

КРИТИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ И ПОЛЕ H_{c1} В МОНОКРИСТАЛЛАХ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

М.В.Карцовник, В.А.Ларкин, В.В.Рязанов,
Н.С.Сидоров, И.Ф.Щеголев

В слабых полях измерена статическая намагниченность сильно двойникованных монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Определена критическая плотность тока намагничивания, проявляющая экспоненциальную температурную зависимость. Анизотропия нижнего критического поля H_{c1} близка к шести. Поле H_{c1} линейно растет при уменьшении температуры до 40 К.

Исследование анизотропных свойств высокотемпературных сверхпроводников можно только в монокристаллических образцах и ориентированных пленках. Полученные монокристаллы $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ пока, как правило, дефектны и имеют малые поперечные размеры, что определяет специфику измерения анизотропных критических параметров этих материалов^{1, 2}.

В данной работе исследована анизотропия, а также температурные зависимости нижнего критического поля H_{c1} и критической плотности тока I_c в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Магнитные измерения в полях до 400 Гс проводились с помощью магнитометра на основе ВЧ-сквида с чувствительностью измерения магнитного момента лучше чем 10^{-8} А·см². Были использованы монокристаллы, выращенные из нестехиометрического расплава смеси окислов³. Кристаллы были термообработаны в атмосфере кислорода, что привело к существенному уменьшению ширины их сверхпроводящего перехода. И до, и после отжига в кристаллах наблюдалась густая сеть двойников, которая визуализировалась в микроскопе при наблюдении в поляризованном свете. Кристаллы двойникуются в двух взаимно-перпендикулярных плоскостях типа (110). В большинстве образцов области, двойникованные в различных направлениях чередовались, равномерно заполняя кристалл.

Для выяснения влияния размеров кристаллов на зависимости $M(H)$ один из монокристаллов с размерами $0,8 \times 0,9 \times 0,03$ мм³ после серии измерений был расколот, после чего аналогичные исследования были проведены на одном из осколков с размерами $0,5 \times 0,3 \times 0,03$ мм³. На рис. 1 показано семейство кривых зависимости намагниченности $-4\pi M$ от внешнего магнитного поля H_e для осколка в поле $H_e \perp ab$. Эти зависимости получены из исходных кривых диамагнитного экранирования $4\pi M(T)$, измеренных в фиксированном поле, задаваемом при $T < 10$ К. Примеры кривых диамагнитного экранирования и мейсснеровского выталкивания в поле $H \parallel ab$ для монокристалла до и после отжига представлены на рис. 2. Путем сравнения со свинцовым репером было установлено, что измеряемый момент диамагнитного экранирования монокристаллов при $H \parallel ab$ с точностью $\sim 10\%$ совпадает с идеальным диамагнитным моментом свинца. Поэтому для калибровки $4\pi M$ в случае $H_e \perp ab$ на начальных линейных участках полагалось $-4\pi M = H$ с $H = H_e / (1 - D)$, где D – размагничивающий фактор, рассчитанный в предположении эллипсоидальной формы образца. Для осколка монокристалла $D = 0,893 \pm 0,002$, для исходного кристалла $D = 0,946 \pm 0,002$.

На рис. 3 показаны температурные зависимости нижнего критического поля H_{c1} (характеризующего начало вхождения потока в образец), которое определялось по точке $(H_e)_{c1}$ отклонения зависимости $4\pi M(H_e)$ от начального линейного хода (рис. 1). Эта точка выбиралась с использованием интерполяционной кривой $4\pi M(H_e)$, обсуждаемой ниже. Кривые $H_{c1}^\perp(T)$ и $H_{c1}^\parallel(T)$, как для осколка, так и для исходного монокристалла линейны до температуры 40 К, ниже которой величину H_{c1} трудно извлечь из наших результатов. Хорошее согласие данных для разных кристаллов свидетельствует о правильности учета влияния их размеров с помощью размагничивающего фактора. Отношение $H_{c1}^\perp / H_{c1}^\parallel \approx 6$. Для

температур ниже 80 К зависимость $H_{c1}(T)$ существенно отличается от известной для традиционных сверхпроводников: $H_{c1} \sim [1 - (T/T_c)^4]$ (см. также ^{4, 5}). На основе линейной экстраполяции H_{c1} к $T=0$ можно получить нижние оценки глубины проникновения $\lambda_{\parallel}(0) \gtrsim 5 \cdot 10^{-6}$ см и $\lambda_{\perp}(0) \gtrsim 3 \cdot 10^{-5}$ см (для $\kappa = 25$).

