Физика низких температур, 1997, т. 23, № 3, с. 278–289

Теплопроводность анизотропных ВТСП кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$

В. Б. Ефимов, Л. П. Межов-Деглин

Институт физики твердого тела РАН, Россия, 142432, Черноголовка, Московской обл.
E-mail: efimov@issp.ac.ru

Статья поступила в редакцию 3 апреля 1995 г., после переработки 9 июля 1996 г.

Приведены результаты измерений теплопроводности κ и сопротивления ρ нескольких сверхпроводящих кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$ в плоскости ab (κ^{ab} и ρ^{ab}) и вдоль оси c (κ^c и ρ^c). Обнаружено, что величины и температурные зависимости коэффициентов теплопроводности Y- и Bi-кристаллов близки и от образца к образцу одного состава изменяются значительно слабее, чем сопротивления образцов. В отличие от предсказаний теории электронного транспорта тепла в кристаллах ВТСП купратов, в более анизотропных Bi-образцах относительная высота максимумов на кривых $\kappa^{ab}(T)/\kappa^{ab}(T_c)$ достигает двух, а положение максимума с ростом этого отношения сдвигается в область низких температур $T_m < 0{,}4T_c$, как и в менее анизотропных Y-кристаллах. Все эти факты свидетельствуют о том, что при теоретических расчетах теплопроводности слоистых ВТСП кристаллов в ab-плоскости при температурах ниже T_c необходимо учитывать возможность возрастания как электронной, так и фононной компонент теплопроводности, как и при расчетах теплопроводности совершенных кристаллов обычных металлических сверхпроводников. В направлении перпендикулярном слоям теплопроводность $\kappa^c \ll \kappa^{ab}$ и монотонно уменьшается с понижением температуры. Вкладом электронной компоненты в κ^c можно пренебречь.

Наведено результати вимірювань теплопровідності κ та опору ρ кількох надпровідних кристалів $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ і $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$ у площині ab (κ^{ab} та ρ^{ab}) та уздовж осі c (κ^c та ρ^c). Виявлено, що величина та температурні залежності коефіцієнта теплопровідності Y- та Bi-кристалів близькі та від зразка до зразка того же складу змінюються значно слабкіше, ніж опір зразка. На відміну від передбачення теорії електронного транспорту тепла в кристалах ВТНП купратів, у більш анізотропних Bi-зразках відносна висота максимумів на кривих $\kappa^{ab}(T)/\kappa^{ab}(T_c)$ досягає двох, а положення максимуму з ростом цього відношення зміщується до області низьких температур $T_m < 0{,}4T_c$, як і в менш анізотропних Y-кристалах. Усі ці факти свідчать про те, що при теоретичних розрахунках теплопровідності шаруватих ВТНП кристалів в ab-площині при температурах нижче T_c необхідно ураховувати можливість зростання як електронної, так і фононної компонент теплопровідності, як і при розрахунках теплопровідності досконалих кристалів звичайних металевих надпровідників. В напрямку перпендикулярному шарам теплопровідність $\kappa^c \ll \kappa^{ab}$ та монотонно зменшується із зниженням температури. Вкладом електронної компоненти в κ^c можна знехтувати.

PACS: 65.70.+y, 74.25.Fy

1. Введение

При переходе сверхпроводника из нормального в сверхпроводящее состояние теплопроводность образца κ остается конечной в отличие, например, от электрического сопротивления ρ или термоэдс. Это позволяет по результатам измерений теплопроводности и электропроводности оценить вклад электронной κ_e и решеточной (фононной) κ_p компонент в полную теплопроводность образца

$$\kappa = \kappa_e + \kappa_p \qquad (1)$$

не только в нормальном, но и в сверхпроводящем состояниях. Последнее особенно интересно в случае высокотемпературных сверхпроводников, поскольку механизм взаимодействия между квазичастицами, приводящего к спариванию носителей заряда в ВТСП материалах, до сих пор однозначно не установлен.

Величину κ_e в нормальном состоянии и, следовательно, соотношение между κ_e и κ_p при $T \geq T_c$ можно оценить по измеренному удельному электросопротивлению ρ, воспользовавшись соотношением Видемана—Франца

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

© В. Б. Ефимов, Л. П. Межов-Деглин, 1997

где $L = L_0 = 2{,}4 \cdot 10^{-8}$ Вт·Ом/К^2 (число Лоренца), если электрическое и тепловое сопротивления в электронной системе определяются одним и тем же упругим рассеянием носителей в объеме. При наличии неупругого рассеяния, например неупругого электрон-фононного рассеяния или рассеяния на свежевведенных дефектах при низких температурах, коэффициент $L < L_0$ и зависит от температуры (см., например, [1]).

Как указано в [2], в ВТСП купратах при $T \sim T_c$ наблюдаются по крайней мере два различных транспортных времени релаксации электронных возбуждений: в затухание электрического тока вносят вклад преимущественно быстрые процессы релаксации, а «нейтральные токи», включая холловский ток или тепловой поток, контролируются медленными процессами. Поэтому оценка (2) не может претендовать на точность более чем по порядку величины.

Если соотношение между κ_e и κ_p в нормальном состоянии при $T \geq T_c$ известно, то из сравнения экспериментальной зависимости $\kappa(T)$ в сверхпроводящем состоянии с температурными зависимостями, следующими из различных теоретических моделей транспорта тепла в ВТСП кристаллах, можно сделать определенные заключения о пригодности предлагаемой модели и, таким образом, об особенностях взаимодействия между квазичастицами в ВТСП купратах.

Ниже приведены и обсуждаются результаты измерений теплопроводности и электропроводности нескольких относительно совершенных кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$ с критической температурой $T_c > 82$ К в интервале температур 10–150 К. Отличительная черта данной работы состоит в том, что весь цикл исследований — измерения теплопроводности и сопротивления в купратной ab-плоскости (κ^{ab} и ρ^{ab}) и перпендикулярно ей вдоль оси c (κ^c и ρ^c) — проводили на одном и том же образце, что существенно, принимая во внимание сильный разброс величин электропроводности ВТСП кристаллов даже для образцов из одной партии. Направления теплового потока и электрического тока при измерениях κ и ρ совпадали. Это позволило исключить систематические ошибки в оценках соотношений между κ_e и κ_p, обусловленные сильной анизотропией кристаллов, которых трудно избежать при измерениях κ и ρ на разных образцах.

Кристаллы $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ были выращены в ИФТТ РАН [3], $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$ — в МИСИС [4]. Некоторые из результатов исследований свойств Bi-кристаллов в ab-плоскости были опубликованы в предварительном сообщении [5].

2. Методика эксперимента

Методика измерений теплопроводности кристаллов в плоскости ab и вдоль оси c схематически показана на рис. 1. Измерения сопротивления проводили по стандартной четырехточечной потенциометрической схеме на постоянном токе. Серебряной пастой на образец наносились контактные площадки, к которым приклеивались медные соединительные провода диаметром 50 мкм.

Теплопроводность измеряли методом стационарного теплового потока. Разность температур вдоль кристалла определяли хромель-константановой термопарой. Вторая такая же термопара использовалась для определения разности температур между образцом и образцовым платиновым или германиевым термометрами. Применение хромель-константановых термопар с диаметром проволочек 12 мкм ограничивало область измерений теплопроводности снизу температурами $T > 10$ К. Термопары и нагреватель крепились к образцу лаком ВМ, который обладает высокой теплопроводностью и легко удаляется растворителем (50% метанол + 50% толуол). Тем же лаком образец приклеивали к холодопроводу. Это позволяло перемонтировать образец в процессе исследований и выполнять весь цикл измерений на одном и том же образце.

