

АНИЗОТРОПИЯ МАГНЕТО-ТЕРМОЭДС МОНОКРИСТАЛЛОВ ВТСП В СМЕШАННОМ СОСТОЯНИИ. РОЛЬ ДЛИНЫ КОГЕРЕНТНОСТИ

Н.В.Заварицкий, А.В.Самойлов, А.А.Юргенс

Институт физический проблем им.П.Л.Капицы РАН
117334, Москва

Поступила в редакцию 4 декабря 1991 г.

Измерены термоэдс S и электрическое сопротивление ρ монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в смешанном состоянии при $H \perp ab$ и $H \parallel ab$. Обнаружена качественно различная реакция абрикосовских и джозефсоновских вихрей на градиент температуры.

Движение вихрей в сверхпроводнике второго рода в смешанном состоянии в направлении, перпендикулярном магнитному полю \vec{H} и градиенту температуры $\vec{\nabla}T$, приводит к электрическому полю \vec{E} вдоль $\vec{\nabla}T$. Коэффициент пропорциональности между \vec{E} и $\vec{\nabla}T$ и есть термоэдс S . В случае ВТСП при $H \perp ab$ движение вихрей вдоль $\vec{H} \times \vec{\nabla}T$ обусловлено, главным образом, термоэдс нормальных возбуждений S_n ^{1,2}. Модель¹ основана на представлении о том, что в присутствии градиента температуры в каждой точке сверхпроводника существуют встречные токи \vec{j}_e и \vec{j}_n . В нашей предыдущей работе² было обращено внимание на то, что выполнение граничных условий на $n-s$ границе приводит при наличии градиента температуры к нормальному току $\vec{j}_n \approx -(S_n/\rho_n)\vec{\nabla}T$ в коре вихря и противотоку сверхпроводящих пар $\vec{j}_e \approx -\vec{j}_n$ вне кора. Взаимодействие \vec{j}_e со сверхтоком вихря приводит к движению последнего. Тем самым в рамках этой модели предполагаются иные по сравнению с¹ причины движения вихрей. В этих условиях магнито-термоэдс связана с магнетосопротивлением соотношением:

$$\Delta S \approx (S_n/\rho_n)\Delta\rho. \quad (1)$$

Можно ожидать, что при $H \parallel ab$ электрическое поле, обусловленное движением вихрей, в значительной мере будет определяться соотношением между длиной когерентности вдоль оси c ξ_c и расстоянием между Cu-O -плоскостями d . При малых ξ_c параметр порядка испытывает сильную модуляцию вдоль оси c , достигая максимума вблизи плоскостей Cu-O и минимума между ними. Поэтому вихрям энергетически выгодно располагаться посередине между плоскостями, что приводит к "внутренне присущему пиннингу"³. Существенным обстоятельством является и то, что сама природа вихря зависит от соотношения между ξ_c и d . Так, для случая $\xi_c < d/\sqrt{2}$ взаимодействием между слоями джозефсоновское⁴ (что было продемонстрировано в недавних экспериментах Клейнера и др. на монокристаллах $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ ⁵), и распределение сверхпроводящего тока вокруг центра вихря качественно иное, чем в случае вихря Абрикосова (см., например,⁶).

Для $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ ($\text{Bi}2212$) с длиной когерентности в плоскости ab $\xi_{ab} \approx 32$ ⁷, $d = 12 \text{ \AA}$ и параметром анизотропии $\Gamma = (\xi_{ab}/\xi_c)^2 \approx 3000$ ⁸ $\xi_c(0)/d \approx 0,05$, для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Y}123$) с $\xi_{ab} \approx 20 \text{ \AA}$ ⁷, $d = 8,3 \text{ \AA}$ и $\Gamma \approx 26$ ⁸ $\xi_c(0)/d \approx 0,5$. Это означает, что при температурах, не очень близких к T_c ($T_c - T > 0,4 \text{ K}$) для $\text{Bi}2212$ $\xi_c < d/\sqrt{2}$, т.е. вихри имеют джозефсоновскую природу. Для $\text{Y}123$ же при $T > 80 \text{ K}$ $\xi_c > d/\sqrt{2}$, и вихри - абрикосовские. Целью настоящей

работы являлось изучение влияния потока тепла на движение вихрей в этих двух случаях.

