

НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПОТОКА В МАГНИТНЫХ СВОЙСТВАХ ТЕКСТУРИРОВАННЫХ YBaCuO И РОЛЬ ДИНАМИКИ ДВОЙНИКОВЫХ ГРАНИЦ

© А.И.Дьяченко, В.В.Чабаненко, Г.Шимчак,* С.Пехота*

Физико-технический институт Академии наук Украины,
340114 Донецк, Украина

* Институт физики Польской академии наук, 02-668 Варшава, Польша

(Поступила в Редакцию 18 января 1996 г.)

В окончательной редакции 13 июня 1996 г.)

Исследована анизотропия развития неустойчивости критического состояния текстурированных образцов YBCO в магнитном поле до 12 Т. При $H \parallel c$ наблюдались большие ~ 500 emu/g скачки магнитного момента M образца, связанные с развитием магнитотермической неустойчивости. В ориентации $H \parallel ab$ в сильном поле обнаружены гигантские немонотонности поведения $M(H)$. Экспериментально выявлена большая ($\sim 10^{-4}$) магнитострикция, связанная с пиннингом магнитного потока. Обнаружена стабилизация критического состояния образца путем перемагничивания. Однако при отогреве образца выше 100 К и его последующем охлаждении скачки магнитного потока полностью восстанавливаются. Предложен новый обратимый механизм зарождения неустойчивости, основанный на явлении обратимости пластических деформаций высокотемпературных сверхпроводников. Он объясняет регенерацию нестабильности критического состояния.

Для жестких сверхпроводников второго рода в больших магнитных полях известно явление термомагнитной неустойчивости, когда в результате скачков магнитного потока образец переходит в резистивное или нормальное состояние [1-3]. Аналогичные явления наблюдаются при измерении намагниченности массивных текстурированных («монокристаллических») образцов высокотемпературных сверхпроводников [4]. Возможность их широкого практического применения (например, для изготовления тоководов) стимулирует исследования природы магнитотермических неустойчивостей [5,6].

Характер нестабильностей критического состояния текстурированных ВТСП-материалов во многом зависит от их микроструктуры, а при больших магнитных полях ($B \geq 1$ Т) и критических токах $j_c \geq 10^5$ А/см² (в связи с гигантской магнитострикцией [7]) — от возможности пластической деформации. Например, в магнитном поле $B = 4$ Т, параллельном оси c , сверхпроводник с размером вдоль плоскости ab $L_{ab} = 4$ мм и величиной $j_c = 2 \cdot 10^5$ А/см² находится под

воздействием большого механического напряжения ($\sigma \approx j_c B L_{ab}/4 \approx 10^7$ Па), которого достаточно для проявления пластической деформации Y-Ba-Cu-O-сверхпроводников [8].

Тепловыделение, возникающее при пластическом течении материала сверхпроводника, может привести к развитию термомеханической неустойчивости и стимулировать термомагнитную нестабильность критического состояния даже тогда, когда в отсутствие пластических деформаций критическое состояние сверхпроводника было стабильным [3,9]. В обычных сверхпроводниках ситуация существенно улучшалась благодаря открытию явления «тренировки» [10], связанного с упрочнением материала при многократном циклировании механической нагрузки. Как известно, это явление носит необратимый характер [10]. В результате тренировки образец надолго сохраняет устойчивость к скачкам магнитного потока, первопричиной которых является пластическая деформация.

В данной работе обнаружено явление тренировки в текстурированных образцах Y-Ba-Cu-O и показано, что оно может носить обратимый характер. В эксперименте при исследовании намагниченности и магнитострикции в сильных магнитных полях $B \leq 12$ Т наблюдались гигантские скачки магнитного потока, которые после полного цикла перемагничивания не проявлялись, т.е. наблюдалось явление, подобное тренировке жесткого сверхпроводника: устойчивость текстурированных сверхпроводников к термомагнитным нестабильностям возрастала под действием пондеромоторных сил ($P \sim 10$ МПа). Но в отличие от обычных низкотемпературных сверхпроводников в Y-Ba-Cu-O-купратах эффект оказался полностью обратимым. При отогреве образца до температуры $T > 100$ К и его последующем охлаждении скачки магнитного потока полностью восстанавливались. Предполагаемым механизмом регенерации нестабильности критического состояния сверхпроводника является сверхупругость (способность к большим обратимым деформациям [8]) текстурированных образцов Y-Ba-Cu-O, связанная с динамикой двойниковых границ в плоскости ab .