Первоначально мы проводили измерения сопротивления в ab-плоскости и из этих данных определяли температуру перехода в сверхпроводящее состояние T_c. Затем в некоторых образцах изучали температурную зависимость сопротивления ρ^c вдоль оси c. После этого образец перемонтировали

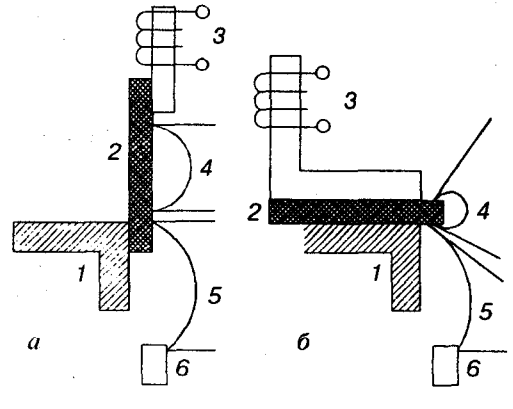

Рис. 1. Схема измерений теплопроводности кристаллов в ab-плоскости (*а*) и в c-направлении (*б*): *1* — нагреватель; *2* — образец; *3* — медный холодопровод; *4*, *5* — термопары; *6* — опорный Ge или Pt термометр.

Таблица 1

Основные характеристики образцов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, $\kappa(T)$ которых приведены на рис. 2 и 6

Образец (номер кривой)	Направление измерения	Характерные размеры, мм	T_c, K	ΔT, K	κ(120 K), Вт/(м·K)	ρ(120 K), мОм·см	κ_e(120 K), Вт/(м·K)
Y-21 (*1*)	плоскость *ab*	1,70×0,94×0,030	92,5	0,5	7,3	0,07	4,2
Y-25 (*2*)	плоскость *ab*	1,65×1,00×0,135	92,5	2	11,0	0,26	1,1
(2^c)	ось *c*	—"—	—	—	3,2	10,6	0,027
Y-cer [6] (*3*)		20,0×2,0×2,5	90,5	3	4,3	0,44	0,66
Y [7] (κ^a)	ось *a*	0,6×0,6×0,025	90,5	~1	10,2	—	—
(κ^b)	ось *b*	—"—	—	—	14,9	—	—
Y [8] (κ^{ab})	плоскость *ab*	10×2×1	90,5	—	10.9	—	—

Таблица 2

Основные характеристики образцов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$, $\kappa(T)$ которых приведены на рис. 3 и 7

Образец (номер кривой)	Направление измерения	Характерные размеры, мм	T_c, K	ΔT, K	κ(120 K), Вт/(м·K)	ρ(120 K), мОм·см	κ_e(120 K), Вт/(м·K)
Bi-6 (*1*)	плоскость *ab*	0,96×0,58×0,016	89	3,5	15	0,63	0,47
Bi-4 (*2*)	плоскость *ab*	2,00×0,59×0,050	86	1,5	10,5	0,22	1,3
(2^c)	ось *c*	—"—	—	—	1,25	—	—
Bi-3 (*3*)	плоскость *ab*	2,3×1,20×0,020	82	4	5,4	0,28	1,05
(3^c)	ось *c*	—"—	—	—	1,08	—	—
Bi-cer [10] (*6*)		20,0×2,0×2,5	105	3	1,52	1,47	0,16
Bi [12] (*4*)	плоскость *ab*	—	—	—	~5,1	~0,11	~2,6
Bi [11] (*5*)	плоскость *ab*	2×1×0,01	89	—	~5,5	~0,18	~1,6

для измерений теплопроводности в *ab*-плоскости, и, наконец, переклеивали для измерений теплопроводности в *c*-направлении. После этого размонтировать образец без повреждений, как правило, не удавалось.

3. Результаты измерений

Основные параметры, характеризующие свойства исследованных образцов, приведены в табл. 1 и 2.

Температурные зависимости теплопроводности κ исследованных нами образцов в логарифмическом масштабе показаны на рис. 2 и 3 (на вставках — те же зависимости в линейном масштабе). Результаты измерений сопротивления $\rho(T)$ тех же образцов приведены на рис. 4 и 5.

На рис. 2 светлыми треугольниками *1* и квадратами *2* обозначены зависимости теплопроводности $\kappa^{ab}(T)$ кристаллов Y-21 и Y-25 (см. табл. 1) в плоскости *ab*. Теплопроводность образца Y-25 перпендикулярно *ab*-плоскости $\kappa^c(T)$ показана темными квадратами 2^c. Сплошная кривая *3* построена для керамического образца по данным измерений [6]. Пунктирные кривые 1_e, 2_e, 2_e^c и 3_e описывают вклад электронной компоненты в измеренную теплопроводность соответствующих образцов,

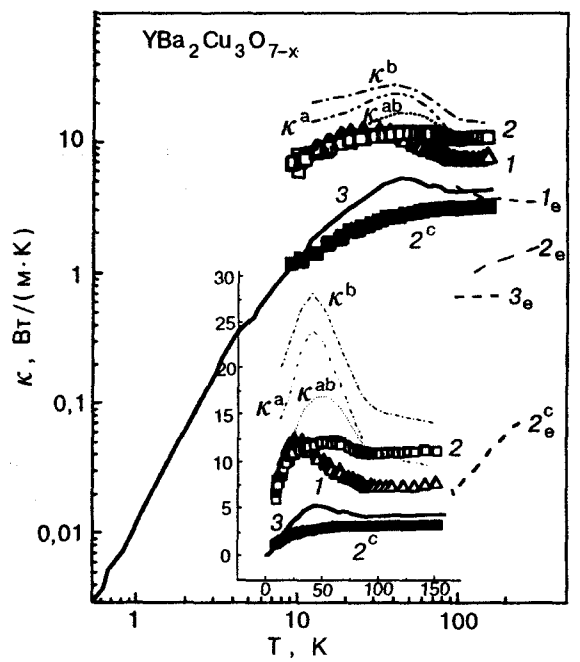

Рис. 2. Температурные зависимости теплопроводности образцов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$: образцы Y-21 (*1*) и Y-25 (*2*) в *ab*-плоскости; Y-25 (2^c) в *c*-направлении. Кривые κ^a, κ^b и κ^{ab} построены по данным [7,8], кривая *3* — результаты измерений для керамики [6]. Пунктирными линиями 1_e, 2_e, 2_e^c и 3_e показаны рассчитанные по измерениям электропроводности вклады в теплопроводность электронной компоненты для кристаллов Y-21, Y-25 и керамического образца.

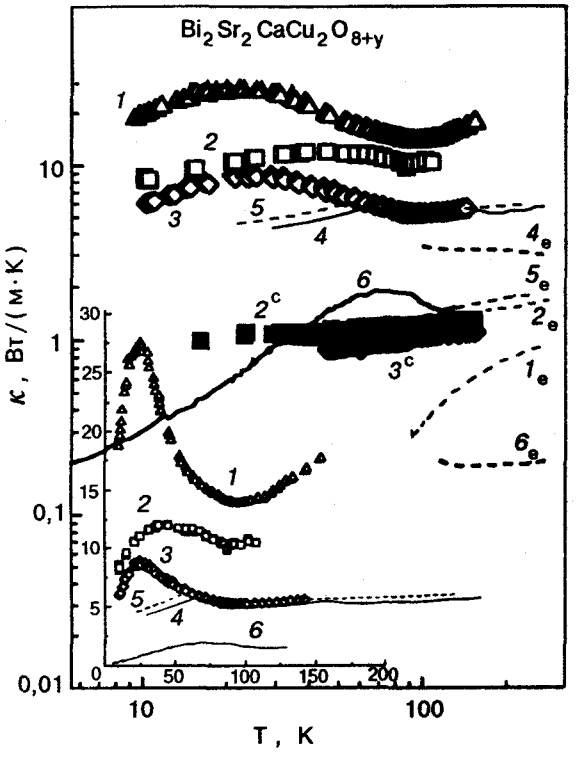

Рис. 3. Температурные зависимости теплопроводности образцов $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$: образцы Bi-6 (*1*), Bi-4 (*2*) и Bi-3 (*3*) в *ab*-плоскости; Bi-4 (2^c) и Bi-3 (3^c) в *c*-направлении. Кривые *4* и *5* построены по данным работ [11,12], кривая *6* — результаты измерений для керамики [10], пунктирные линии 1_e, 2_e, 4_e, 5_e, 6_e — рассчитанные по измерениям электропроводности вклады в теплопроводности электронной компоненты для кристаллов *1*, *2*, *4*, *5* и керамики соответственно.

