

- [1] Абдуллаева С. Г., Абдинбеков С. С., Гусейнов Г. Д. // ДАН Азерб. ССР. 1980. Т. 36. № 8. С. 34—38.
- [2] Mamedov K. K., Abdullaev A. M., Kerimova E. M. // Phys. Stat. Sol. (a). 1986. V. 94. N 1. P. 115—119.
- [3] Крупников Е. С., Алиев Ф. Ю. // ФТТ. 1988. Т. 30. 10. С. 3158—3160.
- [4] Абдуллаева С. Г., Абдуллаев А. М., Мамедов К. К., Мамедов Н. Т. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 2. С. 618—620.
- [5] Бахман Р., Дисалво Ф. Дж., Джеболл Т. Х. и др. // Приборы для науч. исслед. 1972. № 2. С. 21—31.
- [6] Аллахвердиев К. Р., Баранов А. И., Иванов Н. Р., Сардарлы Р. М. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 5. С. 1271—1276.
- [7] Абдуллаев Г. Б., Абуталыбов Г. И., Алиев А. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. № 11. С. 525—526.
- [8] Manolikas C., van Tendeloo J. Amelinckx S. // Phys. Stat. Sol. (a). 1986. V. 97. N 1. P. 87—102.

Институт физики АН Азербайджана
Баку

Поступило в Редакцию
9 марта 1992 г.

© Физика твердого тела, том 34, № 9, 1992
Solid State Physics, vol. 34, N 9, 1992

МОДУЛЬ СДВИГА И КОЭФФИЦИЕНТ ПУАССОНА $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_{2.5}\text{Cu}_{3.5}\text{O}_x$

Е. С. Баланкина

Для полного описания упругих свойств изотропных поликристаллов достаточно выбрать два модуля. Однако считается, что максимум информации можно получить при анализе данных о коэффициенте Пуассона σ [1, 2]. Это связано с тем, что, в то время как модули упругих и скорость звука могут изменяться в широких пределах (и быть несопоставимыми для различных материалов), диапазон изменения σ строго ограничен. Кроме того, для каждого класса материалов можно установить корреляции σ с различными физико-химическими параметрами, а также с параметрами, характеризующими электронный спектр и ангармонизм колебаний атомов в кристаллической решетке [1—3].

Ультразвуковым резонансным методом [4] измерены коэффициент Пуассона $\sigma(T)$ и модуль сдвига $G(T)$ поликристаллических образцов $\text{Bi}_{1.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_{2.5}\text{Cu}_{3.5}\text{O}_x$ в интервале 85—295 К. Исследуемые образцы в форме дисков диаметром ~ 15 и толщиной ~ 3 мм синтезировали по методике, описанной в [5]. Погрешность определения относительного изменения σ , G (при доверительной вероятности $\eta = 0.95$) составляет $\Delta\sigma(T)/\sigma \leq 0.2\%$, $\Delta G(T)/G \leq 0.1\%$. Рентгеновский фазовый анализ показал, что образцы являются однофазными (фаза 2223) с точностью до 5%. Температура начала перехода в сверхпроводящее состояние 102 К, конец перехода — 95 К (по измерениям магнитной восприимчивости).

На рис. 1, 2 представлены результаты измерений. Видно, что на температурной

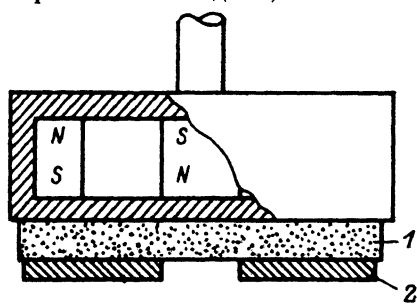
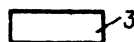


Рис. 1. Температурная зависимость модуля сдвига $G(T)/G(295 \text{ К})$ в относительных единицах.



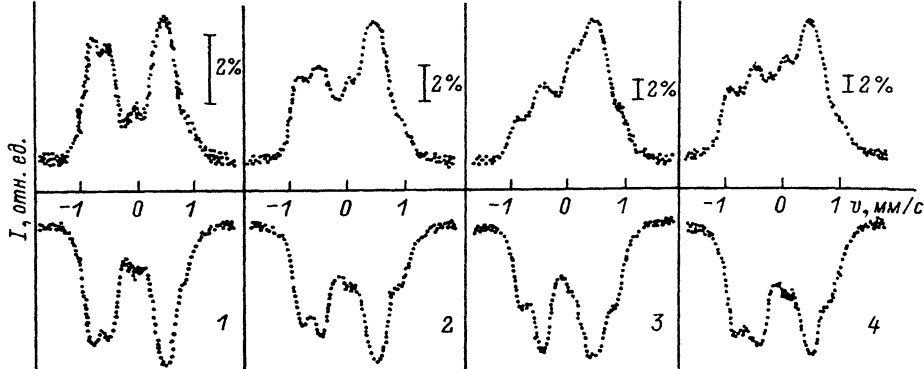


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента Пуассона $\sigma(T)/\sigma(295 \text{ К})$ в относительных единицах.

зависимости $G(T)$ наблюдаются разрывы температурных производных, а температурная зависимость $\sigma(T)$ характеризуется наличием двух минимумов при $T_p \sim 120$ и $T_0 \sim 200$ К. Анализ экспериментальных данных по физическим свойствам, таким как характеристики упругости, параметры решетки и коэффициент термического расширения, показал, что для Y-, Bi-, Ti-содержащих сверхпроводящих керамик наблюдается аномалия при температурах на 15–40 К выше температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c [5–8]. Такая особенность на температурной зависимости физических свойств наводит на мысль, что наиболее адекватно описывает новые ВТСП теория локальных пар—биполяронов [9], так как наиболее существенным отличием этого механизма является то, что спаривание поляронов происходит при $T > T_c$.