1. Эксперимент

Исследование намагниченности M проведено на стандартном вибрационном магнитометре, переоборудованном для экспериментов в сильных магнитных полях. Для этого измерительные катушки магнитометра размещались внутри сверхпроводящего соленоида. Изменение линейного размера образца в магнитном поле $\Delta L(H) = L(H) - L_0$, где $L_0 = L(0)$, регистрировалось с помощью тензодатчика сопотривления, который включался в плечо моста постоянного тока. Скорость изменения внешнего поля варьировалась в диапазоне 8–20 мТ/с.

Исследуемый образец имел форму параллелепипеда ($1.5 \times 1.6 \times 4.2$ мм), изготовленного скалыванием с длинномерной полосы, которая получена обычным методом твердофазного синтеза и последующей направленной кристаллизацией — методом МТГ (conventional solid-state reaction and melt-textured growth process). Для измерений магнитострикции использовались пластины размером $0.5 \times 3 \times 5$ мм.

Содержание фазы Y_2BaCuO_5 составляло 11%. По данным исследований магнитного момента в поле $\mu_0 H = 1 \text{ мТ}$, образец имел температуру $T_c = 91.8 \text{ К}$. Величина критического тока составляла $j_c \sim 80 \text{ кА/см}^2$ ($T = 77 \text{ К}$, $B = 1 \text{ К}$) и $j_c \sim 800 \text{ кА/см}^2$ ($T = 4.2 \text{ К}$, $B = 2 \text{ Т}$).

2. Экспериментальные результаты

1) Намагниченность. Рис. 1 демонстрирует влияние температуры на гистерезисные кривые намагничивания образца и проявление на них нестабильностей магнитного потока. При ориентации внешнего поля вдоль оси c (рис. 1, $a-c$) неустойчивости проявляются в виде больших ($\Delta M \sim 500 \text{ етл/г}$) скачков намагниченности только при гелиевых

