

## АНОМАЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ФАЗЕ $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$

А.В.Пронин, Б.П.Горшунов, А.А.Волков, Х.С.Сомал<sup>1)</sup>, Д.ван дер Марел<sup>1)</sup>,  
Б.Й.Феенстра<sup>1)</sup> И.Жаккар<sup>\*1)</sup>, Ж.-П.Лёке<sup>\*1)</sup>

Институт общей физики РАН  
117942 Москва, Россия

<sup>+</sup> University of Groningen  
NL-9747 AG Groningen, The Netherlands

<sup>\*</sup> IBM Research Division, Zurich Research Laboratory  
CH-8803 Rüschlikon, Switzerland

Поступила в редакцию 2 февраля 1998 г.

После переработки 27 июля 1998 г.

Выполнены прямые измерения спектров комплексной проводимости тонкой пленки  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  на частотах 5 – 40  $\text{см}^{-1}$ . В сверхпроводящей фазе обнаружено узкое интенсивное возбуждение друдевского типа.

PACS: 74.72.Dn, 74.25.Gz, 74.76.Bz

Измерения комплексной динамической проводимости  $\sigma = \sigma_1 + i\sigma_2$  высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) дают важную информацию о природе спаривания, функции плотности состояний квазичастиц и механизмах рассеяния носителей тока [1, 2]. Линейная температурная зависимость глубины проникновения при  $T \rightarrow 0$  в чистых образцах наиболее изученного на сегодняшний день купрата  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [1, 3] и интенсивная зона поглощения в его миллиметровых (ММ) и субмиллиметровых (СБММ) спектрах проводимости  $\sigma_1$  при  $T < T_c$  [4, 5], приводящая к пику в температурной зависимости  $\sigma_1(T)$  [4, 6, 7], рассматриваются в настоящее время как свидетельства спаривания  $d$ -типа или, по крайней мере, наличия у параметра порядка нулей на поверхности Ферми [8–10]. В этой связи актуальной представляется задача расширения данных экспериментальных исследований на другие ВТСП. В настоящей работе выполнены измерения спектров комплексной проводимости другого сверхпроводящего купрата  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах (5 – 40  $\text{см}^{-1}$ ).

Исследовалась высококачественная пленка  $\text{La}_{1.84}\text{Sr}_{0.16}\text{CuO}_4$  (LSCO) толщиной 59 нм, нанесенная методом молекулярной эпитаксии на плоскопараллельную изотропную подложку  $\text{SrLaAlO}_4$  толщиной около 1 мм. Ось  $c$  пленки была ориентирована перпендикулярно плоскости подложки. Методика синтеза, структура и электрофизические свойства пленки описаны в [11]. Температура перехода в сверхпроводящее состояние составляла  $T_c = 38.5$  К при ширине перехода 1.5 К, что сравнимо с параметрами лучших массивных образцов.

На лабораторном ЛОВ-спектрометре (ЛОВ – лампа обратной волны, генератор излучения) [12] измерялись спектры энергетического коэффициента пропускания  $\text{Tr}(\nu)$

<sup>1)</sup> H.S.Somal, D.van der Marel, B.J.Feenstra, Y.Jaccard, J.-P.Locquet.

и фазы  $\varphi(\nu)$  волны, прошедшей сквозь сэндвич пленка – подложка. Из этих спектров напрямую (без применения соотношений Крамерса – Кронига) рассчитывались оптические константы пленки с использованием общих формул для комплексного коэффициента пропускания двухслойной системы [13]. Оптические параметры подложки измерялись предварительно. Детальное описание данного метода измерения ММ – СВММ спектров сверхпроводящих пленок на диэлектрических подложках дано в работе [14].