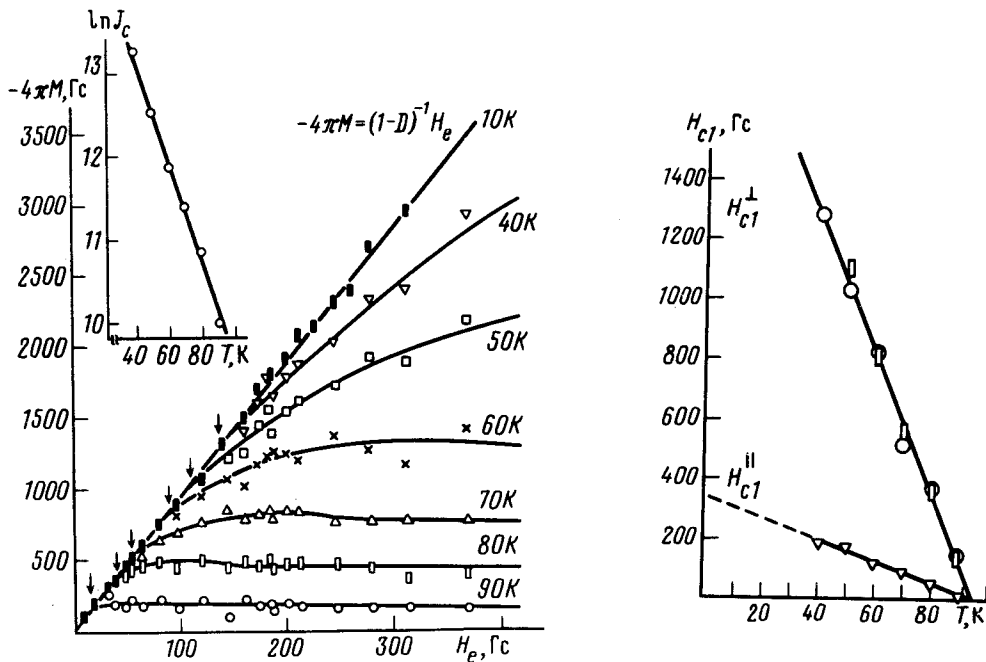


Рис. 3

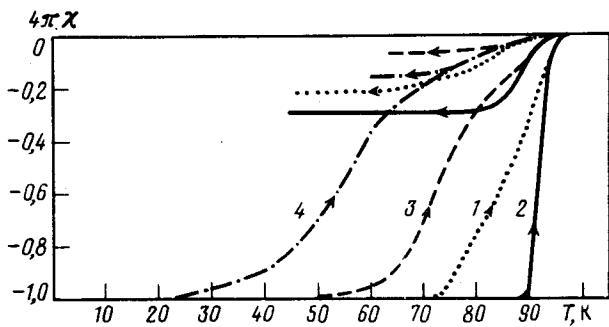


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость средней намагниченности от внешнего магнитного поля при различных температурах. Стрелками показано значение критического внешнего поля $(H_e)_{c1}$. Сплошные кривые – расчет по интерполяционной формуле (1). На вставке показана температурная зависимость критического тока намагничивания

Рис. 2. Температурная зависимость магнитной восприимчивости для диамагнитного экранирования и мейсснеровского выталкивания в поле $H \parallel ab$: 1 – неотожженный монокристалл ($H = 5$ Гс), (2–4) – тот же кристалл после отжига ($H = 5, 120$ и 292 Гс)