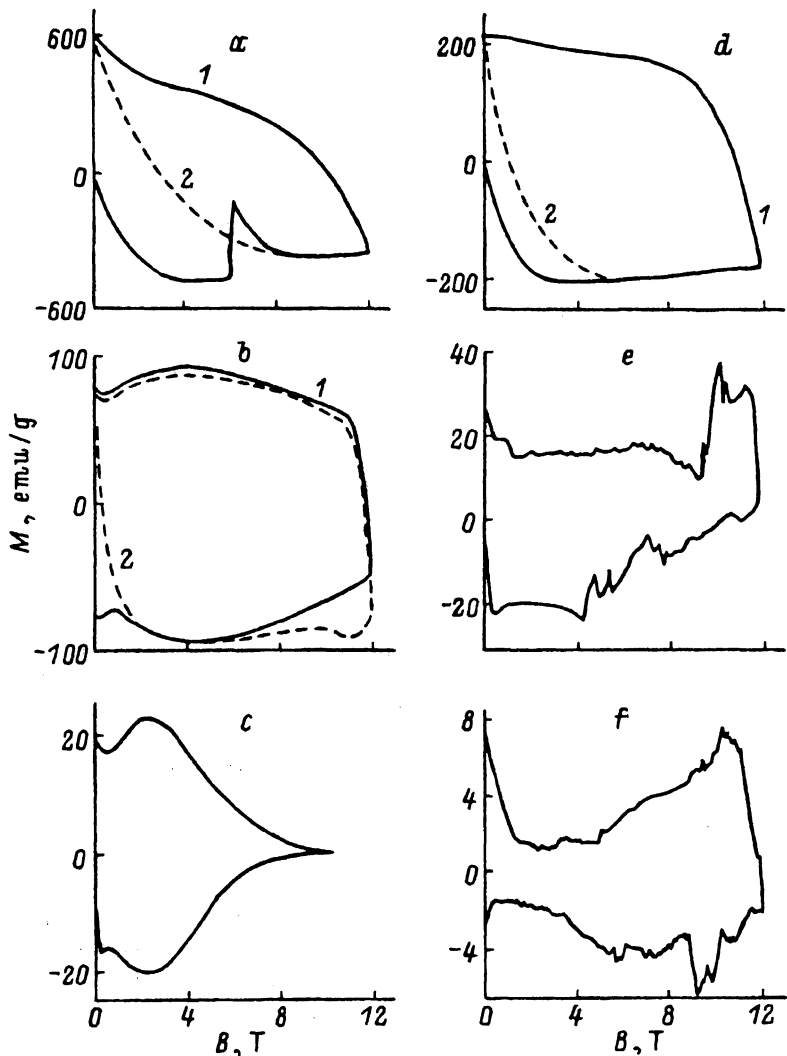


Рис. 1. Петли намагничивания при различных температурах. 1 — первая запись, 2 — повторная запись намагниченности. $a-c - H \parallel c$, $d-f - H \parallel ab$. T (К): $a - 70$, $b - 46$, $c, d - 4.2$, $e - 42$, $f - 80$. $dH/dt = 20 \text{ мТ/с}$.

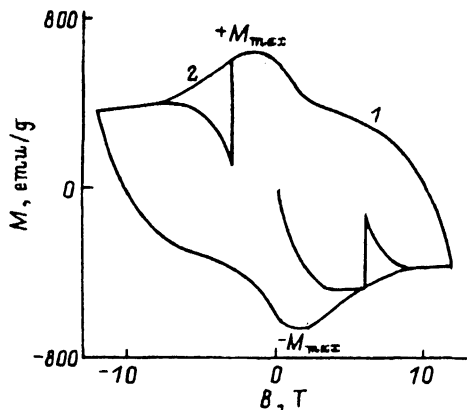


Рис. 2. Эволюция нестабильности магнитного потока при перемагничиваниях. 1 — первая запись, 2 — повторная запись намагниченности: $H \parallel c$, $T = 4.2$ К, скорость развертки поля $dB/dt = 20$ мТ/с.

температурах. В случае же ориентации поля вдоль плоскости ab при 4.2 К максимальный диамагнитный момент уменьшается более чем в 2 раза и неустойчивости не проявляются (рис. 1, d). Вместе с тем выше 20 К в магнитном поле $B \geq 4$ Т в этой ориентации они возникают в намагниченности виде значительных ($\Delta M \sim M_{\text{rem}}$, M_{rem} — остаточная намагниченность) немонотонностей с изломами (рис. 1, e, f).

Один из важных результатов эксперимента состоит в том, что скачки магнитного потока при 4.2 К имеют место только при первом намагничивании и при последующем первом перемагничивании образца после прохождения максимума $+M_{\text{max}}$ (рис. 2). Все последующие перемагничивания, начиная с точки $-M_{\text{max}}$, не обнаруживают срывов магнитного потока, т. е. полный цикл перемагничивания как бы стабилизирует магнитные свойства образца. Это является фактом удивительным.

Из рис. 2 также видно, что магнитный момент образца в поле 10–12 Т уже не «помнит» о скачке потока, поскольку кривые первого намагничивания и перемагничивания совпадают. Поэтому с точки зрения магнитной предыстории, определяемой по намагниченности образца, точка $+M_{\text{max}}$ на кривой перемагничивания, казалось бы, является эквивалентной точке $-M_{\text{max}}$. В то же время после прохождения точки $-M_{\text{max}}$, как уже говорилось, срывов потока не происходит. Если отгреть образец до температуры $T > 100$ К, все повторяется снова. При первичном намагничивании и при первом перемагничивании срывы потока имеют место, а затем критическое состояние стабилизируется.

