

PACS: 74.76.-w, 74.60.-Ge, 61.10.Lx

А.Ю. Прохоров

ИДЕНТИФИКАЦИЯ МЕХАНИЗМА ПИННИНГА ВИХРЕЙ В YBCO-ПЛЕНКАХ ИЗ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина
E-mail: ayup@levch.fti.ac.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 2 июля 2008 года

Проведены экспериментальные исследования намагниченности $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO) пленки толщиной 125 нм, полученной лазерной абляцией на подложке $SrTiO_3$. Полученные зависимости намагниченности от внешнего переменного магнитного поля переведены в полевые зависимости плотности критического тока. Показано, что степень угла наклона этих зависимостей в логарифмических координатах является важным параметром с точки зрения определения механизма пиннинга магнитных вихрей в конкретной пленке. Исходя из поведения полевой зависимости плотности критического тока установлено, что лучше всего описывает полученные результаты модель коллективного пиннинга деформированной решетки вихрей на системе малоугловых межблочных границ, образованных цепочками краевых дислокаций. В рамках этой модели скейлинг магнитно-полевых и температурных зависимостей плотности критического тока позволяет свести экспериментальные данные для разных H и T к единой, универсальной для каждой пленки кривой, фитирование которой теоретической зависимостью дает информацию о таких параметрах, как средний размер блоков и средний угол их разориентации. Структурные характеристики исследованной пленки, полученные таким образом, хорошо совпадают с данными рентгенографических исследований.

Известно, что для эпитаксиальных пленок YBCO характерны высокие $((1-4) \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2)$ при $T = 77 \text{ K}$) значения плотности критического тока J_c [1,2]. Это связано с более эффективными механизмами пиннинга вихрей в пленках по сравнению с монокристаллами ($J_c(77 \text{ K}) \sim 10^4 \text{ A/cm}^2$) [3], где основным механизмом является пиннинг вихря Абрикосова на случайном множестве точечных микроскопических дефектов. Однако до настоящего времени отсутствует единое мнение по поводу механизма пиннинга вихрей в пленках, который приводит к столь существенному повышению критических токов.

В YBCO-пленках могут реализовываться следующие источники пиннинга магнитных вихрей: пиннинг на точечных (нанометрового размера) включениях инородной несверхпроводящей фазы (например, Y_2O_3) [4]; поверхно-

стный пиннинг на неоднородностях пленки по толщине [5]; на ядрах краевых и винтовых дислокаций [6,7] и др.

В настоящей работе сделана попытка анализа различных механизмов пиннинга в YBCO-пленках на основе экспериментальных магнитно-полевых зависимостей плотности критического тока. Эти зависимости (поле направлено перпендикулярно пленке) в эпитаксиальных пленках YBCO, выращенных различными методами и на разных подложках, исследовались в ряде работ [6–10]. В них отмечалась независимость $J_c(H)/J_c(0)$ от поля при $H < H_m$ (так называемое «плато»). При повышении температуры H_m уменьшается. При дальнейшем увеличении поля ($H > H_m$) зависимость $\{J_c(H)/J_c(0)\}(H)$ носит нелинейный характер, а при больших полях $J_c(H)/J_c(0) \sim H^{-1}$, что соответствует возникновению вихревой решетки. Поведение $J_c(H)/J_c(0)$ в промежутке между H_m и полем, когда эта зависимость становится пропорциональной H^{-1} , в основном и определяет характер пиннинга вихрей. Так, для случая пиннинга на точечных включениях [4] при $H > H_m$ величина J_c становится пропорциональной $H^{-5/8}$. На первый взгляд, это соответствует наблюдаемому в некоторых случаях довольно резкому излому зависимости вблизи конца плато, при этом наклон зависимости $\{J_c(H)/J_c(0)\}(H)$ в логарифмическом масштабе должен составлять $\alpha \cong 0.31$. Следует отметить, что этот параметр является важной характеристикой пленки, так как его величина, полученная из экспериментально определенных зависимостей $\{J_c(H)/J_c(0)\}(H)$, позволяет идентифицировать механизм пиннинга вихрей в пленке.

Цель настоящей работы – сопоставление применимости различных моделей пиннинга вихрей в диапазоне температур 70–85 К для YBCO-пленки, выращенной методом лазерной абляции на подложке SrTiO₃, а также извлечение информации о параметрах данной пленки в рамках наиболее адекватной модели.

Измерения магнитных свойств пленки проводили с помощью СКВИД магнитометра. Измеряли температурные (70–90 К) зависимости магнитного момента m пленки при различных значениях внешнего поля, направленного перпендикулярно плоскости пленки (5 мТ–5 Т). Метод перевода магнитных характеристик пленки в зависимости $J_c(T, H)$ приведен в [12]. Зависимости $J_c(H)$ при различных температурах получали путем сечения исходных кривых $m(T, H)$ при выбранных для анализа температурах и переводе значений m в J_c по методике [12].

