

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ КРИСТАЛЛОВ $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ В ПЛОСКОСТИ ab

В.Б.Ефимов, Л.П.Межов-Деглин

Институт физики твёрдого тела РАН

142432 Черногловка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 13 ноября 1995 г.

Приведены результаты измерений теплопроводности κ и электрического сопротивления ρ трех различных ВТСП кристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ в плоскости ab в области температур 10–140 К. Обнаружено, что: 1) максимальные значения теплопроводности наших кристаллов в несколько раз выше теплопроводности исследованных ранее образцов; 2) в отличие от результатов расчетов теории электронного транспорта тепла в анизотропных кристаллах ВТСП купратов максимальные значения отношения $\kappa(T)/\kappa(T_c)$ в кристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ могут достигать 2, а положение точки максимума теплопроводности с ростом этого отношения смещается в сторону более низких температур $T_m/T_c \leq 0.4$, как и в менее анизотропных кристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, и 3) максимумы на кривых $\kappa(T)$ наблюдаются как в образцах с малым удельным сопротивлением ρ и металлическим типом проводимости $\rho(T) \sim T$, электронная компонента которых κ_e по порядку величины сравнима с полной теплопроводностью κ при $T \geq T_c$, так и в образцах, сопротивление которых возрастает с понижением температуры и, соответственно, $\kappa_e < \kappa$. Это указывает, что при объяснении природы возникновения максимумов на кривых $\kappa(T)$ в кристаллах ВТСП купратов в сверхпроводящем состоянии необходимо учитывать возрастание не только электронной компоненты теплопроводности κ_e , как это принято в большинстве современных теоретических расчетов, но и рост фоновой компоненты κ_p ниже T_c .

1. Известно [1], что поведение коэффициента теплопроводности сверхпроводника κ определяется суммой вкладов электронной κ_e и решеточной κ_p компонент:

$$\kappa = \kappa_e + \kappa_p. \quad (1)$$

Величину κ_e в нормальном состоянии при $T \geq T_c$ можно оценить по электропроводности образца ρ^{-1} в нормальном состоянии, воспользовавшись законом Видемана – Франца

$$\kappa_e = LT/\rho, \quad (2)$$

где ρ – удельное сопротивление. Численный коэффициент $L = L_0 = 2.4 \cdot 10^{-8} \text{ W}/\Omega \cdot \text{K}^2$ (число Лоренца), если преобладает упругое рассеяние носителей в объеме, и $L < L_0$ при наличии неупругого рассеяния носителей. При переходе образца в сверхпроводящее состояние величина κ_e остается конечной, в отличие от проводимости ρ^{-1} , измеряемой на постоянном токе. Поэтому, в принципе, по результатам измерений $\rho(T)$ и $\kappa(T)$ в широком интервале температур выше и ниже критической T_c можно выделить вклады электронной и решеточной компонент теплопроводности и отсюда попытаться судить об особенностях взаимодействия между квазичастицами и роли различных механизмов релаксации возмущений в электронной и фоновой системах. Подобный подход оказался плодотворным при обсуждении кинетических коэффициентов обычных металлических сверхпроводников, свойства которых хорошо описываются в рамках известной БКШ модели со слабым или сильным электрон-фононным взаимодействием [1–3].

*

Тем более было бы интересным выяснить особенности поведения $\kappa_e(T)$ и $\kappa_p(T)$ в высокотемпературных сверхпроводниках. Однако в случае слоистых ВТСП кристаллов до сих пор однозначно не установлено, какая из компонент определяет поведение теплопроводности ниже T_c , в частности, с чем связано возникновение максимумов на кривых $\kappa(T)$, описывающих температурную зависимость теплопроводности кристаллов в купратной ab -плоскости. Например, в работах [4, 5] полагают, что основную роль ниже T_c играет фоновая компонента и возрастание теплопроводности ниже T_c обусловлено падением концентрации нормальных электронных возбуждений, которые ограничивают максимальные пробеги фононов вблизи T_c . Напротив, в большинстве экспериментальных и теоретических работ, опубликованных после экспериментального обнаружения многократного возрастания высокочастотной проводимости газа нормальных электронных возбуждений σ_{HF} ниже T_c (например, в работах [6–8]), увеличение $\kappa(T)$ в сверхпроводящем состоянии приписывают многократному возрастанию теплопроводности электронной компоненты $\kappa_e = \sigma_{HF} L_0 T$. Изменениями κ_p при этом пренебрегают. Ясно, что для выяснения пригодности различных теоретических моделей необходимы дальнейшие экспериментальные исследования свойств возможно более совершенных ВТСП кристаллов.