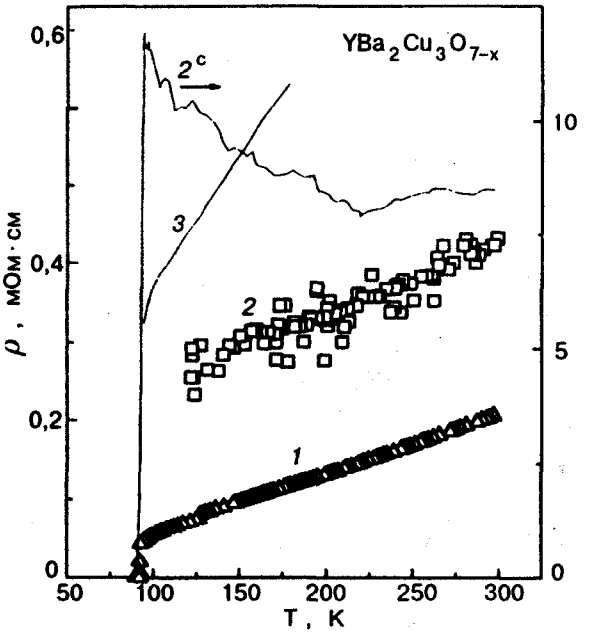

Рис. 4. Зависимости удельного сопротивления Y-образцов от температуры. Обозначения те же, что и на рис. 2 и в табл. 1.

оцениваемый по известной электропроводности образцов в том же направлении по формуле (2).

Для полноты картины на рис. 2 приведены литературные данные по поведению теплопроводности образцов с максимальными значениями κ^{ab} ниже T_c. Штрих-пунктирные кривые иллюстрируют ход теплопроводности кристалла, исследованного в [7]: вдоль направления *b* (кривая κ^b) и вдоль направления *a* (кривая κ^a) в плоскости *ab*. Точечная кривая под ними описывает теплопроводность κ^{ab} образца, исследованного в работе [8]. Видно, что в нормальном состоянии при $T > T_c$ теплопроводность наших образцов близка к теплопроводности лучших из исследованных ранее кристаллов. Однако максимальные значения теплопроводности наших образцов несколько ниже, а положения максимумов T_m сдвинуты в сторону более низких температур.

Разброс в величинах и температурных зависимостях $\kappa^{ab}(T)$ наших образцов заметно меньше различий в поведении их сопротивления $\rho^{ab}(T)$ (рис. 4) и соответственно электронной компоненты теплопроводности $\kappa_e^{ab}(T)$, оцениваемой из выражения (2). К сожалению, сопоставить соотношения между полной теплопроводностью и вкладом электронной компоненты при $T > T_c$ в кристаллах из других работ [7,8] не удается, так как нет сведений о величинах и температурных зависимостях электросопротивления этих образцов в том же направлении.

Поведение теплопроводности кристалла Y-25 вдоль оси *c* (кривая 2^c) согласуется с известными литературными данными [9]. Отметим также, что температурная зависимость теплопроводности плавленой керамики κ^{cer} (кривая *3*) близка к зависимости $\kappa^{ab}(T)$ кристаллических образцов. Следовательно, в однородной плавленой керамике, состоящей из произвольно ориентированных микрокристаллов, основной вклад в теплопроводность вносит перенос тепла в плоскости *ab*.

На рис. 3 показана температурная зависимость теплопроводности Bi-образцов в *ab*-плоскости (образцы Bi-6, Bi-4 и Bi-3 — кривые *1*, *2*, *3* соответственно) и вдоль оси *c* (образцы Bi-4 и Bi-3 — кривые 2^c и 3^c соответственно). Сплошная кривая *6* взята из [10] и описывает ход теплопроводности Bi-образца из плавленой керамики с $T_c = 105$ K. Пунктирные кривые 1_e, 2_e и 6_e соответствуют расчетным зависимостям теплопроводности электронной компоненты $\kappa_e(T)$ тех же образцов.

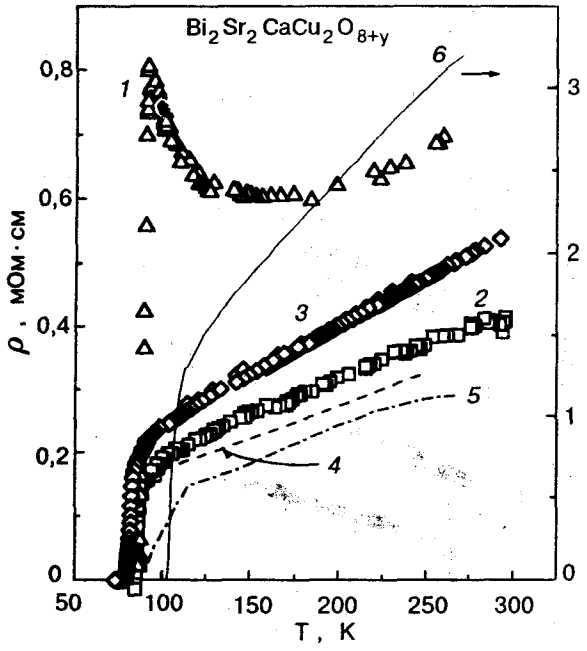

Рис. 5. Зависимости удельного электросопротивления Bi-образцов от температуры. Обозначения те же, что и на рис. 3 и в табл. 2.

Данных о теплопроводности Bi-кристаллов в литературе гораздо меньше. Поэтому для полноты картины на рис. 3 приведены зависимости $\kappa^{ab}(T)$ кристаллов, исследованных в [11,12] (кривые *4* и *5*). Поведение электронной компоненты теплопроводности $\kappa_e^{ab}(T)$ тех же кристаллов, рассчитанной нами по данным работ [11,12], показано пунктирными кривыми 4_e и 5_e.

Температурные зависимости удельного электросопротивления Y- и Bi-образцов в плоскости *ab* и вдоль оси *c* приведены на рис. 4 и 5. Обозначения на графиках соответствуют обозначениям на рис. 2 и 3 и в табл. 1, 2. Значительный разброс в значениях и температурных зависимостях $\rho^{ab}(T)$ кристаллов одного и того же состава может быть связан с небольшой разницей в степени легирования образцов кислородом (разброс в значениях T_c не превышает нескольких градусов) или с разной степенью совершенства образцов. Как правило, более тонкие кристаллы оказываются более совершенными. Температурная зависимость сопротивления ρ^{ab} совершенных ВТСП кристаллов при $T > T_c$ близка к металлической: $\rho^{ab}(T) \sim T$. Сопротивление менее совершенных образцов слабо зависит от температуры или даже возрастает вблизи T_c (проводимость полупроводникового типа).

Отсутствие корреляции в поведении $\rho^{ab}(T)$ и $\kappa^{ab}(T)$ от образца к образцу одинакового состава может быть связано с изменениями электронной структуры кристалла при неконтролируемом изменении содержания кислорода или с различиями в эффективности рассеяния нормальных электронных возбуждений и фононов на одних и тех же микроскопических дефектах, например на заряженных примесях в объеме образца. В различных образцах может оказаться существенной разница в анизотропии теплопроводности и электропроводности вдоль осей *a* и *b* в плоскости *ab*. Поэтому при обсуждении особенностей поведения электронной κ_e и решеточной κ_p компонент теплопроводности и сравнении предсказаний теории с результатами измерений важно, чтобы экспериментальные данные относились к одному и тому же образцу, более того, соответствовали одному и тому же направлению теплового и электрического тока в сильно анизотропном кристалле.

