_{pl} \equiv \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} u \omega_q N_1(q, T) = -\frac{\vec{\nabla} T}{8\pi T^2 d} \int_{\tau_D^{-1}}^{\infty} \frac{\omega^2 \tau_{pl}(\omega, T) e^{\omega/T}}{(e^{\omega/T} - 1)^2} d\omega, \quad (6)$$

где  $d$  – постоянная решетки вдоль оси  $c$ .

При выводе (6) учитывалось, что в слоистом кристалле с  $2D$ -зонным спектром частота АП слабо зависит от поперечной (перпендикулярной слоям) составляющей импульса  $q$  (см. [23]), так что с хорошей точностью можно считать, что вектор скорости  $u$  лежит в плоскости слоев. Благодаря этому обстоятельству, в рассматриваемой модели аномальная добавка к теплопроводности возникает лишь для градиента  $T$  в плоскости  $a-b$ , и отсутствует, когда  $\vec{\nabla} T$  направлен вдоль оси  $c$ , что коррелирует с экспериментальными данными [3,4].

Следует заметить, что в монокристаллах  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  без двойникования наблюдается дополнительная анизотропия КТП в плоскости  $a-b$  как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии, связанная с упорядочением  $1D$ -цепочек  $CuO$  вдоль оси  $b$  в базисных плоскостях  $z=0$ , так что  $\kappa_b > \kappa_a$  [6]. Эта анизотропия характерна как для электронного, так и для фононного вкладов в КТП, что проявляется в немонотонном поведении разности  $(\kappa_b - \kappa_a)$  ниже  $T_c$ . Для плазмонного вклада (6) анизотропия КТП в плоскости  $a-b$  может быть обусловлена анизотропией скорости  $u$  и параметра щели  $\Delta$ , связанной с  $1D$ -цепочками, однако в дальнейшем для простоты она не учитывается и используется модель слоистого кристалла с периодом  $d$ .

В результате добавка к коэффициенту теплопроводности за счет  $2D$ -бозе-газа тепловых АП в плоскости слоев равна

$$\kappa_{pl}(t) = \frac{T_c}{8\pi d} f(t); \quad f(t) = \frac{t^2}{\nu} \int_{\nu/t}^{\infty} \frac{x^3 e^x dx}{[1 + (\beta/\nu)txg(x)](e^x - 1)^2}, \quad (7)$$

где

$$t = T/T_c; \quad \nu = 1/\tau_D T_c; \quad \beta = u/v_{F1}. \quad (8)$$

Из (7) следует, что в области  $(T_c - T) \ll T_c$  плазмонный КТП возрастает с понижением  $T$  пропорционально  $\Delta^2(T) \sim (T_c - T)$ , в отличие от биполярного КТП [10], который растет при  $T < T_c$  как  $(T_c - T)^{3/2}$ . В то же время, в области низких  $T \ll T_c$ , где  $\Delta(T) \gg T$ , зависимость плазмонного КТП от  $T$  является квадратичной,  $\kappa_{pl} \sim T^2$ , что также отличается от КТП бозе-газа биполяронов,  $\kappa_{BP} \sim T^3$  [10].

На рис.2 показаны зависимости функции  $f(t)$  от  $t$  для разных значений параметра  $\nu$  при  $\beta = \text{const}$ . Как видим, имеет место удовлетворительное качественное согласие между теоретическими кривыми и экспериментальной зависимостью КТП от  $T$  в  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  (за вычетом фононного вклада), которая показана на вставке рис.2. Это согласие улучшается при учете (в рамках теории БКШ [25]) вклада в КТП  $l$ -носителей.

Повышение максимума кривой  $f(t)$  с уменьшением  $\nu$  (т.е. с ростом  $\tau_D$ ) может объяснить наблюдаемое в эксперименте возрастание максимума КТП

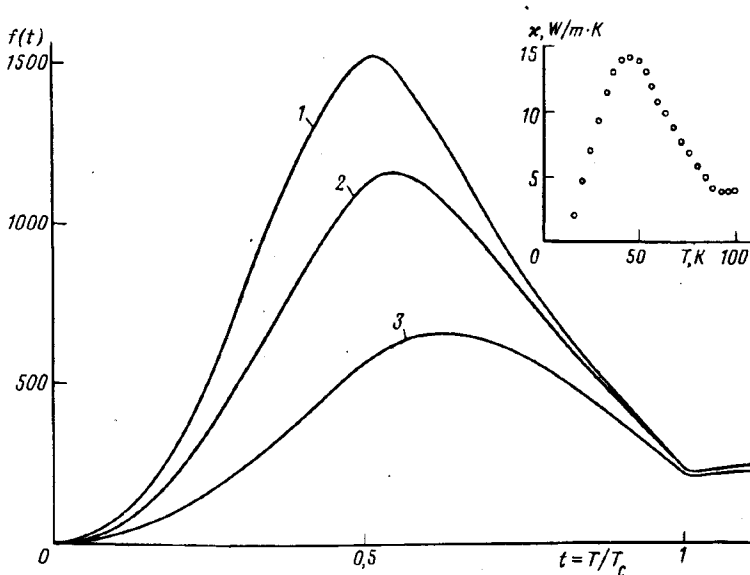


Рис.2. Функция  $f(t)$  для разных значений параметра  $\nu$  при  $\beta = 0,1$ : кривая 1  $-\nu = 0,8 \cdot 10^{-3}$ ; кривая 2  $-\nu = 1,2 \cdot 10^{-3}$ ; кривая 3  $-\nu = 2,7 \cdot 10^{-3}$

в  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  при отжиге образцов в атмосфере кислорода [5], если предположить, что затухание Друде тепловых АП в сверхпроводящем состоянии обусловлено, в основном, рассеянием  $h$ -носителей на заряженных вакансиях кислорода, концентрация которых убывает по мере отжига. Характерное время такого рассеяния может быть гораздо больше транспортного времени рассеяния  $l$ -носителей.

