Физика низких температур, 1997, т. 23, № 2, с. 146–158

Остаточное низкотемпературное сопротивление и особенности инфракрасного поглощения сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ как проявления длинномасштабного потенциального рельефа

В. В. Еременко, И. С. Качур, В. Г. Пирятинская, А. М. Ратнер, В. В. Шапиро

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: shapiro@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 9 июля 1996 г., после переработки 16 сентября 1996 г.

Изучаются явления разной физической природы, обусловленные длинномасштабным потенциальным рельефом, создаваемым в проводящей плоскости отрицательными ионами примесного кислорода. Длинномасштабный потенциал порождает вторичную электронную структуру, ответственную за рассматриваемые явления. Экспериментально установлена связь между остаточной низкотемпературной резистивностью и вторичной структурой. Высокая чувствительность остаточной резистивности к фотооблучению, изменяющему длинномасштабный потенциал, и возрастание ее с понижением температуры позволяют сделать предположение о низкотемпературной локализации дырок в длинномасштабных потенциальных ямах. Рассмотрены оптические переходы между уровнями вторичной структуры, отличающиеся от других оптических переходов значительно большей вероятностью и высокой чувствительностью к форме длинномасштабной ямы. Результаты рассмотрения качественно согласуются с литературными данными о спектрах поглощения света.

Вивчаються явища різної фізичної природи, обумовлені довгомасштабним потенційним рельєфом, який утворюється в провідній площині негативними іонами домішкового кисню. Довгомасштабний потенціал породжує вторинну електронну структуру, відповідальну за явища, що розглядаються. Есперіментально встановлено зв'язок між залишковою низькотемпературною резистивністю і вторинною структурою. Висока чутливість залишкової резистивності до фотоопромінення, яке змінює довгомасштабний потенціал, та зростання її з пониженням температури дозволяють зробити припущення про низькотемпературну локалізацію дірок у довгомасштабних потенційних ямах. Розглянуто оптичні переходи між рівнями вторинної структури, що відрізняються від інших оптичних переходів значно більшою ймовірністю і високою чутливістю до форми довгомасштабної ями. Результати розгляду добре узгоджуються з літературними даними про спектри поглинання світла.

PACS: 74.25.Gz, 74.60.Jg, 74.76.Bz

Введение

Электронные свойства медно-оксидного сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ во многом определяются его структурной особенностью, связанной с пространственным распределением акцепторной кислородной примеси [1–3]. Примесные ионы O^{2-}, поставляющие дырки в проводящую плоскость CuO_2, располагаются в параллельной плоскости CuO_x, находящейся на сравнительно большом расстоянии 4,15 Å от плоскости CuO_2. Благодаря этому примесные заряды создают в проводящей плоскости кулоновские потенциальные ямы с шириной, намного превышающей межатомные расстояния решетки. Такие потенциальные ямы искривляют дно зоны дырочных носителей, движущихся в проводящей плоскости, и создают для них длинномасштабный вторичный потенциальный рельеф (первичный, или основной, потенциал проводящей плоскости с периодом решетки учитывается в терминах эффективной массы).

Вторичный потенциальный рельеф с глубиной модуляции, намного превышающей фермиевскую энергию дырок (~ 1 эВ), налагает отпечаток на электронные свойства сверхпроводника. Это проявляется в анизотропии проводимости, усиливающейся по мере повышения кислородного индекса вместе с анизотропией вторичного рельефа [2,4], и в аномалиях комбинационного рассеяния све-

© В. В. Еременко, И. С. Качур, В. Г. Пирятинская, А. М. Ратнер, В. В. Шапиро, 1997

та [2,5]. Корреляционное взаимодействие (ван-дер-ваальсовское притяжение) дырок, движущихся в соседних минимумах вторичного рельефа, может оказаться достаточным для формирования сверхпроводящей щели шириной единиц или даже десятков миллиэлектронвольт [2].

Характер длинномасштабного рельефа зависит от величины кислородного индекса x. С повышением x возрастает средняя длина медно-кислородных цепочек, формирующихся в плоскости CuO_x, и уменьшается доля примесного кислорода, включенного в нее в виде изолированных друг от друга ионов O^{2-}. При этом возрастает (по абсолютной величине) отрицательный заряд цепочечной плоскости, отнесенный к одному примесному иону кислорода. Заряд этой плоскости не изменяется при появлении в ней изолированного иона O^{2-}, так как заряд последнего компенсируется возрастанием зарядов двух соседних ионов меди от +1 до +2; присоединение же иона O^{2-} к цепочке изменяет заряд цепочечной плоскости на (−1) [2,6].

Из сказанного следует, что число дырок в проводящей плоскости (равное абсолютной величине отрицательного заряда цепочечной плоскости) возрастает даже при фиксированном кислородном индексе, если в результате некоторого внешнего воздействия, например фотооблучения [2,7], увеличивается средняя длина медно-кислородных цепочек. Одновременно, причем даже в большей степени, изменяется длинномасштабный потенциальный рельеф. Отсюда проистекает относительно простая экспериментальная возможность управления сверхструктурой — длинномасштабным рельефом. Эта возможность была использована в [1] для того, чтобы экспериментально установить связь между механизмом сверпроводимости и длинномасштабным потенциалом.

Таким образом, электронные свойства сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ в значительной степени определяются длинномасштабным потенциальным рельефом. Объектом настоящего исследования являются его новые проявления.

В разд. I изучается остаточная низкотемпературная резистивность сверхпроводника, обнаруживающая высокую чувствительность к фотооблучению. Этот хорошо выраженный фотоиндуцированный эффект несоизмерим с малым фотоиндуцированным изменением числа носителей и может быть связан лишь с более значительными фотостимулированными изменениями длинномасштабного рельефа. Наблюдаемое увеличение остаточного сопротивления при понижении температуры и при фотостимулированном углублении минимумов длинномасштабного потенциала позволяет сделать предположение о размытом низкотемпературном переходе в диэлектрическую фазу с локализацией дырок в этих минимумах.

В разд. 2 рассматриваются спектроскопические проявления вторичной электронной структуры, т.е. уровней длинномасштабного потенциала. Частоты оптических переходов между этими уровнями находятся в ближней инфракрасной области. Как будет показано ниже, переходы между уровнями вторичной структуры отличаются от других оптических переходов в том же кристалле намного большей вероятностью и высокой чувствительностью к форме длинномасштабного потенциального рельефа. Экспериментальные данные [8] качественно подтверждают этот вывод.

1. Остаточная низкотемпературная резистивность и ее связь с длинномасштабным потенциальным рельефом

1.1. Эксперимент

В качестве объектов исследования использовались три эпитаксиальные пленки $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ с различной степенью фазовой однородности. Измерения проводились с помощью высокочувствительной четырехзондовой методики. Температурные зависимости электросопротивления образцов R представлены на рис. 1. Эти зависимости отражают наличие в образцах № 1 (рис. 1,*а*) и № 2 (рис. 1,*б*) двух фаз с различающимися значениями кислородного индекса x и соответственно критических температур T_c ($T_{c1} \simeq 90$ K, $T_{c2} \simeq 83$ K для образца № 1 и $T_{c1} \simeq 90$ K, $T_{c2} \simeq 65$ K для образца № 2). Характеристика $R(T)$ образца № 3 типична для однофазного с температурой сверхпроводящего перехода $T_c = 80$ K (рис. 1,*в*).

Высокочувствительный режим измерений позволил обнаружить слабую остаточную резистивность в образцах № 1 и № 2 ниже критических температур T_{c2} вплоть до $T = 1{,}8$ K (для образца № 1 зависимость $R(T)$, измеренная в высокочувствительном режиме, приведена на рис. 2,*а*). Для образца № 3 можно указать температуру ($\simeq 56$ K, см. рис. 2,*б*), ниже которой электросопротивление в пределах чувствительности измерений не обнаруживается.

