

УДК 537.312.62

ПРОВОДИМОСТЬ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$ В ДИАПАЗОНЕ СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

А. А. Волков, Ю. Г. Гончаров, Б. П. Горшунов,
Г. В. Козлов, А. М. Прохоров, А. С. Прохоров, В. А. Кожевников,
С. М. Чешницкий

Измерены температурные зависимости динамической проводимости и диэлектрической проницаемости сверхпроводящей керамики $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$ на частоте $\nu = 15 \text{ см}^{-1}$ в интервале температур $T = 5 - 296 \text{ К}$. При переходе в низкотемпературную (сверхпроводящую) фазу наблюдается резкое уменьшение проводимости и диэлектрической проницаемости, связанное с образованием сверхпроводящей щели в спектре электронных состояний. В рамках двухжидкостной модели вычислены температурные зависимости величины сверхпроводящей щели (при $T \leq T_c$), концентраций нормальных и спаренных электронов и глубины проникновения магнитного поля.

Интерес к изучению спектров проводимости σ и диэлектрической проницаемости ϵ' новых высокотемпературных сверхпроводников [1-3] в ИК, дальнем ИК и субмиллиметровом диапазонах связан с возможностью получения на их основе информации о свойствах электронной подсистемы и, в частности, о такой фундаментальной ее характеристике, как энергетическая щель в спектре состояний. На настоящий момент выполнен уже целый ряд спектроскопических исследований сверхпроводников семейств $\text{La}-\text{Sr}-\text{Cu}-\text{O}$ и $\text{Y}-\text{Ba}-\text{Cu}-\text{O}$ [4-17]. Однако измерения проводимости и диэлектрической проницаемости на частотах, близких к энергии щели, до сих пор не были реализованы. В настоящей работе мы представляем результаты прямых измерений динамической проводимости и диэлектрической проницаемости керамики состава $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$ на субмиллиметровых волнах ($\nu \approx 10 \text{ см}^{-1} \leq 2\Delta/kT$). В своей предыдущей работе [18] подобную задачу мы пытались решить путем измерения спектров пропускания тонких ($\approx 20 \text{ мкм}$) пластинок, приготовленных из таблетки спрессованного сверхпроводника. Этот метод, однако, не дал удовлетворительных результатов из-за гранулированности исходных керамик и связанного с этим «просачивания» излучения через поры. В данной работе мы использовали другой подход, основанный на измерении действительной и мнимой частей коэффициента отражения излучения от плоской поверхности «полубесконечного» образца.

1. Экспериментальная методика

По своим электродинамическим свойствам сверхпроводящие керамики близки к металлам, они имеют большой коэффициент отражения ($R = 90 - 100 \%$) и фазовый сдвиг отраженной волны $\varphi_R \approx \pi$. При таких условиях R и φ_R малочувствительны к изменениям ϵ' и σ для количественного определения последних требуются специальные экспериментальные приемы. Мы использовали схему измерения характеристик отраженной волны, в которой плоская поверхность образца играет роль одного из зеркал резонатора типа Фабри—Перо. По сравнению с прямым измере-

нием R и φ_R эта схема имеет большую чувствительность за счет многократных отражений излучения от образца. По сути мы использовали разработанный нами ранее резонаторный метод [19], с той, однако, разницей, что в данном случае роль резонатора играла плоскопараллельная пластинка из радиопрозрачного материала, которую мы называем диэлектрическим пробником.

В эксперименте, как и в [19], измеряется частотная зависимость коэффициента отражения резонатора, т. е. пробника. Эта зависимость содержит набор минимумов (рис. 1), возникающих вследствие интерференции волн, отраженных от граней пробника. Если теперь к «задней» стороне пробника поджать плоскую поверхность исследуемого образца, то изменятся условия отражения волны от грани «пробник—образец», каж-

