

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ И УГЛОВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПЕРВОГО КРИТИЧЕСКОГО ПОЛЯ В БЕЗДВОЙНИКОВЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ $TmBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

А.А.Жуков, В.В.Мошалков, И.Г.Кржижановский, О.В.Петренко.

В.А.Рыбачук, В.И.Воронкова, В.К.Яновский

Показано, что зависимости первого критического поля от температуры $H_{c1}(T)$ у бездвойниковых монокристаллов $TmBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ линейны в очень широком интервале температур. Изучены угловые зависимости $H_{c1}(\varphi)$ и определены значения $H_{c1}(0)$ вдоль всех кристаллографических осей: $H_{c1}^a, b, c(0) = 250, 300, 1700$ Э соответственно.

Первое критическое поле H_{c1} является одной из важнейших характеристик сверхпроводников второго рода. Для оксидных сверхпроводников $RBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ существующие в литературе данные, полученные на сильно двойникованных образцах, противоречивы и неполны ($1-3$). Наличие двойниковой структуры в этих соединениях препятствует исследованию анизотропии их характеристик, а также может существенно видоизменить сверхпроводящие свойства вследствие слабой связи между двойниками.

Бездвойниковые монокристаллы $TmBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ были получены раствор-расплавным методом из нестехиометрических смесей $Tm_2O_3 - BaO - CuO$ ⁴. Кристаллы имели форму пластинок с размерами 0,5 – 1 мм и толщиной 30 – 100 мкм. Доменная структура контролировалась путем визуального наблюдения в поляризационный микроскоп с разрешением ~ 1 мкм.

Как известно, первое критическое поле соответствует началу проникновения абрикосовских вихрей внутрь образца. Традиционно для определения H_{c1} используют точку начала отклонения от линейности кривых намагничивания $M(H)$. При сильном пиннинге это отклонение вблизи H_{c1} весьма мало, что приводит к большой погрешности в измерении H_{c1} . В такой ситуации величину H_{c1} мы находим по точке возникновения отличного от нуля захваченного магнитного момента M_0 после ввода и вывода поля. Как видно из рис. 1 такой метод существенно чувствительнее традиционного, поскольку начало возникновения захваченного момента зарегистрировать проще, чем начало отклонения кривой $M(H)$ от линейного хода. При высоких температурах с ослаблением пиннинга вихрей обе методики дают одинаковые результаты.

На рис. 2 показаны температурные зависимости $H_{c1}(T)$ для образца Tm4 при $H \parallel c$ и $H \parallel a$. Для этого образца размером $0,9 \cdot 0,6 \cdot 0,05$ мм³ $\sim 80\%$ объема является однодоменной и не содержит двойников. При $T > 10$ К для обеих ориентаций зависимости H_{c1} близки к линейным. Линейная зависимость $H_{c1}(T)$ получена также при $T > 40$ К в работах^{2,3} для двойниковых монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. При более низких температурах вследствие сильного пиннинга значения H_{c1} не были определены. На вставке к рис. 2 приведена низкотемпературная часть зависимости $H_{c1}(T)$ для образца Tm 1. У этого образца размером $1,1 \cdot 0,9 \cdot 0,1$ мм³ $\sim 75\%$ объема принадлежат одному домену. Как видно из рисунка, насыщение зависимости H_{c1} наблюдается только в области температур $T < 10$ К.

Наличие больших бездвойниковых областей позволило определить величины H_{c1} для различных кристаллографических направлений. У образца Tm4 при $T = 10$ К получены значения 250, 300 и 1700 Э для осей a, b и c соответственно. Используя значения корреляционных длин $\xi_{\parallel} = 0,51$ нм и $\xi_{\perp} = 3,1$ нм⁵ на основе соотношения: $H_{c1}^{(k)} = (\Phi_0 / \lambda_i \lambda_j) \times \times [\ln \sqrt{(\lambda_i \lambda_j / \xi_i \xi_j)} + 0,497]$ (где i, j, k – различные компоненты вдоль осей кристалла) можно рассчитать глубины проникновения: $\lambda_a \approx 60$ нм, $\lambda_b \approx 70$ нм и $\lambda_c \approx 640$ нм.