2. Данная работа посвящена изучению теплопроводности сверхпроводящих $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ кристаллов в купратной ab -плоскости.

Подробный анализ опубликованных ранее результатов теоретических и экспериментальных исследований теплопроводности кристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$ в нормальном и сверхпроводящем состояниях и список публикаций содержится в работах [8, 9]. Сравнивая результаты измерений ВТСП кристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ и его непроводящего $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{YCu}_2\text{O}_8$ аналога авторы [9] пришли к выводу, что, во-первых, пик в температурной зависимости теплопроводности сверхпроводника $\kappa(T)$ в ab -плоскости обусловлен многократным возрастанием электронной компоненты теплопроводности κ_e ниже T_c , и, во-вторых, транспорт тепла в решетке $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ кристалла осуществляется некогерентно колеблющимися атомами (модель теплопроводности Эйнштейна), а не бегущими фоновыми волнами (пайерлсовская модель), как в обычных кристаллах.

Из последующих вариационных расчетов электронной компоненты теплопроводности κ_e ВТСП кристаллов [8] следовало, что при одинаковой концентрации в объеме ионизованных примесей $N = 0.05 - 0.1$ максимальные значения отношения $\kappa_e(T)/\kappa_e(T_c)$ в ab -плоскости в более анизотропных $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ кристаллах $\kappa_{e, \max}/\kappa_e(T_c) = 1.5 - 2.5$ должны быть заметно меньше, чем в менее анизотропных $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ кристаллах $\kappa_{e, \max}/\kappa_e(T_c) = 5 - 7$, а положение точки максимума T_{\max} при этом должно сдвигаться в сторону более высоких температур от $T_{\max} = 0.4T_c$ к $T_{\max} = (0.6 - 0.7)T_c$. Относительно решеточной компоненты κ_p в работах [8, 9] полагают, что в достаточно широком интервале температур по обе стороны от T_c температурной зависимостью $\kappa_p(T)$ можно пренебречь, то есть

$$\kappa(T) = \kappa_e(T) + \kappa_p. \quad (3)$$

С учетом вклада решеточной компоненты в приведенных координатах $K(t) = \kappa(T)/\kappa(T_c)$, где $t = T/T_c$ – приведенная температура, расчетные значения максимумов на кривых $K(t)$ в Bi -кристаллах должны быть существенно меньше: $K_{\max}(t) \approx 1.3$, и сдвинуты в сторону более высоких температур $t_{\max} \sim 0.6 - 0.7$ по сравнению с Y -кристаллами той же степени совершенства ($K_{\max}(t) \approx 2$, $t_{\max} \sim 0.4$).

Как будет видно из дальнейшего (рис.1, 2), предсказания теории [8] не согласуются с результатами наших измерений: с повышением максимальной теплопроводности Vi -кристаллов отношение $K(t)$ стремится к 2, а положение максимума сдвигается в сторону более низких температур $t < 0.4$, как в лучших из известных $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ кристаллов [6, 10].

3. Основные параметры, характеризующие свойства исследованных нами образцов 1, 2, 3 указаны в таблице. Минимальные размеры соответствуют направлению вдоль оси c .

Образец, (номер кривых на рисунках)	Размеры, мм ³	T_c , К	ΔT_c , К	$\kappa(120\text{K})$, W/mK	$\rho(120\text{K})$, m $\Omega \cdot \text{cm}$	$\kappa_c(120\text{K})$, W/mK
1	0.96 · 0.58 · 0.016	89	3.5	15	0.63	0.47
2	2.00 · 0.59 · 0.050	86	1.5	10.5	0.22	1.3
3	2.30 · 1.20 · 0.020	82	4	5.4	—	—
4	—	—	—	~ 5.1	~ 0.11	~ 2.6
5	2 · 1 · 0.01	89	—	~ 5.5	~ 0.18	~ 1.6

Значения удельного электрического сопротивления $\rho(120\text{K})$ и теплопроводности $\kappa(120\text{K})$ для кристаллов 4, 5, которые были исследованы в работах [9, 11], оценены нами по графикам $\rho(T)$ и $\kappa(T)$, приведенным на рис.2а, б в статье [9] и рис.1а, б в работе [11].

Методика наших измерений теплопроводности и сопротивления подробно описана в [12]. Измерения $\rho(T)$ проводили стандартным потенциометрическим методом на постоянном токе, $\kappa(T)$ измеряли методом стационарного теплового потока. Для уменьшения погрешности при оценке соотношений между κ_p и κ_c в анизотропном кристалле тепловой поток при измерении теплопроводности и электрический ток при измерении сопротивления образца в плоскости ab пропускали в одном и том же направлении.

