

Критический ток, пиннинг и резистивное состояние сверхпроводящего монокристаллического ниобия с различным типом дефектной структуры

В.И. Соколенко, Я.Д. Стародубов

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина
E-mail: vsokol@kipt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 16 ноября 2004 г., после переработки 8 февраля 2005 г.

Изучены критический ток, пиннинг и резистивное состояние монокристаллического ниобия текстурной ориентации в различных структурных состояниях, получаемых при прокатке при 20 К на 42% и последующем сполировывании поверхностных слоев. Обнаружена более низкая токонесущая способность гетерогенных структур, характерных для деформированного образца и после его утонения до ~10%, связанная с усилением термомагнитной неустойчивости в участках фрагментированной структуры в приповерхностных слоях. Для однородной дефектной структуры сердцевинки образца с плотностью равномерно распределенных дислокаций $1,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для резистивного состояния установлена корреляция компоненты нормального тока и плотности критического тока, что соответствует представлениям о крипе потока вследствие разброса локальных значений J_c .

Вивчено критичний струм, пінінг і резистивний стан монокристалічного ніобію текстурної орієнтації в різних структурних станах, які створюються при прокатці при 20 К на 42% і наступному споліровуванні поверхневих шарів. Виявлено більш низьку токонесучу спроможність гетерогенних структур, які є характерними для деформованого зразка і після його стоншування до ~10%, що пов'язано з підсиленням термомагнітної нестійкості в місцях фрагментованої структури в приповерхневих шарах. Для гомогенної дефектної структури серцевини зразка з щільністю рівномірно розподілених дислокацій $1,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ для резистивного стану встановлено кореляцію компоненти нормального струму і щільності критичного струму, що відповідає уявам про крип потоку внаслідок розкиду локальних значень J_c .

PACS: 81.40.-z, 61.72.Lk, 74.60.Ge, 74.60.Jg

Введение

Элементарные сверхпроводники II рода традиционно используются для экспериментального изучения взаимодействия вихревой решетки с дефектами кристаллического строения различного типа, создаваемыми посредством температурно-силовых воздействий. Температура деформации и вид нагружения существенно влияют на характер дефектной структуры, что находит отражение в особенностях вольт-амперных характеристик (ВАХ), полевых зависимостей плотности критического тока $J_c(b)$

и объемной силы пиннинга $F_p(b)$ ($b = H/H_{c2}$ — приведенное магнитное поле, H — приложенное магнитное поле, H_{c2} — второе критическое поле). Представленные в литературе результаты получены в основном для материалов с дефектными структурами, сформированными в процессе деформации при комнатной температуре (см., например, [1–3]). Для сверхпроводников, деформированных при низких температурах ($T \ll \Theta$, Θ — температура Дебая), данных значительно меньше. Они относятся главным образом к исследованиям критического тока и пиннинга на границах двойников, создаваемых

при деформации кручением (Nb, V) [4,5], изгибом (Nb) [6] и прокаткой на небольшие ($\delta \leq 10\%$) степени (Nb) [7]. При увеличении степени деформации прокаткой становятся заметными эффекты взаимодействия контактирующих поверхностей прокатных валков и образца, вызывающие макроскопически неоднородное течение вещества, что обуславливает специфику напряженно-деформированного состояния, формируемого в сечении образца. В [8] показано, что в результате прокатки при 20 К на «средние» степени ($\delta \sim 40\text{--}80\%$) монокристаллический Nb трансформируется в гетерогенный сверхпроводник, сочетающий в сечении качественно различный характер дефектной структуры. Вблизи поверхности образца находятся слои с фрагментированной структурой, а сердцевина представляет собой область равномерно распределенных дислокаций с высокой плотностью ($N_d \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$). При симметричном утонении такого образца наблюдается нетривиальное изменение H_{c2} и температуры сверхпроводящего перехода T_c . Для реализуемого подобным образом «набора» структурных состояний в Nb представляло интерес в широком интервале магнитных полей изучить критический ток, пиннинг, резистивное состояние и разрушение сверхпроводимости при пропускании транспортного тока. Отметим, что возможность формирования в сечении образца качественно различных дефектных структур связана с тем, что при понижении температуры деформирования от комнатной до низких температур происходит смещение начала фрагментации материала в область больших степеней деформаций [9].

