Физика низких температур, 1996, т. 22, № 6, с. 609–612

Критические параметры высокотемпературной HgBaCaCuO керамики с T_c = 133 K: эффекты магнитного поля и давления

В. Ю. Таренков, А. В. Абалешев, А. И. Дьяченко

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины, Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail:dyach@sts.dipt.donetsk.ua

Р. В. Луцив, Ю. Н. Мясоедов

Львовский государственный университет, Украина, 290001, г. Львов, ул. Драгоманова, 50

Для образцов керамики $Hg_{0,8}Pb_{0,2}Ba_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$ (Hg1223) с $T_c = 133\pm0,5$ K изучены зависимости критической температуры T_c и плотности критического тока J_c от гидростатического сжатия до 10 кбар. При давлениях до 3 кбар скорость изменения dT_c/dP составляла 0,28±0,04 K/кбар, а при $P \approx 10$ кбар уменьшалась до 0,18±0,04 K/кбар. Нелинейность в dT_c/dP, по-видимому, объясняется изменением концентрации дырок в плоскостях CuO_2 под действием давления. Обнаруженная сильная реакция критического тока на давление $d \ln J_c/dP = 0,2\pm0,02$ кбар$^{-1}$ указывает на слабосвязанный характер токонесущего кластера исследуемой керамики.

Для зразків кераміки $Hg_{0,8}Pb_{0,2}Ba_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$ (Hg1223) з $T_c = 133\pm0,5$ K вивчено залежності критичної температури T_c та густини критичного струму J_c від гідростатичного тиску до 10 кбар. При тиску до 3 кбар швидкість зміни dT_c/dP дорівнювала 0,28±0,04 K/кбар, а при $P \approx 10$ кбар зменшувалася до 0,18±0,04 K/кбар. Нелінійність в dT_c/dP, можливо, пояснюється зміною концентрації дірок в площинах CuO_2 під дією тиску. Виявлена сильна реакція критичного струму на тиск $d \ln J_c/dP = 0,2\pm0,02$ кбар$^{-1}$ вказує на слабозв'язаний характер струмонесучого кластера досліджуваної кераміки.

Соединения Hg(1223) имеют рекордную критическую температуру $T_c \cong 164$ K при давлении $P \sim 300$ кбар [1], поэтому можно ожидать проявления необычных свойств этих купратов при высоких давлениях в других транспортных характеристиках. В настоящей работе исследовалось влияние гидростатического сжатия на критические ток J_c и температуру T_c композита Hg1223. Наблюдаемая скорость изменения J_c с давлением примерно в два раза превышает характерные значения для иттриевых и висмутовых соединений [2], а зависимость $T_c(P)$ имеет линейных характер. Обнаружен сильный гистерезис зависимости J_c от магнитного поля H. Полученные результаты анализируются в модели аномального гистерезиса критического тока джозефсоновской среды [3,4].

Эксперимент

Образцы с номинальным стехиометрическим составом $Hg_{0,8}Pb_{0,2}Ba_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$ синтезировались, следуя двухстадийной твердотельной реакции, согласно работам [5,6]. Исходным материалом служили смеси оксидов BaO, CaO, CuO, отожженные при 850 °C в атмосфере кислорода в течение 16 ч. Смесь дважды перетиралась на последней стадии отжига, и порошок прессовался в таблетки. Для предотвращения контакта с атмосферной влагой получение смеси на основе HgO + PbO проводилось в толуоле. После прессовки в таблетки образцы шихты помещались в кварцевую ампулу и нагревались до 150 °C для того, чтобы улетучился толуол. Затем кварцевые ампулы с образцами откачивались до 10^{-4} торр и нагревались со скоростью 150 °C в час до T = 850 °C с выдержкой 4 ч при этой температуре и последующим медленным охлаждением до комнатной температуры. Полученные образцы размерами 6×1×0,5 мм насыщались кислородом при 400 °C в течение 2 ч. По данным рентгеновского анализа, постоянные решетки имели следующие значения: $a = b = 3,8406(3)$ Å, $c = 15,788(1)$ Å.