Экспериментально также выявлена важная роль повторного намагничивания. Как свидетельствуют данные рис. 1, b при $T = 46$ К, во-первых, гистерезисная петля $M(H)$ в целом опускается вниз по оси намагниченности (величина критического тока, определяемая шириной петли ΔM для возрастающего и убывающего поля, при этом практически не изменяется), во-вторых, в предельно сильных для эксперимента магнитных полях более эффективно проявляется взаимодействие потока с центрами пиннинга и возникает дополнительный минимум магнитного момента.

2) М а г н и т о с т р и к ц и я. Большие значения критических токов в исследуемых образцах в соответствии с механизмом магнитострикции, основанном на пиннинге магнитного потока [11, 12], вызвали интерес к постановке этих экспериментов. Они позволили выявить

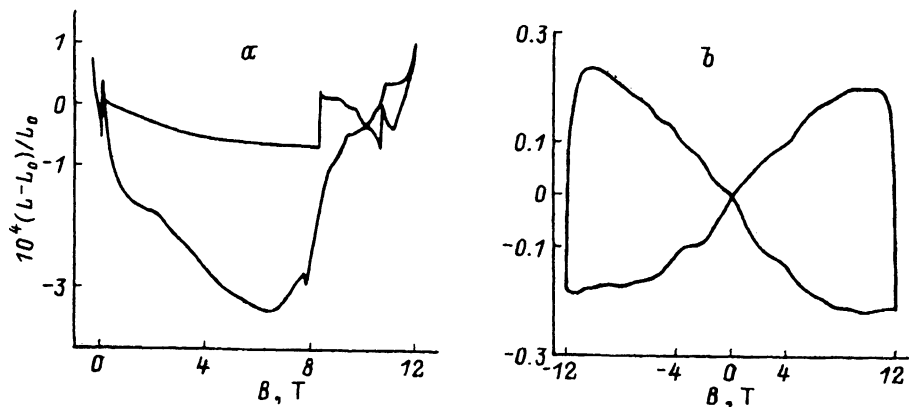


Рис. 3. Полевая зависимость магнитострикции $\Delta L \parallel ab$ при B , параллельном оси c , и температурах $T = 4.2$ (а) и 20 К (б), $dH/dt = 8$ мТ/с.

этот механизм в текстурированных гранулярных объектах и наблюдать проявление неустойчивости магнитного потока в коэффициенте магнитострикции $\Delta L(B)/L_0$.

На рис. 3 показаны кривые относительного изменения длины образца $\Delta L(B)/L_0$ в плоскости ab при изменении магнитного поля, направленного вдоль оси c , для температур 4.2 и 20 К. В первом случае (рис. 3, а) при увеличении магнитного поля B образец сжимается монотонно до 8 Т. В более сильном поле, как видно из данных рис. 3, срыв магнитного потока с центров пиннинга приводит к скачкообразному изменению $\Delta L(B)/L_0$. После срыва потока наблюдается плавное немонотонное восстановление размеров образца из-за эффекта Мейснера почти до исходного состояния. После чего в магнитном поле 11 Т поток опять срывается. С увеличением температуры до 20 К сила пиннинга уменьшается, что приводит к уменьшению магнитострикции (рис. 3, б). Гистерезисная кривая $\Delta L(B)/L_0$ и по величине изменения линейных размеров, и по форме соответствует той, которая наблюдалась в монокристалле $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ [12] и качественно описывалась гистерезисом критического тока.

Из проведенных измерений магнитострикции и литературных данных по механическим свойствам монокристаллов Y-Ba-Cu-O (сжимаемость $k_a \sim k_0 \cong 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ GPa}^{-1}$) можно оценить давление, которое создает магнитное поле величиной 8 Т при 4.2 К в образце. Эта величина составляет 45 МПа.