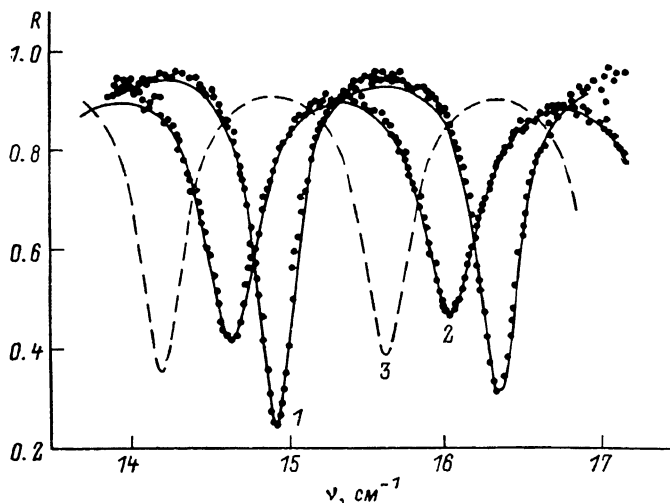


Рис. 1. Спектры коэффициента отражения для пробника из рутила TiO_2 (толщина 274 мкм, $n_0 \approx 13$) при $T=296$ К.

1 — $\text{TiO}_2 + \text{Al}$; 2 — $\text{TiO}_2 + \text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$. Штриховая линия (3) соответствует спектру пластинки рутила без образца. Сплошная и пунктирная линии — результаты теоретических расчетов по формуле (1).

дый минимум сдвинется по частоте и изменится по глубине. Эти сдвиги можно рассчитать, используя следующую формулу для коэффициента отражения [20]

$$R = \frac{r_1^2 + r_2^2 e^{-2\chi k_0} + 2r_1 r_2 e^{-\chi k_0} \cos(\varphi_1 - \varphi_2 - \chi n_0)}{1 + r_1^2 r_2^2 e^{-2\chi k_0} + 2r_1 r_2 e^{-\chi k_0} \cos(\varphi_1 + \varphi_2 + \chi n_0)}. \quad (1)$$

Здесь r_1 и r_2 — френелевские коэффициенты отражения на двух гранях пробника, φ_1 и φ_2 — соответствующие фазовые сдвиги, n_0 и k_0 — показатели преломления и поглощения пробника, d — его толщина, $\chi = 4\pi d\nu/c$. Сдвиги по частоте и изменение глубины минимумов, вызванные наличием образца с параметрами n и k , даются, согласно (1), следующими выражениями (в предположении $k_0 = 0$)

$$\Delta\nu_{\min} = \frac{c}{4\pi d n_0} \arctg \frac{2kn_0}{n_0^2 - n^2 - k^2}, \quad (2)$$

$$\Delta R_{\min} = \left(\frac{r_1 - r_2}{1 - r_1 r_2} \right)^2. \quad (3)$$

Таким образом, измеряя $\Delta\nu_{\min}$ и ΔR_{\min} , можно определить неизвестные величины n и k , решая систему уравнений (2), (3).

Заметим, что область применимости формул (1)–(3) ограничивается случаем классического скин-эффекта для проводников и локального («грязного») предела для сверхпроводников, когда справедливы соотно-

шения $l \ll \delta$ и $\xi \ll \lambda$, связывающие длину свободного пробега l , длину корреляции ξ и глубину проникновения δ , λ . Согласно [21-24], для материала La—Sr—Cu—O имеем $\lambda = (1 \div 6) \cdot 10^3 \text{ \AA}$, $\xi \approx l \approx 20 \text{ \AA}$. Величину δ оценим по формуле $\delta = c/2\pi\sqrt{\sigma\nu}$: для $\sigma = 10^3 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ и $\nu = 10 \text{ см}^{-1}$ имеем $\delta \approx 3 \cdot 10^4 \text{ \AA}$. Таким образом, условия локальности $l \ll \delta$, $\xi \ll \lambda$ для соединения La—Sr—Cu—O выполняются, что делает правомерным использование формул (1)—(3) для интерпретации экспериментальных данных.

