

## Статистическое распределение магнитных критических токов, определяемое морфологией пленок высокотемпературных сверхпроводников

© Ю.И. Кузьмин, И.В. Плешаков, С.В. Разумов\*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\* Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет,  
197022 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: yurk@shuv.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 9 февраля 1999 г.)

В работе анализируются геометрико-морфологические свойства сверхпроводящих пленок YBCO и их влияние на магнитные и транспортные явления. Исследуются статистические характеристики критических токов, измеренных по изменению захваченного магнитного потока при пропускании импульсного транспортного тока. Показано, что критические токи в изучаемых материалах обладают определенным статистическим распределением, основные свойства которого обусловлены морфологией пленок и могут быть определены на основе геометрико-вероятностного анализа. Сверхпроводящая пленка рассматривается как перколяционная система. По эмпирической функции распределения площадей кластеров нормальной фазы получена функция распределения магнитных критических токов, описывающая результаты экспериментов по воздействию транспортного тока на захваченный магнитный поток. Рассчитан критический ток перехода пленки в резистивное состояние.

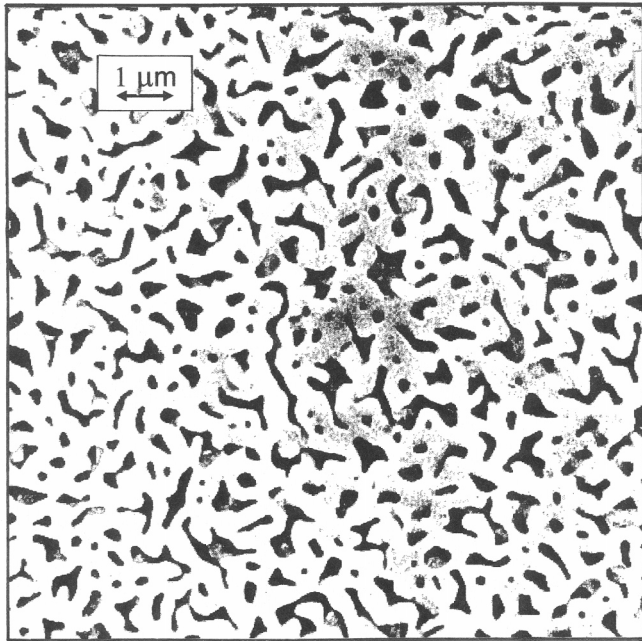
Создание сверхпроводящих композитов с высокими значениями критических токов является важной задачей для криоэлектроники [1]. Один из перспективных способов повышения критического тока состоит в использовании "жестких" сверхпроводников (т.е. сверхпроводников 2-го рода с центрами пиннинга), обладающих микроскопическими неоднородностями. Такие материалы, являясь лишь частично сверхпроводящими из-за наличия фрагментов нормальной фазы, могут выдерживать большие токи в магнитных полях, намного превышающих термодинамическое критическое поле "чистого" объемного сверхпроводника. Именно эти включения нормальной фазы играют роль центров пиннинга, удерживающих вихри от движения под действием силы Лоренца.

В настоящей работе исследуются критические токи в сверхпроводящих пленках YBCO, содержащих включения нормальной фазы с заданной текстурой. При этом структура неоднородностей не изменяется на масштабе толщины пленки, и все распределения магнитного потока являются двумерными. Критические токи при температуре жидкого азота измерялись магнитным методом по изменениям захваченного магнитного потока при воздействии транспортного тока. Такие критические токи мы будем называть магнитными, чтобы отличать их от критического тока, определяемого по переходу образца в резистивное состояние.

Цель работы состоит в изучении статистических характеристик магнитных критических токов и в выяснении их связи с геометрико-морфологическими свойствами сверхпроводящей структуры пленки.

Сверхпроводящие пленки YBCO изготавливались методом магнетронного распыления в атмосфере чистого кислорода при давлении 1 Торр. Ток разряда увеличивался от 100 до 400 мА в течение первых тридцати