Измерения угловой зависимости восприимчивости в мейснеровской фазе для плоскости $b-c$ показали, что она, как видно из рис. 3, с хорошей степенью точности является линейной

по $\cos^2 \varphi$, где угол φ отсчитывается от оси c . Такую зависимость можно ожидать для сверхпроводящего эллипсоида. В этом случае компонента магнитной восприимчивости в направлении магнитного поля (а именно она измеряется экспериментально) определяется выражением:

$$\chi_{\dot{H}} = - [1 + (n - 1) \cos^2 \varphi] / (1 - N_b), \quad (1)$$

где $n = (1 - N_b) / (1 - N_c)$, а N_c и N_b размагничивающие факторы вдоль осей b и c . Экспериментальные результаты и теоретическая зависимость, полученная методом наименьших квадратов с использованием формулы (1), приведены на рис. 3. Наблюдается хорошее согласие между экспериментальными данными для образца, имеющего форму тонкой пластинки, и результатами расчета в эллипсоидальном приближении. Более того, полученное из экспериментальных данных значение $n = 9,5 \pm 0,5$ практически совпадает с величиной рассчитанной на основе размагничивающих факторов для вписанного эллипсоида: $n = 9,84$. Таким образом, наши результаты, также как и данные работы ² указывают, что для образцов в форме тонкой пластины хорошо работает эллипсоидальное приближение.

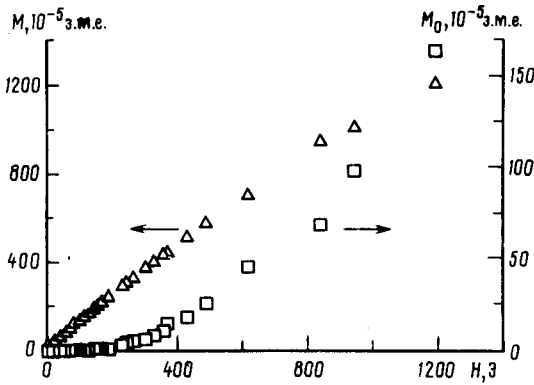


Рис. 1. Полевая зависимость намагниченности и захваченного магнитного момента для монокристалла $TmBa_2Cu_3O_{7-8} Tm_4$ ($H \parallel c$, $T = 9,7$ К)

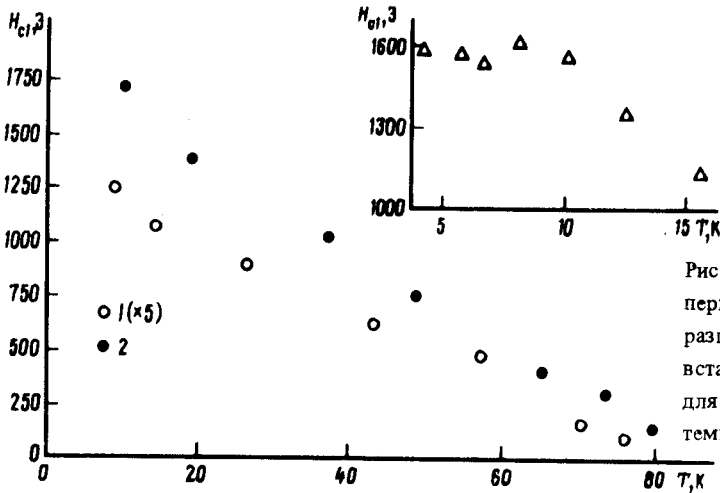


Рис. 2. Температурная зависимость первого критического поля для образца Tm_4 (1 - $H \parallel a$, 2 - $H \parallel c$). На вставке показана зависимость $H_c(T)$ для образца Tm_1 в области низких температур ($H \parallel c$)

Для одноосных анизотропных сверхпроводников угловая зависимость H_{c1} при отсутствии эффектов размагничивания была рассчитана в работе ⁶:

$$H_{c1}(\varphi) = H_{c1}(0) / (\cos^2 \varphi + \mu \sin^2 \varphi)^{1/2}, \quad (2)$$

где $\mu = m_{\parallel} / m_{\perp}$ - анизотропия эффективных масс, индексы \parallel и \perp соответствуют направлениям вдоль и перпендикулярно оси вращения. Как показывают результаты измерений в 104

TmBa₂Cu₃O_{7-δ} анизотропия H_{c1} в плоскости $a-b$ невелика, что позволяет использовать выражение (2), подставляя в качестве m_{\perp} массу вдоль исследуемой оси. Эффекты размагничивания легко учесть в эллипсоидальном приближении с помощью соотношения:

$$H_{b,c}^{(i)} = H_{b,c}^{(e)} / (1 - N_{b,c}) \quad (3)$$

где индексы (i) и (e) обозначают, соответственно внутреннее и внешнее приложенное поле. На основе (2) и (3) можно получить выражение для внешнего поля приводящего к разрушению мейсснеровской фазы

$$H_{c1}^{(e)} = H_{c1}^{(e)}(0) / (\cos^2 \varphi + n^{-2} \mu \sin^2 \varphi)^{1/2}, \quad (4)$$

где $H_{c1}^{(e)}(0) = H_{c1}^{(i)}(0) (1 - N_c)$.

