

отсутствует, т. е. барьеры на границах зерен подавлены) намного меньше (0.05 и 0.10 эВ), чем у медленного охлаждавшегося образца с ПТКС (0.17 и 0.34 эВ). На основании этого можно в первом приближении считать, что в указанных областях температур величина ρ образца с ПТКС определяется нескомпенсированными барьерами на границах зерен. Наличие в исследованных образцах позисторной керамики ФНС при $T < T_K$ нескомпенсированных барьеров подтверждается также нелинейной зависимостью тока от напряжения. Оценка величины n путем сравнения значений W и $n\Phi$ при температурах как выше, так и ниже области ПТКС дает значения 65 ± 2 . Эта величина на 15—20% меньше среднего числа межзеренных границ, определенного путем деления толщины образца на средний размер зерна (15—20 мкм).

Полученный результат согласуется с данными о том, что в позисторной и варисторной керамиках потенциальные барьеры образуются не на всех границах зерен [7]. Правомерность соотношения определенной нами величины Φ с высотой межзеренного потенциального барьера в модели Хейванга подтверждается также хорошим совпадением экспериментальной кривой $\rho(T)$ с зависимостью $\rho(T)$, рассчитанной с использованием экспериментально определенных значений Φ по формуле $\rho = \rho_0 \exp(\Phi/kT)$, соответствующей барьерной модели. Значение ρ_0 определялось из кривой 2 приравнением при $T = 300$ К экспериментального и расчетного значений ρ .

Таким образом, полученные в настоящей работе для $\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3$ результаты аналогичны результатам, полученным ранее иным методом для BaTiO_3 [4], и являются еще одним прямым экспериментальным подтверждением правильности представлений, лежащих в основе барьерной модели позисторного эффекта.

Список литературы

- [1] Шефтель И. Т. Терморезисторы. М.: Наука, 1973. 416 с.
- [2] Полупроводники на основе титаната бария: Пер. с япон./Под. ред. В. М. Петрова. М.: Энергоиздат, 1982. 328 с.
- [3] Раевский И. П., Павлов А. Н., Прокопало О. И. // Изв. АН СССР. Сер. физич. 1987. Т. 51. № 12. С. 2262—2264.
- [4] Шустров Б. А., Шефтель И. Т., Ярмаркин В. К. // ДАН СССР. 1987. Т. 293. № 6. С. 1378—1383.
- [5] Ревский И. П., Малицкая М. А., Филиппенко В. П., Прокопало О. И., Павлов А. Н., Бондаренко Е. И. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 10. С. 3211—3213.
- [6] Murakami T. // Jap. J. Appl. Phys. 1966. V. 5. N 5. P. 540.
- [7] Квасков В. Б. Полупроводниковые приборы с биполярной проводимостью. М.: Энергоатомиздат, 1988. 128 с.

Научно-исследовательский институт физики
при Ростовском государственном университете

Поступило в Редакцию
2 ноября 1992 г.

ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ФАЗЫ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ($0.26 < x < 0.38$) В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР 2—300 К

Е. И. Никулин, Ю. П. Степанов

Соединение $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ наиболее полно изучено при больших содержаниях кислорода ($x \approx 1$), когда оно относится к высокотемпературным сверхпроводникам