На рис.1 представлены широкодиапазонные ( $5 - 400 \text{ см}^{-1}$ ) спектры действительной,  $\sigma_1(\nu)$ , и мнимой,  $\sigma_2(\nu)$ , частей комплексной проводимости LSCO. Для полноты картины оригинальные ММ – СВММ данные ( $5 - 40 \text{ см}^{-1}$ ) дополнены более высокочастотными ИК спектрами ( $50 - 400 \text{ см}^{-1}$ ), полученными из измерений коэффициента отражения монокристалла LSCO [15]. Выше  $30 \text{ см}^{-1}$  наблюдается известное снижение действительной части проводимости с уменьшением температуры в сверхпроводящей (СП) фазе [2, 16].

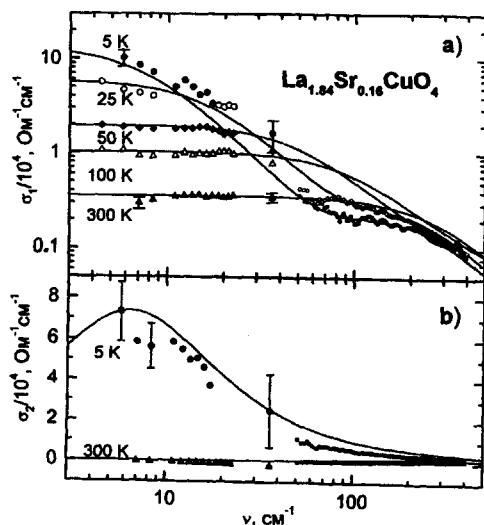


Рис.1. Спектры действительной (а) и мнимой (б) частей проводимости LSCO в нормальной и СП фазах. Сплошные линии – результат обработки по методу наименьших квадратов моделью (1), описанной в тексте

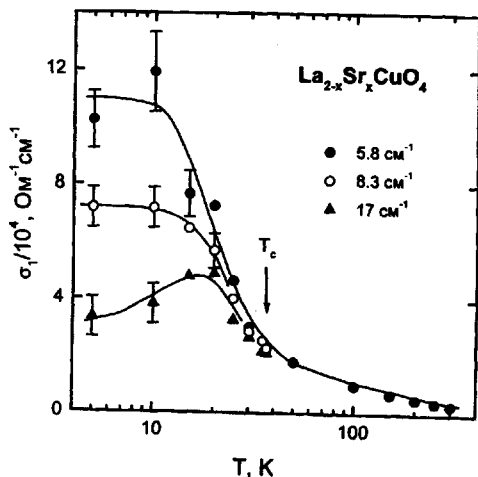


Рис.2. Температурная зависимость действительной части проводимости LSCO для трех фиксированных частот

Основной результат настоящей работы состоит в наблюдении интенсивной зоны поглощения в спектрах  $\sigma_1$  в СП фазе LSCO в ММ – СВММ области и продемонстрирован на рис.1а. По мере снижения температуры от 50 до 5 К ММ – СВММ проводимость возрастает в несколько раз; бездисперсионное поведение  $\sigma_1$  в нормальной фазе сменяется при  $T < T_c$  появлением в спектрах ярко выраженной дисперсии друдевского характера [17] – с ростом частоты  $\sigma_1$  снижается. С уменьшением температуры данная зона поглощения становится более узкой и интенсивной. Температурная эволюция зоны приводит к возникновению широкого максимума в зависимости  $\sigma_1(T)$  ниже  $T_c$  (рис.2).

Отметим, что обнаруженная зона ММ–СВММ поглощения в СП фазе LSCO (подобно аналогичной зоне в YBCO на этих частотах [4]) качественно согласуется с моделями, в которых энергетическая щель имеет нули на поверхности Ферми, что ведет к возникновению узкого пика поглощения на низких частотах [9, 10].