минут и далее не менялся. В качестве подложки использовался кристалл сапфира с ориентацией [1102] (*r*-срезу) с буферным подслоем оксида церия толщиной 0.02  $\mu\text{m}$ . Температура подложки поддерживалась на уровне 650°C в течение всего технологического цикла (8 часов). Толщина полученных пленок составляла 0.4  $\mu\text{m}$ . Фрагмент электронной микрофотографии такой пленки приведен на рис. 1. На фотографии отчетливо видна характерная текстура, сформированная в процессе роста благодаря поверхностным дефектам на границе пленки и подложки. Светлые области соответствуют сверхпроводящей фазе  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ , темные — нормальной фазе, образованной включениями CuO, а также пустотами в объеме материала. Включения нормальной фазы имеют столбчатую геометрическую структуру, ориентированную вдоль оси *c*. Для последующей статистической обработки была просканирована поверхность пленки с суммарной площадью 200  $\mu\text{m}^2$ . Доля поверхности, занятой сверхпроводящей фазой, составляет 80%, что существенно превосходит порог протекания электрического тока (50% для двумерной континуальной перколяции [2]). Таким образом, в пленке сформирован достаточно плотный сверхпроводящий кластер, обеспечивающий протекание транспортного тока в плоскости пленки. В то же время доля поверхности, занятой нормальной фазой и, следовательно, проницаемой для магнитного потока, равна 20%. Эта величина меньше порога протекания для переноса магнитного потока в поперечном направлении, поэтому фрагменты нормальной фазы ассоциированы в конечные кластеры, и вихри не могут перемещаться в плоскости пленки, не пересекая при этом бесконечный сверхпроводящий кластер. Сверхпроводящая пленка с двумерным пространственным распределением магнитного потока является примером двумерной системы, в



**Рис. 1.** Фрагмент электронной микрофотографии сверхпроводящей пленки YBCO. Оси  $a$  и  $b$  лежат в плоскости рисунка, ось  $c$  перпендикулярна ей.

которой электрическая и магнитная перколяции не могут сосуществовать. Такая сверхпроводящая структура обеспечивает эффективный пиннинг, так как при пропускании транспортного тока отсутствует перколяция магнитного потока, направленного перпендикулярно плоскости пленки.

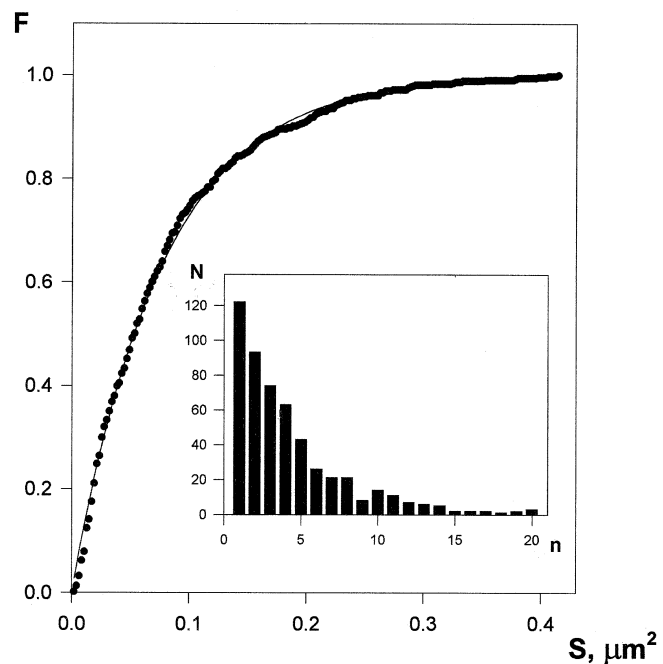
Ранее в работе [3] нами было показано, что статистические свойства центров пиннинга играют важную роль при определении критических токов. При намагничивании пленки с приведенной на рис. 1 текстурой магнитный поток захватывается фрагментами нормальной фазы, играющими роль центров пиннинга. Поэтому важно знать геометрико-статистические характеристики кластеров, образованных фрагментами нормальной фазы. На рис. 2 показана эмпирическая функция распределения  $F(S)$  площадей кластеров нормальной фазы, которая вычислялась как относительное число кластеров, площадь которых не превосходит данной площади  $S$  для каждой порядковой статистики. На рис. 2 приведена также гистограмма выборки площадей кластеров нормальной фазы, построенная с интервалом разбиения  $0.02113 \mu\text{m}^2$ . По оси ординат отложено количество кластеров  $N$ , площадь которых попадает в данную группу разбиений, по оси абсцисс — номер такой группы  $n$ . Размер выборки равен 526. Максимальная и минимальная площади кластеров нормальной фазы составили  $0.4015$  и  $0.002 \mu\text{m}^2$  соответственно. Асимметрия распределения равна 1.743. Расхождение между выборочным средним ( $0.07750 \mu\text{m}^2$ ) и стандартным отклонением ( $0.07389 \mu\text{m}^2$ ) не превышает 5%, что позволяет сделать вывод об экспоненциальном распределении площадей кластеров нормальной

фазы. Аппроксимация функции распределения

$$F(S) = 1 - \exp\left(-\frac{S}{S_0}\right) \quad (1)$$

по методу наименьших квадратов дает среднее значение площади кластера нормальной фазы  $S_0 = 0.07381 \mu\text{m}^2$ .