4. Обсуждение результатов измерений

4.1. Теплопроводность кристаллов в ab-плоскости

При переходе ВТСП образцов из нормального в сверхпроводящее состояние наклон кривой $\kappa^{ab}(T)$ скачком изменяется: ниже T_c теплопроводность возрастает и с понижением температуры проходит через максимум. Это особенно наглядно видно на рис. 6 и 7, на которых показана температурная зависимость теплопроводности в приведенных координатах $K^{ab}(t) = \kappa^{ab}(t)/\kappa^{ab}(T_c)$, где $t = T/T_c$. Но-

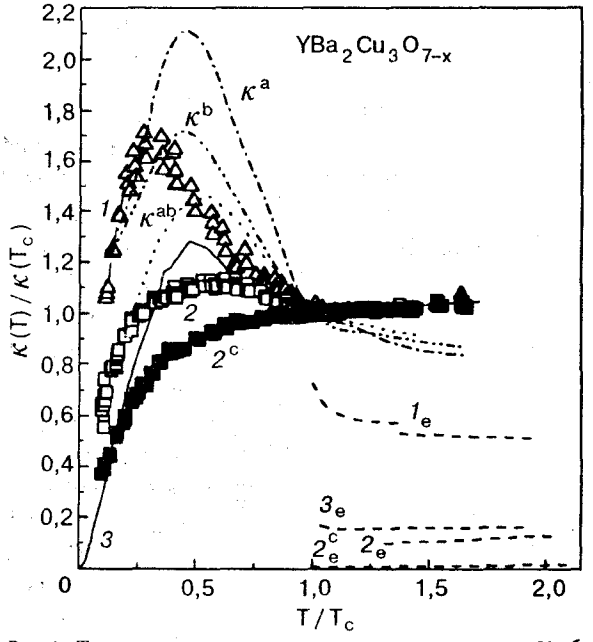

Рис. 6. Температурные зависимости теплопроводности Y-образцов в приведенных координатах. Обозначения те же, что и на рис. 2.

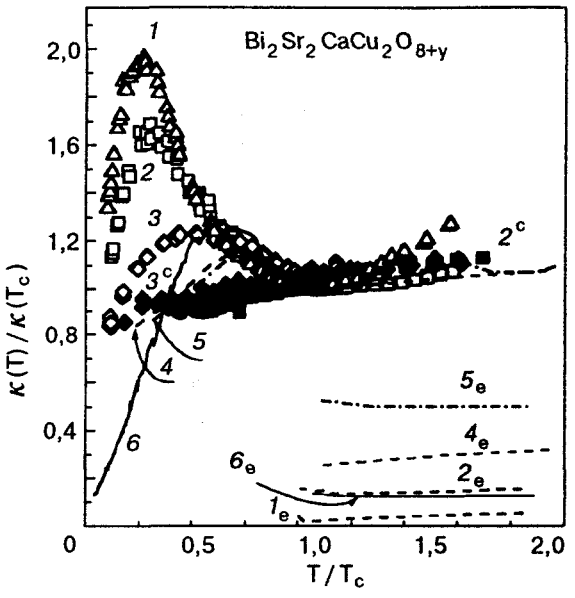

Рис. 7. Температурные зависимости теплопроводности Bi-образцов в приведенных координатах. Обозначения те же, что и на рис. 3.

мера кривых и обозначения точек совпадают с обозначениями на рис. 2 и 3. Пунктирными кривыми 1_e–4_e показан относительный вклад электронной компоненты в полную теплопроводность выше T_c, т.е. отношение

$$K_e(t) = \kappa_e(T)/\kappa(T_c) = L_0 T/\rho\kappa(T_c) \ . \qquad (3)$$

Приведенные координаты часто используют при сравнении теоретических расчетов с результатами измерений. Переход к приведенным координатам позволяет исключить из рассмотрения систематические погрешности в определении абсолютных значений коэффициентов κ и ρ, неизбежные при экспериментах на образцах малых размеров, а также при оценке численных сомножителей в теоретических расчетах кинетических коэффициентов кристаллов.

Как видно из рис. 6, 7, в нормальном состоянии при $t > 1$ во всех Y-образцах электронная компонента $K_e(t) \le 0{,}5K(t)$, т.е. решеточная компонента $K_p(t) \ge K_e(t)$ при $t > 1$. В Bi-кристаллах, за исключением образца *4* из работы [11], $K_p >> K_e$. По аналогии с известным (см., например, [13,14]) поведением теплопроводности сверхпроводящих кристаллов из «грязных» металлов или сплавов естественно было бы предположить, что наблюдаемое возрастание теплопроводности $K(t)$ ниже T_c связано с ростом решеточной компоненты: эффективная длина свободного пробега фононов λ_p возрастает вследствие «вымерзания» нормальных электронных возбуждений при $t < 1$, которые ограничивают максимальные пробеги фононов в объеме образца при температурах выше точки максимума теплопроводности T_m. Электронная компонента теплопроводности K_e «грязных» металлов падает при $t < 1$ по закону близкому к экспоненциальному.

Подобный «фононный» подход к объяснению природы максимумов на кривых $\kappa^{ab}(T)$ был использован в раннем обзоре [9] и применяется при обсуждении экспериментальных данных в некоторых современных публикациях, например в [8].

Альтернативный («электронный») подход к объяснению природы максимумов был впервые предложен в работе [7] после обнаружения многократного возрастания высокочастотной проводимости σ_{hf} газа нормальных электронных возбуждений ниже T_c при изучении поглощения электромагнитного СВЧ излучения в ВТСП купратах.

В [7] предполагается, что возрастание теплопроводности в сверхпроводящем состоянии обусловлено многократным увеличением электронной компоненты:

$$\kappa_e(T) = \sigma_{hf} L_0 T \quad \text{при} \quad T < T_c \ . \qquad (4)$$

Отсюда в работе [7], а затем и в [12,15], делается вывод о том, что, во-первых, электронные свойства ВТСП купратов существенно отличаются от свойств обычных металлических сверхпроводников, описываемых в рамках известной БКШ-модели [1,13,14], и, во-вторых, для описания поведения $K_e(t)$ и $\sigma_{hf}(t)$ в сверхпроводящем состоянии более подходит модель сильного электрон-электронного взаимодействия (*D*-wave pairing).

Принципиальная разница в подходе к объяснению природы максимумов в работах [7] и [9] показывает, что подробное исследование соотношений между фононной и электронной компонентами теплопроводности кристалла в нормальном и сверхпроводящем состояниях принципиально важно для правильного выбора модели, адекватно описывающей поведение кинетических коэффициентов ВТСП кристаллов. Обсудим эти подходы подробнее.

4.1.1. Фононная гипотеза. Как и ранее в [9], будем полагать, что теплопроводность образца $\kappa = \kappa_p + \kappa_e$. Величина теплового сопротивления в фононной $W_p \equiv \kappa_p^{-1}$ и электронной $W_e \equiv \kappa_e^{-1}$ подсистемах складывается из рассеяния квазичастиц друг на друге, на примесях и дефектах в объеме и на поверхности зерен поликристаллического образца [1]:

$$W_p = \kappa_{pp}^{-1} + \kappa_{pe}^{-1} + \kappa_{pi}^{-1}; \qquad (5)$$

$$W_e = \kappa_{ee}^{-1} + \kappa_{ep}^{-1} + \kappa_{ei}^{-1} . \qquad (6)$$

Двойные индексы в выражениях (5), (6) указывают на тип квазичастицы и механизм рассеяния (*pp* — фонон-фононное; *pe*, *pi* — рассеяние фононов на электронах и на дефектах различного типа и т.п.). При переходе из нормального в сверхпроводящее состояние относительная концентрация нормальных электронных возбуждений n_e в образце быстро убывает. Это приводит к уменьшению второго слагаемого в (5) и изменению всех трех слагаемых в (6). В рамках БКШ-модели (электрон-фононное спаривание) [13,14] теплопроводность «грязного» или недостаточно совершенного металлического сверхпроводящего кристалла при $T < T_c$ падает с понижением температуры пропорционально плотности нормальных электронных возбуждений n_e, так как теплоемкость газа нормальных возбуждений $C_e \sim Tn_e$, а эффективная длина свободного пробега нормальных возбуждений в объеме $\lambda_{ei} = \text{const}$, т.е.

$$\kappa_{ei} \sim C_e \lambda_{ei} \sim Tn_e \lambda_{ei} . \qquad (7)$$

В совершенных высокочистых металлических кристаллах вблизи T_c преобладает взаимное электрон-фононное рассеяние, поэтому эффективный пробег нормальных электронных возбуждений λ_{ep} ниже T_c сильно зависит от температуры. К вопросу о поведении электронной компоненты в совершенных металлических кристаллах ниже T_c мы вернемся в следующем разделе. В рамках фононной гипотезы предполагается [9], что в сверхпроводящем состоянии величина λ_e постоянна, так что κ_e уменьшается с понижением температуры.