Температурные зависимости теплопроводности $\kappa(T)$ различных Vi -кристаллов в плоскости ab показаны на рис.1 (наборы точек 1, 2 и 3). Экспериментальные зависимости $\kappa(T)$ дополнены расчетными зависимостями $\kappa_c(T)$. Пунктирные кривые $1e$ и $2e$ на рис.1 построены по результатам измерений сопротивления $\rho(T)$ тех же образцов. Кривые 4 и $4e$ описывают теплопроводность $\kappa(T)$ и $\kappa_c(T)$ образца, исследованного в работе [9] (построены по графикам 2а и 2б), а кривые 5 и $5e$ описывают теплопроводность и рассчитанный по соотношению (2) вклад электронной компоненты теплопроводности для кристалла 5 из работы [11] (графики 1а и 1б). Напомним, что кривые $\kappa_c(T)$ соответствуют оценкам сверху, в пренебрежении вкладом неупругого рассеяния носителей заряда.

На рис.2 показаны температурные зависимости теплопроводности тех же образцов в приведенных координатах $K(t) = \kappa(T)/\kappa(T_c)$, где $t = T/T_c$ — приведенная температура. При теоретических расчетах обычно используют именно эти координаты. Переход к приведенным координатам позволяет исключить погрешности в определении абсолютных значений кинетических коэффициентов κ и ρ , неизбежные при работе с образцами малых размеров, а также погрешности при вычислении численных множителей при теоретических расчетах кинетических коэффициентов кристаллов.

4. Из рис.1, 2 и таблицы видно, что в нормальном состоянии при $T \geq T_c$ в кристаллах 1 и 2 $\kappa_c \leq 0.1\kappa$, то есть преобладает решеточная компонента теплопроводности $\kappa_p \gg \kappa_c$. В то же время в образце, исследованном в работе [9], $\kappa_c \sim 0.5\kappa$, то есть $\kappa_p \approx \kappa_c$. Более того, электропроводность образцов 4, 5 в

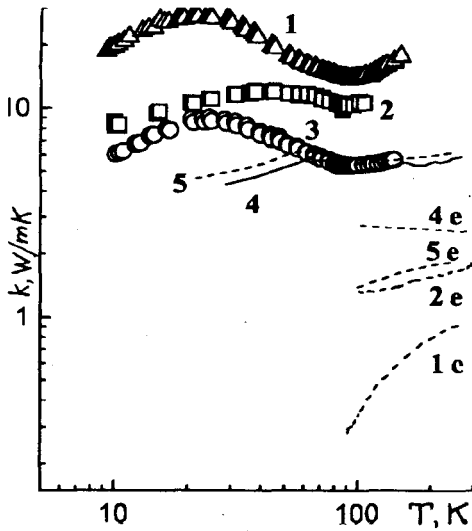


Рис.1

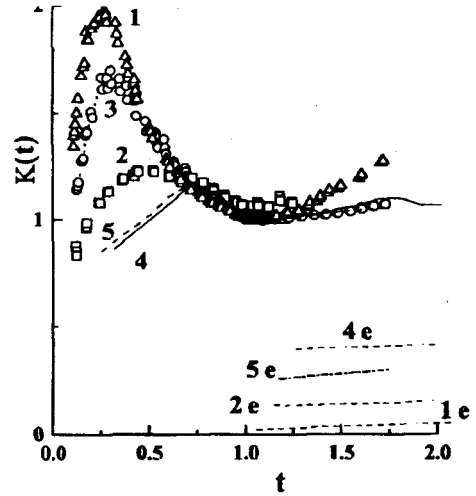


Рис.2

Рис.1. Температурные зависимости теплопроводности кристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$, в ab -плоскости. Наборы точек 1, 2 и 3 – наши измерения. Кривые 4 и 5 построены по данным работ [9] и [11]. Пунктирными кривыми 1e–5e показаны оценки вклада электронной системы κ_e для тех же образцов

Рис.2. Температурные зависимости теплопроводности кристаллов 1–5 в приведенных координатах: $K(t) = \kappa(T)/\kappa(T_c)$; $t = T/T_c$

несколько раз выше электропроводности исследованных нами образцов 1 и 2, следовательно, решеточная компонента κ_p этих образцов много меньше, чем κ_p кристаллов 1 и 2. В соответствии с расчетами [8] возрастание электронной компоненты κ_e с переходом в сверхпроводящее состояние должно было бы проявиться сильнее всего именно в этих образцах, то есть в приведенных координатах $K(t) = \kappa(T)/\kappa(T_c)$ (рис.2), максимумы на кривых 4 и 5 должны быть значительно выше и расположены при более низких приведенных температурах, чем на кривых 1 и 2. Чтобы приписать максимум на кривых 1 и 2 возрастанию только электронной компоненты κ_e , потребовалось бы предположить, что отношение $\kappa_e(T)/\kappa_e(T_c)$ в точке максимума в кристалле 2 возрастает по крайней мере в ~ 10 раз, а в образце 1 – в ~ 100 раз. Это заведомо выше предсказаний теории [8].