Температурная зависимость остаточного электросопротивления R для образца № 1 (рис. 2,*а*) имеет возрастающий характер и содержит плато в интервале от 20 до 75 K. В интервале от 5 до 20 K наблюдается линейное нарастание электросопротивления R, а вблизи 80 K начинается его резкий

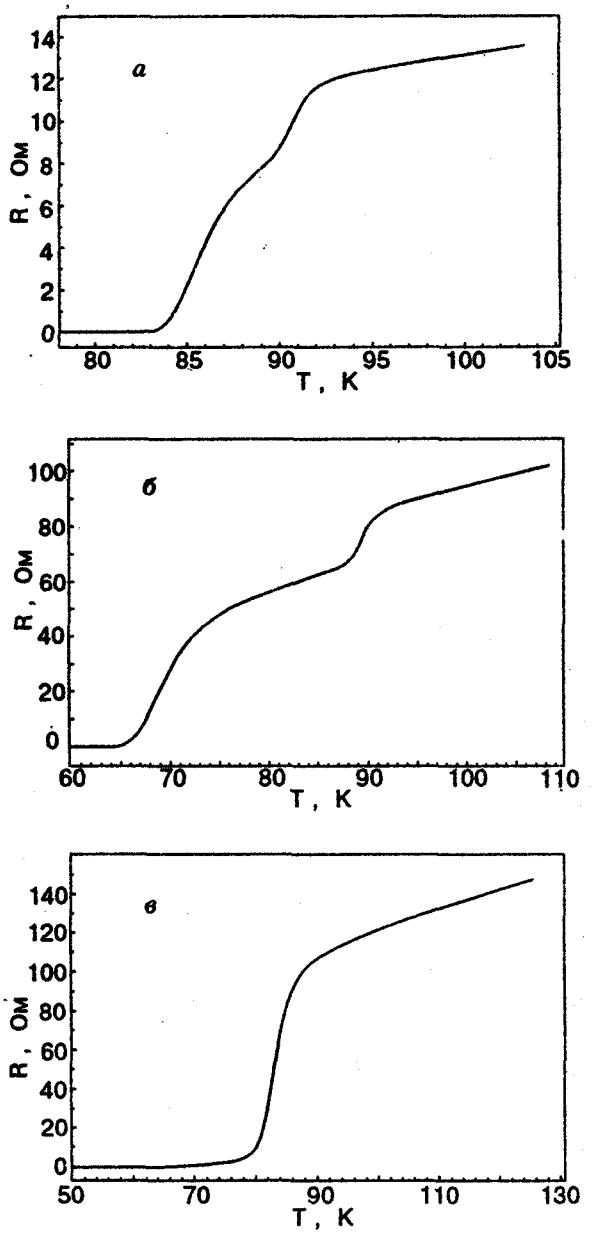

Рис. 1. Температурная зависимость электросопротивления образцов (пленок), измеренная с низкой чувствительностью в широком интервале температур: образец № 1 (*а*); образец № 2 (*б*); образец № 3 (*в*).

рост, предшествующий переходу в нормальное состояние низкотемпературной фазы ($T_{c2} \simeq 83$ K). Зависимость напряжения от плотности тока J (рис. 3,*а*) имеет монотонно возрастающую производную, величина которой свидетельствует о заметной резистивности образца № 1 даже при самых низких температурах.

Остаточное сопротивление образца № 2 оказалось меньше на 3–4 порядка; оно имеет аномальный убывающий температурный ход и ос-

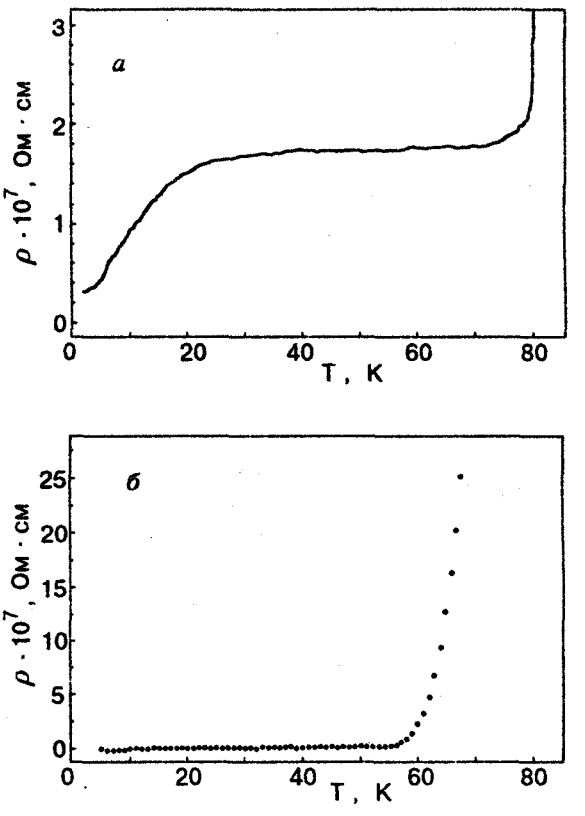

Рис. 2. Температурная зависимость электросопротивления образцов (пленок), измеренная с высокой чувствительностью в области температур ниже T_c: образец № 1 (*а*); образец № 3 (*б*).

циллирующую зависимость от тока. На рис. 3,*б* представлена серия вольт-амперных характеристик (ВАХ) образца № 2, измеренных при различных температурах. Из рисунка видно, что остаточная резистивность уменьшается при возрастании температуры в интервале от 1,8 до 15 K. При 15 K и докритическом токе 200 мА ($I_{cr} > 300$ мА) падение напряжения на образце составляет 0,2 мкВ, что соответствует сопротивлению образца 1 мкОм, т.е. удельному сопротивлению порядка 10^{-11} Ом·см.

Обращает на себя внимание немонотонный характер зависимости падения напряжения от транспортного тока при низких температурах (рис. 3,*б*). Вольт-амперные характеристики содержат достаточно широкие области отрицательного динамического сопротивления. Формируется своеобразный «спектр» полос резистивности, ширина которых уменьшается, а амплитуда растет при понижении температуры. При $T = 3$ K можно выделить две полосы с абсциссами максимумов (значениями транспортных токов) $I_1 = 45$ мА и $I_2 = 81$ мА. С понижением температуры максимумы полос усиливаются и смещаются в сторону меньших токов, а

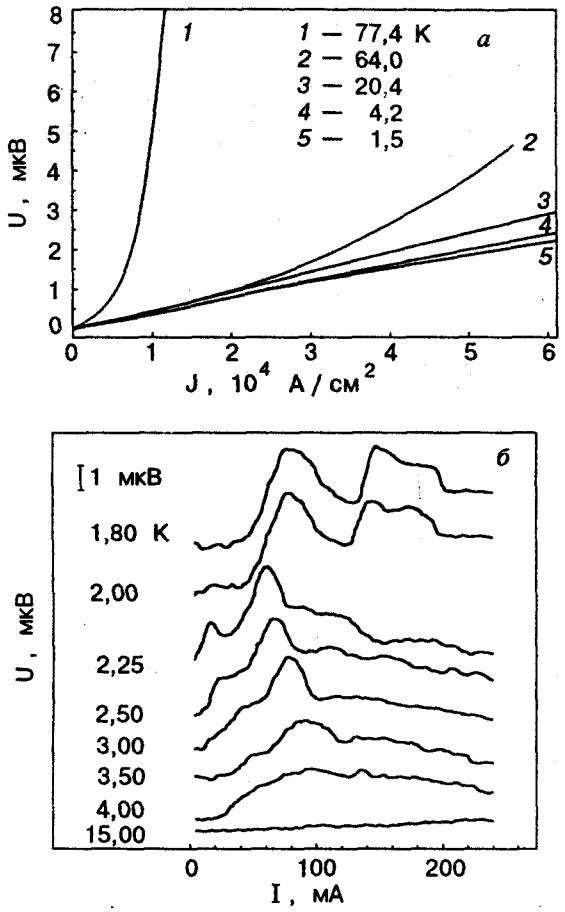

Рис. 3. Вольт-амперные характеристики пленок, измеренные при фиксированных температурах ниже критической: образец № 1 (*а*); образец № 2 (*б*).

