

**ЛИНЕЙНАЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ
ПОВЕРХНОСТНОГО ИМПЕДАНСА МОНОКРИСТАЛЛА
 $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$**

*M.P.Трунин¹⁾, А.А.Жуков, Г.Э.Цыдынжапов, А.Т.Соколов, Л.А.Клинкова,
Н.В.Барковский*

*Институт физики твердого тела РАН,
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 31 октября 1996 г.

Температурные зависимости действительной R_s и мнимой X_s частей поверхностного импеданса $Z_s = R_s + iX_s$ сверхпроводника $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ ($T_c \approx 30$ К) измерены на частоте 9.4 ГГц. Зависимости $Z_s(T)$ и комплексной проводимости $\sigma_s(T)$ можно описать в рамках двухжидкостной модели при двух предположениях: линейном росте плотности сверхпроводящих носителей и степенном ($\propto 1/T^5$) возрастании времени релаксации при уменьшении $T < T_c$. Эта модель хорошо описывает также кривые $Z_s(T)$ и $\sigma_s(T)$, недавно измеренные на монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ и $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$.

PACS: 74.20.De, 74.25.Nf, 74.72.-h

Из микроволновых измерений температурной зависимости поверхностного импеданса высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) извлекается важная информация о механизме сверхпроводящего спаривания в этих соединениях. Например, несколько лет назад была обнаружена линейная низкотемпературная зависимость глубины проникновения поля (мнимой части импеданса) в монокристалл $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ [1] – нетривиальный экспериментальный факт, подтвержденный позднее в ряде работ [2, 3]. Этот факт выделил два наиболее вероятных механизма спаривания и сейчас объясняется либо в рамках модели $d_{x^2-y^2}$ -типа [4, 5], когда на поверхности Ферми имеются линии, где параметр порядка обращается в нуль, либо анизотропного s -типа [6–8], когда сверхпроводящее состояние в зоне CuO -цепочек из-за рассеяния на магнитных примесях становится бесщелевым.

В этом году линейная температурная зависимость глубины проникновения наблюдалась в высококачественных монокристаллах $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ [9, 10]. Кроме того, в области частот ~ 10 ГГц был обнаружен еще один факт – линейный ход действительной части импеданса (поверхностного сопротивления) при увеличении температуры вплоть до $T_c/2$, что, вообще говоря, наблюдалось и раньше в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ [11], но в области меньших температур. Этот второй факт пока не имеет объяснений в рамках существующих микроскопических теорий сверхпроводимости.

В данной работе линейная низкотемпературная зависимость обеих компонент поверхностного импеданса обнаружена в монокристалле $Ba_{0.6}K_{0.4}BiO_3$ – еще одном представителе ВТСП. Мы предлагаем также феноменологическую модель, описывающую оба упомянутых выше экспериментальных факта.

Предварительный отбор образцов проводился с помощью температурных измерений их динамической восприимчивости $\chi(T)$, выполненных по четырехкатушечной схеме на частоте 100 кГц. Зависимость $\chi(T)$ была измерена для

¹⁾e-mail: trunin@issp.ac.ru

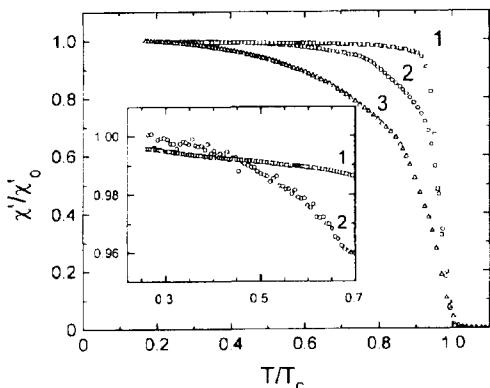


Рис.1. Температурные зависимости действительной части восприимчивости $\chi'(T)/\chi'_0$ трех типичных монокристаллов $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$. На вставке показаны низкотемпературная часть кривых для кристаллов 1 и 2