Образцы и методика

Размеры образцов монокристаллического Nb текстурной ориентации (001)[110] после вырезки из массивной заготовки, шлифовки и химической полировки в смеси плавиковой (40%) и азотной (60%) кислот и отжига при $T = 1620 \text{ К}$ в течение 8 часов в безмасляном вакууме при давлении $P \approx 1,3 \cdot 10^{-2} \text{ Па}$ составляли $35 \times 2,5 \times 0,5 \text{ мм}$. Образцы характеризовались значениями $T_c = 9,15 \text{ К}$, $H_{c2} = 336 \text{ кА/м}$ и удельного электросопротивления $\rho_{n0} = 0,937 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$, измеренного при $T = T_c + 0,5 \text{ К}$. Отклонение продольной оси образца от направления [110] и широких граней от плоскости (001) не превышало 2° . Деформация прокаткой в среде жидкого водорода осуществлялась вдоль продольной оси до степени $\delta = 42\%$, определяемой как относительное уменьшение толщины. После отепления до комнатной температуры к образцу точечной сваркой приваривались потенциальные контакты в среде жидкого азота. Последовательное симметрич-

ное утонение образца осуществлялось в режиме химической полировки.

Температуру сверхпроводящего перехода определяли резистивным методом. Образец помещали в горизонтальный сосуд Дьюара с низкоградиентной печью электросопротивления в виде полый медной цилиндрической вставки с бифилярно намотанным константановым проводом, располагавшийся выше уровня жидкого гелия в криостате. В качестве датчика температуры использовали дифференциальную термопару Cu/Au+0,01% Fe. Ее рабочий спай плотно прижимался к середине образца, а свободный спай находился в среде жидкого гелия. Точность определения T_c составляла $\pm 0,01 \text{ К}$. Измерения T_c проводили при рабочем токе 20 мА, что соответствовало плотности измерительного тока от $\sim 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ А/см}^2$ для деформированного образца до $\sim 6 \cdot 10^{-3} \text{ А/см}^2$ после его максимального утонения. Эксперименты показали, что увеличение рабочего тока в 5 раз и снижение в 2 раза не приводит, в пределах точности измерения, к изменениям значений T_c . Это свидетельствует об отсутствии заметного влияния поля тока на точность измерения T_c .

Вольт-амперные характеристики $U(J, H = \text{const})$ для определения зависимостей $J_c(H)$ (U — падение напряжения, J — плотность тока) измеряли в среде жидкого гелия в поперечном магнитном поле, перпендикулярном широкой грани образца. Значениям J_c соответствовала величина $U = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ В/см}$. Значения H_{c2} определяли путем экстраполяции к оси абсцисс круто спадающего участка зависимостей $J_c(H)$ в линейных координатах [3]. Токпроводами служили массивные захваты, состоящие из разрезанных медных цилиндров, полированные плоские поверхности которых плотно прижимались к образцу, что обеспечивало отсутствие тепловыделения при заведении тока. При этом токовводы находились в периферийной области поля, создаваемого соленоидом, а рабочая часть образца с потенциальными контактами — в однородном поле центральной части соленоида. Подробно методика измерения T_c и J_c описана в работе [10].

Результаты исследований и обсуждение

После деформации прокаткой на $\delta = 42\%$ при 20 К образец характеризовался значениями $T_c = 9,27 \text{ К}$, $H_{c2} = 393 \text{ кА/м}$ и $\rho_{n0} = 1,515 \text{ мкОм}\cdot\text{см}$. Последовательное уменьшение толщины при утонении предварительно деформированного образца составляло 1,6; 6,9; 11,5; 15,4; 28,1 и 53,8%. Рисунок 1 иллюстрирует эволюцию зависимости $J_c(b)$ при переходе от исходного гетерогенного состояния (после деформации прокаткой) к гомогенной структуре в виде равномерно распределенных дислока-

