

ИЗМЕНЕНИЕ ЗНАКА ЭФФЕКТА ХОЛЛА ПРИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ ПЕРЕХОДЕ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $\text{Bi}_2\text{CaSr}_2\text{Cu}_2\text{O}_x$

С.Н.Артеменко, И.Г.Горлова, Ю.И.Латышев

Показано, что ЭДС Холла V_H в сверхпроводящих монокристаллах (МК) $\text{Bi}_2\text{CaSr}_2\text{Cu}_2\text{O}_x$ в резистивном состоянии в магнитном поле характеризуется термоактивационной зависимостью и имеет знак, противоположный знаку в нормальном состоянии. Результаты связываются с движением вихрей.

Важной особенностью высокотемпературных сверхпроводников является то, что при $T < T_c$ в магнитном поле $H > H_{c1}$ они переходят в резистивное состояние, в котором сопротивление $R(T)$ падает до нуля в интервале температур $T_c - T$ порядка 10 К и больше. Причем в $\text{Bi}-\text{Ca}-\text{Sr}-\text{Cu}-\text{O}$, обладающем большей, чем YBCO, анизотропией критических магнитных полей и проводимости "хвост" $R(T)$ тянется до более низких температур. В ряде работ^{1,2} резистивное состояние объясняется крипом – термостимулированным движением абрикосовских вихрей. Результаты измерений эффекта Холла в настоящей работе подтверждают, что свойства резистивного состояния при $T < T_c$ существенно отличаются от свойств нормальной фазы и могут быть объяснены движением вихрей.

МК были получены спонтанной кристаллизацией при медленном охлаждении расплава Bi_2O_3 , CaO , SrCO_3 и CuO с избытком CuO ³. Они имели вид пластинок с размерами ≈ 1 мм в плоскости ab и $\lesssim 10$ мкм вдоль оси c . По данным рентгеновской дифракции в плоскости ab и электронной дифракции при падении пучка электронов в направлении $[001]$ МК имеют ромбическую структуру с параметрами решетки $a = 5,42$, $b = 5,38$ и $c = 30,72$ Å. Состав МК, определенный с помощью микрозондового анализа был близок к $\text{Bi}_2\text{CaSr}_2\text{Cu}_2\text{O}_x$. Электрические контакты получались вжиганием Ag-пасты в кислородной среде при 600 °С и имели сопротивление $\sim 10^{-4}$ Ом · см². Удельное сопротивление МК при 300 К $\rho \approx 0,2$ мОм · см, а остаточное сопротивление, определенное по экстраполяции $R(T)$ к $T = 0$, составляло 5% от $R(300)$. Анизотропия проводимости σ_{ab}/σ_c при 300 К достигает $2 \cdot 10^4$ и возрастает в 2 раза при понижении T до T_c , а отношение величин полей $H \parallel c$ и $H \perp c$, приводящих к сдвигу середины перехода на 1 К, $\approx 20-30$. ЭДС Холла измерялась в плоскости ab по стандартной пятизондовой схеме³ при измерительном токе < 20 мА в полях H до 9 кЭ. Для измерений выбирались однофазные образцы с $T_c \approx 80$ К.

Температурные зависимости сопротивления МК в плоскости ab при нескольких значениях $H \parallel c$ приведены на рис. 1. В области от 300 до 100 К зависимость $R(T)$ линейна, ниже 100 К начинается отклонение от линейного закона, вблизи 82 К сопротивление резко падает и, наконец, на последнем участке несколько более плавно обращается в ноль. В поле H резистивный переход в области малых R смещается к низким температурам, причем $\rho(T) \sim \rho_0 \exp(-U/T)$. При $H = 5$ кЭ $U \approx 850$ К, $\rho_0 \approx 0,12$ Ом · см, что согласуется с данными работы². Вольт-амперные характеристики (ВАХ) в резистивном состоянии были линейны до токов 50 мА.

На рис. 1 представлены также зависимости холловской ЭДС $V_H(T)$. При $T_c \lesssim T < 300$ К V_H отвечает положительному заряду носителей тока, причем $V_H(100)/V_H(300) \approx 1,5$ (см. также⁴). Оценка концентрации носителей по простейшей формуле $R_H = 1/nc$ дает $n \approx 4 \cdot 10^{21}$ см⁻³. Изменение знака V_H вблизи T_c воспроизводимо наблюдалось на 5 образцах¹). Во всех случаях знак изменяется при температуре на $3 \div 5$ К выше T_c ($R(T_c) = 0$ при $H = 0$). Зависимость $V_H(T)$, наиболее подробно исследованная на том же образце,

¹) Указание на изменение знака V_H при $T < T_c$ на пленках BSCCO и YBCO можно заметить в работах^{5,6}.