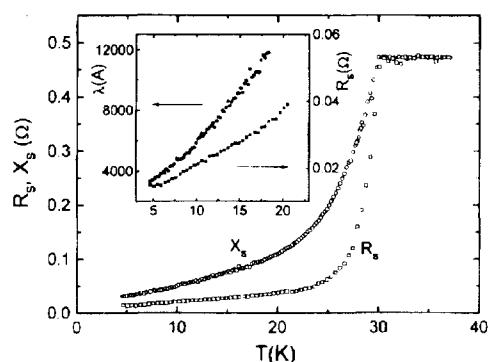


Рис.2. Измеренные поверхностные сопротивление R_s и реактанс X_s , как функции температуры в кристалле 1 (на рис.1). На вставке показаны низкотемпературные зависимости R_s и глубины проникновения поля $\lambda = X_s/\omega\mu_0$

20 монокристаллов $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ с критическими температурами T_c от 28 до 32 К, и по ее виду все образцы можно разделить на три группы. На рис.1 показаны температурные зависимости действительной части динамической восприимчивости трех образцов из разных групп.

Все кристаллы были получены электролизом расплава смеси KOH , $\text{Ba}(\text{OH})_2 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$ и Bi_2O_3 в условиях стационарного массопереноса [12]. Кристаллы 2 и 3 выращены из расплава состава $\text{K:Ba:Bi}=48:1:2$ при температуре 350° С и силе тока 1.0 и 5.3 mA в течение 6 и 2 ч, соответственно. Скорость кристаллизации анодного осадка в первом случае составила 7, а во втором 53 мг/ч. Уменьшение скорости роста способствует формированию более однородного по составу кристалла, о чем свидетельствует уменьшение ширины сверхпроводящего перехода ΔT_c кристалла 2 по сравнению с 3. Кристалл 1 объемом 1.4 мм^3 имел близкую к кубической форму. Он был выращен из расплава $\text{K:Ba:Bi}=72:1:2$ при 300°С и силе тока 5.3 mA в течение 3 ч при скорости роста 80 мг/ч с последующей выдержкой (17 ч) кристалла в расплаве в отсутствии тока. Уменьшение ΔT_c этого кристалла может быть обусловлено более полным насыщением BaBiO -матрицы ионами калия из расплава.

Если глубина проникновения поля в образец $\lambda(T) = \lambda(0) + \Delta\lambda(T)$ много меньше его характерного размера $a \approx V/S$ (V – объем, S – площадь поверхности образца), то температурная зависимость реальной части восприимчивости описывается формулой:

$$\chi'(T) = \chi'_0 (1 - \Delta\lambda(T)/a), \quad (1)$$

где $\chi'_0 = \chi'(T=0)$. Следовательно, при низких температурах $T < T_c$, зависимость $\chi'(T)$ соответствует температурному ходу λ . Как видно из вставки на рис.1, отличительным свойством кристалла 1 является линейное изменение λ с температурой. Кроме того, ему соответствует самый узкий и однородный сверхпроводящий переход.

Измерения поверхностного импеданса $Z_s = R_s + iX_s$, образцов проводились на частоте $\omega/2\pi = 9.4$ ГГц. Использовался цилиндрический резонатор из Nb (мода H_{011}), который был вакуумирован и омывался снаружи жидким гелием. Добротность пустого резонатора составляла $Q_0 \approx 10^7$. Образец, установленный на торце сапфирового стержня, термически изолированного от стенок резонатора, помещался в область однородного магнитного поля. Температура образца регулировалась извне в интервале от 4.2 до 50 К. Подробнее процедура измерений $Z_s(T)$ описана в [13].

На рис.2 представлены экспериментальные кривые $R_s(T)$ и $X_s(T)$ для наиболее совершенного монокристалла 1 (рис.1). Его остаточное поверхностное сопротивление $R_{res} = R_s(T \rightarrow 0) \approx 10$ мОм в 5 раз меньше, чем в образце 2 [13] и более чем на порядок меньше, чем в образце 3. При $T < 20$ К изменения $R_s(T)$ и $X_s(T)$ имеют отчетливый линейный характер. Низкотемпературные зависимости $R_s(T)$ и $\lambda(T) = X_s(T)/\omega\mu_0$ (где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м) показаны на вставке к рис.2.