Размеры образцов составляли примерно $2 \times 1 \times 0,02$ мм для Bi2212 и $1,3 \times 1,3 \times 0,02$ мм для Y123. Монокристаллы Bi2212 были выращены по технологии, описанной в ⁹. Методика измерений кинетических коэффициентов аналогична описанной ранее ². Выбиралась геометрия контактов, в которой нечетный по магнитному полю вклад в напряжение (измеряемое нановольтметром Keithley 181) равен нулю. Для всех результатов, приведенных в настоящей работе, $\vec{j} \parallel \vec{\nabla}T \perp \vec{H}$, $(\vec{j}, \vec{\nabla}T) \parallel ab$. Магнитное поле выставлялось в плоскости ab с точностью $0,5^\circ$. Для Y123 направление магнитного поля $H \parallel ab$ составляло угол примерно 45° с плоскостями двойникования. Разность температур между потенциальными контактами составляла $\Delta T \approx 1,5$ К для Bi2212 и $\Delta T \approx 0,5$ К для Y123. Измерения сопротивления проводились на постоянном токе плотностью 10 А/см², с обращением направления тока. При фиксированных температурах измерялись зависимости термоэдс и сопротивления (при наличии разности температур) от магнитного поля и, кроме того, зависимости сопротивления от температуры при фиксированных магнитных полях до 4 Тл при $\Delta T = 0$. Точность измерения термоэдс составляла $0,02 S_n$ для Bi2212 и $0,08 S_n$ для Y123.

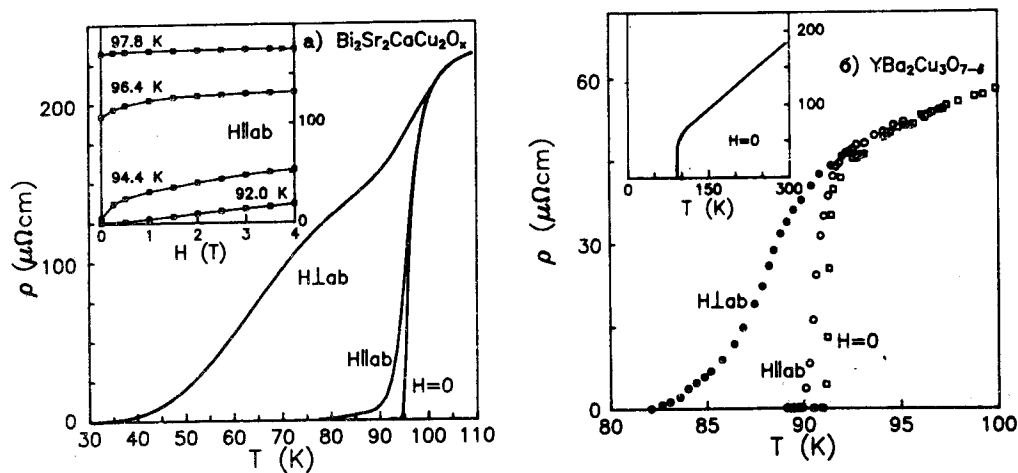


Рис. 1. а - Зависимости $\rho(T)$ для Bi2212 в магнитных полях 0 и 4 Тл ($H \perp ab$, $H \parallel ab$). Вставка: зависимости $\rho(H)$ для Bi2212 при $\Delta T = 1,5$ К, $H \parallel ab$ при температурах, указанных около кривых.

б - Зависимости $\rho(T)$ для Y123 в магнитных полях 0 и 4 Тл ($H \perp ab$, $H \parallel ab$). Вставка: зависимость $\rho(T)$ для Y123 в нулевом магнитном поле до комнатной температуры

На рис.1а,б представлены результаты измерения сопротивления Bi2212 и Y123 при $\Delta T = 0$, в магнитных полях 0 и 4 Тл (при $H \perp ab$ и $H \parallel ab$). Ширины переходов в нулевом магнитном поле на уровне 10% – 90% равны 3,5 К и 0,35 К, а температуры середины переходов 97,0 К и 91,3 К для Bi2212 и Y123, соответственно. Зависимость $\rho(T)$ в нормальном состоянии для Bi2212 аналогична опубликованной ранее ², а для Y123 приведена на вставке рис.1б. На вставке рис.1а приведены зависимости сопротивления от магнитного поля $H \parallel ab$, измеренные при тех же температурах и ΔT , при которых измерялась термоэдс. Видно, что при некоторых температурах вблизи 94 К магнетосопротивление значительно и достигает 30% от значения сопротивления в нормальном состоянии.