3. Модель

Как уже говорилось, наиболее неожиданным результатом проведенных экспериментов на текстурированных гранулярных керамиках является исчезновение скачков магнитного потока на гистерезисной кривой намагничивания после полного цикла перемагничивания (рис. 2). Подобные скачки магнитного потока наблюдались еще в шестидесятых годах в первых экспериментах по намагничиванию жестких сверхпроводников второго рода, и связаны они были с развитием термомагнитной неустойчивости [1-3]. Обычно предполагается, что в силу относительно большого удельного сопротивления ρ_N в керамических материалах развитие термомагнитной неустойчивости осу-

шествуется в адиабатических условиях, когда диффузия магнитного потока происходит значительно быстрее, чем отвод возникающего при этом тепла [5]. Физическая картина развития неустойчивости в таких условиях хорошо известна [9]. Предположим, что в некоторой области сверхпроводника по какой-то причине произошло возрастание температуры δT . Это приводит к уменьшению критического тока и последующему срыву магнитного потока. Если выделяемая в таком процессе тепловая энергия достаточно велика, а теплоотвод неэффективен, то флуктуация δT приводит к дальнейшему ее повышению и процесс развивается лавинообразно до полного или частичного перехода образца в нормальное состояние. На кривой $M(H)$ это выражается в резком скачке намагниченности [1]. Такое термоактивированное зарождение неустойчивостей магнитного потока возможно в нескольких, наиболее слабых, местах образца.

Известен адиабатический критерий устойчивости критического состояния сверхпроводника [3,9]

$$\Delta B < \Delta B_{\max} = \gamma (\mu_0 C |(\partial \ln(j_c)/\partial T)|^{-1})^{1/2}, \quad (1)$$

где C — теплоемкость, j_c — критический ток, γ — константа порядка единицы, $\Delta B = \mu_0 j_c l$ — изменение индукции в образце на расстоянии $l \leq L$, L — размер образца в сторону проникновения магнитного поля. Используя известные литературные данные по теплоемкости $C \approx 10^3 \text{ J/m}^3$, $T = 4.2 \text{ K}$ [6,13], а также значение $|(\delta \ln(j_c)/\partial T)| \approx 0.1 \text{ K}^{-1}$, вычисленное из температурной зависимости петли гистерезиса $M(H)$ (рис. 1), получаем оценку для критического значения $\Delta B \sim 0.1 \text{ T}$ при 4.2 K . Значит, если изменение индукции в глубь образца будет превышать 0.1 T , то критическое состояние должно быть неустойчивым к тепловым флуктуациям. При $j_c \sim 10^5 \text{ A/cm}^2$ критический перепад индукции в образце $\Delta B \sim 0.1 \text{ T}$ соответствует $l \approx 0.1 \text{ mm}$, что намного меньше характерных размеров образцов. Аналогичная ситуация наблюдается практически всегда, когда исследуется намагниченность реальных сверхпроводниковых монокристаллов размером $L \geq 1 \text{ mm}^3$ [4-6]. Тем не менее ярко выраженные скачки намагниченности наблюдаются достаточно редко.

Несмотря на то что адиабатический критерий (1) получен в рамках оценочных рассуждений, его эффективность, проверенная на множестве обычных сверхпроводников [3], не вызывает сомнений. Но, как известно, для развития неустойчивости критического состояния необходима достаточно большая флуктуация температуры δT , которая может быть вызвана как внешними, так и внутренними факторами. Внешние факторы можно исключить, например обеспечив стабильную скорость развертки магнитного поля, изолируя систему от внешних механических воздействий и т. д. В таком случае критическое состояние может существовать достаточно долго. Однако в нашем случае в полях, превышающих несколько тесла, происходило развитие неустойчивости намагниченности M (рис. 2). Как будет показано далее, причиной, вызывающей разрушение критического состояния, может служить неустойчивость пластического течения материала $Y\text{-Ba-Cu-O}$, подвергаемого сжимающим (растягивающим) деформациям в плоскости ab .

Известно, что одной из причин пластического течения в Y-Ba-Cu-O является динамика упругих двойниковых границ, которые образуются в процессе получения материала при тетра-орто-переходе. В ряде экспериментов доказано, что упругие двойниковые границы становятся подвижными уже при напряжении 5–10 МПа [14]. В нашем случае высокие критические токи текстурированных образцов $j_c \geq 10^5$ а/см² способны создавать пондеромоторные напряжения такой же величины. В магнитном поле $B \parallel c$ величина напряжения, создаваемая циркулирующими токами, определяется объемной силой Лоренца $F_L = j_c B = (1/\mu_0) B \partial B / \partial x$,

$$\sigma_{ab}(l) = \int_l^L j_c B dx = (1/\mu_0) \int_l^L (B \partial B / \partial x) dx \approx (B_e^2 - B^2(l)) / 2\mu_0, \quad (2)$$

