

## Туннельные исследования фононного спектра металлоксида Bi<sub>2</sub>223 при высоких давлениях

© В.М. Свистунов, В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, Р. Аоки\*

Донецкий физико-технический институт Академии наук Украины,  
340114 Донецк, Украина

\*Инженерный факультет университета Осака, Япония

(Поступила в Редакцию 9 мая 1997 г.)

С помощью метода туннельной спектроскопии обнаружено сильное смягчение высокочастотной части фононного спектра при высоких давлениях. Характерные частоты спектра при  $\hbar\Omega > 60$  мВ с ростом давления уменьшались со скоростью  $d \ln(\hbar\Omega)/dP \approx (-6.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-3} \text{ kbar}^{-1}$ . В то же время гидростатическое давление приводило к незначительному сдвигу нижних частот фононного спектра металлоксида Bi<sub>2</sub>223 в сторону больших энергий, что согласуется с данными раман-спектроскопии.

Для туннельного тока в изотропных сверхпроводниках справедливо соотношение

$$G(V) = dI/dV \Big|_{eV=\hbar\omega} \sim N(\omega) \\ = \text{Re} \left\{ \frac{\hbar\omega}{((\hbar\omega)^2 - \Delta(\omega)^2)^{1/2}} \right\}, \quad (1)$$

где  $\Delta(\omega)$  — комплексная энергетическая щель сверхпроводника, которая имеет особенности при частотах  $\hbar\omega = \Delta + \hbar\Omega$ , соответствующих виртуальным фононам с энергией  $\hbar\Omega$ . Здесь  $\Delta$  — энергетическая щель БКШ,  $N(\omega)$  — туннельная плотность состояний. В производной туннельной проводимости  $dG/dV$  фононная структура проявляется в виде провалов, положение которых позволяет с хорошей точностью определить положение фононных частот [1]. Для контактов сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (SIS) такие особенности возникают при смещениях  $eV_i = 2\Delta + \hbar\Omega_i$ . Как показано в [2], для сильно анизотропных сверхпроводников (каким является Bi<sub>2</sub>223) также сохраняется условие  $eV_i = 2\langle\Delta\rangle + \hbar\Omega_i$  ( $\langle\Delta\rangle$  — некоторая средняя щель). Это позволяет по измерениям туннельных спектров  $dG/dV$  установить энергии характерных фононных частот  $\Omega_i$  сверхпроводника.

В данной работе изучены туннельные характеристики контактов Bi<sub>2</sub>223 при давлениях до 10 kbar. Проведенные исследования позволили выяснить характер влияния давления на фононный спектр купратных высокотемпературных сверхпроводников.

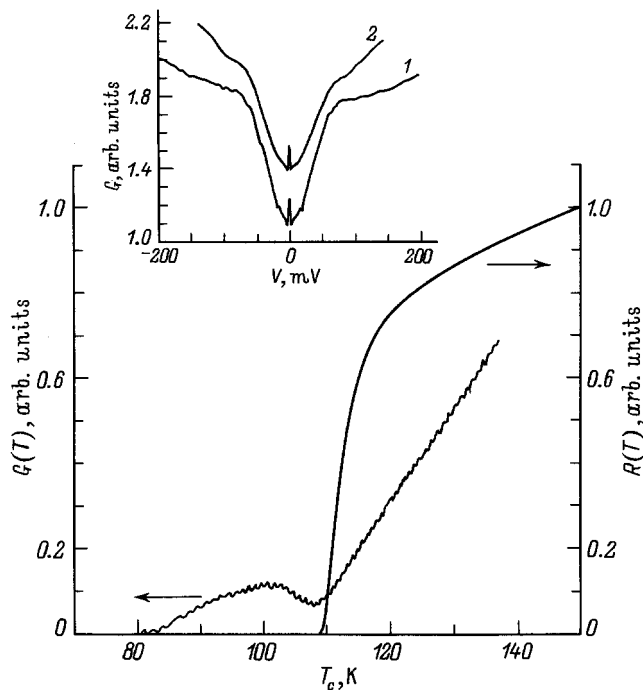
Эксперименты проведены с образцами висмутовых (95% фазы Bi<sub>1.6</sub>Pb<sub>0.4</sub>Sr<sub>1.8</sub>Ca<sub>2.2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub> (Bi<sub>2</sub>223),  $T_c = 110$  К) купратов, приготовленных методом твердофазного синтеза из химических чистых оксидов. Порошок висмутовой керамики формировался в пластинки размером  $1 \times 0.1 \times 0.01$  см путем обжаривания между стальными наковальнями при давлениях 30–40 kbar. Бандажными поддержками, определяющими форму и размер пластинок, служили отожженные медные проволочки, диаметр которых (0.25 mm) задавал конечную толщину пластин. Отпрессованные пластины с серебряными токовыми и

потенциальными контактными площадками отжигались при температуре  $T = 845^\circ\text{C}$  в течение 12 h. Для получения туннельного контакта керамический образец располагался на гибкой стальной подложке и покрывался слоем лака. Подложка изгибалась до образования микротрещины в керамике, что контролировалось по изменению сопротивления образца. Слой лака, покрывающий керамическую пластинку, не только надежно предохранял керамику от деградации, но и фиксировал параметры разлома, что позволило получить стабильные по сопротивлению туннельные контакты.