Весьма удобно для анализа возможностей и погрешностей метода диэлектрического пробника использовать графические номограммы. На рис. 2 представлена такая номограмма для пробника из титаната строн-

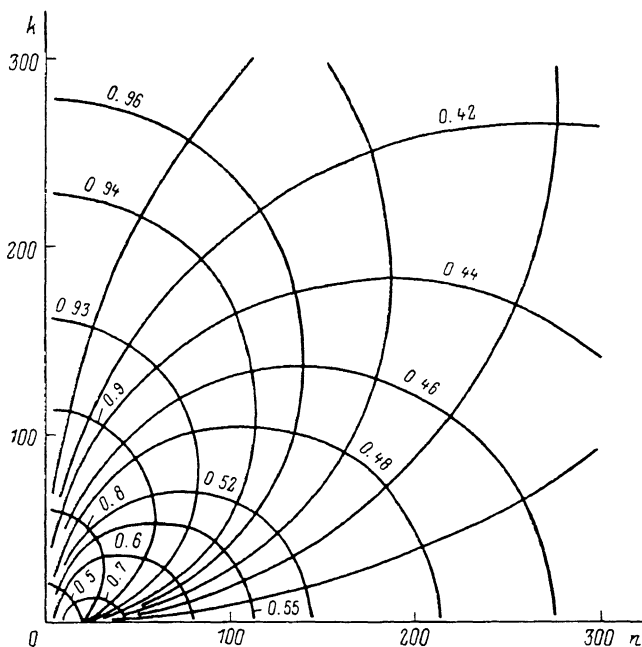


Рис. 2. Номограмма, рассчитанная в координатах n и k исследуемого образца для пробника из титаната стронция SrTiO_3 (толщина 174 мкм , $n_0 \approx 18$) для частоты $\nu \approx 10 \text{ см}^{-1}$.

Семейство «горизонтальных» окружностей соответствует фиксированным величинам интерференционных минимумов в спектрах отражения, «вертикальные» окружности показывают положения минимумов по частоте в долях от максимально возможного смещения $c/4dn_0$ (соответствующего $n = k \rightarrow \infty$).

ция SrTiO_3 . В координатах n и k показаны два семейства окружностей, отвечающих последовательности фиксированных параметров (ν_{\min} и R_{\min}) интерференционных минимумов. Константы материала n и k находятся по координатам точки пересечения двух окружностей, соответствующих измеренным ν_{\min} и R_{\min} . При обеспечении точности измерения последних порядка 1 %, погрешность в определении параметров n и k при $n \approx k \approx 200$ составляет около 30 %. Чтобы достичь таких погрешностей при прямом измерении модуля и фазы коэффициента отражения, последние должны определяться соответственно с абсолютными точностями $\Delta R \approx 0.5 \%$ ($R \approx 99 \%$) и $\Delta \varphi_R \approx 10^{-3}$ ($\varphi_R \approx \pi$).

Для измерений при комнатной температуре мы использовали пробники из монокристалла титаната стронция SrTiO_3 , $d = 174 \text{ мкм}$, $n_0 \approx 18$ [25] и рутила TiO_2 , $d = 274 \text{ мкм}$, $n_{\perp} = 9$, $n_{\parallel} = 13$ [26]. Температурные измерения производились на пробнике из рутила. Параметры n_0 и k_0 определялись непосредственно из спектров отражения пробника, одна грань которого запылялась алюминием (I на рис. 1).

Исследуемым материалом была лантановая керамика $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$ с температурой сверхпроводящего перехода $T_c = 36 \text{ К}$, приготовленная по обычной методике [27]. Поверхность керамики полировалась до такого

состояния, чтобы можно было обеспечить надежный оптический контакт с пробником.

Измерения проводились на субмиллиметровом спектрометре «Эпсилон» [28] в диапазоне частот $\nu=9-23 \text{ см}^{-1}$ при температурах $T=5-296 \text{ К}$. Квазиоптическая схема измерения спектров отражения аналогична описанной в [19]. Обрабатывались спектры с использованием формулы (1): по методу наименьших квадратов при каждой температуре достигалось наилучшее описание экспериментального спектра теоретической кривой (сплошные линии на рис. 1).

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследуемый образец представляет собой керамику, т. е. композит из хаотических ориентированных анизотропных [22] кристаллов с характерными размерами порядка 30 мкм. Поскольку длина волны рабочего излучения ($\approx 1 \text{ мм}$) значительно превышает эти размеры, то в дальнейшем мы считаем образец сплошным и однородным.