На рис. 1 показаны нормированные на значения в нулевом поле зависимости плотности критического тока J_c от величины внешнего поля H при различных температурах. На вставке приведена зависимость $J_c(0, T)$, экстраполированная в $H = 0$ из области $H > 5$ мТ и использовавшаяся при нормировке. По полученным из температурных зависимостей намагниченности магнитно-полевым зависимостям нормированной критической плотности тока для пленки можно определить, что значение параметра $\alpha \approx 0.25$. Найдем значение этого параметра для других моделей пиннинга вихрей.

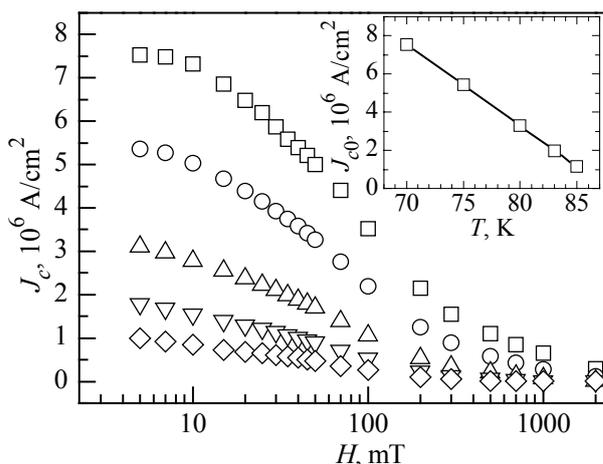


Рис. 1. Магнитно-полевые зависимости критической плотности тока для пленки при температурах 70 (□), 75 (○), 80 (Δ), 83 (∇) и 85 (◇) К в полулогарифмических координатах. На вставке – температурная зависимость критической плотности тока в отсутствие внешнего поля, полученная экстраполяцией магнитно-полевых зависимостей в нулевое поле

Рассмотренная в [5] модель геометрического поверхностного пиннинга вихрей предполагает зависимость критического тока от магнитного поля вида

$$J_c(H)/J_c(0) = \frac{1}{1 + \sqrt{x}}, \quad (1)$$

где $x = H/H^*$, H^* – характеристическое значение поля, определяемое рельефом поверхности. Из (1) следует асимптотическая зависимость $J_c \sim H^{-0.5}$, и для этого случая значение $\alpha \cong 0.125$.

Для модели случайно распределенных по длине параллельно соединенных джозефсоновских контактов [11] была получена зависимость следующего вида:

$$J_c(H)/J_c(0) = \frac{1}{1 + x^2} \coth\left(\frac{\pi}{2x}\right), \quad (2)$$

где $x = (H/H^*)^{1/2}$, H^* – характеристическое значение поля. Наклон зависимости $\{J_c(H)/J_c(0)\}(H)$ в точке перегиба составляет $\alpha \cong 0.215$. Однако в этой модели нормированный критический ток не должен зависеть от температуры, что противоречит экспериментальным результатам. Кроме того, в больших полях формула (2) предполагает зависимость $J_c \sim H^{-3/2}$, что отличает модель джозефсоновских контактов от моделей, основанных на пиннинге абрикосовских вихрей.

Существенной особенностью модели [6–8], выделяющей ее из ряда других моделей пиннинга на квазиодномерных дефектах, является учет неоднородности распределения краевых дислокаций в плоскости пленки, а именно их сосредоточения в малых углах границ, разделяющих монокристаллические блоки (кристаллиты). Для модели прямоугольных блоков с независимым случайным распределением размеров по обеим координатам L_x и L_y вида

$$P(L) = \frac{\mu^\nu}{\Gamma(\nu)} L^{\nu-1} e^{-\mu L} \quad (3)$$

в [7] было получено следующее выражение для функции аккомодации:

$$\frac{n_p}{n} = 1 - \left[1 - f(d^* y) \right] \left[\frac{\Gamma(v, v/y)}{\Gamma(v)} \right]^2 - f(d^* y) \left[\frac{\Gamma(v, v/y) - (v/y)\Gamma(v-1, v/y)}{\Gamma(v)} \right]^2, \quad (4)$$

