Физика низких температур, 1996, т. 22, № 11, с. 1306–1309

О краевом барьере для проникновения магнитного поля в тонкую пленку YBaCuO

М. Р. Трунин, А. А. Жуков

Институт физики твердого тела РАН, Россия, 142432, п. Черноголовка, Московской обл.
E-mail:trunin@issp.ac.ru

При достижении перпендикулярным к поверхности пленки YBaCuO микроволновым полем H_ω величины H^*_ω в амплитудной зависимости третьей гармоники $H_{3\omega}(H_\omega)$ наблюдалось изменение начального кубического режима $H_{3\omega} \propto H^3_\omega$. Обнаружены зависимости $H^*_\omega \propto R_i^{-1/2}(T_c - T)$ от радиуса R_i пленок и температуры T, близкой к критической T_c. В поле H^*_ω плотность мейсснеровского тока на краю пленки достигает критической величины, что позволяет идентифицировать H^*_ω как поле подавления краевого поверхностного барьера в тонкой пленке YBaCuO.

При досягненні перпендикулярним до поверхні плівки YBaCuO *мікрохвильовим полем* H_ω *величини* H^*_ω в амплітудній залежності третьої гармоніки $H_{3\omega}(H_\omega)$ спостерігалася зміна начального кубічного режиму $H_{3\omega} \propto H^3_\omega$. Знайдено залежності $H^*_\omega \propto R_i^{-1/2}(T_c - T)$ від радіуса R_i плівок і температури T, близької до критичної T_c. В полі H^*_ω густина мейсснерівського струму на краю плівки досягає критичної величини, що дозволяє ідентифікувати H^*_ω як поле пригнічення краєвого поверхневого бар'єра в тонкій плівці YBaCuO.

1. Эксперименты с пленками или кристаллами высокотемпературных сверхпроводников часто проводятся в так называемой перпендикулярной геометрии, когда переменное магнитное поле направлено перпендикулярно поверхности образца. При этом электромагнитный отклик сверхпроводника является существенно большим, чем в продольной геометрии (поле параллельно поверхности). Для образца эллипсоидальной формы это различие может быть описано с помощью размагничивающего фактора N. Например, моделью диска радиусом R и толщиной $d << R$, помещенного в перпендикулярное его поверхности магнитное поле, служит сплюснутый сфероид с $N_\perp = 1 - 3\pi d/8R$, и в мейсснеровском состоянии восприимчивость диска $\chi_\perp = 8R/3\pi d$ (в продольном случае $\chi_{||} = 1$ значительно меньше $\chi_\perp$). Приложенное к диску перпендикулярное поле H_α увеличивается на экваториальной линии в $1/(1 - N_\perp) = 8R/3\pi d$ раз, так что в диске можно было бы ожидать образования смешанного состояния при $H_\alpha > H^e_{c1\,\mathrm{disk}}$:

$$H^e_{c1\,\mathrm{disk}} = H_{c1} 3\pi d/8R, \qquad (1)$$

где H_{c1} — первое критическое поле. Следующая из (1) величина $H^e_{c1\,\mathrm{disk}}$ очень мала.

Однако проникновению вихрей в ограниченный сверхпроводник препятствует энергетический барьер, соответствующий максимуму в зависимости гиббсовской энергии $G(x)$ вихря от его расстояния x до границы сверхпроводника и исчезающий в поле $H_p > H^e_{c1}$, которое определяется условием $(\partial G/\partial x)_{x=0} = 0$. В продольной геометрии для полубесконечного образца величина H_p была найдена Бином и Ливингстоном [1], для тонкой пленки — Шмидтом [2]. В перпендикулярной геометрии для толстых сверхпроводящих пластинок шириной w и толщиной d ($\lambda << d << w$, λ — лондоновская глубина проникновения) существен геометрический барьер [3,4], который подавляется полем

$$H_p \simeq H_{c1}(d/w)^{1/2}, \qquad (2)$$

в $2(w/d)^{1/2}$ раза большим значения $H^e_{c1\,\mathrm{strip}} = H_{c1} d/2w$ из эллипсоидальной модели. Корневая зависимость (2) наблюдалась в низкочастотных экспериментах [5] со сверхпроводниками I рода. Вхождению вихрей в тонкую полоску ($d < \lambda << w$), как показал Лихарев [6], препятствует краевой потенциальный барьер. Поле проникновения H_p приблизительно равно амплитуде перпендикулярного поверхности пленки магнитного поля, при которой

© М. Р. Трунин, А. А. Жуков, 1996

максимальная на краю пленки плотность мейсснеровского тока $j_s(w)$ достигает критического значения плотности тока расспаривания Гинзбурга–Ландау (ГЛ) $j_c = cH_c/(6^{1/2}3\pi\lambda)$, где c — скорость света; H_c — термодинамическое критическое поле. Согласно [6],

$$H_p \simeq 2H_{c1}(d/w)^{1/2}\kappa/\ln\kappa \qquad (3)$$

(κ — параметр ГЛ). В ряде работ [7,8] в классических сверхпроводниках изучались процессы рождения и динамики вихрей в высокочастотном поле, перпендикулярном поверхности тонких пленок, однако явных свидетельств проявления краевого барьера (3) обнаружено не было.