где $2L$ — размер образца в плоскости ab (ось X), B_e — внешнее поле, $B(l)$ — индукция $B(x)$ на расстоянии l от центра сечения образца. По порядку величины максимальное давление в образце

$$P = \Delta B (B_e \pm \Delta B / 2) / \mu_0,$$

где $\Delta B = B_e - B(l)$. Подставляя $\Delta B = 4$ Т, $B = 6$ Т (рис. 1, а), получаем в области скачка магнитного потока характерное значение давления в плоскости ab $P = 10$ – 20 МПа. Согласно работам [8, 14], его достаточно для проведения двойниковых дислокаций в движение. Здесь существенную роль может сыграть микроструктура исследуемых текстурированных образцов Y-Ba-Cu-O, которые, как известно [15], состоят из плоских плотноприлегающих «монокристаллических» слоев толщиной от 0.1 до 10 μm и характерными размерами вдоль плоскости $ab \sim 10$ – $100 \mu\text{m}$. Если магнитное поле нормально к плоскости ab , то пондеромоторная сжимающая (либо растягивающая) сила (2) расположена в плоскости ab , поэтому, если связь между слоями керамики в каком-либо месте нарушена, возможны изгибные деформации, существенно облегчающие перемещение двойниковых границ. Таким «слабым» местом могут служить микротрещины, ориентируемые, как правило, в плоскости ab [15].

Как нам представляется, механизм передачи давления магнитным полем на дислокации двойки. Во-первых, внутренние напряжения возникают как реакция решетки на силу Лоренца, приложенную к центрам пиннинга. В монокристаллах Y-Ba-Cu-O такими центрами пиннинга, как показано в работах [15, 16], являются частицы Y_2BaCuO_5 . Это давление действует на двойниковые границы так же, как внешнее (неоднородное!) воздействие. Во-вторых, двойниковые границы сами являются достаточно эффективными центрами пиннинга [17]. Поэтому соответствующая часть механических напряжений приложена непосредственно к ним. Наконец, монокристаллическая структура текстурированных образцов и тенденция к трещинообразованию в плоскостях ab делают возможным проявление микроизгибных деформаций в наиболее слабых местах. Согласно приведенным оценкам и экспериментальным данным по пластической деформации в YBaCuO [8], указанных причин достаточно для приведения двойниковых дислокаций в движение.

Однако, как показано в работах [14–18], для двойниковых границ в купратах наблюдается явление внутренней тренировки: при последующем нагружении образца внешним воздействием срыв двойника происходит при значительно больших напряжениях. Одной из причин такого поведения двойников является зарождение дислокационных петель, препятствующих их динамике. Движение двойниковых границ происходит в купратах настолько быстро (по оценкам скорость двойнивающей дислокации составляет $10^1 - 10^2$ см/с [19]), что диффузия кислорода не успевает за ее перемещением, в результате чего вновь зарождающиеся двойники теряют свою когерентность [20] (для когерентной двойниковой границы структура двойника при зеркальном отражении относительно плоскости двойникования совпадает со своим отображением). В результате некогерентности возникает псевдодвойниковая граница, имеющая избыточную поверхностную энергию. При повышении температуры (или снятии внешних напряжений) этой поверхностной энергии может быть достаточно для возвращения двойника в исходное состояние. Это явление сверхупругости установлено в монокристаллах Y-Ba-Cu-O с помощью различных механических методов, а также визуальными наблюдениями за движением дислокаций [8].