В то же время, наблюдавшееся в [26] подавление максимума КТП ниже  $T_c$  магнитным полем может быть связано с увеличением затухания Ландау АП на  $l$ -носителях внутри нормальных сердцевин вихрей Абрикосова.

Наконец, отсутствие связанного с фононами пика КТП вдоль оси  $c$  может быть обусловлено тем, что спектр акустических фононов лежит в области сильного затухания Ландау на  $h$ -носителях (область с вертикальной штриховкой на рис.1), которые остаются невырожденными ниже  $T_c$  и поэтому не переходят в сверхпроводящее состояние вплоть до  $T \ll T_c$ .

4. Таким образом, максимум КТП ниже  $T_c$  в ВТСП материалах [3-9] на основе слоистых купратных соединений дырочного типа с аномально узкими 2D зонами вблизи УФ [18] может быть обусловлен вкладом в теплопроводность нейтрального бозе-газа слабо затухающих тепловых АП внутри щели  $2\Delta(T)$ . Существование ветви АП в таких купратах, наряду с ВЧ полярными оптическими фононами (кислородными колебательными модами), способствует усилению межэлектронного притяжения и повышению  $T_c$  (см. [12,27]) благодаря плазмонному механизму ВТСП.

В заключение выражаем благодарность А.С.Александрову и Г.М.Элиашбергу за полезные дискуссии. Один из авторов (Э.А.Пашицкий) благодарит Международный научный фонд Сороса за финансовую поддержку исследований.

1. J.Bardeen, L.N.Cooper, and J.R.Schrieffer, Phys. Rev. 106, 162 (1957); 108, 1175 (1957).
2. J.Bardeen, G.Rickayzen, and L.Tewordt, Phys. Rev. 113, 982 (1959).
3. M.Sera, S.Shamoto, M.Sato et al., Sol. St. Commun. 74, 951 (1990).
4. F.Crommie and A.Zettl, Phys. Rev. B43, 498 (1991).
5. J.L.Cohn, E.F.Skelton, S.A.Wolf et al., Phys. Rev. B45, 13144 (1992).
6. R.C.Yu, M.B.Salamon, J.P.Lu and W.C.Lee, Phys. Rev. Lett. 69, 1431 (1992).
7. P.B.Alen, X.Du, L.Mihaly, and L.Forro, Phys. Rev. B49, 9073 (1994).
8. L.Tewordt and Th.Wolkhausen, Sol. St. Commun. 75, 515 (1990).
9. S.D.Peacor, R.A.Richardson, F.Nori, and C.Uher, Phys. Rev. B44, 9508 (1990).
10. S.J.Hagen, Z.Z.Wang, and N.P.Ong, Phys. Rev. B40, 9389 (1989).
11. A.S.Alexandrov and N.F.Mott, Phys. Rev. Lett. 71, 1075 (1993).
12. Э.А.Пашицкий, В.Л.Винецкий, Письма в ЖЭТФ 46, (прилож.), 124 (1987).
13. А.С.Александров, Письма в ЖЭТФ 46, (прилож.), 127 (1987).
14. D.Pines and J.R.Schrieffer, Phys. Rev. 124, 1387 (1961).
15. J.Ruvalds, Phys. Rev. B35, 8869 (1987).
16. M.Suzuki, Phys. Rev. B39, 2312 (1989).
17. S.Uchida, Physica C185-189, 28 (1991).
18. D.S.Dessau, Z.-X.Shen, D.M.King et al., Phys.Rev. Lett. 71, 2781 (1993).
19. H.Krakauer and W.E.Pickett, Phys. Rev. Lett. 60, 1665 (1988).
20. L.F.Mattheiss and P.R.Hamman, Phys. Rev. B40, 2217 (1989).
21. В.Н.Антонов, Вл.Н.Антонов, В.Г.Барьяхтар и др., ЖЭТФ 95, 732 (1989).
22. Э.А.Пашицкий, СФХТ 3, 2669 (1990).
23. Э.А.Пашицкий, Ю.М.Малозовский, А.В.Семенов, ЖЭТФ 100, 465 (1991); Supercond. Sci Technol. 5, 507 (1992).
24. С.М.Varma, P.B.Littlewood, S.Schmitt-Rink et al., Phys. Rev. Lett. 63, 1996 (1989).
25. Б.Т.Гейликман, ЖЭТФ 34, 1042 (1958).
26. Т.Т.М.Palstra, В.Вatlogg, L.F.Schneemeyer, and J.W.Waszczak, Phys. Rev. B41, 6621 (1990).
27. Э.А.Пашицкий, Письма в ЖЭТФ 55, 332 (1992); 58, 389 (1993); ЖЭТФ 103, 867 (1993).