Зная величины $R_s(T)$ и $X_s(T)$, легко определить зависимость комплексной проводимости $\sigma_s = \sigma_1 - i\sigma_2$ от температуры из локального соотношения

$$Z_s = R_s + iX_s = \left(\frac{i\omega\mu_0}{\sigma_1 - i\sigma_2} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Из (2) для нормированных величин получаем общие выражения, связывающие действительную и мнимую части импеданса с компонентами комплексной проводимости и наоборот:

$$\frac{R_s(T)}{R_s(T_c)} = \sqrt{\frac{\sigma(T_c)(\varphi^{1/2} - 1)}{\sigma_2\varphi}}, \quad \frac{X_s(T)}{X_s(T_c)} = \sqrt{\frac{\sigma(T_c)(\varphi^{1/2} + 1)}{\sigma_2\varphi}}, \quad (3)$$

$$\frac{\sigma_1(T)}{\sigma(T_c)} = \frac{4R_s^2(T_c)R_sX_s}{(R_s^2 + X_s^2)^2}, \quad \frac{\sigma_2(T)}{\sigma(T_c)} = \frac{2R_s^2(T_c)(X_s^2 - R_s^2)}{(R_s^2 + X_s^2)^2}. \quad (4)$$

Здесь $R_s(T_c) = X_s(T_c)$ и $\sigma(T_c) = \sigma_1(T_c)$ – значения импеданса и проводимости при $T = T_c$, а $\varphi = 1 + (\sigma_1/\sigma_2)^2$.

Мы предлагаем объяснение наблюдаемой линейной низкотемпературной зависимости $R_s(T)$ и $X_s(T)$ в рамках двухжидкостной модели, когда в сверхпроводнике имеется часть n_s сверхпроводящих носителей и вторая часть n_n нормальных носителей (и те, и другие обладают одинаковыми зарядами e и массами m), причем при любой температуре $T \leq T_c$ полная концентрация носителей $n = n_n + n_s$. Для ВТСП вплоть до частот ~ 100 ГГц выполняется условие $\omega\tau \ll 1$, где τ – время релаксации импульса нормальных носителей. С учетом этого неравенства при $T < T_c$ выражения для компонент проводимости σ_s в двухжидкостной модели приобретают очень простой вид:

$$\sigma_1 = \frac{e^2\tau}{m}n_n, \quad \sigma_2 = \frac{e^2}{m\omega}n_s, \quad (5)$$

Температурная зависимость глубины проникновения $\lambda(T)$

$$\lambda = (m/\mu_0 n_s e^2)^{1/2} = (1/\omega\mu_0\sigma_2)^{1/2} \quad (6)$$

определяется видом функции $n_s(T)$ или $\sigma_2(T)$. Для получения в (6) линейной зависимости $\lambda(T)$ при $t = T/T_c \ll 1$ предположим, что

$$n_s/n = (1 - t)^\alpha, \quad (7)$$

где α – численный параметр. Вторым предположением нашей модели является учет зависимости $\tau(t)$. Известно, что во всех ВТСП дебаевские температуры $\Theta \sim T_c$, поэтому при низких температурах $t < 1$ в соответствии с законом Блоха – Грюнайзена естественно предположить, что

$$\frac{1}{\tau(t)} = \frac{1}{\tau(T_c)} \frac{\beta + t^5}{\beta + 1} \approx \frac{\beta + t^5}{\tau(T_c)}, \quad (8)$$

где $\beta \approx \tau(T_c)/\tau(0) \ll 1$ – второй численный параметр модели.

Формулы (3)–(8) использовались нами для вычисления температурных зависимостей поверхностного импеданса и комплексной проводимости и сравнения их с экспериментальными кривыми.

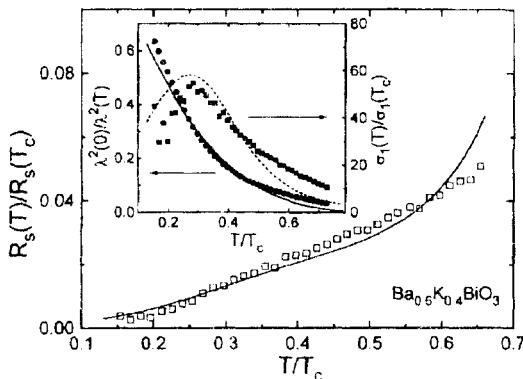


Рис.3. Сравнение рассчитанных (линии) и экспериментальных (символы) температурных зависимостей поверхностного сопротивления и компонент проводимости (вставка) в монокристалле $\text{Ba}_{0.5}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$. Температурозависящая часть $R_s(T)$ получена из измеренной величины R_s , на рис.2 вычитанием остаточного поверхностного сопротивления $R_{res} = 10$ мОм