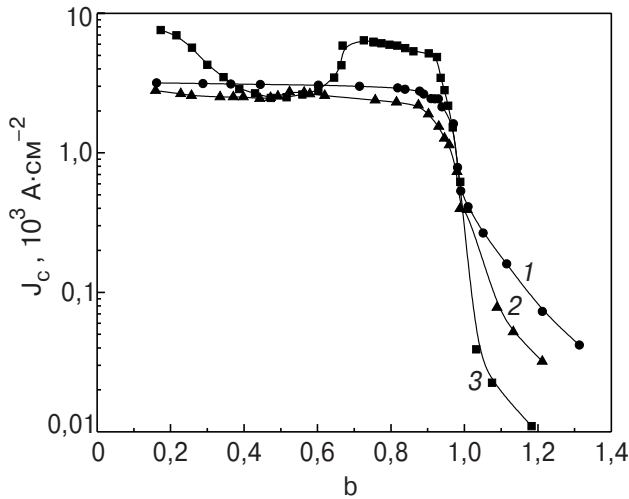


Рис. 1. Зависимости плотности тока J_c от приведенного магнитного поля b монокристаллического ниобия, деформированного прокаткой при 20 К на 42% (1), и после относительного уменьшения толщины образца при утонении на $\Delta h/h_0 = 6,9\%$ (2), 53,8% (3).

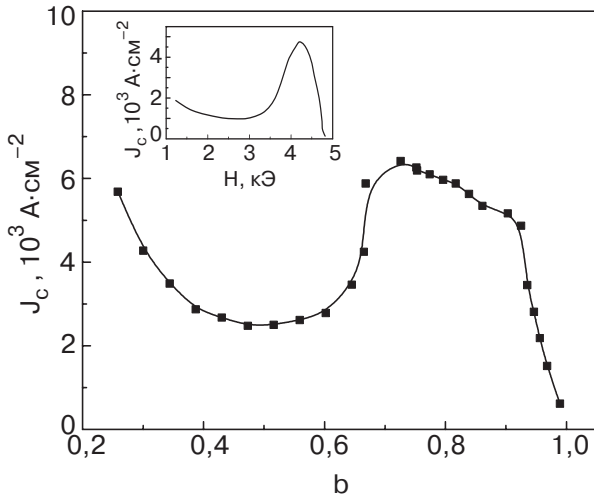


Рис. 2. Зависимость J_c от b центральной части образца монокристаллического ниобия, деформированного прокаткой при 20 К на 42%. На вставке приведены данные из работы [3].

ций, доминирующей во всем сечении образца после максимального уменьшения его толщины.* Весьма слабая зависимость $J_c(b)$ в широкой области полей ($0,2 \leq b \leq 0,85$) характерна как для деформирован-

ной таблицы. Величины ΔT_c , δT_c , ΔH_{c2} и F_p^{\max} при различных значениях $\Delta h/h_0$ монокристаллического образца ниобия, предварительно деформированного при 20 К на 42%. ΔT_c и ΔH_{c2} характеризуют разницу значений T_c и H_{c2} в деформированном состоянии и после утонения, δT_c – ширина сверхпроводящего перехода.

$\Delta h/h_0, \%$	$\Delta T_c, \text{К}$	$\delta T_c, \text{К}$	$\Delta H_{c2}, \text{кА/м}$	$F_p^{\max}, 10^5 \text{Н/м}^3$
0	0	0,09	0	11,91
1,9	-0,06	0,11	-5,56	11,33
6,9	+0,13	0,11	+2,38	9,57
11,5	+0,10	0,15	-16,76	17,19
15,4	+0,03	0,15	-19,84	19,47
28,1	-0,02	0,11	-21,75	29,85
53,8	-0,05	0,065	-21,81	22,35

ного образца, так и после его утонения на 1,9 (кривая на рисунке не показана) и 6,9%, при этом увеличение $\Delta h/h_0$ приводит к «проседанию» всей кривой и первоначально к снижению, а затем к увеличению T_c и H_{c2} (см. таблицу). С дальнейшим ростом $\Delta h/h_0$ происходит трансформация платообразного участка: значения J_c в малых полях и вблизи H_{c2} существенно увеличиваются, что сопровождается монотонным снижением T_c и H_{c2} . Утонение образца также влияет на «хвосты» поверхностной сверхпроводимости при $b > 1$. Видно, что в этом случае значения критических токов для исходного состояния наибольшие (кривая 1) и уменьшаются при увеличении $\Delta h/h_0$.