Для исследований отбирались контакты с туннельной проводимостью ( $R_N \sim 50\text{--}100 \Omega$ ). Гидростатическое давление до 10 kbar создавалось в камере поршень–цилиндр, где помещались также датчики давления и температуры. Туннельный характер тока в контакте контролировался как по сильной реакции его проводимости на давление, так и по виду зависимости проводимости контакта от напряжения смещения  $V$ . При низких ( $T < T_c$ ) температурах характеристики SIS-образцов проявляли особенность, соответствующую энергетической щели  $\Delta$  сверхпроводника.

На вставке к рис. 1 представлена зависимость  $G = dI/dV$  для SIS-контакта, демонстрирующая энергетическую щель при  $eV = 2\Delta = 75$  meV. Аналогичные значения  $2\Delta$  для висмутового металлоксида с  $T_c = 110$  К получены в [3,4]. Наблюдаемое размытие щелевых характеристик присуще туннельным образцам ВТСП [5] и даже в качественных контактах возникает из-за значительной анизотропии  $\Delta(\mathbf{k})$  [6]. Однако анизотропия  $\Delta(\mathbf{k})$  не препятствует регистрации фононной структуры в туннельных спектрах, так как характерные значения фононных частот привязаны к некоторой средней величине  $\langle\Delta\rangle$  [2].

Для выяснения вопроса о том, в какой мере спектр исследуемого туннельного образца отражает объемные свойства керамики, были измерены температурные зависимости проводимости  $G(T)$  контакта при нулевом напряжении смещения. Сопоставление этих зависимостей с кривыми  $R(T)$  перехода керамики в сверхпроводящее состояние (рис. 1) показало, что точка обращения в нуль



**Рис. 1.** Температурная зависимость проводимости туннельного SIS-контакта и сверхпроводящий  $R(T)$  переход его Bi2223-берегов. На вставке — отражение энергетической щели в проводимости контакта при нулевом (1) и конечном ( $P = 10$  kbar) (2) давлении.

сопротивления  $R(T)$  практически совпадает с изломом в зависимости  $G(T)$  контакта, который соответствует началу раскрытия энергетической щели сверхпроводника. В таком случае спектроскопические характеристики контакта должны определяться макроскопическими свойствами образца.

При напряжениях  $eV$ , больших  $2\Delta$ , в производной проводимости  $dG/dV = d^2I/dV^2$  контактов наблюдались особенности, связанные с фононной структурой исследуемого металлооксида (рис. 2). Доказательством спектроскопического характера этих особенностей служит то, что для разных контактов их положение, отсчитанное от суммы энергетических щелей  $2\Delta$ , совпадало. Энергетическое положение провалов в  $d^2I/dV^2$  хорошо совпадает также с характерными частотами фононных спектров Bi2223, полученных ранее методами нейтронной, туннельной и раман-спектроскопии [7–9].

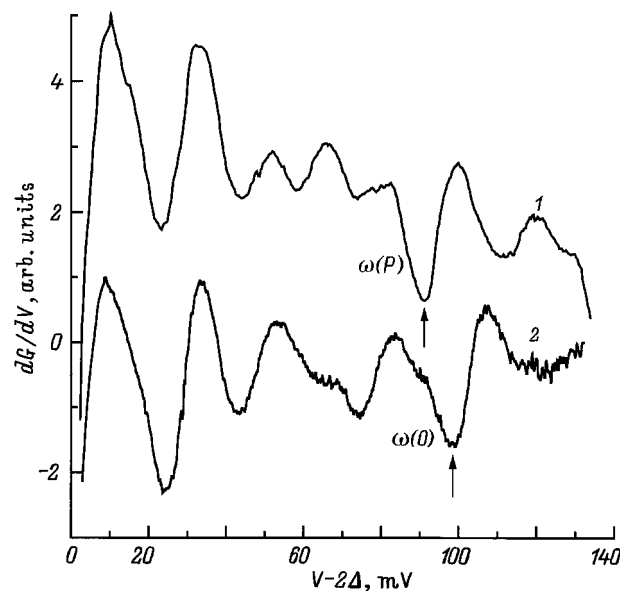
Приложение гидростатического давления до 10 kbar не изменяло заметным образом туннельного значения энергетической щели, что связано, как отмечено выше, с большим размытием  $\langle \Delta \rangle$  (вставка на рис. 1). Отметим, что изменения под действием давления температуры начала раскрытия щели практически совпадают с зависимостью температуры перехода  $T_c(P)$  берегов контакта и составляют  $\ln dT_c/dP = 1.4 \cdot 10^{-3}$  kbar $^{-1}$ . Это позволяет пренебречь зависимостью  $2\langle \Delta \rangle/kT_c$  от  $P$ . Начальное значение  $2\Delta$  при  $P = 0$  определялось по

формуле  $eV_i = 2\Delta + \hbar\omega_i$ , где  $\omega_i$  — характерные частоты фононного спектра Bi2223 [7,8], а  $V_i$  — соответствующее им положение особенностей в производной  $d^2I/dV^2$  (методика выбора оптимального значения  $\Delta$  изложена в [10]).