Далее используем следующую схему измерения критических токов: сначала намагнитим пленку, охладив ее до температуры ниже критической в магнитном поле, направленном по оси  $c$ . Магнитный поток будет захвачен в кластерах нормальной фазы. Теперь будем пропускать транспортный ток через пленку в плоскости  $(a, b)$ . До тех пор пока сила Лоренца не превзойдет силу пиннинга самого слабого центра пиннинга, намагниченность пленки не изменится. Далее, по мере увеличения тока, будут происходить изменения намагниченности за счет магнитного потока, срываемого с тех кластеров нормальной фазы, сила пиннинга у которых не превосходит силу Лоренца, создаваемую транспортным током заданной величины. Когда ток достигнет критического значения, срыв вихрей с центров пиннинга приобретет лавинообразный характер и образец перейдет в резистивное состояние. В то же время каждый центр пиннинга будет иметь свой критический ток, срывающий захваченный на нем магнитный поток. Поскольку в рассматриваемом случае центры пиннинга представляют собой кластеры нормальной фазы, при срыве магнитного потока с такого центра вихри будут пересекать бесконечный сверхпроводящий кластер, в ячейках которого располагаются конечные нормальные кластеры. При этом вихри будут проходить сквозь сверхпроводящую область по слабым



**Рис. 2.** Эмпирическая функция распределения и гистограмма выборки площадей кластеров нормальной фазы. Точки соответствуют порядковым статистикам, линия — аппроксимации функцией  $F(S) = 1 - \exp(-S/S_0)$ .

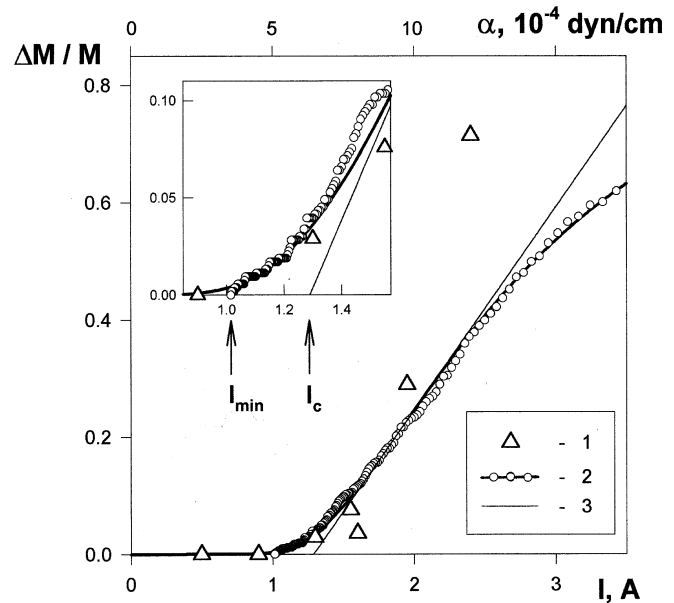
связям, например вдоль границ двойникования, которые всегда присутствуют в сверхпроводящей фазе [4,5]. Чем большие размеры имеет кластер, тем больше таких слабых мест в окружающем его сверхпроводящем пространстве и, следовательно, меньше соответствующий ему критический ток. Основываясь на этих геометрических соображениях, предположим, что критический ток обратно пропорционален периметру кластера нормальной фазы, который в свою очередь пропорционален  $S^{1/2}$ :  $I \propto S^{-1/2}$ , где  $S$  — площадь кластера нормальной фазы. Это справедливо в том случае, если концентрация слабых связей на единицу длины периметра одинакова для всех нормальных кластеров, независимо от их площади, в любой части пленки и если все кластеры имеют подобную форму. Условие геометрического подобия не является строгим: как видно из фотографии (рис.1), кластеры больших размеров, образованные в результате коалесценции малых кластеров, имеют значительно более разнообразную форму. Между тем учет вариаций формы кластеров не меняет основных физических выводов. Для упрощения анализа будем считать, что все кластеры одинаковой площади имеют одинаковую силу пиннинга и, следовательно, одинаковый критический ток. При этом  $I = \beta S^{-1/2}$ , где фактор формы  $\beta$  учитывает как микроскопические свойства центра пиннинга, в том числе форму кластера нормальной фазы, так и геометрию образца, задающую плотность транспортного тока для данного центра пиннинга. Кроме того, полагается, что коэффициент  $\beta$  одинаков для всех кластеров нормальной фазы.