где $\mu = \langle L \rangle / \sigma^2$ (σ – ширина (дисперсия) функции распределения, $\langle L \rangle$ – средний размер кристаллитов); $v = \mu \langle L \rangle$; $d^* = d / \langle L \rangle$ (d – расстояние между дислокациями); $y = \sqrt{H / H_0 \tau}$ ($H_0 = 8r_0^2 \Phi_0 / \xi_0^2 \langle L \rangle^2$, r_0 – радиус ядра дислокации ~ 1 nm, Φ_0 – квант потока, ξ_0 – длина когерентности при $T = 0$); $\Gamma(\alpha)$ и $\Gamma(\alpha, \beta)$ – соответственно полная и неполная гамма-функции Эйлера, а

$$f(x) = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1-x^2} + \arcsin x / x \right) \quad \text{при } x < 1, \quad (5a)$$

$$f(x) = \pi / 4x \quad \text{при } x > 1. \quad (5b)$$

Параметр α для этой модели может изменяться в зависимости от v и d^* , тогда как для большинства других теоретических моделей он имеет вполне определенное значение. Из [6] следует, что α может изменяться в диапазоне 0.18–0.25 и зависит от размеров «островков» (кристаллитов) и угла разориентации между ними.

Ограничение α сверх значения 0.25 позволяет исключить модели [4,5] с полностью хаотическими пространственными распределениями центров пиннинга и остановиться на моделях, в которых существенна мозаичная (блочная) структура пленки [6,7].

Чтобы сделать выбор между последними, необходимо обратиться к анализу температурной эволюции магнитно-полевых зависимостей критического тока. Согласно модели [11] нормированная магнитно-полевая зависимость (2) не должна зависеть от температуры, тогда как соответствующая зависимость (4) должна принимать универсальный вид относительно переменной H/τ . Преобразование зависимостей рис. 1 для пленки приведено на рис. 2, из которого видно, что данные, полученные для разных полей и температур, с хорошей точностью ложатся на единую универсальную кривую при вполне реалистичной экстраполированной зависимости $J_c(0, T)$. В то же время никакой нормировкой J_c без H/τ -скейлинга невозможно совместить магнитно-

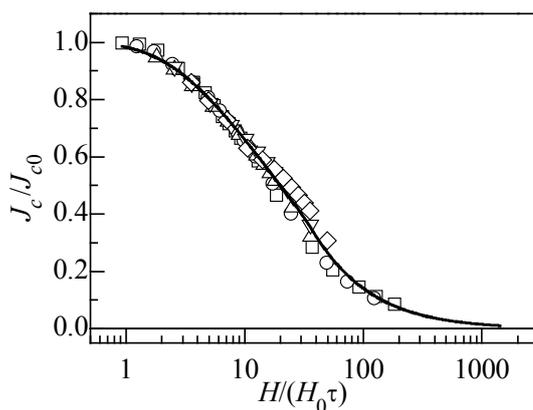


Рис. 2. Температурно-магнитно-полевая зависимость нормированной критической плотности тока для YBCO-пленки. Сплошная линия – результат фитирования экспериментальных данных функцией (4)

зависимость (2) не должна зависеть от температуры, тогда как соответствующая зависимость (4) должна принимать универсальный вид относительно переменной H/τ . Преобразование зависимостей рис. 1 для пленки приведено на рис. 2, из которого видно, что данные, полученные для разных полей и температур, с хорошей точностью ложатся на единую универсальную кривую при вполне реалистичной экстраполированной зависимости $J_c(0, T)$. В то же время никакой нормировкой J_c без H/τ -скейлинга невозможно совместить магнитно-

полевые зависимости при разных температурах во всем диапазоне полей. Это свидетельствует в пользу того, что границы между монокристаллическими доменами проявляют себя в исследуемых пленках как источник эффективного пиннинга абрикосовских вихрей, а не как слабые джозефсоновские связи, даже при достаточно близких к T_c температурах.

Таким образом, модель депиннинга вихревой решетки с ансамбля краевых дислокаций, упорядоченных в систему малоугловых межблочных границ [6,7], оказалась наиболее адекватной для исследованной пленки в температурном диапазоне 70–85 К.

Путем фитирования полученных из экспериментальных данных универсальных температурно-магнитно-полевых зависимостей были проведены оценки характерных параметров дислокационной структуры. Они составили (см. формулы (4) и (5)): $H_0 = 280$ Ое, $\nu = 4$, $d^* = 0.13$. Из этих параметров мы получили средний размер кристаллитов $\langle L \rangle = 380$ нм и расстояние между дислокациями $d = 49$ нм. Используя соотношение Франка $d = b/\sin\theta$ (где b – модуль вектора Бюргерса (~ 0.4 нм)), можно оценить характерный угол разориентации между кристаллитами: $\theta \cong 0.465$ grad. Полученные результаты хорошо совпадают с данными рентгеновских исследований [13].