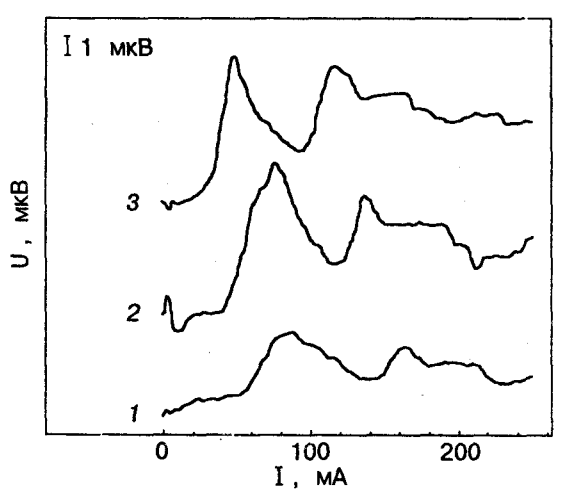

Рис. 4. Вольт-амперная характеристика образца № 2, измеренная при температуре 2 K до (*1*) и после фотооблучения, продолжавшегося 10 (*2*) и 30 (*3*) мин.

ниже температуры 2,07 K «спектр» качественно изменяется.

Для исследования влияния фотооблучения на резистивные характеристики пленки в качестве источника света использовалась широкополосная ксеноновая лампа ДКСШ-150. Электрические контакты пленок тщательно предохранялись от воздействия света. Доза фотооблучения не превышала $5 \cdot 10^{21}$ фотонов на квадратный сантиметр пленки. Такие дозы не вызывают необратимых структурных изменений в образце (как было установлено нами ранее [1], после облучения транспортные характеристики пленки релаксируют к первоначальным значениям). Как видно из рис. 4, под воздействием фотооблучения максимумы вольт-амперной характеристики возрастают, сужаются и смещаются в область меньших транспортных токов. Эти изменения имеют персистентный характер (время релаксации при комнатных температурах составляет несколько часов).

1.2. Связь остаточной резистивности с длинномасштабным потенциальным рельефом и ее предположительный механизм

Особенности вольт-амперных характеристик образца № 2 (рис. 3,*б* и 4) позволяют сделать некоторые заключения о механизме остаточной резистивности.

Из рис. 4 видно, что максимальное сопротивление (соответствующее первому, наиболее высокому максимуму ВАХ) увеличивается после получасового облучения примерно в два раза. Этот эффект противоположен по знаку ранее исследовавшемуся [1,7] эффекту металлизации пленок (повышению их проводимости) под воздействием фотооблучения. Кроме того, увеличение амплитуд полос резистивности несоизмеримо с фотостимулированным возрастанием числа дырочных носителей. Действительно, увеличение числа дырок в образце $YBa_2Cu_3O_{6,5}$, вызванное такой же дозой облучения, составило примерно 2% [1], а в образце № 2 с большим x ($x = 0{,}75$, судя по критической температуре перехода $T_{c2} \approx 65$ K), оно должно быть меньше, поскольку фотоиндуцированный эффект в $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ ослабляется с возрастанием x [7].

Таким образом, фотостимулированное изменение остаточной резистивности не может быть объяснено изменением числа носителей. Есть основания предполагать, что оно обусловлено фотоиндуцированным упорядочением длинномасштабного вторичного потенциального рельефа.

Длинномасштабный рельеф потенциала проводящей плоскости CuO_2 изменяется вследствие фотостимулированного удлинения медно-кислородных цепочек в плоскости CuO_x. Покажем, что длина цепочек изменяется сильнее, чем число носителей. Если измерять длину цепочки ν числом содержащихся в ней ионов кислорода, то заряд цепочки ζ возрастает с ее длиной по закону [2,6]

$$\zeta \approx \nu - 1 \ . \qquad (1)$$

Поскольку число дырок n_h в проводящей плоскости равно суммарному отрицательному заряду цепочечной плоскости, отсюда следует соотношение между относительными изменениями числа дырок n_h и средней длиной цепочки $\bar{\nu}$ при фиксированном количестве кислорода в цепочечной плоскости ($\Sigma\nu = \text{const}$):

$$\delta\bar{\nu}/\bar{\nu} \approx \bar{\nu}\delta n_h / n_h \quad (\bar{\nu} >> 1) \ . \qquad (2)$$

В металлической фазе (вне узкой окрестности концентрационного перехода металл — диэлектрик) средняя длина цепочек $\bar{\nu} >> 1$. Поэтому из (1) и (2) следует, что при фотооблучении сверхпроводника ширина и глубина длинномасштабной потенциальной ямы возрастают существенно быстрее, чем число носителей. Это обстоятельство в сочетании с сильно выраженными фотоиндуцированными изменениями остаточного сопротивления служит дополнительным аргументом в пользу определяющей роли длинномасштабного потенциального рельефа.

Остаточная резистивность, наиболее ярко проявляющаяся в области гелиевых температур (рис. 3,*б*) и усиливающаяся при фотооблучении вместе с минимумами вторичного потенциального рельефа (рис. 4), естественно объясняется в предположении о частичном низкотемпературном переходе металл — диэлектрик. В диэлектрической фазе дырки локализуются в широких минимумах вторичного рельефа, что соответствует малому энергетическому масштабу фазового перехода и его низкой температуре (составляющей для образца № 2, судя по рис. 3,*б*, примерно 7–8 К).

Поскольку в строго периодическом потенциале дырочные носители даже при нулевой температуре находятся в делокализованных зонных состояниях, низкотемпературную локализацию дырок следует связать с апериодичностью длинномасштабного потенциала в качественном соответствии с известным механизмом Андерсона.

Естественно предположить, что низкотемпературный фазовый переход диэлектрик — металл, связанный с нерегулярностью длинномасштабного потенциала, в достаточной степени размыт. Это проявляется в том, что эффективная масса дырочных носителей m возрастает, но не обращается в бесконечность, а их число n уменьшается, но не до нуля. Соответственно понижается фермиевская энергия дырок и сужается сверхпроводящая щель, что должно привести к уменьшению критического тока до некоторой малой величины I_c^*.

Из рис. 3,*б* видно, что при $T = 1{,}8$ К остаточное сопротивление возникает при токе, превышающем 50 мА. Эту величину можно условно отождествить с I_c^*. Значение I_c^* на порядок меньше обычного критического тока, наблюдаемого вне температурной области существования остаточной резистивности.

1.3. Можно ли объяснить осцилляции ВАХ включениями нормальной фазы?

В рамках изложенных выше представлений следовало бы ожидать, что при гелиевых температурах сопротивление будет монотонно возрастать с током I в области $I > I_c^*$. В действительности напряжение V возрастает с током лишь до точки $I_c^{**} = 80$ мА, где производная dV/dI меняет знак. Немонотонный характер зависимости $V(I)$ можно связать либо с неоднородностью образца, т.е. микровключениями нормальной фазы в сверхпроводящую, либо с перестройкой электронного состояния сверхпроводника, индуцированной током. Как показывает проводимый ниже анализ, в каждой из этих версий возникают свои трудности. Рассмотрим сначала возможную роль нормальных включений.