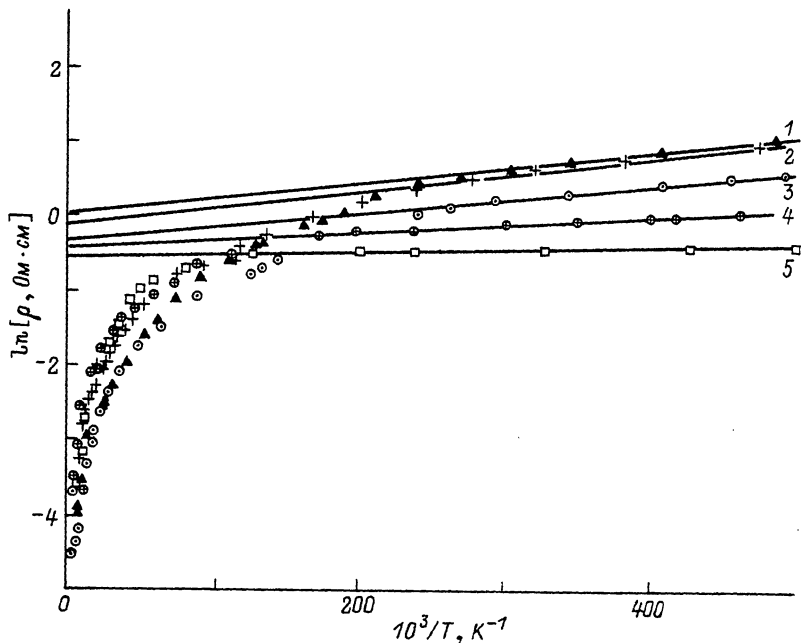


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ с различным содержанием кислорода.

$x = 0.26$ (1), 0.28 (2), 0.32 (3), 0.34 (4), 0.38 (5).

с $T_c = 90$ К. При уменьшении содержания кислорода температура сверхпроводящего перехода уменьшается, и при $x \approx 0.4$ сверхпроводимость исчезает и происходит фазовый переход металл—полупроводник [1]. Соединение $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ является диэлектриком. При $x > 0$ кислород выступает в роли акцептора. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ является дырочным проводником с концентрацией дырок $N = 5.7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ [2]. Можно считать, что в промежуточной области концентраций кислорода ($0 < x < 1$) концентрация дырок $N = x \cdot 5.7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

Настоящая работа посвящена исследованию сопротивления полупроводниковой фазы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ в интервале температур от комнатной до 2 К при $x = 0.38, 0.34, 0.32, 0.28$ и 0.26 . Исходный материал получали керамическим методом из особо чистых окислов иттербия, меди и карбоната бария. Для обеспечения однородности образцы отжигались при 500°C и затем медленно охлаждались. Все образцы приготовлены из одной партии, поэтому полагаем одинаково малой степень компенсации у всех образцов.

Результаты эксперимента приведены на рис. 1, где представлена зависимость логарифма удельного сопротивления ρ от обратной температуры для образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ с различным содержанием кислорода. В начале и конце температурного интервала экспериментальные результаты могут быть аппроксимированы прямыми линиями, что соответствует известному температурному ходу сопротивления полупроводников

$$\rho = \rho_0 \exp \varepsilon / kT,$$

где ε — энергия активации. Середина интервала соответствует области температур, где ход сопротивления не отвечает какой-то одной энергии активации и наблюдается переход от одного механизма проводимости к другому. При достаточно высоких температурах ($T > 60$ К) наклон прямых практически не зависит от

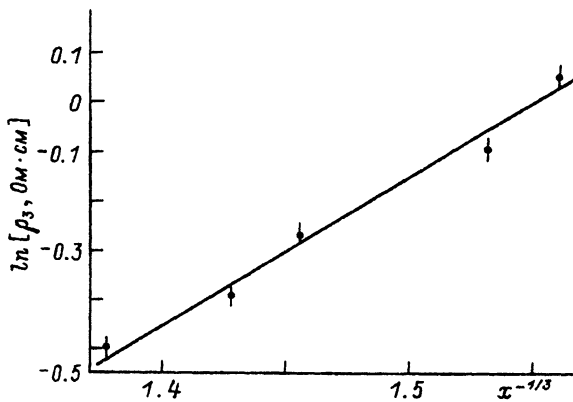


Рис. 2. Удельное сопротивление как функция содержания кислорода x .

Концентрация дырок $N = x \cdot 5.7 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

концентрации кислорода x , что соответствует одной энергии активации $\varepsilon_1 = 15$ мэВ. Предположим, что это область вымораживания примесных носителей. В этом случае величина ε_1 близка с энергии ионизации изолированной примеси E_0 (разбросом уровней примеси пренебрегаем). Вычислим радиус состояния

$$a = \frac{\hbar}{\sqrt{2mE_0}}, \quad (1)$$

где m — эффективная масса носителей. Считая $m = m_0$ (m_0 — масса свободного электрона), получаем $a = 16 \text{ \AA}$.