На рис.3 квадратики соответствуют измеренной температурной зависимости поверхностного сопротивления, а символы на вставке рис.3 изображают найденные по формулам (4) зависимости $\sigma_1(T)/\sigma_1(T_c)$ и $\lambda^2(0)/\lambda^2(T) = \sigma_2(T)/\sigma_2(0)$. Сплошные и штриховая линии демонстрируют зависимости (3) и (4), где компоненты проводимости σ_1 и σ_2 были вычислены из (5) с использованием параметров $\alpha = 3.5$ и $\beta = 0.01$ и определенного по величине $R_s(T_c)$ значения $\omega\tau(T_c) = 1.4 \cdot 10^{-3}$. Видно, что при $T < 0.6T_c$ имеется неплохое совпадение рассчитанных и экспериментальных кривых.

Еще лучшее совпадение имеет место на рис.4а, где представлены результаты измерений (символы) для монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ на частоте 34.8 ГГц ($\omega\tau(T_c) = 1.5 \cdot 10^{-2}$), взятые из работы [11]. Узкий максимум в $\sigma_1(T)/\sigma_1(T_c)$ вблизи T_c (на вставке) обусловлен, вероятно, неоднородным уширением сверхпроводящего перехода [14]. Все линии на рис.4а рассчитаны при $\alpha = 0.5$ и $\beta = 0.05$. Разница в величинах измеренной и вычисленной зависимостей $\sigma_1(T)/\sigma_1(T_c)$ при $T < 0.6T_c$ (на вставке) связана с тем, что мы не учитывали в этом расчете очень малое значение остаточного поверхностного сопротивления R_{res} образца. Штриховая и штрихпунктирная линии, изображающие зависимость $R_s(T)/R_s(T_c)$ на рис.4а, соответствуют в первом случае замене температурной зависимости $1/\tau(t)$ в формуле (8) с t^5 на t^2 , а во втором – отсутствию температурной зависимости τ вообще. Характерный для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ максимум $R_s(T)$ при $T \sim 0.5T_c$ может быть описан только

при использовании функции $1/\tau(t) \propto t^5$. Добавление квадратичного по температуре члена в выражении (8) приводит к "сглаживанию" максимума. Это оказалось существенным при сравнении модельных кривых с измеренными в монокристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$.

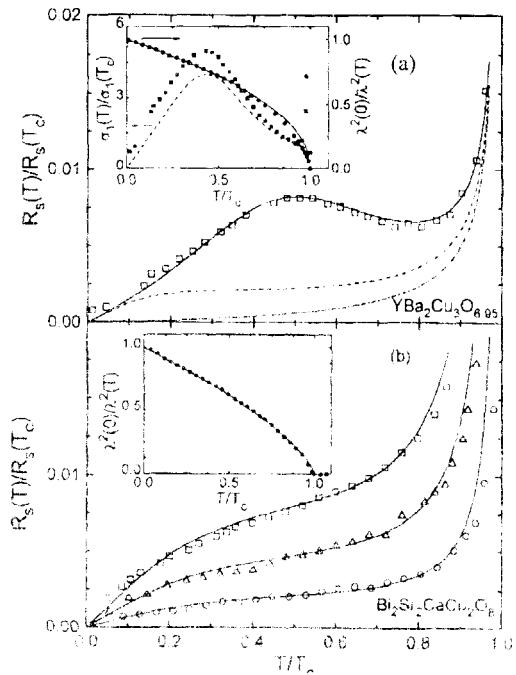


Рис.4. а) Символы – экспериментальные данные для монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ из работы [11], кривые – расчет по формулам (3)-(8). Штриховая кривая, изображающая зависимость $R_s(T)/R_s(T_c)$, соответствует замене в (8) слагаемого t^5 на t^2 , штрих-пунктирная – отсутствию температурозависящего члена в (8). б) Экспериментальные данные из работы [10] для монокристалла $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, полученные на разных частотах, изображены символами: кружки – 14.4, треугольники – 24.6, квадраты – 34.7 ГГц. Сплошные линии – рассчитанные кривые $R_s(T)/R_s(T_c)$ для указанных значений частоты при фиксированных параметрах модели. На вставке экспериментальная зависимость $\lambda^2(0)/\lambda^2(T)$ (точки) сравнивается с теоретической (сплошная линия)