Таким образом из сравнения соотношений между значениями κ и κ_e в разных образцах следует, что возникновение максимумов на кривых $\kappa(T)$ в плоскости ab в исследуемых кристаллах 1, 2 и 4, 5 нельзя приписать возрастанию только электронной компоненты теплопроводности $\kappa_e(T)$ ниже T_c , как это принято в [6–9]. Возрастание теплопроводности образцов 1, 2, в которых вблизи T_c решеточная компонента преобладает, так же как и многократное увеличение κ_p в нормальном состоянии при переходе от образцов 4 и 5 к образцам 1 и 2 указывает, что транспорт тепла в решетке этих кристаллов осуществляется фононами, эффективные пробеги которых $\lambda_p(T)$ ограничиваются рассеянием на нормальных электронных возбуждениях, друг на друге, а также примесях и дефектах в объеме образца. Отсутствие корреляции в значениях κ и ρ вполне объяснимо, так как транспортные

пробеги фононов λ_p и носителей заряда λ_e в различных образцах близкого состава могут ограничиваться различными механизмами рассеяния. Например, электронные пробеги могут ограничиваться сильным рассеянием на заряженных точечных дефектах, в то время как фононные пробеги при рассеянии на тех же точечных дефектах при низких температурах быстро возрастают, $\lambda_p \sim T^{-4}$ (рэлеевское рассеяние).

Оценки эффективной длины свободного пробега фононов, проведенные нами в простом газокинетическом приближении

$$\kappa_p \approx 1/3 C_p \nu \lambda_p \quad (4)$$

по экспериментальным значениям теплопроводности, теплоемкости C_p и скорости звука ν [13], показывают, что при $T \approx T_c$ величина $\lambda_p(T)$ в несколько раз больше характерных параметров решетки в ab -плоскости, то есть описание теплопроводности моделью Пайерлса (распространением бегущих волн — фононов) вполне корректно. Эйнштейновская модель колеблющихся осцилляторов в твердом теле, рассматриваемая в [9] в качестве основного механизма транспорта тепла в решетке в Bi -кристалле могла бы оказаться применимой для описания поведения теплопроводности вдоль оси c , где по оценкам [13] эффективная длина свободного пробега фононов достигает значения порядка нескольких параметров решетки лишь при охлаждении ниже 30 К. Известно, что из-за большой концентрации дефектов между купратными плоскостями механизм движения носителей заряда в Bi -кристаллах также сильно изменяется: от зонного движения в плоскости ab к перескоковой диффузии вдоль направления c .

Возрастание $\kappa_p(T)$ при переходе в сверхпроводящее состояние связано с вымораживанием нормальных электронных возбуждений, на которых рассеиваются фононы. Выше мы отмечали, что в работах [4,5] расчетные кривые $\kappa_p(T)/\kappa_p(T_c)$ удавалось с точностью до процентов согласовать с экспериментальными зависимостями в рамках БКШ-модели, полагая, что основную роль при $t \geq 0.3$ играет фонон-электронное рассеяние, а сверхпроводящая щель в электронном спектре $\Delta = \chi \Delta_{БКШ}$, где величина параметра χ для разных ВТСП образцов изменялась в пределах $\chi = 1.4 - 2$. В принципе, значения $\chi \leq 2$ достаточно и для описания поведения кривых 1 - 5 на рис.2. Напомним, что в металлических сверхпроводниках с сильной электрон-фононной связью (например, в свинце [3]) величина $\chi \leq 1.4$, то есть возможность повышения χ до 2 в приближении электрон-фононного взаимодействия требует отдельного изучения.

Экспериментальное обнаружение многократного возрастания высокочастотной проводимости σ_{HF} газа нормальных электронных возбуждений ниже T_c в кристаллах $YBa_2Cu_3O_7$ и разумное согласие расчетной зависимости $\kappa_e = \sigma_{HF} \cdot L_0 T$ с оценками $\kappa_e(T)$ по измеренной теплопроводности в работе [6] указывают, что пренебрегать вкладом электронной компоненты в теплопроводность ВТСП кристаллов также невозможно.

