

Тонкие ВТСП пленки YBCO с замороженными напряжениями

К.Н. Югай, А.Б. Муравьев, Г.М. Серопян, К.Б. Коноваленко

*Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского
пр. Мира, 55а, г. Омск, 644050, Россия
E-mail: yugay_klimenty@mail.ru*

Young Huh

*Korea Electrotechnology Reseach Institute, Ansan 426-901, South Korea
E-mail: yhuh@keri.re.kr*

Статья поступила в редакцию 24 мая 2005 г.

Напряженные YBCO пленки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с толщиной большей критической выращены на подложках $LaAlO_3$ (100) методом лазерной абляции. Напряжения замораживались в пленках быстрым охлаждением после напыления. Эти пленки имеют необычную температурную зависимость плотности критического тока: характерный минимум наблюдается в интервале температур 55–57 К. Критическая плотность тока уменьшается от 10^6 А/см² при 77 К до 10^4 А/см² и ниже. Пленки стабильны к термоциклированию от 300 К до температуры кипения жидкого азота. Исследование с помощью сканирующего туннельного микроскопа позволило сделать вывод о макроскопическом структурировании пленок с образованием доменов напряжений. Размеры доменов уменьшаются при увеличении степени напряженности пленок и составляют в среднем от 1 до 2,4 мкм. Проникновение магнитного поля в пленки с замороженными напряжениями отличается от проникновения в монокристаллические и гранулярные пленки, что также позволяет говорить о макроскопическом структурировании в напряженных пленках.

Напружені YBCO плівки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з товщиною більшою критичної вирощені на підкладках $LaAl_3$ (100) методом лазерної абляції. Напруження заморожувалися в плівках швидким охолодженням після напилювання. Ці плівки мають незвичайну температурну залежність густини критичного струму: характерний мінімум спостерігається в інтервалі температур 55–57 К. Критична густина струму зменшується від 10^6 А/см² при 77 К до 10^4 А/см² і нижче. Плівки стабільні до термоциклівання від 300 К до температури кипіння рідкого азоту. Дослідження за допомогою скануючого тунельного мікроскопа дозволило зробити висновок про макроскопічне структуривання плівок з утворенням доменів напружень. Розміри доменів зменшуються при збільшенні ступені напруження плівок і складають у середньому від 1 до 2,4 мкм. Проникнення магнітного поля в плівки з замороженими напруженнями відрізняється від проникнення в монокристалічні і гранулярні плівки, що також дозволяє казати про макроскопічне структуривання в напружених плівках.

PACS: 74.72.Bk, 74.76.Bz, 74.62.Fj, 74.60.Jg

Ключевые слова: высокотемпературный сверхпроводник YBCO, лазерная абляция, закалка, сверхпроводящая пленка, напряженное состояние, домен напряжения, туннельный ток

1. Введение

Напряженные состояния высокотемпературных сверхпроводящих пленок вызывают большой интерес, поскольку напряжения в них существенно

изменяют физические свойства [1–8]. Речь в основном идет о напряжениях, возникающих в пленках из-за несоответствия кристаллических структур сверхпроводящей пленки и подложки, на которой тем или иным методом выращивают эту пленку.

Ясно, что напряжения особенно важны для тонких пленок. В работе [1] показано, что в двухслойной системе $\text{Nd}_{1,83}\text{Ce}_{0,17}\text{CuO}_x/\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{SrTiO}_3$ при варьировании относительной толщины $\text{Nd}_{1,83}\text{Ce}_{0,17}\text{CuO}_x(\text{NCCO})$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}(\text{YBCO})$, т.е. степени напряжения в пленках NCCO и YBCO, можно добиться изменения сверхпроводящих параметров в обеих пленках. Как показывают исследования, если параметры кристаллической решетки подложки меньше, чем параметры пленки, то возникают сжимающие в ab -плоскости напряжения, вследствие которых критическая температура пленки повышается. Именно так обстоит дело в паре пленка $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ –подложка LaSrAlO_4 ; критическая температура достигает значения 44 К при оптимальном допировании стронцием $x = 0,15$ [2–4], что выше, чем для того же, но объемного сверхпроводника. Если параметры кристаллической решетки подложки больше, чем у пленки, то в пленке возникают растягивающие в плоскости пленки напряжения, при этом критическая температура понижается (например, для пары $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ – SrTiO_3 [3,5]). Ответ на вопрос о причинах такого поведения сверхпроводящей пленки может оказаться ключевым для понимания природы сверхпроводников, в частности высокотемпературных. Однако есть экспериментальные данные, свидетельствующие и о преобладающей роли допирования кислородом по сравнению с эффектом напряжения [6], но можно предположить, что сами напряжения приводят к перераспределению кислорода в решетке. Безусловно, содержание кислорода существенно влияет на критические параметры высокотемпературного сверхпроводника, и изменение степени допирования кислородом может быть осуществлено самыми разными способами. Однако в упомянутых выше работах (кроме, разумеется, [6]) речь идет именно о влиянии напряжения, которое может привести к изменению допирования кислородом. Существующие в настоящее время теоретические модели (см., например, [7,8]) не описывают всей совокупности экспериментальных фактов. Ясно, что нужны новые более тщательные эксперименты и новые теоретические подходы для объяснения всех фактов этого, безусловно, интересного явления.