что и зависимость $R(T)$, при $T < 75$ К имеет вид $V_H(T) \sim \exp(-U/T)$ с тем же значением энергии активации U (см. вставку на рис. 1). Величина угла Холла $\theta \approx 0,03$. ЭДС Холла линейна по току до 50 мА во всем исследованном интервале температур, а при $T > 90$ К V_H была линейна и по H .

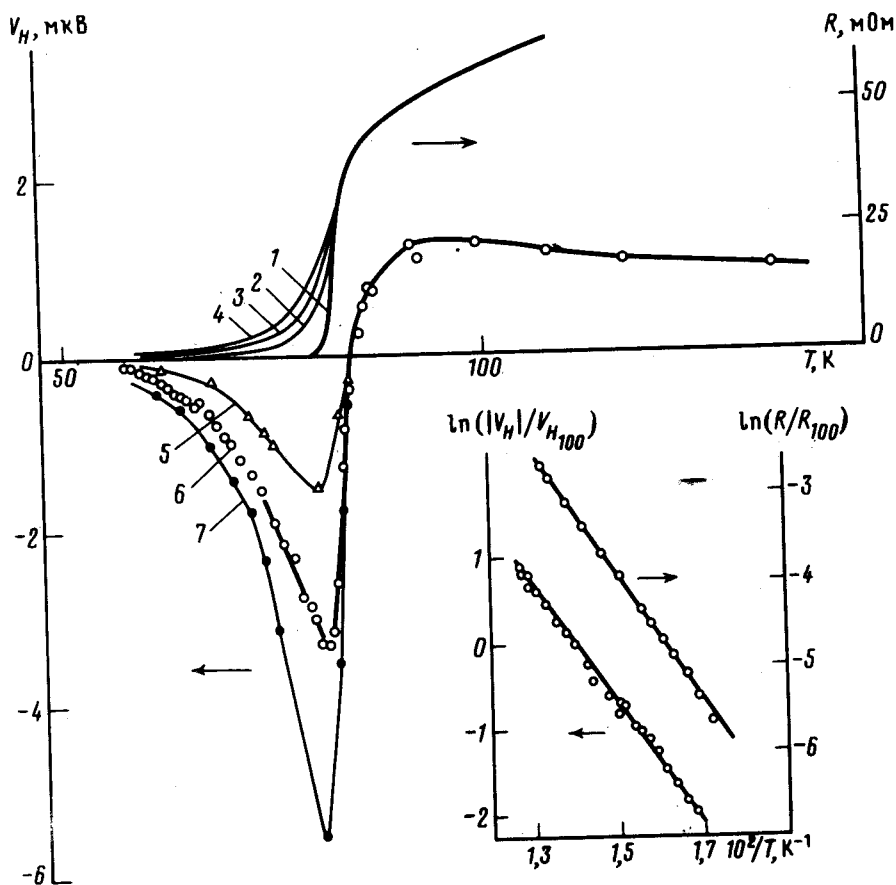


Рис. 1. Температурные зависимости электросопротивления и холловской ЭДС МК $\text{Bi}_2\text{CaSr}_2\text{Cu}_2\text{O}_x$. Кривая 1 соответствует $H = 0$; кривые 2, 5 - $H = 2$ кЭ; 3, 6 - $H = 5$ кЭ; 4, 7 - 9 кЭ. Зависимости 5, 7 даны при $T < 84$ К. На вставке показан термоактивационный характер $R(T)$ и $V_H(T)$ при $T < 75$ К и $H = 5$ кЭ