На рис. 1 показаны спектры отражения, измеренные с пробником TiO_2

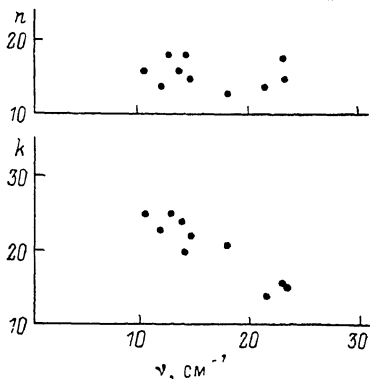


Рис. 3. Частотные зависимости коэффициентов преломления n и поглощения k керамики $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$, измеренные при $T=296 \text{ К}$ с помощью пробников на основе SrTiO_3 и TiO_2 .

при $T=296 \text{ К}$. Спектр 1 отвечает случаю, когда одна из граней пробника запылена алюминием, спектр 2 — пробнику с образцом $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$. Штриховой кривой показан спектр отражения одной пластинки рутила в воздухе. Сплошные линии представляют результаты теоретической обработки спектров по формуле (1).

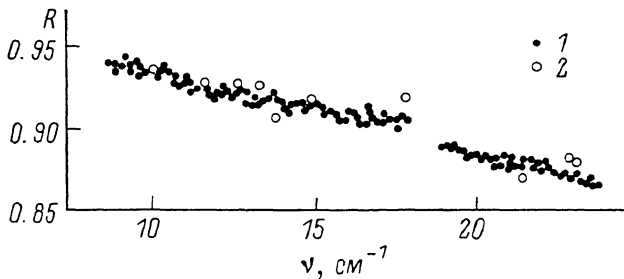


Рис. 4. Частотная зависимость коэффициента отражения полированной поверхности керамики $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$ при $T=296 \text{ К}$.

1, 2 — коэффициент отражения, рассчитанный на основе измеренных спектров оптических констант n и k (рис. 3).

Рис. 3 показывает частотные зависимости параметров n и k керамики $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$ при комнатной температуре, измеренные с помощью пробников из титаната стронция и рутила. Показатель преломления керамики в первом приближении от частоты не зависит. В то же время наблюдается уменьшение показателя поглощения с ростом частоты.

При комнатной температуре вместе с измерениями по методу пробника были проведены прямые измерения спектра коэффициента отражения от полированной поверхности керамики $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$. Полученный спектр $R(\nu)$ показан на рис. 4 совместно с данными, рассчитанными

из спектров $n(\nu)$, $k(\nu)$ рис. 3. Как видно, наблюдается хорошее совпадение между результатами, полученными двумя методиками. На рис. 4 ясно виден спад коэффициента отражения с ростом частоты.

На рис. 5 показаны температурные зависимости проводимости и диэлектрической проницаемости керамики $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$, измеренные на частоте $\nu \approx 15 \text{ см}^{-1}$. Рис. 6 демонстрирует соответствующее температурное поведение постоянных n и k керамики в координатах n и k . На рис. 5 показана также температурная зависимость коэффициента отражения, рассчитанная по измеренным σ и ϵ' .

В высокотемпературной фазе $T > T_c$ с ростом температуры проводимость уменьшается, а диэлектрическая проницаемость возрастает, т. е. имеет место температурная зависимость металлического характера. В то же время частотное поведение оптических параметров n и k (рис. 3) не укладывается в рамки классических представлений модели Друде—Лоренца [29], где $n \approx k \sim 1/\sqrt{\nu}$ для $\nu \ll \ll \nu_p$ (ν_p — плазменная частота). Как

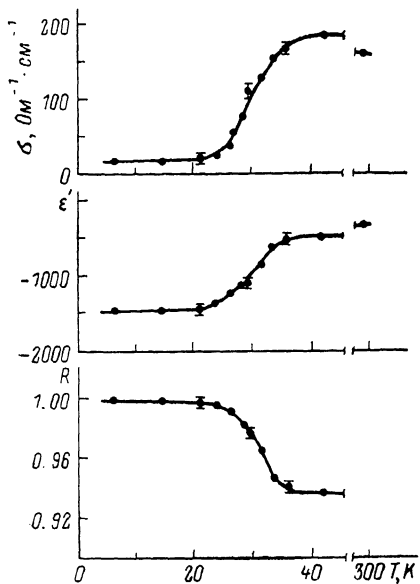


Рис. 5. Температурная зависимость динамической проводимости, диэлектрической проницаемости и рассчитанного на их основе коэффициента отражения керамики $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$ для частоты $\nu \approx 15 \text{ см}^{-1}$.