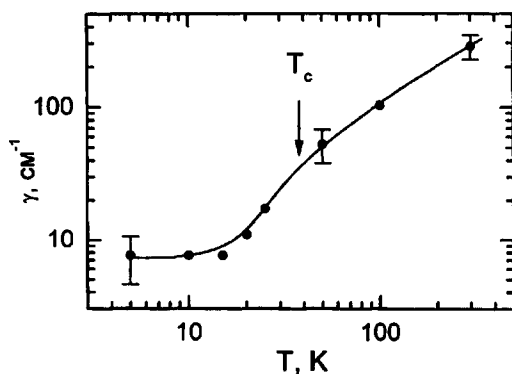


Рис.3. Температурная зависимость частоты релаксации  $\gamma$ , полученная путем обработки спектров  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$ . Значительное снижение  $\gamma$  в СП фазе является причиной широкого максимума в температурной зависимости  $\sigma_1$  (рис.2)

Для получения количественных оценок параметров наблюдаемой зоны поглощения экспериментальные спектры были обработаны с применением феноменологической модели для комплексной проводимости [6]. Для описания ММ–СВММ участка спектра использовались модель Друде и ответственная за сверхпроводимость на постоянном токе  $\delta$ -функция в спектре  $\sigma_1(\nu)$  на нулевой частоте (с учетом ее вклада в  $\sigma_2(\nu) \propto 1/\nu$ ), а зона поглощения в ИК области моделировалась лоренцианом, параметры которого оказались практически независимыми от температуры:

$$\sigma^*(\omega) = \sigma_1(\omega) + i\sigma_2(\omega) = \frac{n_s e^2}{m} \frac{1}{(\gamma - i\omega)} + \frac{n_n e^2}{m} \left[ \frac{\pi}{2} \delta(0) + i \frac{1}{\omega} \right] + \text{"ИК-лоренциан"}. \quad (1)$$

Здесь  $n_s$  и  $n_n$  – плотности соответственно спаренных и неспаренных носителей;  $\gamma$  – частота релаксации неспаренных носителей. Спектры обрабатывались методом наименьших квадратов при условии выполнения правила сумм:  $n_s + n_n = n_0 = \text{const}(T)$  [18].

Наличие значительной дисперсии в ММ–СВММ спектрах  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  в СП фазе позволило уверенно определить температурную зависимость частоты релаксации  $\gamma$  (рис.3), а также оценить плазменные частоты спаренных,  $(\omega_{pl}^s)^2 = 4\pi n_s e^2/m$ , и неспаренных,  $(\omega_{pl}^n)^2 = 4\pi n_n e^2/m$ , электронов. Для  $T = 5$  К:  $\omega_{pl}^s/2\pi = 3900 \pm 800$  см<sup>-1</sup> и  $\omega_{pl}^n/2\pi = 7800 \pm 1500$  см<sup>-1</sup>. Отсюда для "полной" плазменной частоты находим  $\omega_{pl}^0/2\pi = \sqrt{(\omega_{pl}^s)^2 + (\omega_{pl}^n)^2}/2\pi = 8700 \pm 1700$  см<sup>-1</sup>, что согласуется с оценкой, полученной из ИК измерений LSCO:  $\omega_{pl}^0/2\pi = 6300$  см<sup>-1</sup> [16]. Для удельных плотностей спаренных ( $x_s = n_s/n_0$ ) и неспаренных ( $x_n = n_n/n_0$ ) электронов получаем:  $x_s = (\omega_{pl}^s/\omega_{pl}^0)^2 \approx 20\%$ ,  $x_n = (\omega_{pl}^n/\omega_{pl}^0)^2 \approx 80\%$ , то есть даже при самых низких температурах большая часть электронов в LSCO остается неспаренной. Для лондоновской глубины проникновения имеем  $\lambda_L = c/\omega_{pl}^s = 0.4$  мкм, что хорошо согласуется с данными кинетических (0.4 мкм [19]), микроволновых (0.4 мкм [20]), ИК (0.43 мкм [15]) и  $\mu$ SR (0.3 мкм [21]) измерений.

Таким образом, выполнены измерения спектров комплексной проводимости  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  в миллиметровой и субмиллиметровой областях спектра (5 – 40 см<sup>-1</sup>).