Серебряные контакты для транспортных измерений вжигались в керамику, обеспечивая кон-

© В. Ю. Таренков, А. Б. Абалешев, А. И. Дьяченко, Р. В. Луцив, Ю. Н. Мясоедов, 1996

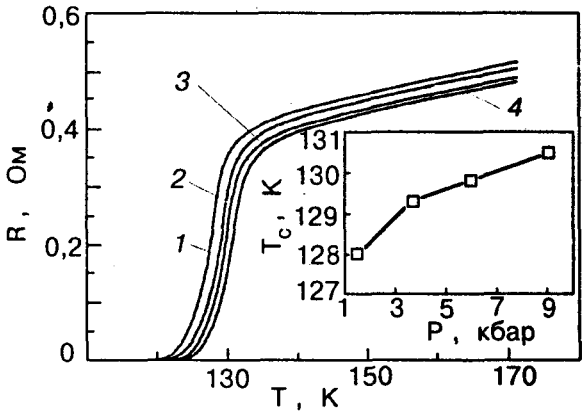

Рис. 1. $R(T)$-переход в керамике Hg1223 при давлениях P, кбар: 1,5 (*1*); 3,5 (2); 6 (*3*); 9 (*4*). На вставке: зависимость $T_c(P)$.

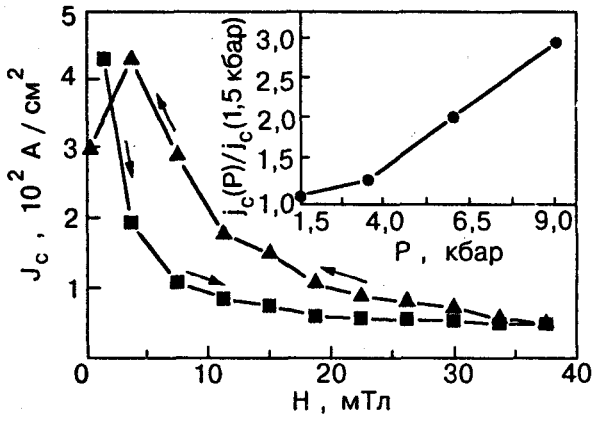

Рис. 2. Гистерезис плотности критического тока в керамике Hg1223 при изменении магнитного поля. На вставке: зависимость критической плотности тока от давления.

тактное сопротивление $R_c = 10^{-3}-10^{-4}$ Ом·см^2. Это дало возможность измерять вольт-амперные (I-V) характеристики металлооксида в камере высокого давления без существенного перегрева образца. В этой камере из бериллиевой бронзы с внутренним диаметром 6 мм помещались образец, термометр и манганиновый датчик давления. Давление измерялось с погрешностью ±0,1 кбар. Термометр представлял собой бифилярную микрокатушку из медного провода, расположенную вблизи образца. Для определения $R(T)$ и I-V-зависимостей при $E \simeq 1$ мкВ/см использовалась стандартная четырехзондовая методика. Записи характеристик в память ЭВМ производились в автоматическом режиме (обычно ~ 1 500 точек), что существенно упрощало математическую обработку экспериментальных результатов.

На рис. 1 приведена температурная зависимость сопротивления $R(T)$ образца Hg2223 при различных гидростатических давлениях. Хотя переход в сверхпроводящее состояние был достаточно резким, тем не менее для более строгого определения зависимости $T_c(P)$ критическая температура T_c определялась по максимуму производной dR/dT, который находился численным дифференцированием зависимости $R(T)$. Сопротивление образца в нормальном состоянии монотонно падало с давлением, в то время как зависимость $T_c(P)$ имела возрастающий и существенно нелинейный характер (рис. 1, вставка). Значения $dT_c/dP = 0{,}28 \pm$ ±0,04 К/кбар, наблюдаемые на начальном участке кривой $T_c(P)$, существенно отличаются от $dT_c/dP = 0{,}18$ К/кбар, полученных в [7] для более широкого диапазона изменения давления (~ 30 кбар). Ширина $R(T)$-перехода не менялась под давлением, что свидетельствует о пространственной неоднородности перколяционного кластера в образце [8].