Известно, что тонкий слой нормального вещества (толщиной L_n), контактирующий со сверхпроводящими слоями (толщиной L_s), может увеличивать свое сопротивление при сверхпроводящем переходе примерно вдвое, что связано с андреев-

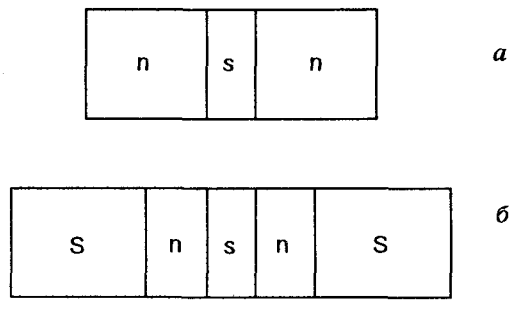

Рис. 5. а — составной проводник, сопротивление которого уменьшается при переходе короткой сверхпроводящей части s в нормальное состояние [9]. *б* — сверхпроводник S, содержащий включение типа «а», сверхпроводящая часть которого имеет малый критический ток.

ским отражением нормальных носителей от сверхпроводника, приводящим к интерференции их волновых функций [9]. Если толщина сверхпроводящего слоя L_s достаточно мала, то сопротивление составного проводника (рис. 5,*а*) уменьшается при разрушении сверхпроводящего состояния *s*, поскольку в отсутствие сверхпроводника интерференционные явления исчезают.

С учетом сказанного, убывающий участок зависимости $V(I)$ можно реализовать в составном сверхпроводнике, изображенном на рис. 5, если критический ток I_S сверхпроводника *S* превышает критический ток I_s в тонком слое сверхпроводящего вещества *s*. Будем увеличивать ток I в интервале $I_1 < I < I_2$ $(I_2 < I_S)$, содержащем точку I_s. При прохождении силы тока через точку I_s напряжение уменьшится вместе с сопротивлением внутреннего $n-s-n$ включения, поскольку сопротивление остальной части проводника остается неизменным и равным нулю.

К сожалению, этот механизм вряд ли может объяснить вид ВАХ, представленных на рис. 3,*б*. Чтобы такой механизм реализовался, включение нормального вещества должно перекрывать сверхпроводящий канал диаметром *D*. Все три измерения такого включения должны совпадать с *D* по порядку величины. При удельном сопротивлении нормальной фазы $\rho \sim 10^{-3}$ Ом·см сопротивление включения $R = \rho/D$ составляет по поряку величины 50 Ом или более (если ширина сверхпроводящего канала превышает толщину сверхпроводящей пленки $d = 2\cdot10^{-5}$ см, то надо положить $R = \rho/d$). Таким образом, сопротивление нормального включения превышает на шесть порядков максимальное отношение V/I, наблюдаемое в низкотемпературной области (для образца № 2, как видно из рис. 3,*б*, оно составляет около $5\cdot10^{-5}$ Ом). Чтобы сопротивление включения приблизилось к этим значениям, оно должно иметь форму слоя, толщина которого на пять–семь порядков меньше других измерений включения. Возможность этого представляется маловероятной.

В условиях нашего эксперимента не могут проявиться и другие механизмы [10,11], приводящие к понижению динамического сопротивления неоднородного сверхпроводника с возрастанием тока. В работе [10] такой эффект, наблюдавшийся при низких температурах и разности потенциалов на контактах порядка 10 В, был объяснен джозефсоновским туннелированием носителей между сверхпроводящими гранулами, разделенными тонким слоем нормальной фазы. Джозефсоновское туннелирование начинается при возрастании разности потенциалов между соседними гранулами до величины, сравнимой с шириной сверхпроводящей щели, составляющей не менее 1 мэВ (критическая температура сверхпроводящих включений должна превышать температуру образца). Особенности ВАХ, представленной на рис. 3, наблюдаются при гораздо меньшей (на 2–3 порядка) разности потенциалов на контактах и по этой причине не могут быть объяснены джозефсоновским туннелированием.

В наших экспериментах не мог проявиться и механизм понижения сопротивления, обусловленный перераспределением кислорода в неоднородном образце под воздействием пропускаемого тока [11]. Изменение сопротивления, достигнутое таким путем, сохраняется практически неограниченное время при комнатной или более низкой температуре, а вольт-амперные характеристики, представленные на рис. 3, хорошо воспроизводятся без какого-либо гистерезиса.

1.4. Может ли ток стимулировать изменение электронных свойств, приводящее к понижению напряжения при возрастании тока?

На первый взгляд, такая интерпретация осцилляций низкотемпературной ВАХ (рис. 3,*б*) вступает в противоречие с очень малой величиной падения напряжения (около $4\cdot10^{-6}$ В) на сверхпроводнике. Энергия электрона или дырки, ускоряемой таким полем ($5\cdot10^{-2}$ К), на два порядка ниже температуры перехода диэлектрик — металл, определяющей энергетический масштаб перестройки спектра, сопровождающейся металлизацией.

Покажем, однако, что даже незначительное изменение электронных свойств, соответствующее малому приложенному напряжению, может проявиться в заметных осцилляциях ВАХ.

Если бы вторичный длинномасштабный потенциал был строго периодичен (с периодом $\tilde{a}$), то вторичная электронная структура характеризовалась бы периодическим законом дисперсии с периодом по квазиимпульсу $2\pi\hbar/\tilde{a}$. Наше рассмотрение основано на допущении, что нерегулярность вторичного потенциала выражена не слишком сильно и периодичность вторичного закона дисперсии приближенно сохраняется.

Степень металлизации при размытом фазовом переходе диэлектрик — металл (обозначаемом звездочкой) характеризуется параметром

$$\mu = mn_h^*/m^*n_h \,, \qquad (3)$$

где n_h и m — число носителей и их эффективная масса во вторичном потенциальном рельефе. Эти

параметры относятся к металлической фазе вдали от фазового перехода ($T > 15$ K). Звездочкой отмечены те же величины в области размытого фазового перехода ($T \sim 2$ K). В области низкотемпературного фазового перехода параметр μ предполагается весьма малым; этому соответствует малая фермиевская энергия дырок и малая ширина сверхпроводящей щели Δ^*. В свою очередь, узкая щель приводит к малому критическому току I_c^*, составляющему, судя по рис. 3,*б* ($T = 1{,}8$ K), около 50 мА.

Интерпретируя ВАХ, представленные на рис. 3,*б*, ограничимся случаем наиболее выраженной диэлектрической фазы ($T = 1{,}8$ K). В закритической области ($I > I_c^*$) напряжение отлично от нуля и возрастает с током вплоть до точки $I_c^{**} = 80$ мА, где производная dV/dI меняет знак вследствие некоторой перестройки электронных свойств. Причиной такой перестройки может служить ограничение плотности тока при малом числе носителей и большой эффективной массе. Чтобы придать системе дырок заданную скорость направленного движения $v^* = I/Sn^*$ (S — площадь поперечного сечения), надо сообщить дыркам направленную составляющую импульса

$$P^* = m^* v^* = m^* I/Sn_h^* = mI/\mu Sn_h \qquad (4)$$

(здесь и далее используются атомные единицы).

Но P^* в соотношении (2) не может превышать $\pi/2\tilde{a}$. Отсюда возникает ограничение тока

$$I < I_{\max} = \pi n_h S\mu/2\tilde{a}m \ . \qquad (5)$$

Подставляя в (5) $m \approx 5$, $n_h \approx 10^{21}$ см$^{-3}$ = $= 1{,}5\cdot 10^{-4}$ ат.ед., $S \approx 10^{-5}$ см^2 = $3{,}6\cdot 10^{11}$ ат.ед., $\tilde{a} \approx 40$ ат.ед., находим $I_{\max} \approx \mu \cdot 4\cdot 10^5$ ат.ед. = $= \mu \cdot 3\cdot 10^3$ А.

Если отождествить $I_{\max}$ с положением первого максимума напряжения $I_{\max}^{**} = 80$ мА (рис. 3,*б*, $T = 1{,}8$ K), то получим оценку $\mu \sim 2\cdot 10^{-5}$. Это означает, например, что при переходе в диэлектрическую фазу эффективная масса вторичной дырочной зоны возрастает на два или три порядка и в таком же отношении уменьшается число носителей*.