В спектрах действительной части проводимости на этих частотах обнаружено сильное аномальное поглощение в сверхпроводящей фазе. Из полученных экспериментальных данных определены плазменная частота  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  и температурная зависимость времени релаксации неспаренных носителей, обуславливающих наблюдаемое поглощение.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-17645), Министерства науки и технической политики России (грант 3.2 – Физика микроволн) и в рамках совместного Российско-Голландского проекта NWO 047-005-12-96.

1. D.A.Bonn and W.N.Hardy, in *Physical Properties of High Temperature Superconductors*, vol.5, Ed. D.M.Ginsberg, World Scientific, Singapore, 1996.
2. D.B.Tanner and T.Timusk, in *Physical Properties of High Temperature Superconductors*, vol.3, Ed. D.M.Ginsberg, World Scientific, Singapore, 1992.
3. W.N.Hardy, D.A.Bonn, D.C.Morgan, et al. *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3999 (1993).
4. M.C.Nuss, P.M.Mankievich, M.L.O'Malley et al., *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3305 (1991); A.A.Волков, Б.П.Горшунув, Г.В.Козлов и др., *ЖЭТФ* **68**, 148 (1989).
5. P.G.Quincey, P.B.Whibberley, and J.R.Birch, *Sol. State Comm.* **76**, 1281 (1991).
6. D.A.Bonn, P.Dosanjh, R.Liang, and W.N. Hardy, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2390 (1992); D.A.Bonn, R.Liang, T.M.Riseman et al., *Phys. Rev.* **B47**, 11314 (1993).
7. A.Frenkel, F.Gao, Y.Liu et al., *Phys. Rev.* **B54**, 1355 (1996).
8. D.J.Scalapino, *Phys. Rep.* **250**, 329 (1995); K.Maki and H.Won, *Ann. Physik* **5**, 320 (1996).
9. S.M.Quinlan, P.J.Hirschfeld, and D.J.Scalapino, *Phys. Rev.* **B53**, 8575 (1996).
10. J.P.Carbotte, C.Jiang, D.N.Basov et al., *Phys. Rev.* **B51**, 11798 (1995); H.Yamagata and H.Fukuyama, *J. Phys. Soc. Jap.* **65**, 2204 (1996).
11. J.-P.Locquet, A.Catana, E.Machler et al., *Appl. Phys. Lett.* **64**, 372 (1994); J.-P.Locquet and E.Machler, *MRS Bulletin* **19**, 39 (1994).
12. A.A.Volkov, Yu.G.Goncharov, G.V.Kozlov et al., *Infrared Phys.* **25**, 369 (1985); A.A.Volkov, G.V.Kozlov and A.M.Prokhorov, *Infrared Phys.* **29**, 747 (1989).
13. М.Борн, Э.Вольф, *Основы оптики*, М.: Наука, 1970. (M.Born and E.Wolf, *Principles of Optics*, 4th ed., Pergamon Press, Oxford, 1980).
14. B.P.Gorshunov, G.V.Kozlov, A.A.Volkov et al., *Int. J. of Infrared and Millimeter Waves* **14**, 683 (1993).
15. H.S.Somal, B.J.Feenstra, J.Schutzmann et al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1525 (1996).
16. F.Gao, D.B.Romero, D.B.Tanner et al., *Phys. Rev.* **B47**, 1036 (1993).
17. А.В.Соколов, *Оптические свойства металлов*, М.: Физматгиз, 1961. (A.V.Sokolov, *Optical Properties of Metals*, Amer. Elsevier, New York, 1967).
18. R.A.Ferrel and R.E.Glover, *Phys. Rev.* **109**, 1398 (1958).
19. J.-P.Locquet, Y.Jaccard, A.Cretton et al., *Phys. Rev.* **B54**, 7481 (1996).
20. T.Scibauchi, H.Kitano, K.Uchinokura et al., *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2263 (1994).
21. Y.J.Uemura, G.M.Luke, B.J.Sternleib, et al., *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2317 (1989).