На рис. 2 показаны туннельные кривые  $dG/dV$ , отражающие характерные особенности фононного спектра Bi2223. Наиболее чувствительной к давлению оказалась высокочастотная часть спектра в окрестности  $eV \sim 80$  meV, которая связана с колебательными модами кислорода и его окружения, в частности с “дышащими” модами. Скорость смещения с ростом давления моды  $\omega$ , показанной на рис. 2 стрелкой, была отрицательной и составляла  $d \ln(\omega)/dP \approx (-6.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$  kbar $^{-1}$ . В то же время нижняя часть фононного спектра (при  $\hbar\omega < 40$  meV) смещалась со скоростью  $d \ln(\omega)/dP \approx 1 \cdot 10^{-3}$  kbar $^{-1}$  в сторону больших частот. Таким образом, давление сближает высокочастотные и низкочастотные моды, что противоречит известным данным раман-спектроскопии [7].

Как известно, раман-спектроскопия регистрирует значения фононных частот  $\omega_q$ , соответствующих центру зоны Бриллюэна (волновой вектор  $q = 0$ ). В то же время в сверхпроводимость основной вклад вносят фононы с большими векторами  $q$ , соответствующими границе зоны Бриллюэна. Именно такие фононы регистрируются методом туннельной спектроскопии [1]. Поэтому информация о  $d\omega/dP$ , полученная из туннельных данных, более адекватно отражает суть электрон-фононного взаимодействия в сверхпроводниках.

Для низкотемпературных сверхпроводников характерен рост частот фононных мод  $\omega_q$  с ростом давления [11]. Редкое исключение — лантан, для которого



**Рис. 2.** Влияние давления  $P = 10$  kbar (1) и 1 kbar (2) на особенности фононного спектра Bi2223 в производной проводимости  $dG/dV = d^2I/dV^2$  туннельного контакта.

наблюдалось смягчение низкочастотной части спектра. В нашем случае обнаружено смягчение высокочастотных фононных мод — эффект прямо противоположный обычным представлениям о влиянии давления на фононный спектр. Смягчение фононных мод свидетельствует о своеобразном ”разрыхлении” решетки. Это может указывать на близость керамики Bi 2223 к слабо выраженному структурному переходу, который затрагивает только малую часть элементарной ячейки. В  $dT_C/dP$  такой эффект может привести к слабым нелинейностям, для обнаружения которых необходимы измерения на монокристаллических образцах.

Авторы выражают благодарность Японскому обществу содействия науке и технологии за частичную поддержку данной работы.

## Список литературы

- [1] Е.Л. Вольф. Принципы электронной туннельной спектроскопии. Наук. думка, Киев (1990). 454 с. (E.L. Wolf Principles of Electron Tunneling Spectroscopy. Oxford University Press, N.Y. (1985)).
- [2] А.И. Дьяченко, В.М. Свистунов. ФНТ **22**, 547 (1996).
- [3] B. Barbiellini, O. Fisher, M. Peter, Ch. Renner, M. Weger. Physica **C20**, 55 (1994).
- [4] H. Ding, J.C. Campuzano, A.F. Bellman, Y. Yokoya, M.R. Norman, M. Randeria, T. Takahashi, H. Katayama-Yoshida, T. Mochiku, K. Kadowaki, G. Jennings. Phys. Rev. Lett. **74**, 2784 (1995).
- [5] В.М. Свистунов, М.А. Белоголовский, А.И. Хачатуров. УФН **163**, 61 (1993).
- [6] D.J. van Harlingen. Rev. Mod. Phys. **67**, 515 (1995).
- [7] A.P. Litvinchuk, C. Thompson, M. Cardona. Physical Properties of High Temperature Superconductors / Ed. D.M. Ginsberg. World Scientific, Singapore (1994). P. 375.
- [8] L. Pintschovius, W. Reichardt. Ibid. P. 295.
- [9] R. Aoki, H. Murakami, T. Kita, M. Shirai, Y. Nishio, V.M. Svistunov, A.I. D'yachenko, D.N. Afanassyev. Physica **B219/220**, 172 (1996).
- [10] В.М. Свистунов, В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, А.А. Квацев, О.И. Черняк. ФТТ **30**, 11, 3515 (1988).
- [11] В.М. Свистунов, М.А. Белоголовский, О.И. Черняк. УФН **151**, 31 (1987).