При пропускании транспортного тока намагниченность образца будет меняться на величину магнитного потока, срываемого только с тех кластеров нормальной фазы, у которых сила пиннинга меньше или равна заданной силе Лоренца. В соответствии со сделанным предположением, при увеличении транспортного тока в первую очередь будут освобождаться от магнитного потока кластеры с большим периметром и, следовательно, с большей площадью. Поэтому относительное изменение намагниченности  $M$  может быть выражено через функцию распределения площадей кластеров нормальной фазы и равно доле кластеров с площадью, превышающей заданную:  $\Delta M/M = 1 - F(S)$ . Поскольку  $S = \beta^2/I^2$ , для экспоненциального распределения (1) получим

$$\frac{\Delta M}{M} = \exp\left(-\frac{\beta^2}{S_0 I^2}\right). \quad (2)$$

Таким образом, пропуская через образец транспортные токи различной величины и измеряя происходящие при этом изменения намагниченности, можно не только измерить критический ток, но и просканировать распределение сил пиннинга, определяемое статистическими свойствами кластеров нормальной фазы.

По описанной схеме был поставлен эксперимент, результаты которого представлены на рис. 3. Образец охлаждался до температуры жидкого азота. При измерениях использовались импульсы транспортного тока длительностью 100 мс. Это позволило избежать перегрева



**Рис. 3.** Статистическое распределение магнитных критических токов. 1 — изменение намагниченности при пропускании импульсных транспортных токов; 2 — доля кластеров нормальной фазы, сила пиннинга у которых не превосходит заданной силы Лоренца; 3 — касательная к кривой распределения магнитных критических токов. По верхней шкале отложена линейная плотность сил пиннинга.  $I_{\min}$  — магнитный критический ток для наибольшего в выборке кластера нормальной фазы,  $I_c$  — критический ток перехода в резистивное состояние.

пленки, неизбежного при пропускании постоянного тока такой же величины. Кроме того, при столь кратковременном воздействии транспортного тока не успевает развиться термомагнитная неустойчивость и образец остается сверхпроводящим при пропускании токов вплоть до максимальных значений амплитуды импульса 2.5 А. Для контроля за возможным влиянием тепловых эффектов на результаты измерений намагниченности были выполнены расчеты теплового воздействия транспортного тока, в которых учитывались сопротивления контактов (равные 0.1  $\Omega$  при температуре жидкого азота) и температуропроводность пленки. Было найдено, что даже при отсутствии эффективного теплоотвода для импульсов тока с максимальной амплитудой разогрев образца в приконтактной области пренебрежимо мал и не влияет на захваченный поток. Была также выполнена экспериментальная проверка отсутствия паразитных тепловых эффектов: варьирование длительности импульсов в диапазоне 50...200 мс не оказывало заметного влияния на результаты магнитных измерений.

Каждая из точек кривой  $I$  на рис. 3 показывает изменение намагниченности при пропускании одиночного импульса тока. На рис. 3 приведена также средняя линейная плотность сил пиннинга  $\alpha = (\Phi_0/c)j$ , соответствующая критическому току с плотностью  $j$  ( $\Phi_0$  — квант магнитного потока,  $c$  — скорость света). Площадь поперечного сечения пленки составляла  $4 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2$ . Измерения

выполнялись при помощи датчика Холла с чувствительностью  $30 \mu\text{V} \cdot \text{Gs}^{-1}$  при минимальной измеряемой величине магнитного поля  $0.02 \text{Gs}$ . Датчик Холла был расположен на поверхности образца между токовыми контактами на расстоянии  $7 \text{mm}$  от каждого из них.

Далее результаты магнитных измерений были аппроксимированы функцией (2), характеризующей распределение кластеров нормальной фазы по их магнитным критическим токам. Коэффициент  $\beta$  играл роль подгонного параметра, величина которого, вычисленная методом наименьших квадратов, составила  $\beta = 0.6434 \text{A} \cdot \mu\text{m}$ . Полученная таким путем функция распределения магнитных критических токов показана на рис. 3: каждая точка кривой 2 соответствует своей порядковой статистике на графике эмпирической функции распределения (рис. 2), а соединяющая их линия — это функция (1), перестроенная в координатах  $\{(1 - F), \beta S^{-1/2}\}$ . Отметим, что точки кривой 2 также являются экспериментальными и отражают геометрико-статистические свойства сверхпроводящей структуры пленки.