2. В наших экспериментах использовались YBaCuO-пленки толщиной $d \simeq 1000$ Å с нормалью вдоль оси c, напыленные на подложку из $NdGaO_3$ методом лазерной эпитаксии. Ширина резистивного сверхпроводящего перехода не превышала 1,5 К. После напыления шайба разрезалась на две половинки, каждая из которых подвергалась далее литографической обработке. В результате на подложке создавалась правильная сетка неперекрывающихся сверхпроводящих кружков-пленок, причем на одной половине шайбы радиус кружков был $R_l = 5\cdot10^{-2}$ см, а на другой примерно в 10 раз меньше ($R_s = 5\cdot10^{-3}$ см). Затем из первой половины тонкой алмазной пилой аккуратно вырезался образец площадью около 2 мм^2, содержащий только одну целую пленку радиусом R_l; образец почти такой же площади вырезался из другой половины.

Приготовленные образцы поочередно помещались в бимодальный цилиндрический резонатор диаметром 24 мм, настроенный одновременно на две частоты $\omega/2\pi = 9{,}33$ ГГц (мода E_{010}) и 3ω (мода H_{111}). Блок-схема высокочастотных трактов и конструкция резонатора представлены в [9,10]. Образец располагался на дне резонатора около его стенки таким образом, чтобы с учетом малости образца поле H_ω вблизи его поверхности было бы максимально однородным и направленным перпендикулярно поверхности пленки. В опытах регистрировалась отраженная от пленки импульсная мощность $P_{3\omega} \propto H_{3\omega}^2$ на частоте 3ω. Детали эксперимента приведены в работе [11].

На нижней вставке рис. 1 показана температурная зависимость $H_{3\omega}(T)$ для маленькой (s) пленки радиусом $R_s \simeq 5\cdot10^{-3}$ см, помещенной в перпендикулярное ее поверхности поле $H_\omega \simeq 4{,}7$ Э. Сигнал имеет вид асимметричного максимума шириной несколько градусов. В нормальном состоянии

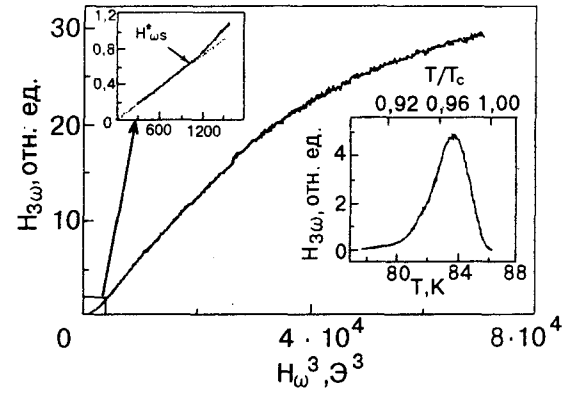

Рис. 1. Пример зависимости $H_{3\omega}(H_\omega^3)$ при $T = 0{,}905\ T_c$ для s-пленки радиусом $R_s \simeq 5\cdot10^{-3}$ см. На верхней вставке выделен начальный участок кривой $H_{3\omega}(H_\omega^3)$. На нижней вставке приведена температурная зависимость $H_{3\omega}(T)$ s-пленки при $H_\omega \simeq 4{,}7$ Э.

$H_{3\omega} = 0$. Генерация начинается при критической температуре $T_c \simeq 86{,}5$ К и достигает максимума при $T_m \simeq 84$ К. На большой (l) пленке ($R_l \simeq 5\cdot10^{-2}$ см) сигнал $H_{3\omega}(T)$ имел точно такой же вид и те же значения T_c и T_m, что свидетельствует об одинаковой внутренней структуре s- и l-пленок. Эксперименты проводились в интервале 77 К $< T <$ 87 К, так как при $T <$ 77 К гармоника $H_{3\omega}$ очень мала. При этом имелась возможность фиксировать температуру с точностью ± 0,02 К и при заданной температуре автоматически измерять зависимость $H_{3\omega}(H_\omega)$. В конечном итоге имелся набор кривых $H_{3\omega}(H_\omega)$ для s- и l-пленок, записанных при разных температурах, который анализировался следующим образом. Строился график $H_{3\omega}(H_\omega^3)$, пример которого в широком интервале амплитуд H_ω показан на рис. 1. Затем начальный участок этого графика оптимально сравнивался с линейной функцией, проходящей через начало координат (см. верхнюю вставку рис. 1). При отклонении этой прямой от экспериментальной зависимости $H_{3\omega}(H_\omega^3)$ на 10% определялась величина соответствующего поля H_ω^*. В поле H_ω^* нарушается начальный кубический режим $H_{3\omega} \propto H_\omega^3$ и меняется механизм нелинейности. Для обеих s- и l-пленок в области температур $T < T_0 \simeq 0{,}95T_c < T_m$ кривая $H_{3\omega}(H_\omega^3)$ при $H_\omega > H_\omega^*$ отклоняется вверх от линейной функции (рис.1), а в интервале $T_0 < T < T_c$ — вниз.