Тепловое сопротивление решетки металлических кристаллов в нормальном состоянии определяется в основном фонон-электронным рассеянием (второй член в (5)). Соответствующая эффективная длина пробега фононов $\lambda_{pe} \sim T^{-1}$, так что выше T_c значение $\kappa_p \sim \kappa_{pe} \sim C_p \lambda_{pe} \sim T^2$ падает с понижением температуры кристалла (здесь $C_p \sim T^3$ — теплоемкость решетки). В сверхпроводящем состоянии при $T << T_c$ эффективная длина свободного пробега фононов λ_{pe}, ограниченная рассеянием на нормальных электронных возбуждениях, экспоненциально быстро возрастает, поэтому теплопроводность решетки κ_{pe} также возрастает с понижением температуры:

$$\kappa_{pe} \sim T^2/n_e \sim T^2 \exp(\Delta/T) \sim t^2 \exp(g/t) , \qquad (8)$$

где Δ — щель в энергетическом спектре сверхпроводника ($\Delta(0) = gT_c$ при $t << 1$). В сверхпроводниках со слабой электрон-фононной связью (модель БКШ) $g = g_{BCS} = 1{,}76$.

Предсказываемое формулой (8) экспоненциальное возрастание κ_{pe} наиболее ярко удалось наблюдать при изучении теплопроводности совершенных кристаллов чистого свинца [16] — сверхпроводника с сильной электрон-фононной (*ep*) связью ($g = \chi g_{BCS}$, где множитель $\chi \sim 1{,}4$).

Авторы работ [8,9] предполагают, что рост теплопроводности κ^{ab} Y-образцов ниже T_c обусловлен возрастанием фононной компоненты $\kappa^{ab}(T) \sim \kappa_{pe}(T)$. Предполагается также, что остальные слагаемые в (5), (6) изменяются слабо. В пренебрежении вкладом электронной компоненты из выражений (5), (6) следует, что при $t << 1$ в приведенных координатах теплопроводность $K(t)$ должна расти как

$$K(t) \approx K_{pe}(t) \approx \kappa_{pe}(t)\kappa_{pe}(T_c) \sim t^2 n_e \sim t^2 \exp(g/t) , \qquad (9)$$

т.е. по наклону кривой $K(t)$ можно оценить величину параметра g. Напомним, что в БКШ-сверхпроводниках со слабой связью $\chi = 1$, а в сверхпроводниках с сильной электрон-фононной связью типа Nb или Pb, где $\Delta = \chi\Delta_{BCS}$ (соответственно $g = \chi g_{BCS}$) множитель $\chi = 1{,}2$–$1{,}4$ [1,14].

Из расчетов [9,10] следует, что экспериментальные зависимости $K^{ab}(t)$ совершенных кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ (типа показанных штрих-пунктирными кривыми на рис. 6) и однородных керамик могут быть описаны выражениями вида (9) в предположении, что величина χ для разных образцов может меняться в пределах 1,4–1,7.

Очевидно, что при подобной численной подгонке расчетных кривых $K(t)$ к экспериментальным зависимостям, приведенным на рис. 6 и 7 (в пренебрежении изменением вклада электронной компоненты), численные значения параметра χ для Bi-кристаллов окажутся ≥ 2, т.е. несколько больше найденных ранее значений $\chi \sim 1{,}7$ для лучших из Y-кристаллов. Возможность повышения величины сомножителя χ в $\sim 1{,}5$ раза по сравнению с металлами с сильной электрон-фононной связью в рамках модели электрон-фононного спаривания носителей требует отдельного теоретического рассмотрения.

При обсуждении особенностей поведения решеточной компоненты следует упомянуть также работу [17], посвященную обсуждению влияния особенностей фононного спектра слоистых сверхпроводников в широком интервале температур на температурную зависимость $\kappa_p(T)$.

Максимальные значения приведенной теплопроводности $K(t)$ лучшего из исследованных нами Y-кристаллов (кривая *1* на рис. 6) близки к теплопроводности кристалла [7] в *a*-направлении или образца из работы [8], но положение максимума сдвинуто в сторону более низких температур. В рамках фононного приближения это можно объяснить более высокой концентрацией точечных дефектов в наших кристаллах.

Напротив, максимальные значения теплопроводности исследованных нами Bi-кристаллов в несколько раз выше известных литературных данных [11,12], а положение максимума T_m сдвигается в сторону более низких температур с ростом относительной высоты максимума $K(t)$ (рис. 7). Причиной этого может быть более низкое содержание в наших кристаллах протяженных дефектов типа дислокаций или двойниковых границ, которые могут ограничивать максимальные пробеги фононов в объеме при малых n_e.

4.1.2. Электронная гипотеза. Обсудим вначале поведение теплопроводности *Y*-кристаллов. В работе [7] предполагается, что максимумы на кривых κ^{ab} возникают вследствие многократного увеличения электронной компоненты ниже T_c. Существенно, что при построении «экспериментальных кривых» $\kappa_e(T)/\kappa_e(T_c)$ по результатам измерений теплопроводности Y-кристаллов вдоль направлений *a* и *b* в плоскости *ab* авторы [7] полагали, что фононная компонента κ_p ниже T_c практически постоянна или монотонно убывает подобно теплопроводности кристаллов в *c*-направлении (см. кривые с индексом «*c*» на рис. 3 и 4). Значения $\kappa_c^a(T_c)$ и $\kappa_p^b(T_c)$ определяли по разности $\kappa_p(T_c) = \kappa(T_c) - \kappa_e(T_c)$, при этом электронные компоненты $\kappa_e^a(T_c)$ и $\kappa_e^b(T_c)$ рассчитывали согласно (2) по литературным данным об удельном сопротивлении совершенных Y-кристаллов в направлениях *a* и *b*.

Построенные таким образом «экспериментальные кривые» $\kappa_e(T)/\kappa_e(T_c)$ неплохо согласуются с расчетными зависимостями $\kappa_e = T\sigma_{hf}(T)/T_c\,\sigma_{hf}(T_c)$, где $\sigma_{hf}(T)$ — проводимость газа нормальных возбуждений в данном направлении в *ab*-плоскости по результатам высокочастотных измерений [18]. Отсюда следует вывод, что электронная компонента κ_e^{ab} в сверхпроводящем состоянии многократно возрастает с понижением температуры и, следовательно, температурная зависимость $\kappa^{ab}(T) \sim \kappa_e(T)$, как и зависимость $\sigma_{hf}(T)$, не может быть описана в рамках БКШ-модели. Предпочтение отдается сильному электрон-электронному (*ee*) взаимодействию (*D*-wave pairing).