Известно, что напряжения, обусловленные несогласованием параметров решеток пары пленка–подложка, при соответствующем отжиге будут релаксировать с образованием дислокаций (см., например, обзор по полупроводниковым пленкам [9]). Полная релаксация происходит тогда, когда энергия решетки, обусловленная напряжениями, перейдет в энергию дислокаций. Это происходит при определенной толщине пленок, называемой

критической. При толщине пленки, большей критической, напряжения полностью исчезают. Однако, как показали наши эксперименты, напряженное состояние может быть заморожено в пленках с толщиной, большей критической, с помощью быстрой закалки сразу после окончания напыления пленки. Такие пленки далее будем называть «пленками с замороженными напряжениями» (frozen-strain films). Закалка замораживает термические деформации растяжения в ab -плоскости и в определенном смысле напряженное состояние в пленке не зависит от типа подложки – растягивает ли она или сжимает пленку. Ниже приведены результаты экспериментов по выращиванию напряженных пленок YBCO на подложках (100) LaAlO_3 (LAO) и исследования некоторых свойств полученных пленок. Напряженные пленки, выращенные нами, обладают интересными и важными свойствами. Обозначим параметры решетки пленки в ab -плоскости без закалки a_0 и b_0 , а эти же параметры с замороженными деформациями – a_f и b_f : $a_f = a_0 + \Delta a$, $b_f = b_0 + \Delta b$. Как показывают измерения туннельных вольт-амперных характеристик (ВАХ) в ab -плоскости, Δa и Δb неоднородны по площади пленки: пленка макроскопически структурируется с образованием доменов напряжений, внутри которых Δa и Δb , по-видимому, малы, а на границах между доменами напряжений Δa и Δb максимальны. Неожиданной оказалась температурная зависимость плотности критического тока пленок с замороженными напряжениями: эта зависимость обладает характерным минимумом в температурном интервале 55–57 К.

2. Выращивание напряженных пленок

Напряженные пленки YBCO выращивались нами методом лазерной абляции [10]. В экспериментах использовали импульсный Nd:YAG лазер (длина волны $\lambda = 1,06$ мкм, длительность импульса $\tau = 20$ нс, частота повторения импульсов $\nu = 12$ Гц). Температура подложки во время роста была в пределах 810–840°C, давление кислорода в вакуумной камере составляло 0,1–0,6 мбар. Плотность мощности лазерного излучения на поверхности мишени изменялась от $3 \cdot 10^8$ Вт/см² до $8 \cdot 10^8$ Вт/см². Измерения критического тока YBCO пленок проводились на мостиках шириной порядка 50 мкм стандартным четырехзондовым методом. Золотые контактные площадки на пленках YBCO напылялись также лазерным методом. При измерениях критического тока использовался критерий «1 мкВ».

Основная идея экспериментов заключалась в следующем: параметры выращивания пленок (плотность мощности импульсного лазерного излучения, давление кислорода в камере, температура подлож-

ки в процессе напыления) выбирали такими, при которых выращенная пленка получалась малодефектной, монокристаллической со значением плотности критического тока не менее 10^6 А/см². Такие пленки оказываются устойчивыми к термоциклированию, выдерживают более 300 термоциклов, не изменяя своих высоких сверхпроводящих свойств [11]. Параметры выращивания таких пленок следующие: плотность мощности лазерного излучения $6 \cdot 10^8$ Вт/см², температура подложки в процессе роста пленки 830 °С, давление кислорода в напылительной камере 0,2 мбар. Время выдержки в печи после напыления составляло 300 с (при той же температуре, что и сразу по окончании напыления), а скорость охлаждения после окончания напыления 3 град/с. Однако, уменьшая время выдержки и увеличивая скорость охлаждения при неизменных параметрах выращивания, можно, как будет показано ниже, заморозить механические напряжения в пленке.