Причины такого перехода и отклонений от кубической зависимости $H_{3\omega} \propto H_\omega^3$ следует искать в возникающем при $H_\omega > H_\omega^*$ нелинейном процессе, связанном, скорее всего, с проникновением вихрей в пленку. Разогрев пленки мал, так как для рассматриваемого нами случая слабых полей H_ω в диапазоне, отмеченном квадратом на рис. 1, не наблюдалось изменений T_c и T_m, а кривые $H_{3\omega}(H_\omega)$ имели обратимый характер. Согласно [12], время развития неустойчивости мейсснеровского состояния, приводящей к образованию вихрей у края пленки, по порядку величины равно времени релаксации τ параметра порядка [13]. Измеренное в [14] для YBaCuO время $\tau \simeq 5{,}6 \cdot 10^{-15}(1 - T/T_c)^{-1}$ [с] очень мало по сравнению с периодом электромагнитной волны ($\simeq 10^{-10}$ с).

Температурные зависимости измеренных величин H_ω^* для l- и s-пленок показаны на рис. 2. Прямые линии, проведенные через экспериментальные точки, соответствуют зависимостям

$$H_{\omega s}^*[\text{Э}] \simeq 87(1 - T/T_c),$$
$$H_{\omega l}^*[\text{Э}] \simeq 26(1 - T/T_c). \qquad (4)$$

В обеих пленках величины H_ω^* линейно уменьшаются при приближении температуры к T_c, а их отношение $H_{\omega s}^*/H_{\omega l}^* \simeq (R_l/R_s)^{1/2}$.

3. Кубическая зависимость $H_{3\omega} \propto H_\omega^3$ в малых полях H_ω на рис. 1 обусловлена проявлением нелинейности ГЛ. В мейсснеровском состоянии источником третьей гармоники является нелинейный член утроенной частотой 3ω в выражении для плотности квазистационарного тока теории ГЛ

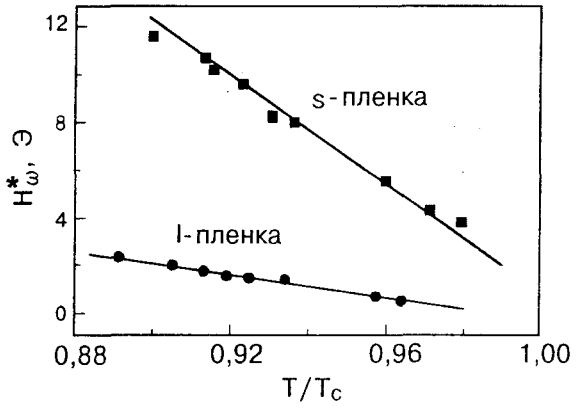

Рис. 2. Поля кроссовера $H_\omega^*(T/T_c)$ для l- и s-пленок.

$$j = (-cA_\omega/4\pi\lambda^2)[1 - c^4A_\omega^2/(108\pi^2\lambda^4 j_c^2)], \qquad (5)$$

где $A_\omega \propto \exp(i\omega t)$ — векторный потенциал на частоте ω. В YBaCuO $\lambda \simeq 1500$ Å; $\kappa \simeq 100$; $H_c(0) \simeq 10^4$ Э; $j_c(0) \simeq 3 \cdot 10^8$ А/см^2; $H_{c1}(0) \simeq 330$ Э. С увеличением поля H_ω ток, максимальный на краю пленки, достигает величины j_c, мейсснеровское состояние пленки становится неустойчивым, и наблюдаются отклонения от кубического режима $H_{3\omega} \propto H_\omega^3$. Мы вычислили этот краевой ток, пользуясь предложенным в [15] алгоритмом численного решения уравнения Пирла для векторного потенциала круглой пленки постоянной толщины $d < \lambda$, находящейся в перпендикулярном ее поверхности магнитном поле. Характерным расстоянием, на котором меняется поле в этой задаче, является величина $\lambda_{\text{eff}} = \lambda^2/d$. Для интересующих нас значений $\lambda_{\text{eff}}/R < 0{,}005$ выражение для векторного потенциала на краю пленки имеет вид $A(R) = 1{,}1 H_\omega(\lambda_{\text{eff}}R)^{1/2}$. Плотность краевого мейсснеровского тока $j_s(R)$ находится подстановкой этого выражения в (5). Когда величина $j_s(R)$ сравнивается с j_c, следует ожидать начала вхождения вихрей в пленку. Это происходит в поле $H_\omega = H_p$, равном

$$H_p = H_{c1}4\sqrt{3}\kappa(d/R)^{1/2}/(1{,}1 \cdot 9 \ln\kappa) \qquad (6)$$

Выражение (6) аналогично формуле (3), а величина $H_p >> H_{c1\,\text{disk}}^e$ из (1).