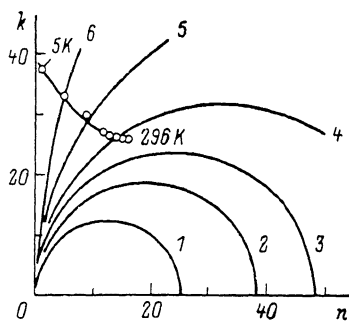


Рис. 6. Температурное изменение параметров n и k керамики $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$ на частоте $\nu \approx 15 \text{ см}^{-1}$. Окружности соответствуют фиксированным величинам коэффициента отражения: 1 — 0.86, 2 — 0.9, 3 — 0.92, 4 — 0.94, 5 — 0.96, 6 — 0.98.

видно на рис. 3, наряду с уменьшением показателя поглощения показатель преломления с ростом частоты в пределах погрешностей остается постоянным. Возможной причиной такого частотного поведения n и k может служить влияние эффектов локализации носителей заряда.

Падение проводимости и диэлектрической проницаемости $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$ при уменьшении температуры мы связываем с открытием сверхпроводящей щели в спектре электронных состояний. Согласно общим представлениям теории БКШ [30] о механизме сверхпроводящего перехода, при $T < T_c$ в спектре электронных возбуждений появляется щель, величина которой $2\Delta(T)$ изменяется от нуля при $T = T_c$ до максимальной величины $2\Delta(0)$ при $T = 0$. При любой конечной температуре $T < T_c$ поглощение электромагнитного излучения частоты $\nu < 2\Delta/\hbar$ определяется концентрацией N_n неспаренных электронов, возникающих за счет теплового разрыва куперовских пар. Конденсат куперовских пар не дает вклада в σ , т. е. не поглощает излучения, но влияет на величину диэлектрической проницаемости сверхпроводника ϵ' . В результате с понижением температуры при $T < T_c$ должна уменьшаться концентрация нормальных электронов N_n , а вместе с ней и проводимость σ для частот $\nu < 2\Delta/\hbar$, увеличиваться отрицательный вклад в ϵ' ($\nu < 2\Delta/\hbar$) за счет куперовских пар [31]. Как видно из рис. 5, именно такие зависимости $\sigma(T)$ и $\epsilon'(T)$ наблюдались

нами для керамики $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$ на частоте 15 см^{-1} . В то же время величина σ не стремится к нулю с понижением температуры. Наличие остаточной проводимости говорит о том, что по определенным причинам некоторая часть электронов остается в неспаренном состоянии при самых низких температурах. Заметим, что наличие остаточного поглощения излучения было обнаружено также в иттриевой керамике состава $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{9-\delta}$ [32].

Для расчетов температурных зависимостей величин щели 2Δ , концентраций нормальных N_n и спаренных N_s электронов и глубины проникновения магнитного поля λ воспользуемся представлениями двухжидкостной модели сверхпроводимости [31, 33]. В рамках этой модели действительная σ_1 и мнимая σ_2 части комплексной проводимости сверхпроводника, а также параметры 2Δ , N_n , N_s и λ выражаются следующим образом (для частот $\nu < 2\Delta/\hbar$)

$$\sigma_1 = N_n e^2 \tau / m (1 + \omega^2 \tau^2), \quad (4)$$

$$\sigma_2 = \nu (\epsilon_\infty - \epsilon') / 2 = N_s e^2 / m \omega + N_n e^2 (\omega \tau)^2 / m \omega (1 + \omega^2 \tau^2), \quad (5)$$