Рисунок 2 характеризует токнесущую способность образца после максимального утонения. На вставке приведены данные из работы [3] для сердцевинки монокристалла ниобия аналогичной ориентации, деформированного прокаткой при комнатной температуре на 50%. На рисунке видно, что полевые зависимости J_c этих образцов имеют одинаковый вид, однако после низкотемпературной деформации абсолютные значения J_c в несколько раз превышают характеристики образца, деформированного при комнатной температуре. Это является следствием

* В [8] показано, что в сердцевине образца, деформированного прокаткой при 20 К в интервале степеней обжатия 42–78%, формируется структура в виде равномерно распределенных дислокаций со средней плотностью $N_d = (1,3-1,4) \cdot 10^{11} \text{см}^{-2}$. В приповерхностном слое, занимающем 8–10% сечения, плотность дислокаций в 1,5–2 раза выше, причем на расстоянии 1,5–2 мкм от поверхности в процессе деформации реализуется турбулентный характер течения вещества и формируется структура с высокой степенью фрагментации. Нетривиальное поведение T_c и H_{c2} при последовательном утонении деформированного образца связывается с изменением полей внутренних напряжений и соотношения слоев с равномерно распределенными дислокациями и фрагментированной дефектной структуры.

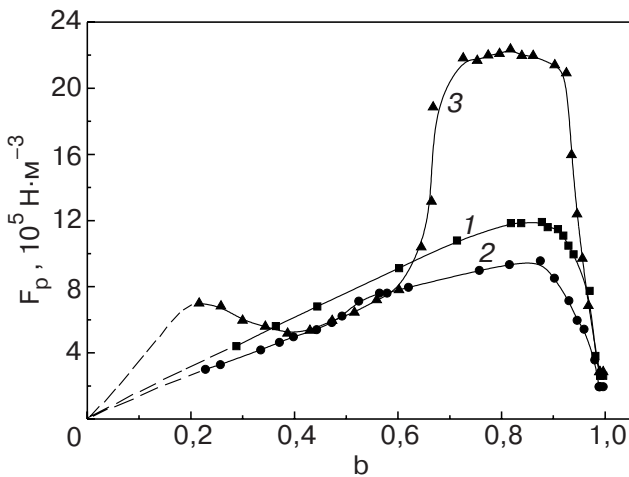


Рис. 3. Зависимости F_p от b монокристаллического ниобия, деформированного прокаткой при 20 К на 42% (1), и после относительного уменьшения его толщины при утонении на $\Delta h/h_0 = 6,9\%$ (2) и 53,8% (3).

более высокой плотности дефектов в структуре, формируемой в процессе деформации прокаткой при температуре жидкого водорода.

Последовательное увеличение $\Delta h/h_0$ оказывает существенное влияние на характер зависимости $F_p(b)$ (см. рис. 3). Видно, что после сравнительно небольшого уменьшения толщины ($\Delta h/h_0 \leq 6,9\%$) в интервале $0,2 \leq b \leq 0,86$ происходит монотонное увеличение F_p , сменяющееся последующим снижением при $b > 0,86$. Дальнейшее увеличение $\Delta h/h_0$ приводит к существенному росту значений F_p как в области больших полей ($b \sim 0,7-0,9$), так и при $b \sim 0,2$.

Из таблицы и рисунков следует, что для деформированного образца минимальные значения F_p^{\max} соответствуют структурному состоянию с максимальными величинами T_c и H_{c2} , достигаемому после уменьшения толщины на 6,9%, а наибольшие значения — структуре сердцевины, где T_c и H_{c2} ниже исходных (после деформации) значений.

Приведенные экспериментальные данные позволяют выделить следующее:

- изменение значений критического тока и объемной силы пиннинга по мере увеличения $\Delta h/h_0$ коррелирует с изменениями T_c и H_{c2} : с ростом последних происходит уменьшение J_c и F_p в области больших и малых полей и наоборот;
- минимальные значения F_p^{\max} реализуются для гетерогенного структурного состояния с максимальными величинами T_c и H_{c2} ;
- пиннинг структуры с преимущественно равномерно распределенными дислокациями (сердцевина деформированных образцов) в области малых и больших полей существенно превышает пиннинг гетерогенной структуры.

