

ВЛИЯНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ФЛУКТУАЦИЙ НА ТЕРМОЭДС И ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$

С.С.РАГИМОВ

Институт Физики НАН Азербайджана

AZ 1143, Баку, пр.Г.Джавида, 33

Проведено исследование температурной зависимости термоэдс и теплопроводности $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ в области сверхпроводящего фазового перехода. Анализируется влияние сверхпроводящих флуктуаций на проводимость, термоэдс и теплопроводность. Оценены энергия Ферми, межплоскостная постоянная спаривания, длины когерентностей, а также температура 2D-3D кроссовера.

Исследование теплопроводности k дает важную информацию о взаимодействиях между носителями заряда и фононами, рассеянии фононов фононами, фононов на дефектах и примесях. Теплопроводность $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ была исследована достаточно широко [1-5], однако мало данных о теплопроводности в области фазового перехода [6,7]. Большая часть работ по теплопроводности посвящена объяснению максимума, обнаруживаемого на зависимости $k(T)$ [1-5]. При переходе сверхпроводника из нормального в сверхпроводящее (СП) состояние величина теплопроводности не уменьшается до нуля в отличие от термоэдс и электропроводности. Это дает возможность оценить электронный k_e и решеточный k_{ph} вклад в полную теплопроводность: $k = k_e + k_{ph}$ при $T > T_c$, а также флуктуационный вклад теплопроводности k_f в области СП перехода. В области T_c на перенос заряда существенно влияют СП флуктуации. Поэтому одним из важных вопросов в теории ВТСП является исследование дополнительной проводимости в области T_c , обусловленной увеличением вклада в проводимость сверхпроводящих флуктуаций. Это вносит существенный вклад как в проводимость, так и в термоэдс и теплопроводность. Исследование электропроводности, термоэдс и теплопроводности в области фазового перехода позволяет выяснить механизм теплопереноса, размерность проводимости в области T_c , область кроссовера от 2D в 3D, межплоскостную энергию спаривания, оценить энергию Ферми, длину когерентности. Исследование термоэдс в магнитном поле и в его отсутствии позволяют определить тип носителей заряда, высокие и низкие критические магнитные поля B_{c1} и B_{c2} .

Данная работа посвящена исследованию влиянию СП флуктуаций на термоэдс и теплопроводность кристаллического $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ (2212) вблизи фазового перехода (ФП).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На Рис.1 представлена температурная зависимость термоэдс при различных магнитных полях. Как видно, с ростом величины магнитного поля ширина перехода увеличивается. На Рис.2 представлена зависимость относительного изменения теплопроводности $(k - k_n)/k_n$ от $\varepsilon = (T - T_c)/T_c$. Как видно, при $T = 92,7\text{K}$ наблюдается переход показателя степени в зависимости $k \sim \varepsilon$ от $(-1/2)$ к (-1) .

Известно [7-11], что в области фазового перехода (ФП) на проводимость существенно влияют сверхпроводящие флуктуации. Отметим, что одним из обсуждаемых вопросов в физике ВТСП является дополнительная проводимость в области T_c , обусловленная увеличением вклада в проводимость сверхпроводящих флуктуаций. Известно, что существуют два вида флуктуационных вкладов в

проводимость. Прямой вклад, теоретически обоснованный Л.Г.Асламазовым и А.И. Ларкиным (АЛ) [8], возникает в результате спонтанного образования выше T_c куперовских пар, создаваемых флуктуациями. Дополнительный вклад, введенный К.Маки и Дж.Томпсоном (МТ) [9] в развитие АЛ теории, трактуется как результат взаимодействия уже существующих флуктуационных пар с нормальными носителями заряда и определяется процессами распаривания в конкретном образце. Вклад МТ зависит от времени жизни флуктуационных пар и доминирует в области двумерных 2D флуктуаций в случае слабого распаривания. АЛ механизм доминирует в трехмерной 3D области ФП вблизи T_c. Таким образом, при приближении температуры к T_c на эксперименте должна наблюдаться смена флуктуационных механизмов. В слоистых структурах, к которым относятся и ВТСП, АЛ вклад обычно определяется моделью Лоуренса-Дониаха (ЛД), которая предсказывает плавный размерный кроссовер от 2D к 3D флуктуационному поведению при T→T_c.

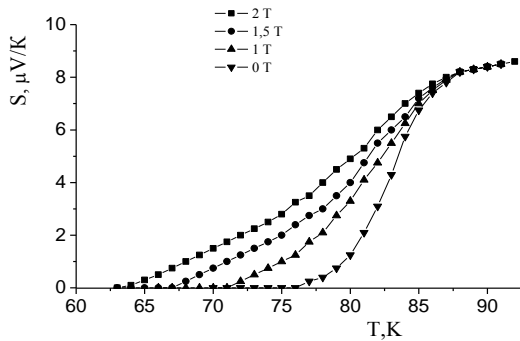


Рис.1.