На рис. 1 приведены зависимости плотности критического тока J_c пленок YBCO от времени выдержки t при разных скоростях охлаждения. Как видно, при одной и той же скорости охлаждения уменьшение времени выдержки резко понижает плотность критического тока. Иными словами, пребывание пленки после напыления при температуре ее выращивания приводит к быстрой релаксации механических напряжений, что сильно сказывается на величине плотности критического тока пленки. Механические напряжения искажают кристаллическую решетку сверхпроводящего материала, и чем больше эти напряжения, тем больше искажается решетка и

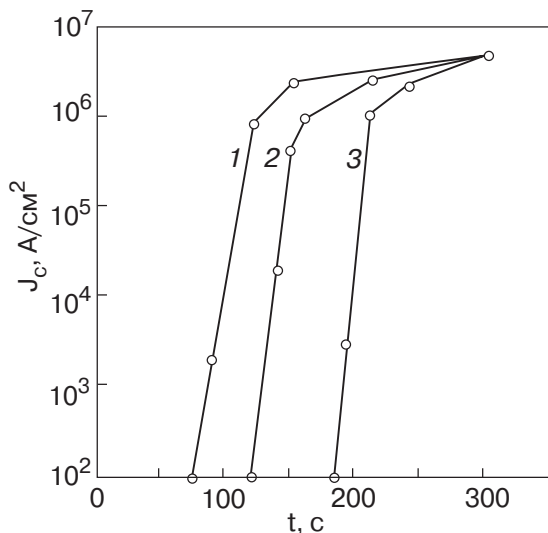


Рис. 1. Зависимость критической плотности тока J_c YBCO пленок от времени выдержки t в печи при различных скоростях охлаждения v , град/с: 2,5 (1); 2,2 (2); 1,6 (3).

тем меньше плотность критического тока. В определенном смысле плотность критического тока служит мерой механических напряжений в пленке.

Интересные результаты получены при исследовании зависимости сверхпроводящих свойств от толщины пленок. При выращивании толщина пленок варьировалась от 20 до 200 нм (рис. 2). Степень напряженности пленок зависит от времени закалки, другими словами, от времени выдержки пленок в печи после напыления. Как видно на рис. 2, кривые 1 и 2 достигают насыщения при максимально возможном значении плотности критического тока (около 10^6 А/см²), что соответствует монокристаллической пленке, следовательно, время выдержки 180 с — достаточное время для того, чтобы механические напряжения практически полностью исчезли. На этом рисунке также видно, что критическая толщина при этом составляет примерно 65 нм. При уменьшении времени выдержки до 90 с (кривая 3) насыщение достигается при значении критического тока, равном $5 \cdot 10^5$ А/см², т.е. ниже максимального значения, что может говорить только о том, что механические напряжения в решетке заморожены. При еще меньшем времени выдержки (кривая 4) в пленке заморожены еще большие напряжения и плотности критических токов становятся еще меньше. Таким образом, появляется возможность получения пленок с требуемой степенью напряженности как путем изменения скорости охлаждения, так и варьированием толщины пленки.

Для исследования поверхности пленок с замороженными напряжениями нами использован метод сканирующей туннельной микроскопии, основан-

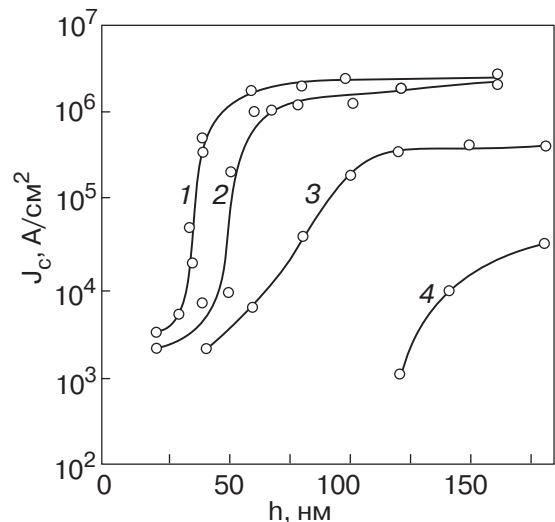


Рис. 2. Зависимость критической плотности тока J_c от толщины пленок h для различного времени выдержки в печи t , с: 300 (1); 180 (2); 90 (3); 80 (4).