Из рис. 3 видно, что "геометрическая" аппроксимация (2) удовлетворительно описывает результаты магнитных измерений в диапазоне критических токов вплоть до  $2 \text{A}$ . Для больших токов заметно отклонение, которое может быть обусловлено рядом причин. Во-первых, с увеличением транспортного тока все большую роль играют нарушения геометрического подобия формы кластеров нормальной фазы. Кластеры меньших размеров, у которых меньше слабых связей по их периметру, имеют большую силу пиннинга. Чем меньше слабых мест у кластера, тем важнее, в какой части периметра они располагаются: во "впадине" или в "выступе" кластера формы "кляксы". В зависимости от этого меняется вероятность попадания вихря в такое слабое место. Поэтому исходное предположение о постоянстве коэффициента  $\beta$  для всех кластеров перестает выполняться. Во-вторых, предположение о неизменности концентрации слабых связей на единицу длины периметра для всех кластеров нормальной фазы отражает чисто статистические закономерности, и хорошо выполняется для больших кластеров, где таких слабых связей много. При уменьшении размеров кластера неизбежны отклонения, обусловленные нарушением закона больших чисел. Это также приводит к тому, что фактор формы  $\beta$ , строго говоря, зависит от размера кластера; причем эта зависимость становится более существенной для кластеров малой площади, у которых больше сила пиннинга. Третья причина обусловлена нарушениями структуры сверхпроводящего кластера, неизбежно возникающими при пропускании больших токов через пленку. Каждая последующая точка кривой 1 на графике рис. 3 снимается на одном и том же образце без его перемагничивания. После прохождения очередного импульса тока все большей и большей величины отдельные области образца могут перейти в нормальное состояние и тогда сверхпроводящий бесконечный кластер становится менее плотным. Это приводит к объединению некоторых

конечных кластеров нормальной фазы, что вызывает дополнительное уменьшение захваченного потока.

Отметим полное совпадение "магнитных" (1) и "геометрических" (2) данных при токах, меньших  $1 \text{A}$ . При пропускании токов в этом диапазоне намагниченность остается неизменной, так как отсутствуют центры пиннинга со столь малыми магнитными критическими токами. Малыми силами пиннинга обладают большие кластеры. Площадь наибольшего в выборке кластера нормальной фазы равна  $S_{\text{max}} = 0.4015 \mu\text{m}^2$ , что соответствует критическому току  $I_{\text{min}} = \beta(S_{\text{max}})^{-1/2} = 1.015 \text{A}$ . Именно с этого значения начинаются точки кривой 2 распределения магнитных критических токов, поскольку в диапазоне токов от нуля до  $I_{\text{min}}$  не происходит срыва захваченного потока.

Как видно из рис. 3, каждый кластер нормальной фазы имеет свое значение магнитного критического тока, которое вносит свой вклад в статистическое распределение. Возникает вопрос: чему равен критический ток  $I_c$ , при непрерывном пропускании которого образец перейдет в резистивное состояние? Наиболее просто можно найти  $I_c$  по точке пересечения оси абсцисс и касательной, проходящей через точку перегиба кривой 2 распределения магнитных критических токов (прямая 3 на рис. 3):  $I_c = (2/3)^{3/2} \beta(S_0)^{-1/2}$ . Для исследуемого образца эта оценка дает величину  $I_c = 1.3 \text{A}$ , что хорошо согласуется с экспериментом.

Таким образом, показано, что статистическое распределение магнитных критических токов обусловлено геометрико-морфологическими свойствами сверхпроводящей структуры материала. Технология получения исследуемых пленок YBCO обеспечивает экспоненциальное распределение площадей кластеров нормальной фазы. Важный в практическом отношении результат состоит в том, что по статистическим свойствам геометрической структуры сверхпроводящей пленки можно делать выводы о параметрах статистического распределения критических токов и использовать полученную таким образом информацию для прогнозирования свойств сверхпроводящих материалов, контроля качества и оптимизации их технологии. Одним из направлений такой оптимизации является получение сверхпроводящих композиций с заданным распределением сил пиннинга, обеспечивающим наибольшее значение критического тока.

Данная работа выполнена при частичном финансировании по программе "Интеграция" (грант № 679).

## Список литературы

- [1] M.R. Beasley. In: Percolation, Localization and Superconductivity / Ed. by A.M. Goldman, S.A. Wolf. NATO ASI Series. Ser. B, **109**. Plenum Press, N. Y.(1984). P. 115.
- [2] R. Zallen, H. Scher. Phys. Rev. **B4**, 4474 (1971).
- [3] Yu.I. Kuzmin, A.P. Paugurt, I.V. Pleshakov, S.V. Razumov. Supercond. Sci. Technol. **7**, 41 (1994).
- [4] S. Senoussi. J. Phys. (France) III **2**, 1041 (1992).
- [5] M.J.M.E. De Nivelte, G.J. Gerritsma, H. Rogalla. Phys. Rev. Lett. **70**, 1525 (1993).