Рис. 3. Температурные зависимости H_{c1}^{\perp} и H_{c1}^{\parallel} . Различные точки для H_{c1}^{\perp} соответствуют исходному кристаллу и осколку

На рис. 1 видно, что кривые $M(H)$ для $60 \text{ К} \leq T \leq 90 \text{ К}$ выходят к уровню $4\pi M_c(T)$, практически, не зависящему от H_e . Такое поведение, как и другие авторы ^{1, 2, 6}, мы связываем с сильным пиннингом абрикосовских вихрей, входящих в образец. Проникновение магнитного потока с увеличением поля у края образца происходит постепенно ^{7, 8}. После

того, как поток достигнет середины образца, увеличение магнитного момента должно прекратиться, при этом плотность сверхпроводящего экранирующего тока в любой точке образца равна критическому значению I_c (для малых величин поля, используемых в наших экспериментах, мы считаем I_c , независимой от H). На вставке к рис. 1 показана температурная зависимость I_c , определенная из соотношения $I_c = -30M_c/R$, которое пригодно для диска с радиусом R . Здесь I_c измеряется в А/см², M_c в Гс, R в см.

Для длинного цилиндра в поле, параллельном его оси, в ⁷ получено соотношение для средней намагниченности образца:

$$-4\pi M = H + (H^2 - H_{c1}^2) / 12\pi M_c - [H_{c1}^2 (3H - 2H_{c1}) - H^3] / 432\pi^2 M_c^2. \quad (1)$$

Здесь H — напряженность поля в образце. В случае однородно намагниченного диска, т. е. при сравнительно небольшом проникновении потока в образец, справедлива подстановка в (1): $H = H_e / (1 - D)$. Расчет точной формулы для M при неоднородной намагниченности тонкого диска в перпендикулярном поле — отдельная сложная задача, не имеющая в общем случае аналитического решения. Вместе с тем, из рис. 1 видно, что при указанной подстановке соотношение (1) хорошо интерполирует экспериментальные данные и для значительного проникновения магнитного потока в образец, по крайней мере, в интервале $60 \text{ K} \leq T \leq 90 \text{ K}$. Предположив, что интерполяционная формула (1) остается справедливой и при температурах ниже 60 К, мы можем воспользоваться ею для уточнения низкотемпературных значений H_{c1} и определения значений I_c в интервале температур (40 — 60) К. Как и в ⁹, нами получена экспоненциальная зависимость $I_c = I_{c0} \exp(-\alpha T)$, где $I_{c0} \approx 6 \cdot 10^6 \text{ А/см}^2$ и $\alpha = 6,2 \cdot 10^{-2} \text{ 1/К}$. (При $T = 70 \text{ K}$ плотность тока $I_c = 0,9 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$).

Таким образом, из кривых намагниченности нами получены зависимости $H_{c1}(T)$ и $I_c(T)$ для монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, которые существенно отличаются от соответствующих зависимостей для обычных сверхпроводников. Показано, что использование размагничивающих факторов является эффективным способом учета конечных размеров измеряемых кристаллов.

Авторы признательны Краснову В.М., Ларкину А.И., Овчинникову Ю.Н. за полезные дискуссии, Емельченко Г.А. за предоставленные образцы, Н.С.Степакову за помощь в налаживании установки.

Литература

1. Dinger T.R., Worthington T.K. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 2687.
2. Авдеев Л.З., Быков А.Б. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 196.
3. Емельченко Г.А., Карцовник М.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 162.
4. Harshman D.R., Aeppli G. et al. Phys. Rev. B, 1987, 36, 2386.
5. Rammer J. Phys. Rev. B, 1987, 36, 5665.
6. Crabtree G.W., Liw J.Z., Umezawa A. et al. Phys. Rev. B, 1987, 36, 4021.
7. Bean C.P. Phys. Rev. Lett., 1962, 8, 250.
8. Bean C.P. Rev. Mod. Phys., 1964, 36, 31.
9. Senoussi S., Oussena M., Collin G. Preprint 1988.