Однако возможность пренебрежения изменениями фононной компоненты при расчетах $\kappa_e(T)$, как и точность оценок κ_e по результатам измерений сопротивления на постоянном токе выше T_c и высокочастотной проводимости ниже T_c, которые проводили на других образцах, вызывает сомнения. Как видно из рис. 2 и 6, соотношения между κ_e и κ_p могут сильно изменяться от образца к образцу из одной партии. Например, вблизи T_c в кристалле Y-21 $\kappa_e \approx \kappa_p$, а в образце Y-25 $\kappa_e \sim 0{,}1\kappa_p$. Если, в соответствии с [7], полагать, что ниже T_c $\kappa_p = \text{const}$, то для возникновения максимумов на кривых $\kappa^{ab}(T)$ необходимо, чтобы в точке максимума отношение $\kappa_e(T)/\kappa_e(T_c)$ увеличилось в обоих образцах в ~3 раза независимо от величины и температурной зависимости ρ^{ab} в нормальном состоянии, во что трудно поверить.

Более того, по результатам [19] измерений теплового эффекта Холла в аналогичных Y-кристаллах вблизи T_c (как и в нашем Y-25) $\kappa_e^{ab} \sim 0{,}1\kappa_p^{ab}$. В точке максимума теплопроводности ($T_m \sim 0{,}4T_c$) отношение $\kappa_e(T_m)/\kappa_e(T_c) \sim 6$, но и величина фононной компоненты ниже T_c также возросла: $\kappa_p(T_m)/\kappa_p(T_c) \sim 1{,}3$. Хотя электронная компонента теплопроводности возрастала значительно быстрее фононной, по абсолютной величине вблизи T_m значения κ_p более чем вдвое превосходили κ_e. Очевидно, что в этих условиях пренебрегать ростом фононной компоненты при расчетах теплопроводности Y-кристаллов в *ab*-плоскости невозможно.

Заметим, что возрастание электронной компоненты теплопроводности сверхпроводника ниже T_c не противоречит предсказаниям БКШ-модели [13,14], как полагают в [7]. В частности, в более поздних расчетах [20] было показано, что в чистых металлах со слабой электрон-фононной связью отношение $\kappa_{ep}(T)/\kappa_{ep}(T_c)$ возрастает в ~2,4 раза с понижением температуры до $0{,}3T_c$. И только экспоненциальное уменьшение концентрации нормальных электронных возбуждений n_e приве-

дет к уменьшению κ_{ep}. Возрастание κ_{ep} в металлическом сверхпроводнике вблизи T_c означает, что эффективная длина свободного пробега нормальных электронных возбуждений λ_{ep}, которая в нормальном состоянии ограничена рассеянием носителей на фононах в объеме совершенного кристалла и поэтому растет пропорционально $\lambda_{ep} \sim T^{-3}$, при переходе металла в сверхпроводящее состояние возрастает гораздо быстрее, чем n_e^{-1}, вплоть до $T \sim 0{,}3T_c$ (для рассеяния требуются фононы с энергией больше сверхпроводящей щели).

Во введении мы упоминали, что в чистых металлах эффективные длины пробегов носителей λ_{ep}, которые определяют поведение теплопроводности (существенна релаксация не только по импульсу, но и по энергии) могут оказаться много меньше транспортных длин пробегов λ_{ep}, определяющих поведение электропроводности (релаксация по импульсу [1]). В этом случае входящий в соотношение (2) параметр $L \ll L_0$ и зависит от температуры. В случае ВТСП кристаллов выяснение области применимости соотношения Видемана—Франца—Лоренца для расчетов κ_e по измеренному сопротивлению еще более существенно. Как указано в [2], в Y-кристаллах с металлическим типом проводимости ($\rho^{ab} \sim T$ выше T_c) наблюдаются два различных транспортных времени релаксации носителей заряда, которые отличаются не только по величине, но и по-разному зависят от температуры (время релаксации, определяющие электропроводность, меньше времени, характеризующего холловский ток или тепловой поток, в отличие от *ep*-рассеяния в металле). Причины этого явления однозначно не установлены. Если предполагать, что в обоих случаях релаксация обусловлена особенностями взаимодействия квазичастиц между собой (*ep*- или *ee*-взаимодействия), то возникает целый ряд вопросов. Какое время релаксации определяет поведение κ_{ep} (или κ_{ee}) в нормальном состоянии? Как изменяется характер взаимодействия нормальных электронных возбуждений с фононами (или друг с другом) при охлаждении сверхпроводника ниже T_c? Насколько сильно влияет на поведение $\kappa_{ep}(T)$ ниже T_c изменение температурной зависимости $\rho^{ab}(T)$ от образца к образцу близкого состава при $T > T_c$? Ответы на эти вопросы могут существенно изменить выбор модели (*ep*- или *ee*-взаимодействие), пригодной для описания наблюдаемой зависимости $\kappa^{ab}(T)$, т.е. характера взаимодействия, приводящего к спариванию носителей ниже T_c.

В [21] был предложен специфический механизм электронного переноса тепла в ВТСП купратах — транспорт тепла коллективными электронными модами бозе-типа (акустическими плазмонами), которые могут образовываться в кристалле ниже T_c. Чтобы выяснить применимость модели [21] для описания наблюдаемых зависимостей $\kappa^{ab}(T)$ в Y- и Bi-кристаллах, важно знать, как вариации в величинах и зависимостях $\rho^{ab}(T)$ сказываются на свойствах акустических плазмонов.

Особенности поведения теплопроводности $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$ кристаллов исследованы существенно слабее. Из вариационных расчетов [15] электронной теплопроводности анизотропных ВТСП кристаллов (рассматривали *ee*-взаимодействие для случаев *S*- или *D*-wave pairing), которые базировались на выводах [7] и результатах измерений [11,12], следовало, что при одинаковой концентрации в объеме ионизированных примесей $N \sim 0{,}05$–$0{,}1$ максимальные значения отношения $\kappa_e(T)/\kappa_e(T_c)$ в более анизотропных Bi-кристаллах должны быть меньше ($\sim 1{,}5$–$2{,}5$), чем в Y-кристаллах (~ 5–7), при этом положение максимума T_m в Bi-кристаллах должно быть сдвинуто в сторону более высоких температур ($T_m/T_c \sim 0{,}6$–$0{,}7$) по сравнению с Y-кристаллами того же качества ($T_m/T_c \sim 0{,}4$). При вычислении полной теплопроводности кристалла, как и в [7], пренебрегали изменениями решеточной компоненты, т.е. полагали, что $\kappa(T) = \kappa_e(t) + \kappa_p(T_c)$. С учетом вклада κ_p в приведенных координатах $K(t) = \kappa(T)/\kappa(T_c)$ расчетные значения максимумов на кривых $K(t)$ в Bi-кристаллах ($K(t_m) \sim 1{,}3$) оказались заметно меньше, чем в Y-кристаллах ($K(t_m) \sim 2$). Соответственно сдвинуты и расчетные положения максимумов ($t_m \sim 0{,}6$–$0{,}7$ и $0{,}4$). Но это противоречит полученным нами данным (рис. 3 и 7). На рис. 3 кривые *4*, *5* (результаты измерений [11,12]) выше T_c практически совпадают с кривой *3*. Поэтому разумно полагать, что различное поведение теплопроводности разных образцов ниже T_c связано с различной степенью их совершенства, т.е. измерения [11,12] были выполнены на менее совершенных кристаллах.

Воспользовавшись соотношением (2), для наших образцов 1, 2 на рис. 3 получаем $\kappa_e < 0{,}1\kappa$, т.е. вблизи T_c преобладает решеточная компонента $\kappa_e \ll \kappa_p$. В то же время в образце 5 $\kappa_e \sim 0{,}4\kappa_p$, а в

образце 4, по нашим оценкам, $\kappa_e \approx \kappa_p$. Более того, как видно из рис. 3 и 5, электропроводность наших образцов 1, 2 в несколько раз меньше, чем образцов 4, 5. Поэтому в рамках «электронной гипотезы» многократный рост электропроводности нормальной компоненты ниже T_c должен был сильнее проявиться именно в образцах 4 и 5. Чтобы приписать максимумы на кривых *1* и *2* росту электронной компоненты, следовало бы предположить, что отношение $\kappa_e(T_m)/\kappa_e(T_c) \sim 10$ в образце 2 и ~ 100 в образце 1. Это заведомо выше теоретических оценок [15]. Столь сильное расхождение расчетов [15] с экспериментом свидетельствует о преобладании фононной компоненты ниже T_c (как и в Y-образце из работы [19]). Остаются в силе и все замечания о применимости только «электронной гипотезы», которые были высказаны выше при обсуждении теплопроводности Y-кристаллов.