Сопротивление образцов в работе [6] не измеряли, поэтому соотношение между κ_e и κ_p при T выше T_c в этих образцах неизвестно. Но по данным опубликованных недавно [10] наблюдений теплового холл-эффекта в аналогичных Y -кристаллах можно оценить, что в нормальном состоянии при $T \sim T_c$ $\kappa_e \sim 0.1 \kappa_p$. А в сверхпроводящем состоянии при $T \approx 0.4 T_c$ отношение $\kappa_{e, \max} / \kappa_e(T_c) \approx 6$, соответственно, $\kappa_{p, \max} / \kappa_p(T_c) \approx 1.3$. Таким образом, хотя электронная компонента возрастает заметно быстрее фононной, даже в точке

максимума вклад фононной компоненты более чем в два раза превосходит κ_e . Возрастание κ_e и κ_p при переходе в сверхпроводящее состояние указывает, что в области температур $T \sim T_c$ транспортные пробеги носителей заряда и фононов ограничены в основном взаимным рассеянием квазичастиц друг на друге. Уместно отметить, что в этих условиях возрастание электронной компоненты κ_e при переходе из нормального в сверхпроводящее состояние возможно и в приближении БКШ модели. Согласно расчетам [2], в совершенных металлических кристаллах со слабой электрон-фононной связью отношение $\kappa_e(T)/\kappa_e(T_c)$ может возрастать в 2.4 раза при охлаждении до $\sim 0.3T_c$, и только затем экспоненциальное падение концентрации носителей приведет к падению κ_e с понижением температуры. Отличительной особенностью ВТСП кристаллов является то, что в них, в отличие от металлов, при $T \sim T_c$ $\kappa_p \geq \kappa_e$. Поэтому при расчетах поведения совершенных ВТСП кристаллов необходимо учитывать изменение обеих компонент, равно как и возможность влияния эффектов взаимного фонон-электронного увлечения.

Отметим, что для объяснения природы возникновения максимумов на кривых $\kappa(T)$ недавно был предложен новый механизм транспорта тепла носителями в ВТСП кристаллах (акустическими бозонами) [7]. Очевидно, что разница в значениях и температурной зависимости сопротивления $\rho(T)$ образцов 1, 2, 4 и 5 связана не только с различиями в эффективной длине пробега носителей λ_e , но и с изменением механизмов движения и концентрации носителей заряда от образца к образцу. Для выяснения пригодности модели [7] к рассматриваемым явлениям было бы интересно оценить, как сказываются эти изменения на поведении теплопроводности акустических бозонов.

Авторы благодарны А.С.Нигматуллину за любезно предоставленные кристаллы, Э.А.Пашицкому за плодотворные дискуссии, а также D.Clarke, обратившему наше внимание на опубликованные недавно результаты исследований [9].

Работа была выполнена при поддержке DAAD и фонда Сороса (грант J4K100).

-
1. Б.Т.Гейликман, В.З.Кресин, *Кинетические и нестационарные явления в сверхпроводниках*, М.: Наука, 1972.
 2. Б.Т.Гейликман, В.Р.Чечеткин, М.И.Душенат, *ЖЭТФ* **73**, 2319 (1977).
 3. Л.П.Межов-Деглин, *ЖЭТФ* **77**, 734 (1979).
 4. C.Uher, *J.Superconductivity* **3**, 337 (1990).
 5. M.Sawamura, S.Awaji et al., *Physica B* **194-196**, 2135 (1994).
 6. R.C.Yu, M.B.Salamon, J.P.Lu, and W.C.Lee, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1431 (1992).
 7. Э.А.Пашицкий, В.И.Пентегов, *Письма в ЖЭТФ* **60**, 366 (1994).
 8. M.Houssa and M.Ausloos, *Phys. Rev. B* **51**, 9372 (1995).
 9. P.B.Allen, X.Du, L.Mihaly, and L.Forro, *Phys. Rev. B* **49**, 9073 (1994).
 10. K.Krishana, J.M.Harris, and N.P.Ong, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 19, 3529 (1995).
 11. M.F.Crommie and A.Zettl, *Phys. Rev. B* **41**, 10978 (1990).
 12. В.Б.Ефимов, Л.П.Межов-Деглин, ФНТ, в печати (1996).
 13. V.B.Efimov, *Phonon Scattering in Condensed Matter VII*, Springer Series in Solid-State Sciences, **112**, Eds. Meissner and R.O.Pohl, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1993, p.182.