ный на снятии туннельных ВАХ при протекании тока между сканирующей платиновой иглой микроскопа и поверхностью пленки. С этой целью применялся сканирующий туннельный микроскоп СММ-2000Т (СТМ). Размер области сканирования составлял 6×6 мкм. Вольт-амперные характеристики измеряли построчно с шагом $0,3$ мкм по всей области сканирования. В результате получены туннельные ВАХ, вид которых различен для разных точек поверхности напряженных пленок. Большая их часть имеет омический характер. Однако среди туннельных ВАХ имеются такие, которые не являются омическими и обладают характерными максимумами (рис. 3) [12]. Наблюдаемые на ВАХ пики возникают при напряжении от 2 до 5 В, что меньше энергии ионизации атомов и позволяет говорить о соответствии ВАХ деформационному потенциалу, возникающему в напряженных состояниях. Причем наличие небольшого числа этих пиков позволяет говорить о малоуровневой, относительно неглубокой деформационной потенциальной яме.

Координаты точек с туннельной ВАХ были зафиксированы для каждой отсканированной области поверхности для всех исследуемых пленок. На рис. 4 для примера представлено распределение точек, в которых ВАХ имеют характерные максимумы, на поверхности пленки с $J_c(T = 77 \text{ К}) = 1,2 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$. Как видно, эти точки разбросаны по всей поверхности и они принадлежат, по-видимому, границе между областями с неискаженной кристаллической структурой пленки. Эти области представляют собой, очевидно, домены напряжений, а точки на рис. 4 принадлежат междоменным границам. Это позволяет нам оценить характерный размер домена напряжения. Средний размер доменов $\langle d \rangle$ составляет для разных пленок от 1 до 2,4 мкм, причем, чем меньше величина плотности критического тока, т.е. чем больше степень напряженности пленок, тем размеры доменов меньше. На рис. 5 представлена зависимость среднего размера домена $\langle d \rangle$ от $J_c(77 \text{ К})$ пленки. На приведенной зависимости наблюдается скачок $\langle d \rangle$ вблизи значения $J_c \sim 10^5 \text{ А/см}^2$, который указывает,

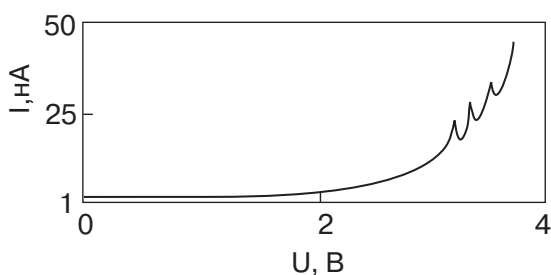


Рис. 3. Туннельная ВАХ с характерными максимумами.

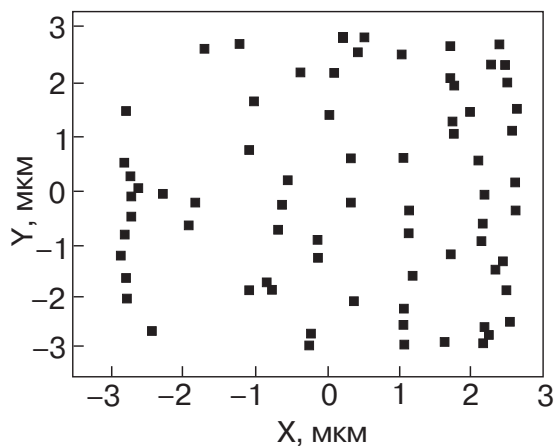


Рис. 4. Координаты точек с туннельными ВАХ междоменной границы.

очевидно, на качественные структурные изменения, происходящие в пленке.

3. Температурные зависимости критического тока пленок с замороженными напряжениями

Наиболее впечатляющим свойством YBCO пленок с замороженными напряжениями является зависимость плотности критического тока этих пленок от температуры. Температурные зависимости критического тока ненапряженных пленок – монокристаллических и гранулярных – представлены на рис. 6. Эта зависимость монотонно уменьшается при увеличении температуры. Напряженные пленки обладают необычной температурной зависимостью с характерным минимумом в интервале температур $55\text{--}57 \text{ К}$. На рис. 7 представлена типичная температурная зависимость плотности критического тока напряженных пленок при $J_c(77 \text{ К}) = 3,8 \cdot 10^4 \text{ А/см}^2$. При увеличении степени напряжения, что соответствует уменьшению J_c , в указанном температурном интервале сверхпроводимость исчезает (рис. 8). Такое необычное поведение напряженных пленок, возможно, обусловлено тем, что транспортные свойства границы между доменами напряжений изменяются при

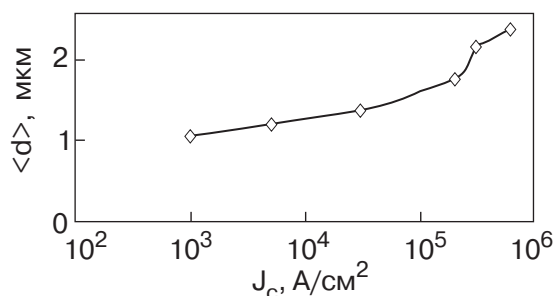


Рис. 5. Зависимость среднего размера домена напряжения $\langle d \rangle$ от критической плотности тока J_c .