4.2. Анизотропия теплопроводности кристаллов в параллельном и перпендикулярном купратным слоям направлениях

Как показали измерения, теплопроводность кристалла Y-25 при переходе от плоскости *ab* к направлению вдоль оси *c* изменилась слабее электропроводности (см. рис. 2), т.е. $\kappa_p^c >> \kappa_e^c$, и вкладом электронной компоненты в κ^c в рабочем интервале температур можно пренебречь.

Анизотропия электропроводности Bi-кристаллов много выше анизотропии их теплопроводности. При $T \sim T_c$ сопротивление ρ^c на несколько порядков больше ρ^{ab} (ρ^c на рисунках не показано). Коренным образом отличаются и температурные зависимости $\rho^{ab}(T)$ и $\rho^c(T)$, что указывает на различия в механизмах движения зарядов в кристалле (зонное движение в *ab*-плоскости и перескоковая диффузия локализованных носителей вдоль оси *c*). Это подтверждает предположение [9] о том, что поведение теплопроводности κ^c ВТСП кристаллов в направлении перпендикулярно купратным слоям определяется в основном решеточной компонентой κ_p.

Анализируя результаты измерений теплопроводности κ^{ab} Bi-образцов в плоскости *ab* авторы работ [12,15] пришли к заключению, что транспорт тепла в решетке Bi-кристаллов как вдоль *ab*, так и в направлении *c* осуществляется некогерентно колеблющимися атомами (модель Эйнштейна, пригодная для описания транспорта тепла в сильно неупорядоченных структурах), а не бегущими звуковыми волнами (фононными модами), как в обычных кристаллах. В таком случае от образца к образцу значения κ_p должны практически воспроизводиться и не зависеть от ориентации кристаллов. Однако наблюдавшееся многократное увеличение решеточной компоненты κ_p^{ab} при переходе от образцов 3, 4, 5 к образцам 1 и 2 на рис. 3, а также изменение κ_p с ориентацией теплового потока указывают на то, что транспорт тепла в решетке этих кристаллов осуществляется фононами, эффективные пробеги которых $\lambda_p(T)$ могут ограничиваться рассеянием друг на друге, носителях заряда (нормальных электронных возбуждениях), а также на ионизированных примесях и других дефектах в объеме исследуемого кристалла.

Отсутствие корреляции величин κ и ρ в *ab*-плоскости вполне объяснимо, так как длины транспортных пробегов фононов λ_p и носителей заряда λ_e могут ограничиваться различными механизмами рассеяния. Например, электроны сильно рассеиваются на ионизированных примесях $\lambda_{ei} = \text{const}/n_i$ (n_i — концентрация примесей), в то время как длины фононных пробегов λ_{pi} при рассеянии на тех же примесях (точечные дефекты) при температурах ниже дебаевской Θ_D возрастают с понижением температуры пропорционально $(T/\Theta_D)^{-m}/n_i$, где показатель степени m стремится к четырем при $T/\Theta_D << 1$ (релеевское рассеяние).

Разумно предположить, что фононное приближение применимо для описания переноса тепла в решетке и в направлении оси *c*. В отличие от κ^{ab} величина κ^c не изменяется при переходе образца в сверхпроводящее состояние, т.е. вкладом фонон-электронного взаимодействия в тепловое сопротивление решетки в направлении *c* можно пренебречь по сравнению с фонон-фононным рассеянием и рассеянием на примесях и дефектах в объеме образца. В дебаевском приближении для оценки решеточной теплопроводности в направлении *c* можно записать

$$\kappa^c \approx (1/3) C_p v_s^2 \tau_p \,, \qquad (10)$$

где $\tau_p^{-1} = \tau_{pp}^{-1} + \tau_{pe}^{-1} + \tau_{pi}^{-1}$; C_p — теплоемкость; v_s — скорость звука в *c*-направлении; τ_{pp}, $\tau_{pi} << \tau_{pe}$ — соответствующие времена релаксации в фононной системе. Если основной вклад в тепловое сопротивление в направлениях параллельно и перпендикулярно слоям вносит один и тот же механизм рассеяния в объеме, т.е. $\tau_p^{ab} \approx \tau_p^c$, то анизотропия теплопроводности κ_p обусловлена анизотропией скорости звука параллельно и перпендикулярно купратным слоям (согласно данным [22], отноше-

ние v^{ab}/v^{c} в кристаллах Y для продольного звука составляло $\approx (5{,}6/3{,}1) \sim 1{,}8$ и для поперечного $\approx (3{,}6\text{–}2{,}3)/2{,}2 \sim (1{,}1\text{–}1{,}6)$. Это не противоречит наблюдаемому соотношению κ^{ab}/κ^{c} для Y-образцов в нормальном состоянии. Как видно из рис. 2, 3, в Bi-кристаллах анизотропия теплопроводности решеточной компоненты κ_p выше, чем в Y-кристаллах того же качества.

Некоторые заключения о роли различных механизмов рассеяния фононов в c-направлении могут быть сделаны из сравнения коэффициентов теплопроводности кристаллов κ^{c} и теплопроводности однородных керамических образцов κ^{cer} (рис. 2, 3).

При температурах, при которых вклад в тепловое сопротивление κ^{-1} взаимного рассеяния или рассеяние квазичастиц на точечных дефектах в объеме много больше вклада рассеяния на поверхности зерен мелкокристаллического образца, коэффициент теплопроводности микрокристаллического образца может быть оценен по формуле

$$\kappa^{cer} \approx (\kappa^{a}\kappa^{b}\kappa^{c})^{1/3}, \qquad (11)$$

где $\kappa^{a} \approx \kappa^{b} >> \kappa^{c}$ — объемная теплопроводность анизотропного кристалла в a-, b- и c-направлениях. Эта оценка хорошо согласуется с результатами измерений $\kappa^{cer}(T)$ при температурах выше или порядка точки максимума T_m. Ниже T_m, где транспортные пробеги фононов в керамике с малыми размерами зерен ограничиваются рассеянием на поверхности зерен (или, например, на границах двойников в зернах), соотношение (11) не применимо. Как видно из рис. 2,3, теплопроводность керамики выше κ^{c} при $T > T_m$ и сравнима с теплопроводностью в c-направлении только при понижении температуры до $T \le 0{,}2T_c \sim 0{,}06\Theta_D$ ($\Theta_D \approx 300$ K — дебаевская температура кристалла). Следовательно, при этих температурах эффективные длины транспортных пробегов фононов в кристаллах не только в ab-плоскости, но и в c-направлении много больше длин транспортных пробегов в керамике. Расчеты λ_p по известному значению κ^{c} по формуле (10) дают оценку λ_p снизу [17]. Но и в этом приближении можно оценить, что при $T = 10$ K ($\sim 1/30\ \Theta_D$) $\lambda_p \sim 10^{-5}$ см много больше межплоскостного расстояния, т.е. ограничено рассеянием на микроскопических дефектах, и возможно, фонон-фононным рассеянием.

5. Заключение

Сравнение результатов измерений теплопроводности и удельного электросопротивления ВТСП кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ и $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$ с результатами предыдущих экспериментальных и теоретических исследований показало, что в широком интервале температур выше и ниже T_c величины и температурные зависимости коэффициентов теплопроводности Y- и Bi-кристаллов близки, в отличие от предсказаний теории электронного транспорта тепла в анизотропных ВТСП кристаллах [15].