Температурные зависимости термоэдс изображены на рис.2. В отсутствие

магнитного поля термоэдс Bi2212 (рис.2а) обращается в нуль ниже температуры сверхпроводящего перехода, а в магнитном поле $H \perp ab$ кривая $S(T)$ уширяется так же, как и кривая $\rho(T)$ (рис.1а). Совершенно иная ситуация в случае $H \parallel ab$. Как видно из вставки рис.2а, в пределах точности эксперимента термоэдс Bi2212 практически не зависит от магнитного поля до 4 Тл (за исключением кривой $S(H)$ при $T = 94,4$ К, где изменение термоэдс составило $\approx 0,03 S_n$). Отметим, что при угле между магнитным полем и плоскостью ab примерно 9° изменение термоэдс с магнитным полем вновь оказывается аналогичным изменению сопротивления.

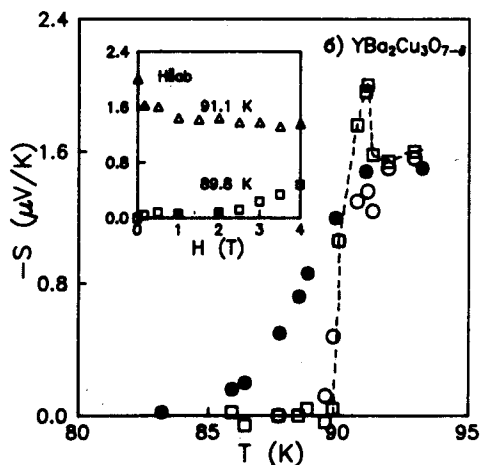
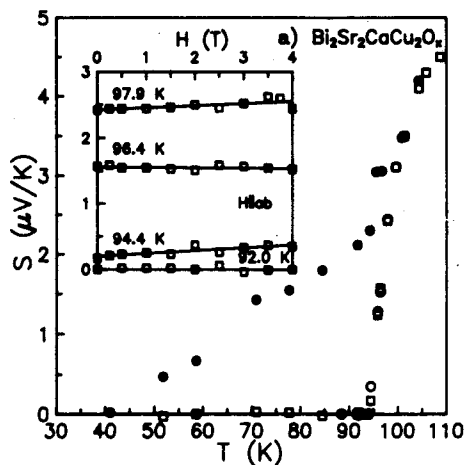


Рис.2

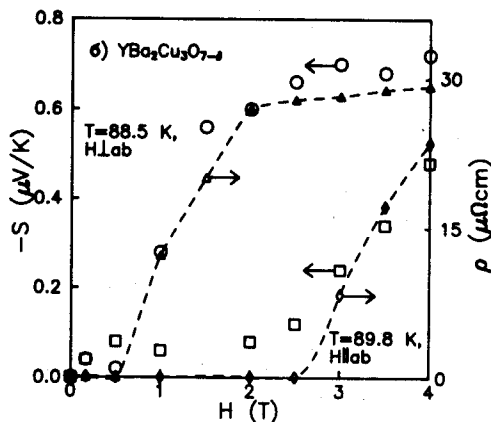
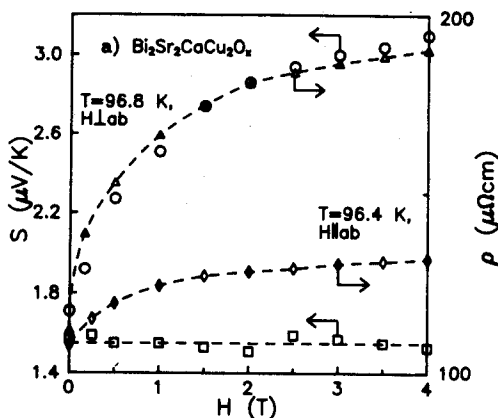


Рис.3

Рис. 2. а - Зависимости $S(T)$ для Bi2212 в магнитных полях 0 Тл (\square) и 4 Тл: \bullet - $H \perp ab$, \circ - $H \parallel ab$. Вставка: зависимости $S(H)$ для Bi2212 при $\Delta T = 1,5$ К, $H \parallel ab$ при температурах, указанных около кривых.