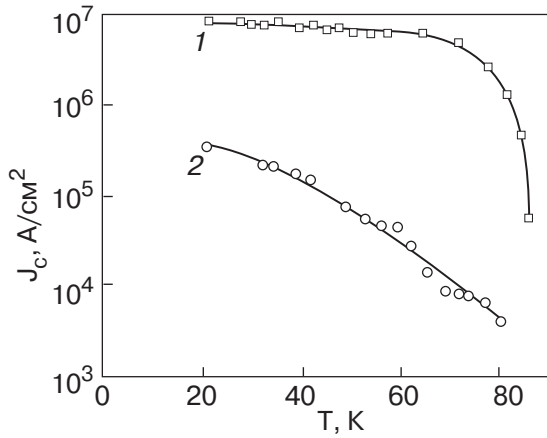


Рис. 6. Температурная зависимость J_c для монокристаллической (1) ($J_c(77\text{ К}) = 3,5 \cdot 10^6\text{ А/см}^2$) и гранулярной (2) ($J_c(77\text{ К}) = 8 \cdot 10^3\text{ А/см}^2$) пленок.

изменении температуры, причем эта зависимость нелинейная. Изменение свойств междоменных границ, безусловно, вызвано существованием напряжений в пленке. В интервале температур 55–57 К деформации междоменной границы таковы, что приводят к максимальному подавлению сверхпроводящего тока.

На рис. 9 представлены температурные зависимости J_c напряженной пленки при термоциклировании от 77 до 300 К для разных чисел термоциклов: $n = 0, 70, 140$, на основании которых можно сделать вывод, что механические напряжения, замороженные в кристаллической пленке, не релаксируют полностью при термоциклах и не исчезают. Это неожиданное поведение напряженных пленок требует для своего адекватного объяснения привлечения более детальных экспериментальных данных. На рис. 9

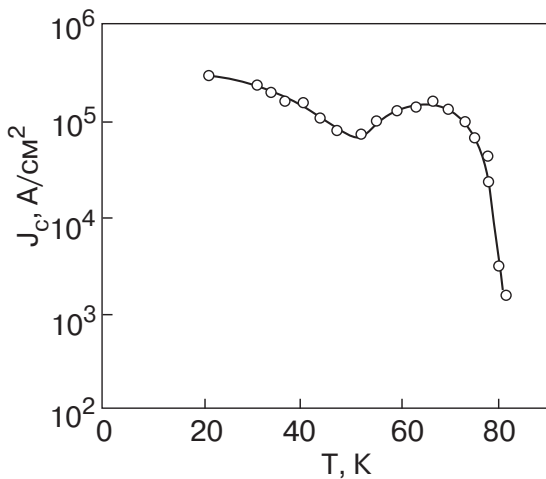


Рис. 7. Температурная зависимость J_c для YBCO пленки с замороженными напряжениями ($J_c(77\text{ К}) = 3,8 \cdot 10^4\text{ А/см}^2$).

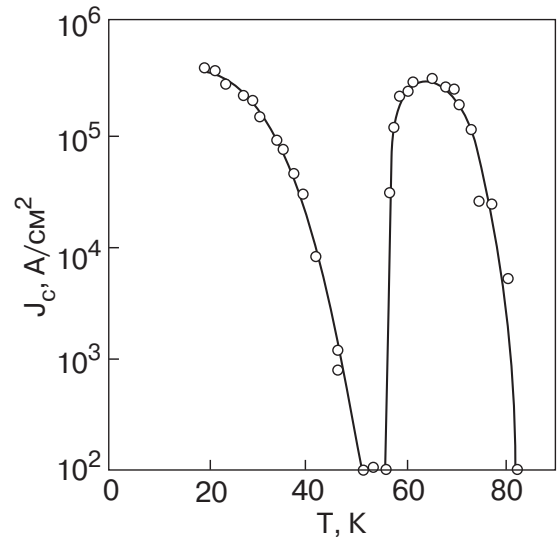


Рис. 8. Температурная зависимость J_c для YBCO пленки с замороженными напряжениями ($J_c(77\text{ К}) = 1,6 \cdot 10^4\text{ А/см}^2$).