Проведенная оценка величины $I_{\max}$ сама по себе справедлива как для нормального, так и для сверхпроводящего состояния, однако, судя по рис. 3,*б*, для исследуемого вещества столь малое значение μ может реализоваться лишь в области гелиевых температур, т.е. значительно ниже T_c.

Подобный механизм ограничения плотности тока известен для полупроводников с низкой концентрацией носителей. Когда ток приближается к верхней границе дозволенного интервала, сопротивление возрастает до тех пор, пока приложенное электрическое поле не станет достаточным для перестройки электронной структуры (например, заполняются новые энергетические долины с меньшей эффективной массой).

В рассматриваемом случае перестройка электронных свойств с уменьшением эффективной массы связана с существенной деформацией распределения носителей по импульсам, индуцируемой транспортным током. На первый взгляд, приложенная разность потенциалов в несколько микровольт представляется слишком малой для того, чтобы вызвать подобную перестройку электронных свойств сверхпроводника. Однако перестройка, соответствующая максимумам ВАХ при $T =$ $= 1{,}8$ или 2 K (рис. 3,*б*), может быть индуцирована даже очень слабым полем, поскольку она сопряжена с весьма малым возрастанием параметра металлизации (3). Действительно, положение первого максимума напряжения, отождествляемого со значением $I_{\max}$ до перестройки, и положение второго максимума, дающего $I_{\max}$ после перестройки, различаются в два раза. С учетом (5) это означает, что в результате перестройки параметр металлизации μ увеличивается в два раза, т.е. изменяется на величину $\Delta\mu \approx 2\cdot 10^{-5}$ (от первоначального значения $2\cdot 10^{-5}$ до $4\cdot 10^{-5}$). Полная металлизация, соответствующая возрастанию μ на 4–5 порядков, наступает, судя по рис. 2,*а*, при температуре порядка 10 K или, в пересчете на приложенное напряжение, при $V \sim 10^{-3}$ В. Частичная, весьма слабая, перестройка, соответствующая максимумам напряжения на рис. 3,*б*, наблюдается при $V \approx 4\cdot 10^{-6}$ В. Расхождение между этими цифрами, составляющее 2–3 порядка, качественно соответствует малому масштабу изменения параметра металлизации μ при наблюдаемой перестройке.

Чтобы проиллюстрировать сказанное, запишем простейшим образом степень металлизации как функцию напряжения, используя ее четность и предполагая аналитичность:

$$\mu(V) = \mu(0) + \mu_{\text{tot}} f(V^2/V_{\text{tot}}^2) \ , \qquad (6)$$

* С учетом сказанного, в разделе 1.5 приведенная оценка может оказаться завышенной для S и соответственно заниженной для μ.

где $\mu_{tot} \sim 1$; $V_{tot} \sim 10^{-3}$ В; $\mu(0) \sim 2 \cdot 10^{-5}$ (индекс «tot» соответствует полной металлизации), а аналитическая функция $f(z)$ удовлетворяет соотношениям

$$f(0) = 0 \ , \quad f(1) = 1 \ , \quad f'(z) \sim 1 \quad \text{при} \quad 0 < z < 1 \ .$$

Разлагая (6) в окрестности точки $V = 0$, находим для первого минимума ВАХ, соответствующего частичной металлизации,

$$\mu(V_{part}) - \mu(0) \sim (V_{part} / V_{tot})^2 \sim 10^{-5} \qquad (7)$$

в качественном согласии со сделанной выше оценкой $\Delta\mu$.

Таким образом, энергетические соображения не исключают объяснения осцилляций ВАХ перестройкой электронных свойств, сопряженной с малым изменением параметра металлизации (3).

1.5. Макроскопические неоднородности образца как возможная причина неустойчивости остаточного сопротивления

Как было показано в разд. 1.3, особенности ВАХ образца № 2 вряд ли могут быть объяснены чередованием сверхпроводящих и нормальных областей в объеме образца. Тем не менее макроскопическая неоднородность образца может наложить существенный отпечаток на проявления физического механизма, рассмотренного в разд. 1.4. Выше молчаливо предполагалось, что низкотемпературный фазовый переход металл — диэлектрик и изменение электронных свойств под воздействием транспортного тока происходят однородным образом во всем объеме образца. Однако наблюдаемая физическая картина сохранится, если предположить, что те же физические явления происходят в малой части объема, полностью перекрывающей поперечные сечения образца. Роль такого объема может играть тонкая прослойка между макроскопически однородными областями (доменами), различающимися, например, ориентацией осей (в монокристаллах существование таких доменов связано с двойникованием). В пленках это могут быть островки однородных сверхпроводящих фаз с различными значениями T_c. Независимо от физической природы такой макроскопической неоднородности в переходном слое между доменами, скорее всего, может реализоваться микронеоднородность, приводящая к нерегулярности вторичного потенциала, достаточной для андерсоновской локализации носителей. Возможно, макронеоднородность рассматриваемого типа, приводящая к остаточному сопротивлению, обусловлена двухфазностью образца (напомним, что образцы № 1 и № 2, обладающие остаточным сопротивлением, содержат две сверхпроводящие фазы с различными T_c).

Переходной слой с пониженной электрической прозрачностью, перекрывающий сечение образца и порождающий остаточное сопротивление, по-видимому, макроскопически неоднороден в пределах этого сечения. Очевидно, что электрические свойства образца определяются областью переходного слоя с минимальным сопротивлением. При наличии нескольких соприкасающихся слоев, последовательно включенных в электрическую цепь, в эксперименте проявится один из них, отличающийся от остальных наибольшим сопротивлением указанной области. Таким образом, можно ожидать, что в остаточном сопротивлении проявятся свойства очень малого объема, которые могут легко измениться из-за диффузии кислорода, вызванной термоциклированием, фотооблучением, пропусканием тока или отжигом. Э[illegible] можно объяснить тот экспериментальный факт, что после не очень длительного цикла низкотемпературных измерений образец № 2 утратил свои необычные свойства и уподобился по своим вольт-амперным характеристикам образцу № 1.

Из сказанного вытекает как общая закономерность многообразие вольт-амперных характеристик остаточного сопротивления, наблюдаемого в разных образцах. Воспроизведение одной и той же зависимости напряжения от тока и температуры на разных образцах представляется маловероятной случайностью. По этой причине для подтверждения и уточнения развиваемых представлений необходимо накопление экспериментальной статистики.

2. Особые свойства инфракрасного поглощения, соответствующего переходам между уровнями вторичной структуры

2.1. Два типа оптических электронных переходов, различающиеся по чувствительности ко вторичному рельефу

В валентной зоне, почти полностью заполненной электронами, реальными квазичастицами являются дырки. Поэтому дальнейшее рассмотрение проводится в терминах дырочных квазичастиц, которые для краткости описываются как электроны.

Электронная структура плоскости CuO_2 (схематически показанная на рис. 6) включает в себя элементы первичной структуры, реализующейся в строго периодической решетке (в отсутствие длиномасштабного потенциала), и элементы вторичной структуры, описываемой уравнением Шре-

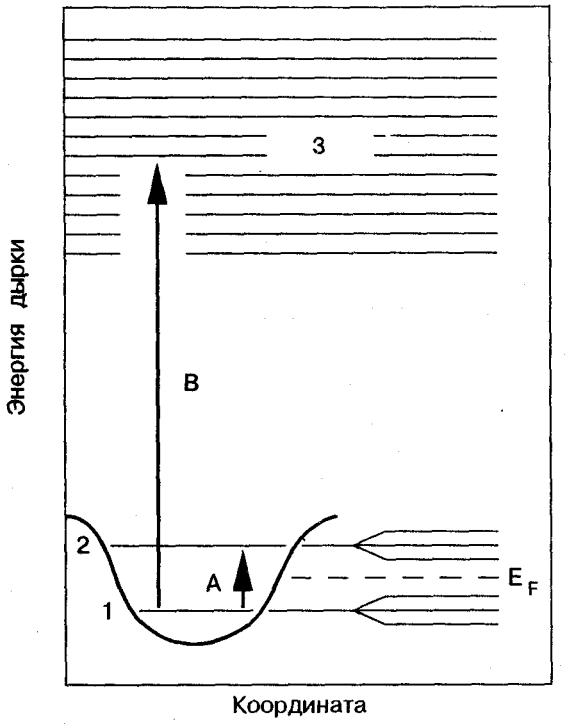

Рис. 6. Оптические переходы разных типов в проводящей плоскости CuO_2. *A* — переход между уровнями вторичной структуры, принадлежащими наинизшей первичной ветви и лежащими по разные стороны от уровня Ферми. *B* — переход между состояниями, принадлежащими разным ветвям первичного закона дисперсии.