Таким образом, эффектов памяти и явления сверхупругости достаточно для объяснения обнаруженного явления внутренней тренировки в текстурированных образцах металлокерамик. Первоначальный срыв потока может возникать при лавинообразном сдвиге двойниковых границ, что приведет к термомагнитомеханической неустойчивости. Условия для развития такой неустойчивости известны [3]. При пластической деформации со скоростью $\dot{\epsilon}_p$ под воздействием механического напряжения σ удельная мощность диссипации энергии есть

$$\dot{Q} \sim \sigma \dot{\epsilon}_p. \quad (3)$$

В обычных условиях тепловыделение (3) неопасно. Однако если при пластическом течении в некоторой области образца по какой-либо причине (например, при входе двойника) появляется спонтанное приращение температуры δT , то скорость пластической деформации ($\partial \dot{\epsilon} / \partial T > 0$) увеличивается. В результате удельная мощность тепловыделения \dot{Q} (3) возрастает на величину $\delta \dot{Q}$.

$$\delta \dot{Q} \sim \sigma (\partial \dot{\epsilon} / \partial T) \delta T. \quad (4)$$

Пластическое течение устойчиво, если приращение тепловыделения (4) не превышает способность образца отводить тепловой поток из локального места образца. В нашем случае удельная мощность теплоотвода W лимитируется теплопроводностью керамики и по порядку величины равна

$$|W| \sim \kappa \Delta T \sim \kappa \delta T / l^2,$$

где l — характерный размер области, в которой развивается неустойчивость, κ — коэффициент теплопроводности. В результате получаем условие возникновения неустойчивости пластического течения

$$l^2 \sigma \kappa^{-1} (\partial \dot{\epsilon} / \partial T) \geq 1. \quad (5)$$

Здесь наиболее сложно правильно оценить производную $\partial \dot{\epsilon} / \partial T$. Согласно [21], при низких температурах типичные значения $\partial \dot{\epsilon} / \partial T \sim \sim 10^{-2} \text{ K}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Подставляя в формулу (5) характерные значения $l = 0.002 \text{ m}$ и $\kappa \approx 10^{-2} \text{ W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, находим, что условие развития термомагнитомеханической неустойчивости в наших образцах достигается уже при напряжениях $\sigma > 10 \text{ МПа}$, соответствующих давлению создаваемым внешним магнитным полем. В работе [14] аналогичное напряжение создавалось механическим нагружением образцов Y-Ba-Cu-O. При $T = 4.2 \text{ K}$ и $\sigma = 10\text{--}15 \text{ МПа}$ наблюдались всплески акустической эмиссии из образца, которые авторы связывают с образованием и развитием двойниковых границ. В нашем случае такие процессы могут служить затравкой для развития термомагнитной неустойчивости.

Эффект деформационного уплотнения материала, характерный для всех пластических явлений, приводит к ограничению скорости двойниковых дислокаций при последующих нагружениях (либо к их полной остановке) [8], в результате чего термомеханомагнитные неустойчивости не наблюдаются (рис. 2, второе перемагничивание). При отогреве образца выше T_c критический ток и связанные с ним пондеромоторные силы исчезают, поэтому появляется возможность для реализации эффекта сверхупругости — восстановления исходной двойниковой структуры в прослойках текстурированных материалов Y-Ba-Cu-O. Для монокристаллов подобное явление наблюдалось при снятии внешней механической нагрузки и фиксированной температуре [22].

В заключение необходимо отметить следующее. Проведенные исследования показывают, что в области больших магнитных полей $B \geq 1 \text{ T}$ и критических токов $j_c \geq 10^5 \text{ A/cm}^2$ пластические деформации могут определять характер устойчивости критического состояния текстурированных образцов Y-Ba-Cu-O. Обнаруженное нами явление «тренировки» намагниченности M можно объяснить деформационным упрочнением материала, в результате чего подвижность плоскостей двойникования резко ограничивается. Способность монокристаллов Y-Ba-Cu-O к обратимым пластическим деформациям (полному восстановлению исходного состояния при снятии нагрузки и (или) отогреве) объясняет наблюдаемое восстановление изначальной зависимости $M(H)$ при отогреве до критической температуры. В нашем случае текстурированные образцы состоят из блоков, в каждом из которых процессы двойникования (раздвойникования) происходят независимо. Но тесный тепловой контакт монокристаллических слоев обеспечивает передачу термического возмущения на значительные расстояния (порядка размера образца). При этом, однако, резко уменьшается эффективный коэффициент теплопроводности $\kappa \approx 10^{-2} \kappa_0$ [6], где κ_0 — коэффициент теплопроводности монокристалла Y-Ba-Cu-O. Уменьшение κ усиливает неустойчивость критического состояния сверхпроводника.