видно, что значения плотности критического тока при 77 К практически не изменяются при термоциклировании. Более детальные исследования показали, что при $T = 77\text{ К}$ плотность критического тока напряженных пленок мало меняется и при $n = 500$, что очень важно для практических приложений. Известно, что гранулярные ВТСП пленки при тех же значениях плотности критического тока, что и напряженные, быстро деградируют при термоциклировании [13].

Возможно, что разрушение сверхпроводимости в указанном выше температурном интервале обусловлено рассеянием электронов междоменной грани-

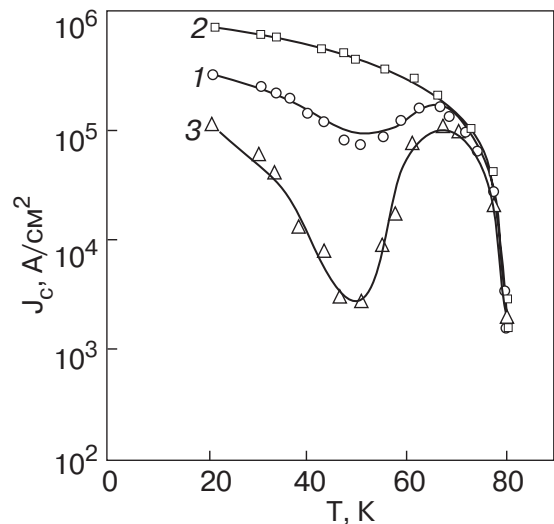


Рис. 9. Температурная зависимость J_c для YBCO пленки с замороженными напряжениями для различных чисел термоциклов n : 0 (1); 70 (2); 140 (3).

цей, а именно, локализованными там электронами. При определенных условиях число локализованных электронов может оказаться столь большим, что приводит даже к полному разрушению сверхпроводимости (см. рис. 8). С другой стороны, максимальная деформация, соответствующая максимальной локализации электронов, очевидно, соответствует и максимальному изменению (увеличению) содержания кислорода на междоменной границе. Таким образом, можно предположить, что рассматриваемые пленки с замороженными напряжениями — это новое, отличное от известных, состояние YBCO пленок.

4. Проникновение магнитного поля в пленки с замороженными напряжениями

Междоменные границы не представляют собой разрыва сплошности кристаллической решетки пленки, а являются, по-видимому, локальными механическими деформациями. Об этом свидетельствуют зависимости плотности критического тока пленок YBCO с замороженными напряжениями. Для сравнения такая же зависимость получена для монокристаллических и гранулярных пленок. Постоянное внешнее магнитное поле в экспериментах было однородным и направленным перпендикулярно плоскости пленки.

Известно, что во внешнем магнитном поле критический ток ВТСП уменьшается (см., например, [14–16]). Это свойство обусловлено рассеянием электронов на джозефсоновских вихрях в случае гранулярного ВТСП или абрикосовских вихрях в случае монокристаллического сверхпроводника. Однако зависимость $J_c(H)$, а также интерпретация этой зависимости достаточно сложные, различными

авторами предложено большое число выражений для описания этой зависимости. Но все предложенные зависимости отражают факт уменьшения плотности критического тока при возрастании внешнего поля.

Нами проведены экспериментальные исследования зависимости плотности критического тока от внешнего приложенного магнитного поля $J_c(H)$ для различных YBCO пленок. Особый интерес представляют эти зависимости в области слабых полей. На рис. 10 представлены типичные зависимости плотности тока от приложенного поля для трех различных пленок — монокристаллической, напряженной и гранулярной. Как видно на рисунке, для монокристаллической и пленки с замороженными напряжениями существует диапазон значений внешнего поля, при котором плотность критического тока остается неизменной. Это означает, что в этом диапазоне внешнее поле не проникает внутрь пленки. Отличие монокристаллической пленки и пленки с замороженными напряжениями состоит в том, что для монокристаллической пленки значения внешнего поля, при котором поле начинает проникать внутрь пленки, составляют $H_{pm} \approx 90\text{--}110$ Э, а для пленки с замороженными напряжениями оно равно приблизительно $H_{ps} \approx 5\text{--}85$ Э. Для гранулярных пленок это поле близко к нулю ($H_{pg} \approx 0,05$ Э). Таким образом, в магнитном поле, проникающем внутрь пленки, свойства гранулярных пленок существенно отличаются от монокристаллических и пленок с замороженными напряжениями. На рис. 11 представлены зависимости проникающего внешнего поля H_p от плотности критического тока при 77 К, т.е. от степени напряженности для пленок с замороженными напряжениями. Видно, что с ростом степени напряженности значение поля H_p уменьшается, иными словами, поле легче проникает в пленку, если степень напряженности увеличивается. При