Отсутствие корреляции в поведении теплопроводности $\kappa^{ab}(T)$ и электросопротивления $\rho^{ab}(T)$ образцов в купратной ab-плоскости указывает на то, что при выяснении природы возникновения максимумов на кривых $\kappa^{ab}(T)$ в сверхпроводящем состоянии необходимо учитывать возможность возрастания и электронной κ_e, и фононной κ_p компонент теплопроводности, как и в обычных металлических сверхпроводниках [14,20]. В связи с этим утверждения [7,15] о том, что поведение теплопроводности κ^{ab} кристаллов ВТСП купратов ниже T_c хорошо описывается в рамках теории *ее*-взаимодействия (S- или D-wave pairing), представляются мало обоснованными.

Существенное отличие исследованных кристаллов высокотемпературных сверхпроводников от металлических состоит в том, что вблизи T_c в ВТСП кристаллах $\kappa_e \le \kappa_p$, а в металлах $\kappa_e >> \kappa_p$. Поэтому для оценок соотношений между κ_e и κ_p в ВТСП кристаллах по результатам измерений или расчетов их электропроводности принципиально важен вопрос о применимости соотношений Видемана—Франца—Лоренца для оценок κ_e как вблизи T_c, где температура $T \sim T_c \sim 0{,}3\Theta_D$, так и в области максимума теплопроводности, где $T \le T_m \le 0{,}4T_c \approx 0{,}1\Theta_D$ (напомним, что в чистых металлах при $T \le 0{,}1\Theta_D$ транспортное время релаксации τ_{ep}, входящее в электропроводность, больше времени релаксации носителей по энергии, которое и определяет ход κ_e [1]).

Из сравнения теплопроводности кристаллов с теплопроводностью плавленых керамик (микрокристаллических образцов) близкого состава можно заключить, что транспорт тепла в решетке как в ab-плоскости, так и в c-направлении осуществляется преимущественно фононами. Эффективные пробеги фононов в кристаллах при низких температурах $T \le 0{,}2T_c$ заметно превосходят характерные размеры зерен в керамиках и ограничиваются, по-видимому, рассеянием на микроскопических дефектах, концентрация которых между плоскостями заведомо много выше, чем в ab-плоскости.

При детальных расчетах $\kappa^c(T)$ необходимо учитывать также особенности фонон-фононного взаимодействия в слоистых кристаллах [17].

Дальнейшие экспериментальные исследования транспортных явлений в возможно более совершенных кристаллах при $T \le T_c$ и теоретические расчеты поведения электронной и решеточной компонент теплопроводности с учетом особенностей *ee*-, *ep*- и *pp*-взаимодействий в слоистых ВТСП кристаллах при $T < T_c$ представляются нам весьма перспективными.

Авторы благодарны Г. А. Емельченко и А. С. Нигматуллину за любезно представленные образцы, Н. С. Сидорову за помощь в подготовке образцов, а также E. Gmelin, B. Veal, A. A. Абрикосову и Э. А. Пашицкому за интерес и полезные дискуссии. Работа проведена при частичной поддержке DAAD, фонда ISF (грант J4K100) и фонда ВТСП (проект «Реал»).

1. A. A. Abrikosov, *Fundamentals of the Theory of Metals*, Elsevier Sc. Publishing Co., N. Y. (1988).
2. P. Coleman, A. J. Schofield, and A. M. Tsvelik, *Phys. Rev. Lett.* 76, 1324 (1996).
3. Yu. A. Ossipjan, V. B. Timofeev, and I. F. Schegolov, *Physica* C153–155, 1133 (1988).
4. А. М. Балашов, Е. А. Антонова, А. С. Нигматуллин, С. Т. Карбашев, *СФХТ* 2, № 1, 57 (1989).
5. В. Б. Ефимов, Л. П. Межов-Деглин, *Письма в ЖЭТФ* 62, 934 (1995).
6. В. Б. Ефимов, А. А. Левченко, Л. П. Межов-Деглин, Р. К. Николаев, Н. С. Сидоров, Влияние содержания кислорода на теплопроводность иттриевой керамики, *СФХТ* 2, № 6, 16 (1989).
7. R. C. Yu, M. B. Salamon, J. P. Lu, and W. C. Lee, *Phys. Rev. Lett.* 69, 1431 (1992).
8. T. Saki, M. Sawamura, S. Awaji, K. Watanabe, N. Kobayashi, M. Matsukawa, K. Chiba, K. Nobo, K. Kimura, K. Miyamoto, and M. Mashimoto, *Physica* B194–196, 2135 (1994).
9. C. Uher, *J. Superconductivity* 3, 337 (1990).
10. В. Б. Ефимов, Л. П. Межов-Деглин, С. А. Шевченко, А. И. Колюбакин, А. В. Крашенниников, *СФХТ* 4, № 6, 1114 (1991).
11. M. F. Grommie and A. Zettl, *Phys. Rev.* B41, 10978 (1990).
12. P. B. Allen, X. Du, L. Mihaly, and L. Forro, *Phys. Rev.* B49, 9073 (1994).
13. J. Batdin, G. Rickaysen, and L. Tewordt, *Phys. Rev.* 113, 982 (1959).
14. Б. Т. Гейликман, В. З. Кресин, *Кинетические и нестационарные явления в сверхпроводниках*, Наука, Москва (1972).
15. M. Houssa and M. Ausloos, *Phys. Rev.* B51, 9372 (1995); *Physica* C257, 321 (1996).
16. Л. П. Межов-Деглин, *ЖЭТФ* 77, 734 (1979).
17. А. В. Бондаренко, О. А. Гаврюнко, Б. А. Мерисов, М. А. Оболенский, А. В. Сологубенко, *ФНТ* 17, 318 (1991).
18. Kuan Zhang, D. A. Bonn, S. Kamal, et al., *Phys. Rev. Lett.* 73, 2484 (1994).
19. K. Krishana, J. M. Harris, and N. P. Ong, *Phys. Rev. Lett.* 75, 3529 (1995).
20. Б. Т. Гейликман, В. Р. Чечеткин, М. И. Дупенат, *ЖЭТФ* 73, 2319 (1977).
21. Э. А. Пашицкий, В. И. Пентегов, *Письма в ЖЭТФ* 60, 366 (1994); *ЖЭТФ* 108, 652 (1995).
22. T. I. Kim, J. Kowalewski, W. Assmus, and W. Grill, *Z. Phys.* B78, 207 (1990).
23. M. Cassart, J. P. Issi, J. Hejtmanek, C. Brisson-Robin, E. Ben Salem, B. Chevalier, and A. Tressaud, *Physica* C259, 385 (1996).

Thermal conductivity of anisotropic high-T_c crystals of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ and $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$

V. B. Efimov and L. P. Mezhov-Deglin

Thermal conductivity κ and resistivity ρ of some superconducting crystals of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ and $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+y}$ are measured in the plane *ab* (κ^{ab} and ρ^{ab}) and along the axis *c* (κ^c and ρ^c). It is found that the values and the temperature dependences of the thermal conductivity coefficient of the Y- and Bi-crystals are close and vary much weaker from sample to sample of the same composition than the resistivity of the samples. Contrary to the predictions of the theory of electronic transport of heat in HTSC cuprate crystals, in more anisotropic Bi-samples the height ratio of peaks in the $\kappa^{ab}(T)/\kappa^{ab}(T_c)$ curves is equal to two and the position of the maximum point is shifted towards the low temperatures $T_m < 0.4T_c$ with increasing this ratio as in less anisotropic Y-crystals. The above facts suggest that the thermal conductivity of layered HTSC crystals in the *ab*-plane at temperatures lower than T_c should be calculated theoretically with due account for a possible increase of both an electron and a phonon component of thermal conductivity just as in the case of thermal conductivity of perfect crystals made of common metal superconductors. In the direction normal to the layers thermal conductivity κ^c is less than κ^{ab} and decreases monotonically with temperature. The electron component contribution to κ^c may be neglected.