дингера с длинномасштабным потенциалом и первичной эффективной массой.

Первичная электронная структура может быть рассмотрена в приближении сильной связи. Волновая функция дырки с двумерным волновым вектором $\mathbf{k}$ разлагается в ортонормированном атомном базисе $\chi_j(\mathbf{r}-\mathbf{n})$:

$$\psi_{\mathbf{k}j}(\mathbf{r}) = N^{-1/2}\sum_{\mathbf{n}} \exp(i\mathbf{kn})\,\chi_j(\mathbf{r}-\mathbf{n}) \ . \qquad (8)$$

Здесь $\mathbf{n}$ — радиус-вектор узла плоской решетки, пробегающий N значений; индекс j нумерует атомные состояния и соответствующие им энергетические ветви первичной структуры. Для наинизшей ветви ($j = 0$) вводятся эффективная масса m^* и положение минимума энергии $\mathbf{k}_0$.

Рассмотрим теперь фактическую электронную структуру плоскости CuO_2, модифицированную длинномасштабной модуляцией потенциала. Нормированная волновая функция дырки может быть представлена в виде

$$\psi_{kj\alpha}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{n}} \exp(i\mathbf{kn})\,G_\alpha(\mathbf{n})\,\chi_j(\mathbf{r}-\mathbf{n}) \ , \qquad (9)$$

$$\sum_{\mathbf{n}} |G_\alpha(\mathbf{n})|^2 = 1$$

(индекс α нумерует уровни длинномасштабной потенциальной ямы). Сомножитель $G_\alpha(\mathbf{n})$ учитывает длинномасштабный потенциал и изменяется на его характерной длине L, существенно превышающей постоянную решетки a.

Запишем матричный элемент дипольного момента $\mathbf{M}$ между начальным состоянием i, относящимся к наинизшей первичной ветви ($j = 0$), и некоторым конечным состоянием f:

$$\mathbf{M}_{if} = \sum_{\mathbf{n}} \exp\{i(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i)\mathbf{n}\}G_i^*(\mathbf{n})G_f(\mathbf{n}) \times$$

$$\times \int \chi_i^*(\mathbf{r}-\mathbf{n})e\,\mathbf{r}\,\chi_f(\mathbf{r}-\mathbf{n})\,d\mathbf{r} \ . \qquad (10)$$

(e — заряд электрона). Это выражение представлено в нулевом приближении по перекрытию атомных функций χ, центрированных на соседних узлах. Начальное состояние i представлено в приближении эффективной массы, так что $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0$, а $G_i(\mathbf{r})$ есть собственное состояние уравнения Шредингера с эффективной массой m^* и длинномасштабным потенциалом в качестве потенциальной энергии.

На рис. 6 схематически показаны переходы между дырочными энергетическими ветвями разных типов. Во всех случаях начальное состояние перехода i принадлежит уровню длинномасштабной потенциальной ямы, который может быть расширен в подзону перекрытием дырочных состояний вторичной структуры, локализованных в соседних ямах. Переходы типа *A* происходят, по определению, между разными уровнями (1 и 2) длинномасштабной ямы в пределах одной и той же наинизшей первичной ветви. Для переходов типа *B* конечный уровень 3 принадлежит другой первичной ветви, расположенной намного выше и слегка искаженной длинномасштабным потенциальным рельефом. Оптические переходы типа *B* ($1 \to 3$), принадлежащие видимой области, были исследованы в работе [13], в которой они получили название внутризонных переходов. Переходы типа *A* ($1 \to 2$) относятся к ближней инфракрасной области (глубина длинномасштабной потенциальной ямы составляет 1–2 эВ, а наиболее сильные переходы между двумерными аналогами *s*- и *p*-состояний характеризуются энергией 0,3–1 эВ). На рис. 6 разные дырочные ветви закона дисперсии изображены неперекрывающимися; фактически же они полностью перекрывают широкий энергетический интервал — общую валентную зону,

энергетическая протяженность которой составляет около 7 эВ [2,12], а слабое ее заполнение дырками характеризуется энергией Ферми $E_F \sim 0{,}2$ эВ.

Покажем, что переходы типа A ($1 \to 2$) отличаются по своему характеру от переходов типа B ($1 \to 3$). Это вытекает из структуры матричного элемента дипольного момента (10).

Начнем с переходов типа A между уровнями длинномасштабной потенциальной ямы, относящимися к одной и той же наинизшей первичной ветви. Квазиимпульсы $\mathbf{k}_i$ и $\mathbf{k}_f$ совпадают с ее наинизшей точкой и выпадают из выражения (10). Совпадают также атомные функции χ_i и χ_f, так что интеграл в (10) обращается в $e\mathbf{n}$. Таким образом, для переходов типа A выражение (10) принимает вид

$$\mathbf{M}_{if}(A) = \sum_{\mathbf{n}} G_i^*(\mathbf{n}) G_f(\mathbf{n}) e\mathbf{n} \ . \qquad (11)$$

Функции G_i и G_f имеют ясный смысл в противоположных предельных случаях $E_{\text{res}} \ll \Delta E$ и $E_{\text{res}} \gg \Delta E$, где E_{res} — резонансная энергия, обусловленная перекрытием дырочных состояний, локализованных в соседних ямах длинномасштабного потенциала, а ΔE — характерная величина случайного сдвига уровня при переходе от длинномасштабной потенциальной ямы к соседней яме. Если $E_{\text{res}} \ll \Delta E$, то G_i или G_f в (11) имеет смысл состояния отдельной длинномасштабной ямы. В этом случае можно записать суммарную вероятность переходов из фиксированного состояния ямы i ($E_i < E_F$) во все ее состояния f ($E_f > E_F$) под воздействием падающего света однородной спектральной плотности, поляризованного в направлении ξ:

$$P_A(i \to \text{all}\, f) = C \sum_f |D_{if,\xi}|^2 (E_f - E_i) \ . \qquad (12)$$

Здесь $\mathbf{D}_{if}$ — матричный элемент дипольного момента между состояниями длинномасштабной потенциальной ямы; ξ — направление поляризации падающего света; C обозначает некоторый коэффициент, содержащий интенсивность света, одинаковый для переходов типа A и B.

Соотношение (12) может быть получено из (11) также и в противоположном предельном случае, когда $\Delta E \ll E_{\text{res}}$ и длинномасштабный потенциал практически периодичен. По-видимому, соотношение (12) соблюдается по порядку величины и в промежуточном случае.

Рассмотрим теперь переходы типа B из того же состояния i, принадлежащего наинизшей первичной ветви, во все состояния f, принадлежащие остальным первичным ветвям. Ввиду ортогональности функций $\chi_0(\mathbf{r})$ и $\chi_f(\mathbf{r})$, интеграл в (10) сводится к атомному дипольному моменту $\mathbf{d}_{if}$. Используя (10), находим суммарную вероятность переходов из состояния i во все конечные состояния f:

$$P_B(i \to \text{all}\, f) = C\beta \sum_f |d_{if\xi}|^2 (E_f - E_i) \ , \qquad (13)$$

$$\beta = N \sum |G_i(\mathbf{n})|^2 |G_f(\mathbf{n})|^2 \simeq 1 \ . \qquad (14)$$

(N — число узлов плоской решетки). Суммирование в (13) проводится по атомным состояниям, а суммирование по волновым векторам $\mathbf{k}$ конечного состояния выполнено без учета зависимости G_f от $\mathbf{k}$ (что фактически сводится к сохранению квазиимпульса при электронном переходе). Поскольку глубина длинномасштабной модуляции потенциала мала по сравнению с энергией конечного состояния f, его огибающая G_f почти постоянна, что физически оправдывает такое приближение (отсюда вытекает и оценка (14)). Отметим, что для разрешенного прямого перехода слабое отклонение от закона сохранения квазиимпульса не может привести к существенному изменению интегральной интенсивности поглощения.