При понижении температуры зависимости $\ln \rho = f(1/T)$ становятся все более пологими, и при $T \leq 5 \text{ K}$ наклон отвечает энергии активации ε_3 , которая существенно меньше энергии активации ε_1 в области вымораживания и уменьшается при увеличении концентрации кислорода (т. е. концентрации акцепторов) с 0.2 мэВ при $x = 0.26$ до 0.02 мэВ при $x = 0.38$. Такое уменьшение энергии активации связано с возрастанием перекрытия волновых функций акцепторов и наблюдается в случае прыжковой проводимости слаболегированных полупроводников [3]. Можно предположить, что в данном температурном интервале и наблюдается прыжковая проводимость. В этом случае энергия активации ε_3 обусловлена разбросом уровней примеси.

Характерной чертой прыжковой проводимости является зависимость от концентрации примеси. Экстраполируя низкотемпературную часть кривой $\ln \rho = f(1/T)$ прямой линией к $T^{-1} = 0$, получаем значение ρ_3 . Теория дает концентрационную зависимость прыжковой проводимости в виде

$$\rho_3 = \rho_3^0 \exp \left[\frac{\alpha}{N^{1/3} a} \right], \quad (2)$$

где постоянная $\alpha = 1.73$, N — концентрация примеси, a — радиус состояния [4].

На рис. 2 представлена зависимость $\ln \rho_3 = f(x^{-1/3})$. Видно, что линейная зависимость выполняется достаточно хорошо, что может служить доказательством справедливости нашего предположения о прыжковом характере проводимости. Определенный по наклону прямой радиус состояния $a = 3 \text{ \AA}$, что в пять раз меньше значения a , определенного с помощью формулы (1). Отметим, что в последнем случае в формулу входит величина эффективной массы носителя и

значении $a = 16 \text{ \AA}$ получено в предположении $m = m_0$. Если взять $m = 25m_0$, то можно получить то же значение радиуса состояния, что и с помощью графика на рис. 2.

В заключение отметим, что интерпретация экспериментальных результатов основана на теории слаболегированных полупроводников, где рассматриваются концентрации примеси $10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что на четыре порядка меньше концентрации наших образцов. Правда, в случае глубокой примеси теория работает и при более высоких концентрациях, т. е. когда мал радиус состояния. Но в нашем случае радиус состояния получается чрезвычайно малым — порядка постоянной решетки. Полагаем, что результаты настоящей работы свидетельствуют только о том, что температурный ход проводимости полупроводниковой фазы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ подобен тому, что наблюдается для слаболегированных полупроводников, а при низких температурах ($T < 5 \text{ К}$) концентрационная зависимость проводимости аналогична прыжковой.

Авторы благодарны М. С. Бреслеру и В. Г. Флейшеру за обсуждение результатов.

Список литературы

- [1] Кавокин К. В., Байков Ю. М., Никулин Е. И., Степанов Ю. П. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 3. С. 88—92.
- [2] Вендик О. Г., Козырев А. Б., Самойлова Т. Б., Попов А. Ю. // Сб.: «Высокотемпературная сверхпроводимость». Л.: Машиностроение, 1990. В. 1. С. 13—16.
- [3] Шкловский Б. И., Эфрос А. А. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. С. 237—245.
- [4] Там же. С. 184—193.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
2 ноября 1992 г.

В статье М. А. Митцева и Н. Д. Потехиной
«Учет внутренних статсумм кластеров в теории решеточного газа»
(ФТТ. 1992. Т. 34. № 3. С. 757—764)

допущена опечатка.

На стр. 760 в ряде мест формул (17)—(22) значок \neq ошибочно набран как $*$.

В правой части формулы (17) следует читать $Q_{A_i}^*$. Дальше всюду вплоть до формулы (22) вместо Q^* , F^* , f^* следует читать Q^* , F^* , f^* .

В конце фразы после формулы (19) «...между Q_{A_i} и $Q_{A_i}^*$ » следует читать «...между Q_{A_i} и $Q_{A_i}^*$ ».