Таким образом, как явление деформационного упрочнения, так и эффект сверхупругости могут оказывать существенное влияние на развитие процессов термомагнитной неустойчивости в макроскопических текстурированных керамиках Y-Ba-Cu-O.

Авторы благодарны Е.М. Ройзенблату, С.И. Ермолиной и Н.Г. Кисель из Государственного научно-исследовательского института реактивов и материалов для электронной техники (Донецк, Украина) за любезно предоставленные высококачественные образцы.

Список литературы

- [1] J.E. Evetts, A.M. Campbell, D. Dew-Hughes. *Phil. Mag.* **10**, 104, 339 (1964).
- [2] P.S. Swartz, C.P. Bean. *J. Appl. Phys.* **39**, 11, 4991 (1968).
- [3] R.G. Mints, A.L. Rakhmanov. *Rev. Mod. Phys.* **53**, 3, 551 (1981).
- [4] K.H. Moller, C. Andrikidis. *Phys. Rev.* **B 49**, 2, 1294 (1994).
- [5] A. Gerber, Z. Tarnawski, J.J.M. Franse. *Physica C* **209**, 1-3, 147 (1993).
- [6] L. Legrand, I. Rosenman, Ch. Simon, G. Collin. *Physica C* **211**, 1/2, 239 (1993).
- [7] В.В. Чабаненко, С. Пехота, Г. Шимчак, И.Б. Крынецкий. *ФНТ* **20**, 10, 1182 (1994).
- [8] В.С. Бойко, Р.И. Гарбер, А.М. Косевич. *Обратимая пластичность кристаллов.* Наука. М. (1993).
- [9] R. Nancox. *Phys. Lett.* **16**, 2, 208 (1965).
- [10] G. Pasztor, G. Schmidt. *J. Appl. Phys.* **49**, 3, 886 (1978).
- [11] H. Ikuta, N. Hirota, Y. Nakayama, K. Kishio, K. Kitazawa. *Phys. Rev. Lett.* **70**, 14, 2166 (1993).
- [12] H. Ikuta, K. Kishio, K. Kitazawa. *J. Appl. Phys.* **76**, 8, 4776 (1994).
- [13] A. Junod, T. Graf, D. Sanchez, G. Triskone, J. Muller. *Physica B* **165-166** (II), 1335 (1990).
- [14] В.С. Бойко, В.М. Горбатенко, Л.Ф. Кривенко, М.В. Лазарева, В.И. Соколенко, П.А. Хаимович. *ФНТ* **15**, 9, 988 (1989).
- [15] K. Salama, V. Selvamanickam., D.F. Lee. *Proc. and Properties of High T_c Superconductors* / Ed. S. Jin. World Scientific. Singapore (1992).
- [16] P.J. Kung, M.P. Maley, M.E. McHenry, J.O. Willis, M. Murakami, S. Tanaka. *Phys. Rev.* **B 48**, 18, 13922 (1993).
- [17] V.K. Vlasko-Vlasov, L.A. Dorosinskii, A.A. Polyanskii, V.I. Nikitenko, U. Welp, B.W. Veal, G.W. Grabthre. *Phys. Rev. Lett.* **72**, 20, 3246 (1994).
- [18] S. Huimin, W. Yening, Z. Zhifang, Z. Shiyuan, S. Linhai. *J. Phys. C* **20**, 32, L889 (1987).
- [19] В.П. Солдатов, Н.М. Чайковская. *ФНТ* **19**, 11, 1260 (1993).
- [20] Л.А. Доросинский, М.В. Инденбом, В.И. Никитенко, Б.Я. Фарбер. *Письма в ЖЭТФ* **49**, 3, 156 (1989).
- [21] В.И. Старцев. *Прочность и пластичность металлов и сплавов при низких температурах* М. (1975). 264 с.
- [22] T. Hatanaka, A. Sawada. *Jap. J. Appl. Phys.* **28**, 5, L794 (1989).