4. С параметрами κ и H_{c1} для YBaCuO из (6) получаем вблизи критической температуры

$$H_p[\text{Э}] \simeq 5 \cdot 10^3(d/R)^{1/2}(1 - T/T_c). \qquad (7)$$

Подставляя в (7) размеры использованных в наших экспериментах пленок и сравнивая с (4), видим, что измеренные значения H_ω^* примерно в три раза меньше H_p, т.е. в поле H_ω^* плотность краевого мейсснеровского тока достигает величины порядка критической. Обратная корневая зависимость H_ω^* от радиуса пленки ($H_\omega^* \propto R^{-1/2}$) и линейная зависимость от температуры, близкой к T_c ($H_\omega^*(T) \propto \propto (T_c - T)$) также подтверждает формулу (7). Это позволяет сделать вывод, что проведенное исследование доказывает существование краевого поверхностного барьера в тонких пленках YBaCuO, помещенных в перпендикулярное их поверхности магнитное поле.

Авторы благодарны Г. И. Левиеву за помощь в работе, Е. Боровицкой, В. Генкину, В. Краснову и

Л. Шовкуну за полезные обсуждения, Л. Мазо (ИФМ РАН, г. Нижний Новгород) за предоставленные для исследования пленки.

Работа выполнена в рамках Российской государственной программы «Высокотемпературная сверхпроводимость» (проект N 93194) и частично поддержана грантом N REY000 фонда Дж. Сороса.

1. C. P. Benn and J. D. Livingston, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 14 (1964).
2. В. В. Шмидт, *ЖЭТФ* **57**, 2095 (1969).
3. E. Zeldov, A. I. Larkin, V. B. Geshkenbein, M. Konczykowski, D. Majer, B. Khaykovich, V. Vinokur, and H. Shtrikman, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1428 (1994).
4. M. V. Indenbom and E. H. Brandt, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1731 (1994).
5. J. Provost, E. Paumier, and A. Fortini, *J. Phys.* **F4**, 439 (1974).
6. К. К. Лихарев, *Изв. ВУЗов, Радиофизика*, **14**, 909 (1971).
7. В. Н. Губанков, К. К. Лихарев, Н. М. Марголин, *Письма в ЖЭТФ* **11**, 246 (1970); В. Н. Губанков, К. К. Лихарев, *ФТТ* **13**, 125 (1971).
8. В. А. Березин, С. В. Говорков, С. К. Толпыго, В. А. Тулин, *ФТТ* **17**, 1953 (1985); С. В. Говорков, С. К. Толпыго, В А Тулин, *ЖЭТФ* **89**, 1704 (1985).
9. В. Ф. Гантмахер, Г. И. Левиев, М. Р. Трунин, *ЖЭТФ* **82**, 1607 (1982).
10. M. R. Trunin and G. I. Leviev, *J. Phys. France III*, **2**, 355 (1992).
11. М. Р. Трунин, А. А. Жуков, *Письма в ЖЭТФ* **62**, 39 (1995).
12. Л. Г. Асламазов, С. В. Лемпицкий, *ЖЭТФ* **84**, 2216 (1983).
13. Л. П. Горьков, Г. М. Элиашберг, *ЖЭТФ* **54**, 612 (1968).
14. Г. И. Левиев, А. В. Рыляков, М. Р. Трунин, *Письма в ЖЭТФ* **50**, 78 (1989).
15. E. S. Bakhanova and V. M. Genkin, *J. Appl. Phys.* (to be publ.)

On the edge barrier to penetration of magnetic field into thin YBaCuO films

M. R. Trunin and A. A. Zhukov

A change in the initial cubic dependence of the third harmonics $H_{3\omega} \propto H_\omega^3$ is observed when the microwave field H_ω perpendicular to the surface of YBaCuO film reaches the value H_ω^*. Near the critical temperature T_c we obtain $H_\omega^* \propto R_i^{-1/2}(T_c - T)$ where R_i is the radius of i-film. The Meissner edge current density achieves a critical value of the field H_ω^*. Therefore, we identify H_ω^* as a field required to suppress the edge surface barrier in a thin YBaCuO film.