$$2\Delta = (8kT\hbar\nu\sigma_2/\pi\sigma_0)^{1/2}, \quad (6)$$

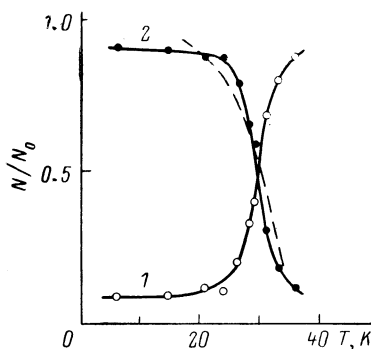
$$N_n = N_0 \sigma_1 / \sigma_0, \quad (7)$$

$$N_s = N_0 - N_n = N_0 (1 - \sigma_1 / \sigma_0), \quad (8)$$

$$\lambda = (mc^2 / 4\pi N_s e^2)^{1/2}. \quad (9)$$

В этих формулах e и m есть заряд и масса носителей заряда, τ — время релаксации импульса, N_0 — полная концентрация, σ_0 — действительная часть проводимости материала в нормальном состоянии ($T > T_c$), ϵ_∞ — вклад в ϵ' (или σ_2) от всех высокочастотных механизмов дисперсии, $\omega = 2\pi\nu$.

Рис. 7. Температурные зависимости относительных концентраций нормальных (1) и сверхпроводящих (2) электронов (N_0 — полная концентрация) для керамики $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$, рассчитанные по формулам (7), (8). Штриховой линией показана эмпирическая зависимость (10).



Температурные зависимости относительных концентраций N_n/N_0 и N_s/N_0 (формулы (7), (8)) показаны на рис. 7. С понижением температуры концентрация спаренных электронов растет, а концентрация нормальных электронов уменьшается. Штриховой линией на рисунке показана эмпирическая зависимость [31],

$$N_s/N_0 = 1 - (T/T_c)^4, \quad (10)$$

которая, как видно, вполне удовлетворительно согласуется с полученными результатами.

На рис. 8 представлено температурное поведение глубины проникновения λ (формула (9)). В данном случае также наблюдается хорошее согласие полученной зависимости $\lambda(T)$ с эмпирической [33]

$$\lambda(T) = \lambda(0) / (1 - (T/T_c)^4)^{1/2}, \quad (11)$$

построенной для $\lambda(0) = \lambda(T=0) = 2.7 \text{ мкм}$.

Расчет температурной зависимости энергии щели $2\Delta(T)$ сталкивается в нашем случае с трудностями из-за остаточной низкотемпературной проводимости. На рис. 9 показаны две температурные зависимости величины $2\Delta(T)$. Первая рассчитана по формуле (6) ($\epsilon_\infty = 100$ [9], $m = 5m_0$, m_0 —

масса свободного электрона), а вторая на основе так называемой полупроводниковой модели сверхпроводника [33] с использованием аналогии между тепловым возбуждением электронов через сверхпроводящую щель в сверхпроводнике и через запрещенную зону в полупроводнике. В последнем температурная зависимость проводимости дается формулой [34]

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp(\Delta/kT) / (4 + \exp(\Delta/kT)). \quad (12)$$

Как видно из рис. 9, зависимости $2\Delta(T)$ дают близкие результаты для $T \approx T_c$. Экстраполяция зависимости $2\Delta(T)$ к $T=0$ позволяет получить оценку $2\Delta(0)/kT_c \approx 3$, что согласуется с теорией БКШ, согласно которой $2\Delta(0)/kT_c \approx 3.5$.

Таким образом, при температуре сверхпроводящего фазового перехода в керамике $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$ наблюдается резкое уменьшение динамической проводимости σ и диэлектрической проницаемости ϵ' на частоте $\nu \approx 15 \text{ см}^{-1}$.

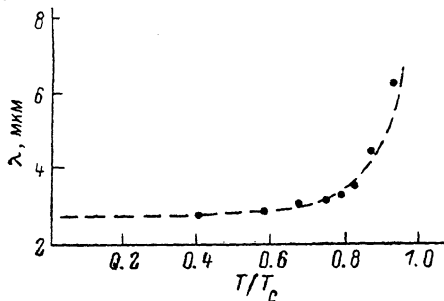


Рис. 8. Температурная зависимость глубины проникновения магнитного поля для керамики $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$, рассчитанная в рамках двухжидкостной модели (формула (9)).