б - Зависимости $S(T)$ для Y123 в магнитных полях 0 Тл (\square) и 4 Тл: \bullet - $H \perp ab$, \circ - $H \parallel ab$. Вставка: зависимости $S(H)$ для Y1213 при $\Delta T = 0,5$ К, $H \parallel ab$ при температурах, указанных около кривых

Рис.3. а - Зависимости $\rho(H)$ (Δ - $H \perp ab$, \diamond - $H \parallel ab$) и $S(H)$ (\circ - $H \perp ab$, \square - $H \parallel ab$) для Bi2212.

б - Зависимости $\rho(H)$ (Δ - $H \perp ab$, \diamond - $H \parallel ab$) и $S(H)$ (\circ - $H \perp ab$, \square - $H \parallel ab$) для Y123

Особенностью $S(T)$ (рис.2б) для Y123 является наличие довольно узкого пика вблизи T_c , впервые обнаруженного Хаусоном и др. ¹⁰ и отнесенного к флуктуационным явлениям ^{10,11}. Этот пик подавляется магнитным полем $\approx 0,2$ Тл (как $H \perp ab$, так и $H \parallel ab$). На вставке рис.2б приведены за-

висимс и термоэдс от магнитного поля $H \parallel ab$. В области пика термоэдс уменьшается при увеличении магнитного поля, а при более низких температурах увеличивается.

На рис.3 мы привели зависимости термоэдс и сопротивления от магнитного поля для Bi2212 (рис.3а) и Y123 (рис.3б) при $H \perp ab$ и $H \parallel ab$. Можно видеть, что характер изменения S и ρ с магнитным полем одинаков для обоих соединений при $H \perp ab$, а также для Y123 при $H \parallel ab$. Для Bi2212 при $H \parallel ab$ $\Delta S \approx 0$. Таким образом, поток тепла существенно различным образом влияет на джозефсоновские (Bi2212 при $H \parallel ab$) и абрикосовские вихри.

Обстоятельством, служащим, по нашему мнению, ключом к пониманию этого факта, является отсутствие нормального кода и, следовательно, $n-s$ границы у вихря джозефсоновского типа. В самом деле, именно граничные условия при наличии градиента температуры приводят к нормальным токам внутри кода, движению вихря в направлении $\vec{H} \times \vec{\nabla}T$ и диссипации энергии. Малость ξ_c и отличие параметра порядка от нуля в небольшой области вблизи Cu-O слоев для Bi2212 требуют существенно изменить представления о влиянии потока тепла на вихревую структуру.

Авторы считают приятным долгом поблагодарить И.Л.Ландау за многочисленные обсуждения вопросов динамики вихрей, а также А.А.Варламова за дискуссии.

1. G.Yu.Logvenov, V.V.Ryazanov, A.V.Ustinov and R.P.Huebener, *Physica C*, **175**, 179 (1991); R.P.Huebener, A.V.Ustinov and V.K.Kaplunenko, *Phys.Rev.B*, **42**, 4831 (1990); R.P.Huebener, *Physica C*, **168**, 605 (1990).
2. N.V.Zavaritsky, A.V.Samoilov and A.A. Yurgens, *Physica C*, **180**, 417 (1991).
3. M.Tachiki and S.Takahashi, *Sol. St. Comm.*, **70**, 291 (1989).
4. W.E.Lawrence and S.Doniach, *Proceedings of the Twelfth International Conference on Low Temperature Physics (Kvoto, 1970)*, ed. by E.Kanda, Keigaky. Tokyo, 1971.
5. R.Kleiner, F. Steinmayer, G.Kunkel, and P.Muller, *Proceedings of the Third International Conference on Materials and Mechanisms of Superconductivity (Kanazawa, 1991)*, *Phys. C*, 185-189 (1991).
6. J.R.Clem and M.W.Coffey, *Phys.Rev.B*, **42**, 6209 (1990).
7. M.J.Naughton, R.C.Yu, P.K.Davies et al., *Phys.Rev.B*, **38**, 9280 (1988).
8. D.E.Farrell, C.M.Williams, S.A.Wolf et al., *Phys.Rev.Lett.*, **61**, 2805 (1988); D.E.Farrell, S.Bonham, J.Foster et al., *Phys.Rev.Lett.*, **63**, 782 (1989).
9. N.V.Zavaritsky, A.V.Samoilov and A.A.Yurgens, *Phys. C*, **169**, 174 (1990).
10. M.A.Howson, M.B.Salamon, T.A.Friedman et al., *Phys.Rev.B*, **41**, 300 (1990).
11. А.А.Варламов, Л.В.Ливанов, *ЖЭТФ*, **98**, 584 (1990).