Выражения (12) и (13) дают площади полос поглощения типов A и B. Отсюда можно получить соотношение коэффициентов поглощения в максимумах этих полос, κ_A и κ_B, принимая во внимание, что ширина каждой полосы совпадает по порядку величины с положением ее максимума:

$$\kappa_A / \kappa_B \sim (L_\xi / a)^2 \ . \qquad (15)$$

Здесь a — межатомное расстояние, а L_ξ — ширина длинномасштабной потенциальной ямы в направлении поляризации света.

Таким образом, переходы A и B различаются по своему характеру. Переход типа A фактически относится ко вторичной электронной структуре, и его дипольный момент определяется шириной длинномасштабной потенциальной ямы L. Переход типа B фактически связан только с первичной структурой и характеризуется атомным дипольным моментом.

Из соотношения (15) вытекают следующие выводы.

1. Интенсивность инфракрасного оптического поглощения типа A (рис. 6) существенно превышает интенсивность поглощения типа B, происходящего в пределах валентной зоны и относящегося к видимой области спектра. Вероятности переходов

обоих типов пропорциональны числу дырок в валентной зоне, поэтому содержание кислорода влияет на соотношение (15) только через форму длинномасштабной потенциальной ямы. (Оценка (15) не учитывает межзонные переходы, имеющие ненулевую вероятность и в отсутствие дырок; межзонные переходы ограничены спектральной областью $\hbar\omega > 1{,}8$ эВ [13].)

2. Поглощение типа A намного сильнее для y-поляризации света параллельно медно-кислородным цепочкам (т.е. параллельно кристаллографической оси b), чем для x-поляризации (плоскость xy совпадает с проводящей плоскостью CuO_2). Это следует из соотношения размеров потенциальной ямы $L_x \ll L_y$.

3. Поглощение типа A гораздо чувствительнее, чем поглощение типа B к управляемому изменению длины медно-кислородных цепочек, которое может осуществляться фотооблучением образца [1,7], нагревом [8,14] или пропусканием сильного тока [11]. Действительно, во всех этих процессах поглощение B изменяется лишь в меру изменения числа носителей n_h, а поглощение A — пропорционально квадрату размера длинномасштабной потенциальной ямы, который, в соответствии с (2), изменяется гораздо сильнее, чем n_h.

2.2. Качественное сравнение теории с экспериментальными данными

Выводы предыдущего раздела подтверждаются экспериментальными данными о спектре поглощения поляризованного света в широком интервале частот от 0,05 до 2 эВ [8]. В работе [8] спектр поглощения монокристалла был получен из спектра отражения с использованием соотношения Крамерса—Кронига.

На рис. 7 показан спектр поглощения монокристаллического образца $YBa_2Cu_3O_{6,5}$ при поляризации a, перпендикулярной направлению медно-оксидных цепочек, и при поляризации b, параллельной цепочкам. Для каждой поляризации приведены две кривые, относящиеся к температурам образца 293 и 423 K. На рис. 8 приведены такие же данные для образца с более высоким кислородным индексом 6,6, которому соответствует большее значение средней длины цепочек.

Из рисунков видно, что для каждого образца и каждой температуры спектр поглощения существенно изменяет свой характер при переходе через некоторую частоту $\hbar\omega_c \approx 0{,}8$ эВ. Если отождествить спектральный интервал $\omega < \omega_c$ с областью преимущественных переходов типа A, а интервал

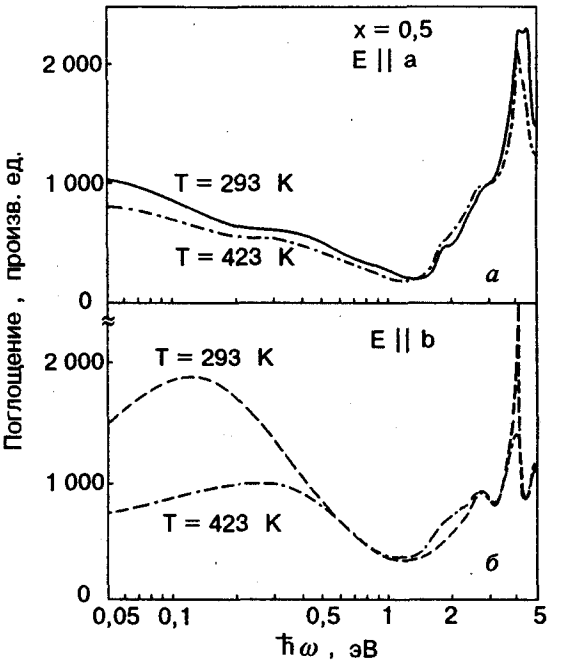

Рис. 7. Спектр поглощения монокристалла $YBa_2Cu_3O_{6,5}$, восстановленный в работе [8] по спектру отражения при двух значениях температуры и двух направлениях поляризации света, параллельных проводящей плоскости.

$\omega > \omega_c$ — с областью переходов типа B, то экспериментальные данные рис. 7 и 8 вполне подтверждают выводы, сделанные в разд. 2.1. Сравним подробнее эти выводы с экспериментом, имея в виду, что область чисто внутризонного поглощения ог-

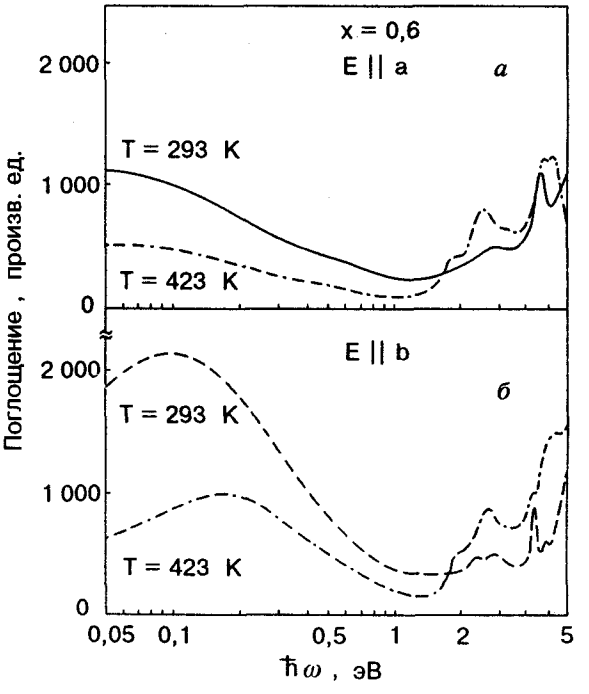

Рис. 8. То же, что на рис. 7, для $YBa_2Cu_3O_{6,6}$ (по данным работы [8]).

раничена сверху шириной диэлектрической щели $E_g \cong 1{,}8$ эВ [13] (в области $\hbar\omega > E_g$ межзонные переходы могут вносить в поглощение света существенный вклад).

1. Как видно из рис. 7 и 8, для всех образцов, температур и поляризаций коэффициент поглощения в максимуме инфракрасной полосы (лежащей левее точки $\hbar\omega \approx 0{,}8$ эВ) превышает в 3–6 раз коэффициент внутризонного поглощения, наблюдаемого в области $\hbar\omega_c < \hbar\omega < E_g \approx 1{,}8$ эВ. Согласно (15), отношение этих значений κ должно составлять $(L/a)^2 \sim 20$; фактически оно может уменьшаться из-за аддитивного вклада плазменного (друдевского) поглощения, перекрывающего широкую спектральную область, а также из-за погрешностей преобразования Крамерса—Кронига с использованием спектра отражения, измеренного в конечном интервале частот.