1. G.W. Crabtree, J.Z. Liu, A. Umezawa, W.K. Kwok, C.H. Sowers, S.K. Malik, B.W. Veal, D.J. Lam, M.B. Brodsky, J.W. Downey, Phys. Rev. **B36**, 4021 (1987).
2. Ch. Gerber, D. Anselmetti, J.G. Bednorz, J. Mannhart, D.J. Schlomm, Nature **350**, 279 (1991).
3. V.F. Solovjov, V.M. Pan, H.C. Freihardt, Phys. Rev. **B50**, 13724 (1994).
4. C.J. van der Beek, M. Konczykowski, A. Abal'oshev, I. Abal'osheva, P. Gierlowski, S.J. Lewandowski, M.V. Indenbom, S. Barbanera, Phys. Rev. **B66**, 024523 (2002).
5. А.И. Коссе, Ю.Е. Кузовлев, Г.Г. Левченко, Ю.В. Медведев, А.Ю. Прохоров, В.А. Хохлов, П.Н. Михеенко, Письма ЖЭТФ **78**, 832 (2003).
6. Ю.В. Федотов, С.М. Рябченко, Э.А. Пашицкий, А.В. Семенов, В.И. Вакарюк, В.М. Пан, В.С. Флис, ФНТ **28**, 245 (2002).
7. V.M. Pan, E.A. Pashitskii, S.M. Ryabchenko, V.A. Komashko, A.V. Pan, S.X. Dou, A.V. Semenov, K.G. Tretiachenko, Yu.V. Fedotov, IEEE Trans. Appl. Supercond. **13**, 3714 (2003).
8. V.M. Pan, Yu.V. Cherpak, V.A. Komashko, S.A. Posigun, K.G. Tretiachenko, A.V. Semenov, E.A. Pashitskii, A.V. Pan, Phys. Rev. **B73**, 054508 (2006).
9. B. Dam, J.M. Huijbregtse, F.C. Klaassen, R.C.F. van der Geest, G. Doornbos, J.H. Rector, A.M. Testa, S. Freisem, J.C. Martinez, B. Stäubli-Pümpin, R. Griessen, Nature **339**, 439 (1999).
10. J.M. Huijbregtse, B. Dam, R.C.F. van der Geest, F.C. Klaassen, R. Elberse, J.H. Rector, R. Griessen, Phys. Rev. **B62**, 1338 (2000).
11. E. Mezzetti, R. Gerbaldo, G. Ghigo, L. Gozzelino, B. Minetti, C. Camerlingo, A. Monaco, G. Cuttone, A. Rovelli, Phys. Rev. **B60**, 7623 (1999).
12. А.И. Коссе, А.Ю. Прохоров, В.А. Хохлов, Г.Г. Левченко, А.В. Семенов, Д.Г. Ковальчук, М.П. Черноморец, П.Н. Михеенко, Сб. научных трудов Международной

научно-практической конференции «Современные направления теоретических и прикладных исследований», Одесса (2007), т. 21, с. 57–60.

13. А.И. Коссе, А.Ю. Прохоров, Г.Г. Левченко, В.А. Хохлов, Г.Е. Шаталова, Н.Е. Письменова, А.В. Семенов, М.П. Черноморец, Д.Г. Ковальчук, Г.Г. Левченко, ФТВД **15**, № 3, 131 (2005).

A.Yu. Prokhorov

VORTEX PINNING MECHANISM IN YBCO FILMS IDENTIFIED FROM MAGNETIC MEASUREMENTS

Magnetization of the 125 nm-thick $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) film prepared by laser ablation on SrTiO_3 substrate has been investigated experimentally. The resulted dependences of magnetization on external variable magnetic field have been converted to the field dependences of critical current density. The slope angle of the dependences in logarithmic coordinates is an important parameter for determining the mechanism of magnetic vortex pinning in a particular film. From the behavior of the critical current density as a function of the field it follows that the obtained results are better described by the model of collective pinning of the vortex deformed lattice on the system of low-angle interblock boundaries formed by the edge dislocation chain. Within the model the scaling of magnetic-field and temperature dependences of the critical current density makes it possible to reduce the experimental data for different H and T to a single, universal for each film curve. Fitting the curve by theoretical dependence gives information on such parameters as the average block size and the average reorientation angle. The obtained structure characteristics of the film under investigation agree well with the data of roentgenography investigations.

Fig. 1. Magnetic field dependences of the critical current density for the film at 70 (\square), 75(\circ), 80 (Δ), 83(∇) and 85(\diamond) in semi-logarithmic coordinates. In the insert: temperature dependence of the critical current density in the absence of external field obtained by extrapolation of the magnetic field dependences to zero field

Fig. 2. Temperature-magnetic field dependence of normalized critical current density for YBCO film. Solid line – experimental data fitted by function (4)