На рис.4б символами изображены экспериментальные данные из работы [10], полученные на трех различных частотах: 14.4 ГГц ($\omega\tau(T_c) = 0.8 \cdot 10^{-2}$), 24.6, 34.7 ГГц. Сплошные линии – расчет для этих частот при $\alpha = 0.7$ и

$$\frac{1}{\tau(t)} = \frac{\beta + \gamma t^2 + t^5}{\tau(T_c)(\delta + \gamma + 1)} \quad (9)$$

$\beta = 0.1$ и $\gamma = 0.9$. Рис.4 демонстрирует прекрасное совпадение экспериментальных и вычисленных в рамках нашей феноменологической модели кривых

Полученные в данной работе результаты указывают возможный путь к построению теории микроволнового отклика ВТСП на основе микроскопической модели. Во-первых, из этой модели должна следовать линейная низкотемпературная зависимость глубины проникновения поля – свойство, присущее, по-видимому, любому высококачественному монокристаллу ВТСП. Этому условию проще всего удовлетворить, используя $d_{x^2-y^2}$ – симметрию параметра порядка, когда в сверхпроводнике при любой температуре $T < T_c$ присутствуют нормальные ферми-возбуждения, и имеется низкотемпературная область, где плотность сверхпроводящей жидкости n , линейно уменьшается с ростом температуры [4, 5]. Известно, однако, что для $d_{x^2-y^2}$ – модели, в которой спаривание обеспечивается спиновыми флуктуациями, зависимости $\sigma_1(T)$ и $R_s(T)$ при $T \ll T_c$, как показано в [15], являются нелинейными и не согласуются с экспериментом. Причина такого расхождения связана, скорее всего, с

недостаточно быстрым ростом $\tau(T)$ при уменьшении $T \ll T_c$: процессы неупругого рассеяния на антиферромагнитных спиновых флюктуациях приводят к зависимости $\tau^{-1}(T) \propto T^3$ [16]. Поэтому вторым важным на наш взгляд условием для построения микроскопической теории высокочастотного отклика ВТСП является использование электрон-фононного взаимодействия с учетом малоуглового рассеяния и рассеяния на примесях, которые обеспечивают степенную (включая пятую степень температуры) зависимость обратного времени релаксации $\tau^{-1}(T)$.

Авторы благодарны В.Ф.Гантмахеру, А.А.Голубову и Д.В.Шовкуну за полезные обсуждения. Работа выполнена в рамках проектов Российского фонда фундаментальных исследований (94-02-03236, 96-02-17497) и Государственной программы "Сверхпроводимость" (93-194).

-
1. W.N.Hardy, D.A.Bonn, D.C.Morgan, et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 3999 (1993).
 2. J.Mao, D.H.Wu, J.L.Peng et al., Phys. Rev. B **51**, 3316 (1995).
 3. T.Jacobs, S.Sridhar, C.T.Rieck et al., J. Phys. Chem. Solids **56**, 1945 (1995).
 4. P.J.Hirschfeld and N.Goldenfeld, Phys. Rev. B **48**, 4219 (1993).
 5. H.Won and K.Maki, Phys. Rev. B **49**, 1397 (1994).
 6. V.Z.Kresin and S.A.Wolf, Phys. Rev. B **46**, 6458 (1992), **51**, 1229 (1995).
 7. R.A.Klemm and S.H.Liu, Phys. Rev. Lett. **74**, 2343 (1995).
 8. A.A.Golubov, M.R.Trunin, A.A.Zhukov et al., Pis'ma v ZhETF **62**, 477 (1995).
 9. T.Jacobs, S.Sridhar, Q.Li et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 4516 (1995).
 10. S.F.Lee, D.C.Morgan, R.J.Ormeno et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 735 (1996).
 11. D.A.Bonn, S.Kamal, K.Zhang et al., Phys. Rev. B **50**, 4051 (1994).
 12. Л.А.Клинкова, Н.В.Барковский, С.А.Зверьков и др. Сверхпроводимость: физика, химия, техника **7**, 1437 (1994).
 13. М.Р.Трунин, А.А.Жуков, А.Т.Соколов, принятая к печати в ЖЭТФ.
 14. A.A.Golubov, M.R.Trunin, S.V.Shulga et al., Physica C **213**, 139 (1993).
 15. P.J.Hirschfeld, W.O.Putikka, and D.J.Scalapino, Phys. Rev. B **50**, 4051 (1994).
 16. S.M.Quinlan, D.J.Scalapino, and N.Bulut, Phys. Rev. B **49**, 1470 (1994).