2. Анизотропия инфракрасного поглощения типа A качественно подтверждается экспериментом: оно возрастает примерно в два раза при переходе от a-поляризации, перпендикулярной цепочкам, к b-поляризации, параллельной цепочкам. С уменьшением средней длины цепочек это соотношение уменьшается: оно составляет всего лишь 1,2 при более низком кислородном индексе 6,5 и температуре 423 K (длина цепочек уменьшается при понижении кислородного индекса и повышении температуры).

Отметим, что, как видно из рис. 7 и 8, поглощение типа B в области $\hbar\omega_c < \hbar\omega < E_g$ практически изотропно в плоскости ab.

3. Из рис. 7 и 8 видно, что уменьшение средней длины цепочек при нагреве образца проявляется в существенном ослаблении (в два раза и более) полосы поглощения типа A. Этот эффект несоизмерим с малым изменением числа носителей, не превышающим нескольких процентов даже в более широком температурном интервале 300–800 K [15]. Средняя же длина цепочек изменяется, согласно (2), в несколько раз сильнее, что и приводит к значительному изменению поглощения A, пропорционального L^2.

Что касается внутризонного поглощения типа B, то в отсутствие температурных фазовых переходов оно изменяется с температурой пропорционально числу носителей не более чем на несколько процентов [13] (это видно из рис. 7). Температурные изменения поглощения B, представленного на рис. 8, по-видимому, связаны либо с какими-то температурными фазовыми переходами, либо с погрешностями расчета по формуле Крамерса—Кронига вблизи границы интервала измерений.

Полученные в работе [8] результаты интерпретировались в ней с точки зрения плазменных колебаний. Чтобы объяснить анизотропию поглощения, авторам этой работы пришлось предположить, что цепочечная (CuO_x) и проводящая (CuO_2) плоскости вносят сравнимые вклады в плазменное поглощение. Такая интерпретация сопряжена с серьезными трудностями. Во-первых, при кислородных индексах 0,5 или 0,6, близких к точке перехода диэлектрик — металл, заряды цепочечной плоскости локализованы и непосредственный их вклад в оптическую проводимость пренебрежимо мал. Во-вторых, с повышением температуры плазменное поглощение усиливается, а наблюдаемое в инфракрасной области поглощение уменьшается. По-видимому, плазменное поглощение проявляется в спектре поглощения, но не вносит в него доминирующего вклада (предполагаемого в [8]), а лишь сглаживает проявления рассмотренного выше механизма, приводящего к зависимости поглощения от температуры и поляризации.

С учетом сказанного, инфракрасная полоса поглощения типа A может быть использована для диагностики средней длины медно-кислородных цепочек в процессе ее управляемого изменения.

Заключение

Электронные свойства сверхпроводника $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ связаны с длинномасштабным потенциальным рельефом, создаваемым в проводящей плоскости CuO_2 зарядами, размещенными в параллельной плоскости CuO_x. Ранее авторами было показано, что движение дырок в длинномасштабных потенциальных ямах влияет на транспортные свойства [1–3].

Электронные переходы между уровнями длинномасштабной потенциальной ямы проявляются в спектре ближнего инфракрасного поглощения в виде существенного вклада, зависящего от формы потенциальной ямы и чувствительного к температуре, поляризации света и фотооблучению, от которых зависит ее ширина.

Понижение температуры сверхпроводника до нескольких кельвинов может приводить к размытому переходу в диэлектрическую фазу, обусловленному локализацией дырок в минимумах длинномасштабного потенциала. Это проявляется в остаточной резистивности, существующей при температурах намного ниже T_c, по-видимому, оно имеет андерсоновскую природу и весьма чувстви-

тельно к структурным неоднородностям, что может быть использовано для их диагностики.

Для проявлений длинномасштабного потенциального рельефа характерна чувствительность к фотооблучению, приводящему к небольшому возрастанию числа носителей и к значительно большему увеличению ширины потенциальных ям. Если наблюдаемые фотоиндуцированные изменения физических величин существенно превышают на относительной шкале соответствующие изменения числа носителей, то это указывает на связь изучаемого явления с длинномасштабным потенциалом.

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке Государственного комитета Украины по вопросам науки, техники и промышленной политики (грант № 09.01.01/046–94).

Авторы признательны А. М. Кадигробову за полезные критические обсуждения.

1. В. М. Дмитриев, В. В. Еременко, И. С. Качур, В. Г. Пирятинская, О. Р. Приходько, А. М. Ратнер, Е. В. Христенко, В. В. Шапиро, *ФНТ* **21**, 219 (1995).
2. А. М. Ратнер, *ФНТ* **21**, 208 (1995).
3. V. V. Eremenko, I. S. Kachur, V. G. Piryatinskaya, A. M. Ratner, and V. V. Shapiro, *Physica* **C262**, 54 (1996).
4. T. Ito, K. Takenaka, and S. Uchida, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3995 (1993).
5. A. Sacuto, M. Balkanski, and O. Gorochov, *Solid State Commun.* **85**, 589 (1993).
6. G. Uimin and J. Rossat-Mignod, *Physica* **C199**, 251 (1992).
7. E. Osquiguil, M. Maenhoudt, B. Wuyits, Y. Bruynseraede, D. Lederman, and I. K. Shuller, *Phys. Rev.* **B49**, 3675 (1994).
8. K. Widder, A. Zibold, M. Merz, H. P. Geserich, A. Erb, and G. Muller-Vogt, *Physica* **C232**, 82 (1994).
9. А. М. Кадигробов, *ФНТ* **14**, 427 (1988); *ФНТ* **19**, 943 (1993).
10. А. В. Митин, Г. М. Кузьмичева, В. В. Мурашов, Е. П. Хлыбов, *ЖЭТФ* **107**, 1943 (1995).
11. A. V. Mitin, N. E. Alekseevskii, and E. P. Khlybov, *Physica* **C199**, 351 (1992).
12. M. A. Korotin, V. I. Anisimov, S. M. Butorin, V. R. Galachov, and E. Z. Kurmaev, *Matter. Lett.* **10**, 34 (1990).
13. I. Fugol', V. Samovarov, A. Ratner, V. Zhuravlev. G. Saemann-Ischenko, M. Lippert, and B. Holzapfel, *Physica* **C216**, 391 (1993).
14. B. W. Veal, H. You, A. P. Paulikas, H. Shi, Y. Fang, and J. W. Downey, *Phys. Rev.* **B42**, 4770 (1990).
15. H. Shaked, J. D. Jorgensen, B. A. Hunter, R. L. Hitterman, A. P. Paulikas, and B. W. Veal, *Phys. Rev.* **B51**, 547 (1995).

Residual low temperature resistivity and peculiarities of infrared absorption of $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ superconductor as manifestations of the long-distance potential relief

V. V. Eremenko, I. S. Kachur, V. G. Piryatinskaya, A. M. Ratner, and V. V. Shapiro

The paper is concerned with phenomena of different nature associated with a long-distance potential relief, created in the conductive plane by negative ions of dopant oxygen. The long-distance potential gives rise to a secondary electronic structure responsible for the phenomena under consideration. The association between low-temperature resistivity and secondary structure was confirmed by experiments. Increase in the residual resistivity with decreasing temperature and its high sensitivity to a photo-illumination affecting the long-distance potential suggest a low-temperature localization of holes in the long-distance potential wells. Optical transitions between the levels of the secondary structure have been considered, too. Such transitions differ from usual optical transitions by a higher probability and sensitivity to the shape of the long-distance potential well. The results obtained agree well with the literature data on optical absorption spectra.