Перейдем к обсуждению результатов. Рост V_H при понижении температуры в области $T > T_c$, наблюдавшийся также на МК YBCO⁷ и Tl-керамиках⁸, по-видимому, является общим свойством ВТСП. Вопрос о природе такой зависимости пока остается открытым. Результаты измерений V_H при $T \lesssim T_c$, также как и данные по $R(T, H)$, по нашему мнению, свидетельствуют в пользу крипа вихрей в резистивном состоянии. При крипе за счет термического возбуждения вихри преодолевают потенциал центра пиннинга и переползают между центрами пиннинга. Со стороны транспортного тока $\mathbf{j} = eN_S \mathbf{v}_S$ на вихри, движущиеся между центрами пиннинга со скоростью \mathbf{u} , действует сила Магнуса (см., например,⁹) $\mathbf{F}_m = K_S [\mathbf{v}_S - \mathbf{u}, \frac{\mathbf{H}}{H}]$ (множитель K_S обращается в ноль при $T > T_c$ вместе с плотностью конденсата N_S), приводящая к движению вихрей не только в направлении \mathbf{u} , но и к их увлечению током \mathbf{j} вдоль оси x . В грубом приближении можно считать, что на движущийся вихрь действует также сила трения $\mathbf{F}_{\text{тр}} = -\eta \mathbf{u}$. Приравнивая силы \mathbf{F}_m и $\mathbf{F}_{\text{тр}}$ получим $u_x = \frac{K_S}{\eta} u_y$. Такое же соотношение сохранится и для компонент средней скорости $\bar{\mathbf{u}}$. Движе-

ние вихрей со средней скоростью \bar{v} приводит к появлению в сверхпроводнике среднего электрического поля $E = \frac{1}{c} [\mathbf{H}\bar{v}]$, которое помимо составляющей $E_x \parallel j$ дает вклад $E_y = -\frac{1}{c} H v_x$ в ЭДС Холла.

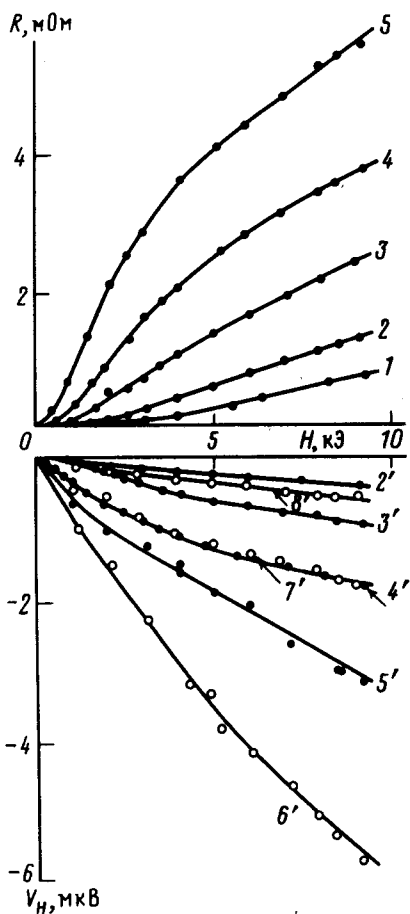


Рис. 2. Зависимости $R(H)$ и $V_H(H)$ МК $\text{Bi}_2\text{CaSr}_2\text{Cu}_2\text{O}_x$ при различных температурах: 1 — 57,8 К; 2, 2' — 61,5 К; 3, 3' — 67,5 К; 4, 4' — 72,0 К; 5, 5' — 74,5 К; 6' — 80,0 К; 7' — 83,0 К; 8' — 84,0 К

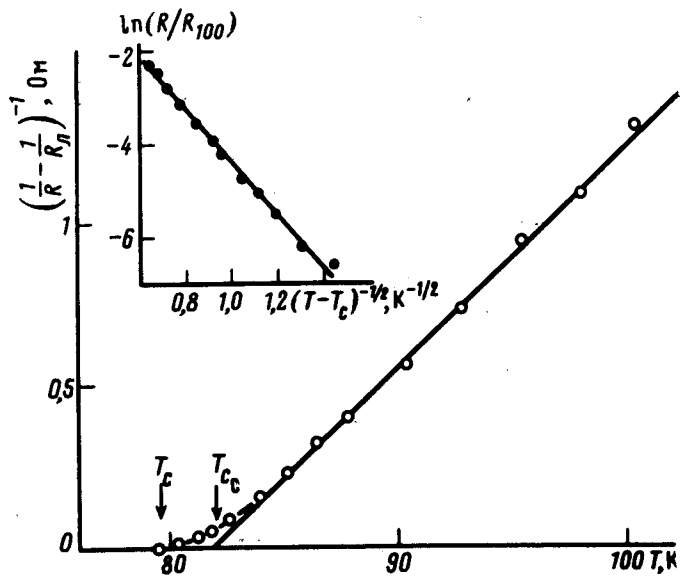


Рис. 3. Отклонение $R(T)$ от линейной зависимости вблизи T_c (прямая соответствует формуле Асламазова-Ларкина для двумерного сверхпроводника толщиной $d = 13 \text{ \AA}$). На вставке дана зависимость $R(T)$ при $T \geq T_c$