Температурная зависимость термоэдс Bi₂Sr₂CaCu₂O_x при различных значениях магнитного поля.

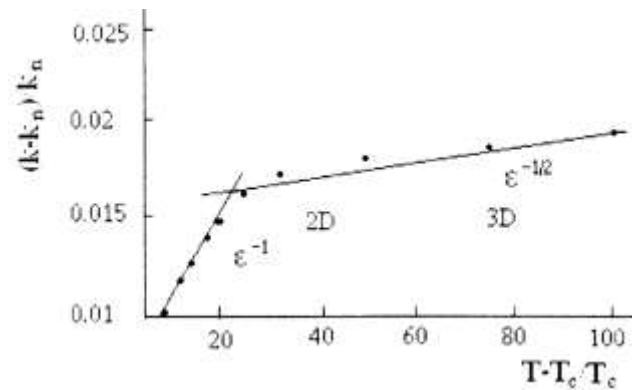


Рис.2.

Зависимость относительного изменения теплопроводности $(k-k_n)/k_n$ от $\epsilon=(T-T_c/T_c)$.

В рамках теории Гинзбурга-Ландау флуктуационная поправка к проводимости для ВТСП материалов была рассчитана Варламовым и Ливановым [11]. Согласно этой теории, дополнительная проводимость имеет вид

$$\Delta\sigma = \left(\frac{e^2}{16\hbar d} \right) \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right)^{-1} \left[1 + J \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right)^{-1} \right]^{-1/2}, \quad (1)$$

где $J=(2\xi_c(0)/d)^2$ - постоянная межплоскостного спаривания, ξ -длина когерентности, d -межплоскостное расстояние. Из соотношения (1) видно, что при высоких температурах $T \gg T_c$ (где $J \ll \epsilon$; $\epsilon = (\frac{T}{T_c} - 1)$), $\Delta\sigma$ пропорциональна ϵ^{-1} (2D –

проводимость), а при приближении к температуре перехода T_c (где $J \gg \epsilon$), $\Delta\sigma$ изменяется пропорционально $\epsilon^{-1/2}$ (3D – проводимость). [12] рассчитана флуктуационная проводимость в рамках двухзонной модели применительно к ВТСП с учетом сложного характера зонной структуры этих соединений. Для этого были использованы двухзонные уравнения Гинзбурга –Ландау [13]. Расчеты, проведенные аналогично Асламазова–Ларкина, приводят к выражению для флуктуационной проводимости в двухзонных сверхпроводниках

$$\Delta\sigma = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{e}{\hbar}\right)^2 \left(\frac{\alpha^*(T)m^*}{\tau}\right)^{1/2}, \quad (2)$$

где введены обозначения для эффективной массы

$$m^* = \frac{m_1}{1 - \frac{4m_1\varepsilon_1\alpha_1(T)}{\hbar^2\varepsilon}}, \text{ а также } \alpha^*(T) = (\alpha_1(T)\alpha_2(T) - \varepsilon^2), \text{ и } \tau = \frac{(T - T_c)}{T_c}. \quad (3)$$

Вычисления флуктуационной проводимости в $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ согласно (2) с учетом двухзонного характера сверхпроводника дают лучшее согласие с экспериментом [12].

Влияние сверхпроводящих флуктуаций на электронную часть термоэдс и теплопроводности сверхпроводника при температурах несколько больших критической T_c рассмотрено в [11]. Электронный спектр ВТСП при этом принимался квазидвумерным. Согласно этой теории имеет место

$$\frac{k_{fl}}{k_n} = \frac{9\pi^5}{128[7\xi(3)]} 2 \frac{h}{\varepsilon_f \tau} \left[\frac{T - T_c}{T_c} \left(\frac{T - T_c}{T_c} + \delta^2 \right) \right]^{-1/2}, \quad (4)$$

где k_n – теплопроводность нормального состояния, величина которой экстраполирована со стороны высоких температур;

$$\delta = \left(\frac{7\xi(3)J_c^2}{8\pi^2(k_B T_c)^2} \right)^{1/2} \quad (5)$$

Это соотношение написано для слоистых и анизотропных ВТСП. Как видно из (4), для предельных случаев можно написать

$$\frac{k_{fl}}{k_n} = A \begin{cases} (1/\delta)\varepsilon^{-1/2} \text{ если } \delta^2 \gg \varepsilon(3D) \\ \varepsilon^{-1} \text{ если } \delta^2 \ll \varepsilon(2D) \end{cases} \quad (6)$$