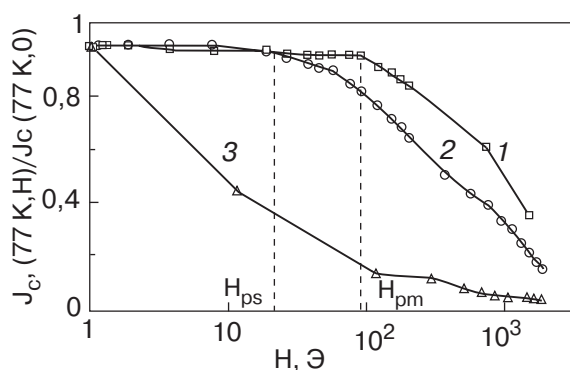


Рис. 10. Зависимость плотности критического тока тонкой YBCO пленки от внешнего магнитного поля для различных типов пленок: монокристаллическая пленка с $J_c(77\text{ К}, 0) = 1,15 \cdot 10^6$ А/см² (1); напряженная пленка с $J_c(77\text{ К}, 0) = 2,05 \cdot 10^5$ А/см² (2); гранулярная пленка с $J_c(77\text{ К}, 0) = 3,30 \cdot 10^3$ А/см² (3).

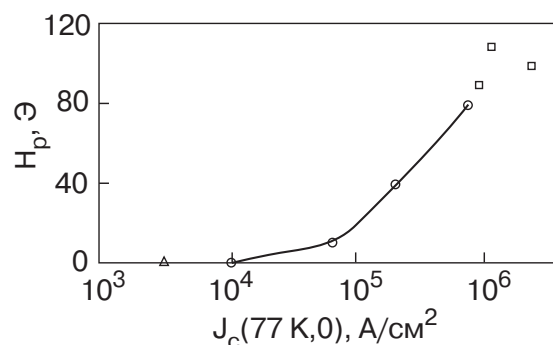


Рис. 11. Зависимость H_p от начального значения плотности критического тока $J_c(77\text{ К}, 0)$. (□) — монокристаллическая пленка; (○) — пленка с замороженными напряжениями; (△) — гранулярная пленка.

слабых напряжениях (большие значения плотности критического тока) значение H_p приближается к значению для монокристаллических пленок, а при больших значениях H_p (малые значения плотности критического тока) – к значению для гранулярных пленок.

Близкие к нулю значения H_{pg} для гранулярных пленок обусловлены джозефсоновской природой связей между гранулами [14,15]. Поле проникает в межгранульное пространство в виде вихрей Джозефсона, и вследствие большого разброса параметров слабой связи между гранулами барьер типа Бина – Ливингстона в целом для гранулярной пленки очень мал. Для монокристаллической пленки поле H_{pm} , т.е. барьер Бина – Ливингстона, имеет наибольшие значения, и поле проникает внутрь в виде вихрей Абрикосова. Что касается пленок с замороженными напряжениями, то меньшие значения H_{ps} , очевидно, обусловлены наличием междоменных границ, т.е. поле проникает вначале именно в междоменное пространство. Кроме того, эти границы служат центрами пиннинга. Можно предположить, что для пленок с $J_c \leq 10^4$ А/см² механические напряжения настолько велики, что происходит распад монокристаллической структуры на отдельные блоки и внешнее поле проникает в образец через межблочное пространство.

Таким образом, свойства пленок YBCO с замороженными напряжениями отличаются как от монокристаллических, так и от гранулярных пленок при проникновении магнитного поля.

5. Заключение

Известно, что механические напряжения в ВТСП материалах приводят к перераспределению кислорода в кристалле [1–5]. Предстоит еще понять, в какой степени и как происходит это перераспределение. Однако полученные нами результаты позволяют утверждать о существовании некоторого нового состояния YBCO пленок, названных нами пленками с замороженными напряжениями. Это состояние характеризуется необычной температурной зависимостью плотности критического тока с характерным минимумом в области 55–57 К, макроскопическим структурированием с образованием доменов напряжений, подавлением критического тока, проникновением магнитного поля в пленку, отличающимся от проникновения поля в монокристаллические и гранулярные пленки. Подавление плотности критического тока в напряженных пленках можно качественно объяснить следующим образом. Граница между доменами напряжений представляет собой деформацию кристаллической решетки, в которой содержание кислорода отличается от его содержа-

ния в среднем по всему кристаллу. Деформация растяжения, происходящая на междоменной границе пленок с замороженными напряжениями, приводит к увеличению содержания кислорода, так что эта граница представляет собой потенциальную яму для электронов. Характер такой ямы будет зависеть от степени деформации решетки. Понятно, что в подобной деформационной потенциальной яме могут локализоваться электроны, о чем уже говорилось выше. Причем достаточно глубокая яма будет содержать не один электронный уровень, что приведет к локализации достаточно большого числа электронов на границе между доменами напряжений. Рассеяние на этих электронах и приведет к подавлению не только полного тока, но, в первую очередь, когерентной составляющей тока – сверхтока.