Типичные зависимости плотности критического тока J_c от приложенного магнитного поля H представлены на рис. 2 ($T = 77{,}3$ К). Кривые $J_c(H)$ зависят от направления изменения поля неоднозначно (показано стрелками). В нарастающих полях $H^{\uparrow}$ начиная с $H = 0$ наблюдается резкий спад $J_c(H)$. Например, между 10 и 50 Э ток J_c уменьшается с 430 до 200 А/см^2. Такое поведение $J_c(H)$ характерно для слабосвязанной джозефсоновской среды. Меньшая скорость падения и плато на зависимости $J_c(H)$ появляются при $H^{\uparrow} > 100$–200 Э. При уменьшении поля H ($H = H^{\downarrow}$) форма кривой $J_c(H^{\downarrow})$ существенно иная. Плато отсутствовало, а $J_c(H^{\downarrow}) > J_c(H^{\uparrow})$, причем максимум $J_c(H^{\downarrow})$ достигался для $H^{\downarrow} = H^* = 40$–50 Э. При уменьшении поля $H^{\downarrow}$ до нуля плотность критического тока $J_c(0^{\downarrow})$ оказалась существенно меньше исходной $J_c(H = 0)$ (до включения магнитного поля). После первого цикла нарастания и убывания поля H кривые $J_c(H)$ становились симметричными относительно изменения знака поля, и $J_c(H)$-характеристика приобретала форму крыльев «бабочки».

Реакция критического тока J_c ($H = 0$, $T =$ $= 77{,}3$ К) на гидростатическое давление показана на вставке рис. 2. В отличие от иттриевых и висмутовых керамик [2], наблюдается немонотонное поведение $J_c(P)$, причем производная $d \ln J_c/dP = 0{,}2$ кбар$^{-1}$ в два раза превышает характерное для YBCO купратов значение $d \ln J_c/dP = 0{,}1$ кбар$^{-1}$ [2].

Обсуждение результатов

Для оптимально допированных образцов керамик HgBCCO известна «универсальная» скорость приращения критической температуры $dT_c/dP \approx 0{,}17$ К/кбар [7], т.е., независимо от начального значения T_c, приращение δT_c критической температуры для семейства керамик HgBCCO одинаково. В нашем случае эта универсальность нарушена, $dT_c/dP = 0{,}28$ К/кбар, $P < 4$ кбар, что может свидетельствовать о недостаточной концентрации дырок в плоскостях CuO_2.

Действительно, для всех ранее известных ВТСП керамик, которые имеют положительную производную dT_c/dP, максимальное приращение ΔT_c^{max} обычно уменьшается с уровнем допирования n, достигая минимума в области $n \approx n_c$, где $T_c(n)$ максимально ($T_c(n_c) = T_{cmax}$). Для p-типа ВТСП купратов имеется универсальное соотношение $T_c = T_{cmax} f(n)$, где n — концентрация дырок [9]. Для оптимально допированного образца $n \approx n_c$, $T_c = T_{cmax}$ и $f(n) \approx 1$. Производная

$$\frac{dT_c}{dP} = f(n)\frac{dT_{cmax}}{dP} + \frac{df}{dP}T_{cmax}, \qquad (1)$$