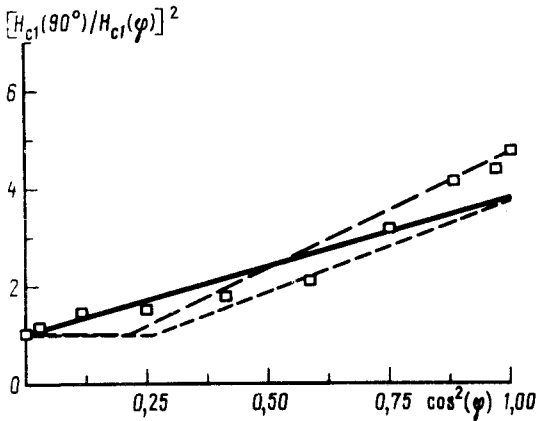
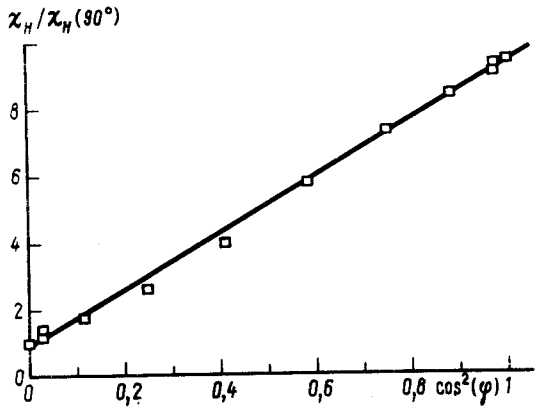


Рис. 3. Зависимости приведенных мейссеровской восприимчивости χ_H (а) и обратного квадрата приложенного первого критического поля H_{c1}^e (б) от $\cos^2 \varphi$ для образца Tm4 ($T = 10$ К). Сплошная кривая на рис. 3б соответствует расчету по модели ⁶ при $\mu = 26$, пунктирные кривые – расчет по модели ⁸: длинный пунктир – $\mu = 33$, $\kappa_{<} = 380$; короткий пунктир – $\mu = 50$, $\kappa_{<} = 100$

Как видно из рис. 3 экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с зависимостью (4) при $\mu = m_c/m_b = 26$. Заметим, что анизотропия $m_c/m_b = 31$ была получена из измерений dH_{c2}/dT вдоль осей b и c ⁷. Несколько лучшее согласие между расчетом и экспериментальными данными по $H_{c1}(\varphi)$ можно получить в рамках модели предложенной в ⁸, вариационный подход которой позволяет выйти за пределы логарифмического приближения ⁶. Однако наличие двух варьируемых параметров – анизотропии масс μ и параметра Гинзбурга – Ландау $\kappa_{<} = \lambda_b/\xi_b$ приводит к значительному произволу при их определении.

В заключение следует подчеркнуть, что наиболее необычным среди полученных результатов настоящей работы является линейная зависимость первого критического поля от темпе-

ратуры. Этот результат, полученный на монокристаллических образцах, подтверждается рядом данных для поликристаллических образцов^{2, 3} и свидетельствует, что такая зависимость является собственным свойством ВТСП и не связана с присутствием двойниковых границ. В то же время глубина проникновения $\lambda^{-2} \sim H_{c1}$ при $T < 50 - 60$ К уже не зависит от температуры⁹. Природа такого отличия в поведении температурных зависимостей $H_{c1}(T)$ и $\lambda(T)$ в настоящее время не ясна.

Авторы искренне признательны А.А.Абрикосову и А.И.Буздину за полезные обсуждения.

Работа поддерживается Научным советом по проблеме ВТСП и выполнена в ВНК "БАЗИС" в рамках проектов 10, 11 Госпрограммы "Высокотемпературная сверхпроводимость".

Литература

1. *Salamon M.B., Bardeen J.* Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 2615.
2. *Карцовник М.В. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1988, **47**, 595.
3. *Krieger-Elbaum L. et al.* Phys. Rev. B, 1989, **39**, 2936.
4. *Воронкова В.И. и др.* СФХТ, 1989, **2**, 41.
5. *Oda M. et al.* Phys. Rev. B, 1988, **38**, 252.
6. *Балацкий А.Б. и др.* ЖЭТФ, 1986, **90**, 1478.
7. *Welp U. et al.* Conference M²S-HTSC, Stanford, July 23-28, 1989.
8. *Klemm R.J.* Phys. Rev. B, 1988, **38**, 6641.
9. *Anlage S.M. et al.* Appl. Phys. Lett., 1989, **54**, 2710.

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
13 декабря 1989 г.