Заметим, что уникальные свойства напряженных YBCO пленок – возможность изменения плотности критического тока в широком интервале значений (10^3 – 10^5 А/см²), их устойчивость к термоциклам – делают их пригодными для изготовления на их основе сквидов [17].

1. A. Gupta, R. Gross, E. Olsson, A. Segmuller, G. Koren, and C.C. Tsuei, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3191 (1990).
2. H.L. Kao, J. Kwo, R.M. Fleming, M. Hong, and J.P. Mannaerts, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2748 (1991).
3. H. Sato, A. Tsukada, M. Naito, and A. Matsuda, *Phys. Rev.* **B61**, 12447 (2000); *ibid.* **B62**, R799 (2000).
4. M. Abrecht, D. Ariosa, D. Cloetta, S. Mitrovic, M. Onellon, X.X. Xi, G. Margaritondo, and D. Pavuna, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 057002 (2003).
5. M. Salluzzo, C. Aruta, G. Ausanio, A. D'Agostino, and U.S. di Uccio, *Phys. Rev.* **B66**, 184518 (2002).
6. I. Bozovic, G. Logvenov, I. Belca, B. Narimbetov, and I. Sveklo, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 107001 (2002).
7. X.J. Chen, H.Q. Lin, and C.D. Gong, *Phys. Rev.* **B61**, 9782 (2000).
8. I.A. Ovid'ko, A.G. Sheinerman, and N.V. Skiba, *J. Phys.: Cond. Matt.* **15**, 1173 (2003).
9. Ю.Б. Болховитянов, О.П. Пчеляков, С.И. Чикичев, *УФН* **171**, 689 (2001).
10. А.В. Демин, А.Б. Муравьев, А.А. Скутин, К.К. Югай, К.Н. Югай, Г.М. Серопян, С.А. Сычев, *Вестник Омского ун-ва.* **3**, 37 (1998).
11. Н. Югай, Г.М. Серопян, А.А. Скутин, К.К. Югай, А.Б. Муравьев, *ЖТФ* **68**, 48 (1998).
12. К.Н. Югай, К.Б. Коноваленко, А.Б. Муравьев, С.А. Сычев, Г.М. Серопян, *Вестник Омского ун-ва.* **3**, 26 (2002).
13. К.Н. Yugay, G.M. Seropyan, A.A. Skutin, K.K. Yugay, *Fiz. Nizk. Temp.* **23**, 384 (1997).
14. С.В. Гапонов, Ф.В. Гарин, В.Н. Голубев, М.А. Калягин, Е.Б. Клоенков, В.Я. Косыев, А.В. Кочемасов, М.Д. Стриковский, *ЖЭТФ* **95**, 1086 (1989).

15. А.А. Жуков, В.В. Мошалков, *СФХТ* **4**, 850 (1991).
16. Е.З. Мейлихов, *УФН* **163**, 27 (1993).
17. К.Н. Yugay, А.В. Muravjev, К.К. Yugay, G.M. Seropyan, S.A. Sychev, К.В. Konovalenko, Young Huh, D.S. Pashkevich, A.V. Stupak, and Jong-Uk Kim, *J. Superconduc.* **17**, 755 (2004).

Thin HTS film of a YBCO with the frozen strains

К.Н. Yugay, А.В. Muravjev, G.M. Seropyan,
К.В. Konovalenko, and Young Huh

Strained HTS $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films of thickness more than the critical one were deposited on LaAlO_3 substrates (100) by the laser ablation method. Strains were frozen in the films by rapid cooling just after the laser deposition. These films, which we call the «frozen-strain

films», have a very surprising temperature dependence of critical current density: it has a characteristic minimum in the temperature range of 55–57 K. The critical current density at 77 K is suppressed from 10^6 A/cm^2 down to 10^4 A/cm^2 at 77 K and below, but these films are very stable at thermocycling from 300 K to the nitrogen boiling temperature. The scanning tunnel microscope study suggests that strained domains are formed in these films. The domain sizes reduce with increasing strains and average between 1 and 2.4 μm . Magnetic field penetration into the frozen-strain films differs from mono and granular films. This also suggests the macroscopic structuring of the «frozen-strain films».

Keywords: high-temperature superconductor YBCO, laser ablation, superconductor film, strained state, strained domain, tunnel current