Кроме того, так как в резистивном состоянии ток квазичастиц $j_n \neq 0$, должен возникать также обычный, определяющий эффект Холла в нормальном состоянии, вклад в холловскую ЭДС, вызванный действием силы Лоренца $\mathbf{F} = \frac{e}{c} [\mathbf{v}\mathbf{H}]$, где \mathbf{v} — дрейфовая скорость нормальных носителей. Отметим, что знак силы Лоренца противоположен знаку силы, действующей на электроны со стороны поля E_y , индуцированного движением вихрей. Суммарное поле, создающее ЭДС Холла, $E_H = \frac{1}{c} H(\mathbf{v} - \bar{u}_x)$. Так как $u_y = E_x c/H = \frac{j\rho c}{H}$, а $j_n = e v n = E/\rho_N$ (ρ_N описывает отклик нормальных возбуждений на поле E , вблизи T_c ρ_N совпадает с удельным сопротивлением в нормальном состоянии), получим $E_H = j \frac{\rho}{\rho_N} \left[\frac{H}{\rho c} - \frac{K_S}{\eta} \rho_N \right]$. В сверхпроводящем состоянии ($K_S \neq 0$) при достаточно большой подвижности вихрей в E_H может доминировать второе слагаемое, связанное с увлечением вихрей транспортным током, причем при таких H и T , при которых N_S и η меняются мало, зависимость $E_H(H, T)$ определяется видом $\rho(H, T)$. Это может служить объяснением одинакового характера зависимостей V_H и ρ от T и от H на рис. 1 и 2.

То, что V_H меняет знак несколько выше T_c , можно рассматривать как указание на существование вихрей при $T \gtrsim T_c$. Такое возможно, если предположить, что T_c — это температура перехода Березинского—Костерлица—Таулесса (БКТ), выше которой происходит термическое рождение вихрей внутри слоев CuO. Стандартными критериями перехода БКТ являются (см. обзор¹⁰) зависимость $R(T) \propto \exp(-C/\sqrt{T_c - T})$ вблизи T_c при $T \gtrsim T_c$, переходящая в зависимость для флуктуационной поправки к проводимости Асламова—Ларкина для 2D-случая при увеличении температуры и нелинейные ВАХ вида $V \sim I^n$ с быстро растущим с понижением температуры показателем $n \geq 3$ при $T \leq T_c$. Указанная зависимость $R(T)$ действительно наблюдается (рис. 3). Предварительные измерения ВАХ при $T \lesssim T_c$ также указывают на возможность перехода БКТ. Однако, для строгого доказательства наличия такого перехода требуются дополнительные исследования. Отметим, что зависимости характерные для перехода БКТ наблюдались ранее в МК YBCO¹¹.

Таким образом поведение холловской ЭДС в резистивном состоянии может быть объяснено движением вихрей.

Литература

1. *Tinkham M.* Phys. Rev. Lett., 1988, 61, 1658.
2. *Palstra T.T.M., Batlogg B., Schneemeyer L.F. et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, 61, 1662.
3. *Латышев Ю.И., Горлова И.Г., Зыбцев С.Г. и др.* Тез. докл. 1 Всесоюз. совещ. по ВТСП, Харьков, 1988, 1, 149.
4. *Takagi H., Eisaki H., Maeda A. et al.* Nature, 1988, 332, 236.
5. *Rice S.E., Levi A.F.G., Balolwin K.W. et al.* Appl. Phys. Lett., 1988, 52, 1828.
6. *Stormer H.L., Levi A.F.G., Fleming R.M. et al.* Phys. Rev., 1988, B38, 2472.
7. *Горлова И.Г., Зыбцев С.Г., Латышев Ю.И.* Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 100.
8. *Clayhold J., Ong N.P., Hor P.H. et al.* Phys. Rev. B, 1988; 38, 7016.
9. *Копнин Н.Б., Кравцов В.Е.* ЖЭТФ, 1976, 71, 1644.
10. *Moosij J.E.* In: NATO Adv. Study Inst. on Percolation, Localization and Superconductivity. Ed. by A.M. Goldman and S.A. Wolf, N.Y.: Plenum, 1984, p. 325.
11. *Stamp P.C.E., Forro L., Ayache C.* Phys. Rev. B, 1988, 38, 2847.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
10 февраля 1989 г.