Штриховой линией показана эмпирическая зависимость (11).

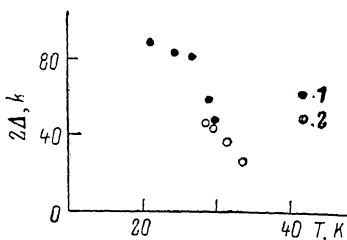


Рис. 9. Температурная зависимость величины сверхпроводящей щели 2Δ керамики $\text{La}_{1.83}\text{Sr}_{0.17}\text{CuO}_4$, рассчитанная в рамках полупроводниковой (1) (формула (12)) и двухжидкостной (2) (формула (6)) моделей.

Такое поведение σ и ϵ' указывает на то, что в спектре электронных состояний открывается щель. С понижением температуры величина проводимости (т. е. поглощения излучения) не уменьшается до нуля и остается конечной вплоть до температуры $T=5 \text{ К}$.

В рамках представлений двухжидкостной модели сверхпроводимости определены температурные зависимости величины щели 2Δ (при $T \leq T_c$), относительных концентраций нормальной N_n и сверхпроводящей N_s электронных компонент и глубины проникновения λ . Поведение $N_s(T)$ и $\lambda(T)$ удовлетворительно описывается известными эмпирическими зависимостями.

При $T > T_c$ наблюдается металлическое температурное поведение динамической проводимости и диэлектрической проницаемости. В то же время частотные зависимости параметров n и k при $T=296 \text{ К}$ не укладываются в рамки классических представлений модели проводимости Друде—Лоренца, что может быть следствием наличия эффектов локализации носителей заряда.

Л и т е р а т у р а

- [1] Bednorz J. G., Muller K. A. Z. Phys., 1986, vol. B64, N 1, p. 189—192.
- [2] Chu C. W., Hor P. H., Meng R. L., Gao L., Huang Z. J., Wang Y. Q. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 4, p. 405—407.
- [3] Wu M. K., Ashburn J. R., Torng C. J., Hor P. H., Meng R. L., Gao L., Huang Z. J., Wang Y. Q., Chu C. W. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 9, p. 908—910.
- [4] Sulewski P. E., Sievers A. J., Russek S. E., Hallen H. D., Lathrop D. K., Buhrman R. A. Phys. Rev., 1987, vol. B35, N 10, p. 5330—5333.
- [5] Tajima S., Uchida S., Tanaka S., Kanbe S., Kitazawa K., Fueki K. Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 4, p. L432—L433.
- [6] Walter U., Sherwin M. S., Stacy A., Richards P. L., Zetl A. Phys. Rev., 1987, vol. B35, N 10, p. 5327—5329.