где $df/dP = (df/dn)(dn/dP)$. Здесь второе слагаемое обусловлено изменением концентрации дырок n в плоскостях CuO_2 под давлением, а первое связано со всеми другими причинами изменения T_c при фиксированной концентрации n. В области оптимальной концентрации n, где $T_c \approx T_{cmax}$, производная $df/dn = 0$, поэтому $df/dP = 0$ и $dT_c/dP \approx dT_{cmax}/dP$. Предполагаем, что концентрация дырочных носителей n для Hg купратов возрастает под давлением ($dn/dP > 0$), как для всех других высокотемпературных сверхпроводников. Тогда производная $(df/dn)(dn/dP)$ должна быть положительной, если концентрация дырок n меньше оптимальной ($n < n_c$), и отрицательной, если $n > n_c$. Для Hg-составов $dT_{cmax} \approx$ $\approx 0{,}17$ К/кбар [7]. В нашем эксперименте получено значение $dT_c/dP = 0{,}28$ К/кбар ($P \approx 0$). Поэтому при малых давлениях в данном случае величина

$T_{cmax}(df/dn)(dn/dP) = 0{,}11 \pm 0{,}04$ К/кбар, и нелинейная зависимость $T_c(P)$ обязана изменению концентрации носителей в плоскостях CuO_2, индуцированному давлением. Величину dn/dP можно оценить, используя известную зависимость $f(n)$ [9], согласно которой при $n < n_c$ производная $df/dn \sim 1/0{,}0625 = 16$, соответственно $dn/dP \approx$ $\approx 5 \cdot 10^{-5}$ кбар$^{-1}$.

При анализе гистерезиса критического тока (рис. 2) исходим из того, что в наиболее общем случае отклик критического тока I_c джозефсоновского контакта в среде на магнитное поле H определяется не величиной поля H_g в межзеренной области, как это обычно полагают, а величиной поверхностного тока j_s, индуцированного в сверхпроводящих гранулах [3,4]. Рассмотрим ситуацию, когда поле H параллельно поверхности контакта. Огибающая зависимости $I_c(H)$ может быть аппроксимирована выражением

$$I_c \approx \frac{I_{c0}}{1 + f(H)/H_0}, \qquad (2)$$

где функция $f(H) = [2\lambda^2 j_s(H) + d_N H](2\lambda + d_N)^{-1}$ зависит от наличия вихрей Абрикосова в гранулах керамики, а характерное поле H_0 определяется размером ячейки, в которую проникает квант магнитного потока Φ_0, λ — глубина проникновения магнитного поля в берега контакта. Для однородных контактов шириной W и длиной слабой связи d_N параметр $H_0 = \Phi_0[\pi\mu_0 W(2\lambda + d_N)]^{-1}$,

$$f(H) \approx \begin{cases} H, & \text{гранулы в мейсснеровской фазе}, \quad H < H_{c1}, \\ |H_{c1} \pm \lambda j_{cg}|, & \text{гранулы в смешанном состоянии}, \quad H > H_{c1}, \end{cases} \qquad (3)$$

H_{c1} — первое критическое магнитное поле для гранул керамики. Согласно (2), (3), при $H > H_{c1}$ гистерезис критического тока джозефсоновского контакта возникает из-за неоднозначной зависимости направления внутригранульного тока $\pm j_{cg}$. В приведенных выше выражениях H — магнитное поле H_g в зазоре туннельного контакта. В пределе сильных магнитных полей $H >> H_{c1}$ межзеренное поле H_g и внешнее поле H_{ext} связаны соотношением

$$H_g \approx H_{ext} + [(D_g - D)f_s M]/(1 - D_g), \qquad (4)$$

где D, D_g — факторы размагничивания для всего образца и сверхпроводящих гранул соответственно; f_s — доля сверхпроводящей фазы; M — полная

намагниченность гранул. В излагаемой модели максимум джозефсоновского критического тока для убывающего поля (рис. 2) должен наблюдаться в окрестности поля $H^{\downarrow} \cong H^*$, где $f(H) \approx 0$. Если поле $H^* < H_{c1}$, то $f(H^{\downarrow}) - \lambda j_{cg}$ и $H^* = \lambda j_{cg}(H^*)$. При $H^{\downarrow} = 0$ величина $J_c(0^{\downarrow}) \approx J_{c0}(1 + f(H_g)/H_0)^{-1}$, где $f = |H_g(0) - \lambda j_{cg}|$.