Отклонение от линейности в зависимости $S(T)$ выше температуры фазового перехода, как и в случае проводимости, обусловлено влиянием СП флуктуаций. Флуктуационные пары, зарождаясь внутри CuO_2 плоскостей при $T < T_0$ (где $\rho(T)$ отклоняется от линейности), приводят к росту концентрации сверхпроводящих носителей заряда n_{sc} . При $T_c < T < T_0$ (и дальше от T_c) величины n_{sc} и, особенно ξ_c , весьма малы, взаимодействие между парами, скорее всего, отсутствует. При $T < T_0$ (при приближении к T_c) флуктуационные пары начинают перекрываться, но по прежнему сперва лишь в пределах плоскостей CuO_2 , формируя 2D электронное состояние. При $T < T_0$ возрастающая $\xi_c(T)$ становится больше d и связывает проводящие плоскости парным туннельным взаимодействием джозефсоновского типа [10]. В этом случае флуктуационные пары взаимодействуют во всем объеме СП, формируя 3D электронное состояние.

В работе [11] приводится выражение для температуры

$$T_{VL} = T_c + T_c \delta^2, \quad (7)$$

где происходит кроссовер от 2D к 3D размерности. По экспериментально найденному значению температуры T_{VL} (92,5K) и определенному по (7) значению δ можно оценить J_c из (4), что является одним из важных параметров ВТСП. Оценки показали, что $J_c = 4,7 \cdot 10^{-3}$ эВ, это хорошо согласуется с литературными данными [14]. Показано, что в области 92,7÷96K размерность соответствует 2D, а в области T_c имеет место 3D размерность. Следуя методике [15], определены верхние критические поля $B_{c2}^{\parallel} = 100$ Тл и $B_{c2}^{\perp} = 380$ Тл. Было также оценено время релакса-

ции при фиксированном значении энергии Ферми (0,08эВ) [14] $\tau=3,54 \cdot 10^{-12}$ с, что также находится в соответствие с литературными данными [16].

1. R.Yu, V.Salamon, J.Lu and W.Lee, *Phys.Rev. Lett.*, **69** 1431 (1992).
2. L.Tewordt and Th. Wolkhausen, *Sol. St. Commun.*, **75** (1990) 515.
3. В.Б.Ефимов, Л.П.Межов-Деглин, *ФНТ*, **23** (1997) 278.
4. Ю.А.Кириченко, К.В.Русанов, Е.Г.Тюрина, *Сверхпроводимость: физика, химия, техника*, **3** (1990) 1385.
5. A.N.Taldenkov, P.Esqunazi, and K.Leicht, *J. of Low Temperature Physics*, **115** (1999) 15.
6. A.Jezowski, *Sol.St.Commun.*, **75** (1990) 779.
7. M.Houssa and M.Ausloss, *J. Condens. Matter*, **9** (1997) 201.
8. Л.Г.Асламазов, А.И.Ларкин, *ФТТ*, **10** (1968) 1104.
9. K.Maki, *J. Low Temp. Phys.*, **14** (1974) 419.
10. А.П.Соловьев, Н.У.Habermeyer and Т.Нааге, *ФНТ*, **28** (2002) 146.
11. А.А.Варламов, Д.В.Ливанов, *ЖЭТФ*, **98** (1990) 584.
12. И.Н.Аскерзаде, С.С.Рагимов, *Письма в ЖТФ*, **35** в.11 (2009) 82.
13. И.Н.Аскезаде, *УФН*, **176** (2006) 1025.
14. P.Mandal, A.Podder and S.Das, *J. Phys. Condens. Matter*, **6** (1994) 5689.
15. С.А.Алиев, С.С.Рагимов, В.М.Алиев, *ФНТ*, **22** (1996) 679.
16. P.Villers, R.Doyle and V.Gridin, *J. Phys. Condens. Matter.*, **4** (1992) 9401.

$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ -də İFRATKEÇİRİCİ FLUKTUASIYALARIN TERMOEHQ VƏ İSTİLİKKEÇİRMƏYƏ TƏSİRİ

S.S.RƏHİMOV

$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ -in ifratkeçirici faza keçidi oblastında termoeHQ və istilikkeçirməsi tədqiq edilmişdir. İfratkeçirici fluktuasiyaların keçiriciliyə, termoeHQ və istilikkeçirməyə təsiri analiz edilmişdir. Fermi energisi, laylararası cutlənmə energisi, koherentlik uzunluqları və həmçinin 2D-3D krossover temperaturu qiymətləndirilmişdir.

THE INFLUENCE OF SUPERCONDUCTING FLUCTUATIONS ON THE THERMAL POWER AND THERMAL CONDUCTIVITY OF $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$

S.S.RAGIMOV

The temperature dependences of thermal power and thermal conductivity of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ in the superconducting phase transition region has been investigated. The superconducting fluctuations influence on conductivity, thermal power and thermal conductivity have been analyzed. The Fermi energy, interlayer coupling energy, coherent lengths and 2D-3D crossover temperature have been estimated.

Редактор: Д.Араслы