- [7] Schlesinger Z., Greene R. L., Bednorz J. G., Muller K. A. Phys. Rev., 1987, vol. B35, N 10, p. 5334—5336.
- [8] Bonn D. A., Greedan J. E., Stager C. V., Timusk I. Sol. St. Commun., 1987, vol. 62, N 6, p. 383—385.
- [9] Sugai S., Uchida S., Takagi H., Kitazawa K., Tanaka S. Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 5, p. L879—L881.
- [10] Sulewski P. E., Noh T. W., McWhirter J. I., Sievers A. J., Russek S. E., Buhrman R. A., Jee C. S., Crow C. E., Salomon R. E., Myer G. Phys. Rev., 1987, vol. B36, N 4, p. 2357—2360.
- [11] Ducharme S., Lee B., Symko O. G., Taylor P. C., Zheng D. J., Xu J. A. Phys. Rev., 1987, vol. B36, N 4, p. 2361—2363.
- [12] Genzel L., Wittlin A., Kuhl J., Maitausch Hj., Bauhofer W., Simon A. Sol. St. Commun., 1987, vol. 63, N 9, p. 843—846.
- [13] Bonn D. A., Greedan J. E., Stager C. V., Timusk T., Doss M. G., Herr S. L., Kamaras K., Tanner D. B. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 21, p. 2249—2250.
- [14] Bonn D. A., Greedan J. E., Stager C. V., Timusk T., Doss M. G., Herr S. L., Kamaras K., Porter C. D., Tanner D. B., Tarascon J. M., McKinnon W. R., Greene L. H. Phys. Rev., 1987, vol. B35, N 16, p. 8843—8845.
- [15] Thomas G. A., Ng H. K., Millis A. J., Bhatt R. N., Cava R. J., Rietman E. A., Johnson D. W., Espinosa G. P., Wandenberg J. M. Phys. Rev., 1987, vol. B36, N 1, p. 846—849.
- [16] Thomas G. A., Millis A. J., Bhatt R. N., Cava R. J., Rietman E. A. Phys. Rev., 1987, vol. B36, N 1, p. 736—739.
- [17] Kamaras K., Porter C. D., Doss M. G., Herr S. L., Tanner D. B., Bonn D. A., Greedan J. E., D'Reilly A. H., Stager C. V., Timusk T. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 59, N 8, p. 919—922.
- [18] Волков А. А., Гончаров Ю. Г., Горшунов Б. П., Козлов Г. В., Прохоров А. М., Прохоров А. С., Александров А. С., Протасов Е. А., Чуркин О. А., Гощицкий Б. Н. Письма в ЖЭТФ, Приложение, 1987, т. 46, с. 39—42.
- [19] Волков А. А., Ирисова Н. А., Козлов Г. В. Опт. и спектроск., 1976, т. 40, № 2, с. 386—391.
- [20] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 720 с.
- [21] Finmore D. K., Shelton R. N., Clem J. R., McCallum R. W., Ku H. C., McCauley R. E., Chen S. C., Klavins P., Kogan V. Phys. Rev., 1987, vol. B35, N 10, p. 5319—5322.
- [22] Iwazumi V., Yoshizaki R., Sawada H., Ume H., Sakudo T., Matsuura E. Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 4, p. L386—L387.
- [23] Uchida S., Takagi H., Kishio K., Kitazawa K., Fueki K., Tanaka S. Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 4, p. L443—444.
- [24] van Dover R. B., Cava R. J., Batlogg B., Rietman E. A. Phys. Rev., 1987, vol. B35, N 10, p. 5337—5339.
- [25] Ирисова Н. А., Козлов Г. В., Нарытник Т. Н., Смирный В. В., Чернышев И. М. Кристаллография, 1974, т. 19, № 2, с. 403—404.
- [26] Волков А. А., Ирисова Н. А., Козлов Г. В. ЖТФ, 1974, т. XLIV, № 4, с. 386—388.
- [27] Андреев А. В., Бурганов А. М., Верховский С. В., Гудков В. В., Жевстовских И. В., Зуев А. Ю., Кожевников В. Л., Найш В. Е., Петров А. Н., Подгорных С. М., Старцев В. Е., Ткач А. В., Устинов В. В., Фотиев В. А., Чешницкий С. М., Ярцев С. В. Письма в ЖЭТФ, Приложение, 1987, т. 46, с. 192—195.
- [28] Волков А. А., Гончаров Ю. Г., Козлов Г. В., Лебедев С. П., Мальцев В. И. Электронная техника, сер. 1, 1984, т. 11 (371), с. 38—41.
- [29] Соколов А. В. Оптические свойства металлов. М.: Гос. Изд-во физ.-мат. литературы, 1961.
- [30] Bardeen J., Cooper L. N., Schrieffer J. R. Phys. Rev., 1957, vol. 108, N 5, p. 1175—1204.
- [31] Ван-Дузер Т., Тернер Ч. У. Физические основы сверхпроводниковых устройств и цепей. М.: Радио и связь, 1984. 342 с.
- [32] Гершензон Е. М., Гольцман Г. М., Карасик Б. С., Семенов А. Д. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46, № 5, с. 186—188.
- [33] Тинкглэм М. Введение в сверхпроводимость. М.: Атомиздат, 1980. 310 с.
- [34] Смит Р. Полупроводники. М.: Мир, 1982. 558 с.