При сравнении последних выражений с экспериментом следует иметь в виду, что j_{cg} — плотность тока на поверхности гранулы, а не усредненная плотность тока, определяемая по данным измерений намагниченности. Как известно [10], транспортный ток в купратах преимущественно ограничен контактами в направлении c. Поэтому важен критический ток джозефсоновских c-контактов, реакция которых на поле H определяется током j_{ab}, параллельным поверхностям ab. Обычно $j_c^{\perp} \sim 10^2 - 10^4$ А/см^2, $j_{ab} = 10^6 - 10^7$ А/см^2 (YBCO, $T = 77$ K, $H = 0$). Используя для j_{cg} в Hg1223 оценку $j_{cg} \approx 2 \cdot 10^6$ А/см^2 при $\lambda = \lambda_{ab} \sim 0{,}2$ мкм, $D \approx D_g \approx 0$, находим $H^* = j_{cg}\lambda = 50$ Э, что примерно соответствует эксперименту (рис. 2).

Работа выполнена в рамках проектов «Сэндвич» и «Ток 500» и поддержана Государственным комитетом Украины по науке и технологиям и фондом Сороса по индивидуальным грантам (АИД, ВЮТ).

1. C. W. Chu, L. Gao, F. Chen, Z. J. Huang, R. L. Meng, and Y. Y. Hue, *Nature (London)* **363**, 323 (1993).
2. V. M. Svistunov, A. I. D'yachenko, and V. Yu. Tarenkov, *Supercond. Sci. Tech.* **5**, 101 (1992).
3. А. И. Дьяченко, В. В. Чабаненко, *ФНТ* **18**, 826 (1992).
4. A. I. D'yachenko, *Physica* **C213**, 167 (1993).
5. S. N. Putilin, I. Bryntse, and E. V. Antipov, *Mat. Res. Bull.* **26**, 1299 (1991).
6. S. N. Putilin, E. V. Antipov, O. Chmaissem, and M. Marezio, *Nature* **362**, 226 (1993).
7. A. -K. Klehe, J. S. Schilling, J. L. Wagner, and D. G. Hinks, *Physica* **C223**, 313 (1994).
8. В. М. Свистунов, В. Ю. Таренков, А. И. Дьяченко, О. В. Григуть, О. И. Черняк, А. В. Василенко, *ФТТ* **30**, 3498 (1988).
9. H. Zhang and H. Sato, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1697 (1993).
10. Е. З. Мейлихов, *УФН* **163**, 27 (1993).

Critical parameters of high-temperature HgBaCaCuO ceramics with $T_c = 133$ K: effects of magnetic field and pressure

V. Yu. Tarenkov, A. V. Aballoshev, A. I. D'yachenko, R. V. Lutsiv, and Yu. N. Myasoedov

The dependences of critical temperature T_c and critical current density J_c on hydrostatic compression up to 10 kbar for the $Hg_{0.8}Pb_{0.2}Ba_2Ca_2Cu_3O_{8+\delta}$ (Hg1223) ceramics are studied. The rate of variation in dT_c/dP is 0.28±0.04 K/kbar for pressures up to 3 kbar and decreases to 0.18±0.04 K/kbar at $P \approx 10$ kbar. This nonlinearity seems to be due to the variation in hole concentration in the CuO_2 planes influenced by pressure. The observed strong response of the critical current to pressure ($d \ln J_c/dP = 0.2 \pm 0.02$ кбар$^{-1}$) points to a weak-linked character of a transporting cluster in the ceramics under investigation.