Рассмотрим поведение G в рамках биполяронной теории сверхпроводимости. В случае образования биполяронов малого радиуса выполняется условие Δ (энергия связи биполярона) $\gg W$ (полуширина поляронной зоны). Тогда, учитывая, что t (полуширина биполяронной зоны) $\sim W^2/\Delta$, можем пренебречь шириной поляронной и биполяронной зон по сравнению с Δ и в простейшем приближении будем иметь дело с двухуровневой моделью. Свободная энергия такой системы имеет вид ($k_B = 1$)

$$F = \frac{N}{2} \left[2E_p - \frac{\Delta}{2} - T \ln \left(2 \operatorname{ch} \frac{\Delta}{2T} \right) \right], \quad (1)$$

где N — полное число поляронов, E_p — энергия образования полярона. Используя известное соотношение для $G = (1/V)(\partial^2 F / \partial \epsilon_s^2)$, выражение (1), уравнение равновесия $\partial F / \partial \epsilon_s = 0$, а также учитывая, что в пределе бесконечно узких зон [10] $\Delta \sim 1/V$, получим следующую перенормировку G_0 вследствие частичного спаривания поляронов:

$$G = G_0 + \frac{n\Delta}{4} \left[\left(1 + \operatorname{th} \frac{\Delta}{2T} \right) \frac{1}{V} \frac{\partial^2 V}{\partial \epsilon_s^2} \right], \quad (2)$$

n — концентрация поляронов, V — объем, ϵ_s — сдвиговая деформация. Учитывая, что в исследуемой керамике происходит ужесточение модуля сдвига, получаем, что $\partial^2 V / \partial \epsilon_s^2 > 0$ (рис. 1).

Исходя из ранее полученной автором [11] перенормировки модуля объемной упругости B , зависимости (2), а также считая, что $G/3B \ll 1$ и отношение перенормированного модуля B к добавке, возникающей вследствие частичного спаривания поляронов, пренебрежимо мало, получаем

$$\sigma = \sigma_0 - \frac{n\Delta}{8B_0} \left[\left(1 + \operatorname{th} \frac{\Delta}{2T} \right) \left(\frac{1}{V} \frac{\partial^2 V}{\partial \varepsilon_s^2} + \frac{2G_0}{B_0} \right) + \frac{G_0}{B_0} \frac{\Delta}{2T} \frac{1}{\operatorname{ch}^2 \frac{\Delta}{2T}} \right]. \quad (3)$$

Зависимость (3) имеет минимум при $T \sim \Delta/3$ и хорошо описывает экспериментально наблюдаемые данные (рис. 2). В случае $G/3B \leq 1$ добавка к σ_0 делится на

$$(1 + G_0 B B_0)(1 + G_0/3B_0 + n\Delta \left(1 + \operatorname{th} \frac{\Delta}{2T} \right) (1/V)(\partial^2 V/\partial \varepsilon_s^2)/12B_0).$$

При $T=0$ энергия конденсации биполяронов равна $-\Delta/2$ [12]. Отсюда получаем добавку к модулям упругости вследствие конденсации биполяронов при $T=0$

$$B_1 = -n\Delta, \quad (4)$$

$$G_1 = \frac{n\Delta}{2} \frac{1}{V} \frac{\partial^2 V}{\partial \varepsilon_s^2}. \quad (5)$$

Из выражений (4), (5) с учетом того, что $n\Delta/B_0 \ll 1$, получаем следующую добавку для σ при $T=0$:

$$\sigma_1 = -\frac{n\Delta}{2B_0} \left[\frac{1}{2V} \frac{\partial^2 V}{\partial \varepsilon_s^2} + \frac{G_0}{B_0} \right]. \quad (6)$$

Зависимости (4)–(6) можно получить также из выражений (2), (3) и полученного ранее выражения для B (см. [11]) при $T \rightarrow 0$ К.

Автор признателен Ю. Ф. Бычкову за постоянный интерес к работе.

Список литературы

- [1] Микитишкин С. Я. // Физ.-хим. механика материалов. 1982. Т. 18. № 3. С. 84–88.
- [2] Кузменко В. А. Новые схемы деформирования твердых тел. Киев: Наукова думка, 1973. 199 с.
- [3] Баланкин А. С. // ФНТ. 1988. Т. 14. № 4. С. 339–345.
- [4] Баланкин А. С., Бычков Ю. Ф., Яковлев Е. И. // ФММ. 1983. Т. 56. № 1. С. 128–133.
- [5] Баланкина Е. С., Бычков Ю. Ф. // СФХТ. 1991. Т. 4. № 7. С. 1357–1362.
- [6] Wang Y. et al. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. N 13. P. 8981–8985.
- [7] Wang Y. et al. // Physica C. 1989. V. 162–164. P. 456–457.
- [8] Chen X. et al. // Modern Phys. Lett. B. 1989. V. 3. N 16. P. 1241–1246.
- [9] Александров А. С. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. Приложение. С. 128–131.
- [10] Alexandrov A., Ranninger J. // Phys. Rev. B. 1972. V. 23. N 4. P. 1796–1801.
- [11] Баланкина Е. С. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. № 21. С. 43–47.
- [12] Randeria M., Duan J., Shieh L. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. N 1. P. 327–343.

Поступило в Редакцию
18 марта 1992 г.