Рассмотрим возможные причины наблюдаемого изменения токонесущей способности ниобия с дефектами дислокационно-дисклинационного типа, характерными для гетерогенного состояния. Согласно данным [9], в периферийных областях монокристаллического ниобия текстурной ориентации, деформированного прокаткой на «средние» степени при 77 К, углы разориентации фрагментированной структуры не превышают 10° . С понижением температуры деформации происходит смещение начала фрагментации материала в область больших деформаций [9]. Поэтому нет оснований полагать, что в приповерхностных слоях монокристалла ниобия, деформированного прокаткой при 20 К на «средние» степени, формируется структура с большими углами разориентации. Это, на первый взгляд, позволяет допустить качественную аналогию данных [11] и результатов исследований в настоящей работе. В [11] изменения критического тока в деформированном и полигонизованном ниобии связывались с изменением параметра Гинзбурга—Ландау ($\Delta\kappa$) на малоугловых границах. В рамках механизма Дк-пиннинга $F_p \approx H_{c2}^2$ [12]. Однако приведенные выше результаты свидетельствуют, скорее, об обратной пропорциональности зависимости F_p от H_{c2} , что не позволяет проводить их анализ с использованием модели Дк-пиннинга или других известных моделей [13]. Поэтому целесообразно связать «аномальное» поведение J_c и F_p при переходе от гетерогенного к гомогенному структурному состоянию с проявлением специфического механизма разрушения сверхпроводимости.

Ранее было показано, что существенное снижение критических токов и пиннинга в нулевом и относительно малых полях для ванадия [4] и ниобия [5], деформированных кручением при 4,2 К, связано с усилением термомагнитной неустойчивости (ТМН) в местах локализации пластической деформации. В тонкостенных цилиндрических образцах, исследованных в [4,5], такими местами являлись границы двойников и участки ротационной пластичности. При этом градиент концентрации деформационных дефектов по сечению образца практически отсутствовал. В настоящей работе исследования осуществляются на образцах, деформированных прокаткой. В силу специфики этого вида деформации после прокатки на «средние» степени границы двойников в структуре ниобия отсутствуют и для макроскопически неоднородных структурных состояний особыми элементами дефектной структуры в приповерхностных слоях являются дислокационные границы разориентации, выявляемые на расстоянии 1,5–2 мкм от поверхности. Можно полагать, что для подобных структурных состояний

ТМН с большей вероятностью будет возникать в области с фрагментированной структурой. По мере пропускания нарастающего транспортного тока через гетерогенный сверхпроводник плотность локальных токов j_c^{loc} , связанных с границами разориентации в периферийных областях с более высокими локальными значениями T_c и H_{c2} , будет превышать значения критических токов в микрообъемах с меньшей плотностью дефектов. Поэтому при локальных возмущениях, в частности при флуктуационном повышении температуры, катастрофические скачки потока будут инициировать всплеск ТМН в соседних микрообъемах с более низкими значениями T_c и H_{c2} , что следует из выражения для максимальной величины перепада индукции $B < B_j \sim [\mu_0 C_p (T_c - T_0)]^{1/2}$ [4]. Здесь μ_0 — магнитная проницаемость, C_p — теплоемкость, T_0 — const. На вольт-амперных характеристиках развитие ТМН проявляется в возникновении участка лавинообразного нарастания падения напряжения при практическом отсутствии или весьма малой протяженности экспоненциального участка. Увеличение внешнего поля приводит к снижению локальных токов, и когда «запас» энтальпии превысит плотность магнитной энергии, зависящей от величины j_c^{loc} , вероятность катастрофических скачков потока снизится и механизм ТМН «выключится» [4]. Действительно, на рис. 2 и 3 видно, что с ростом b в интервале $0,2 < b \leq 0,45$ происходит уменьшение разницы значений J_c и F_p для гетерогенного и гомогенного структурных состояний. Наблюдаемое существенное увеличение токонесущей способности образца с высокой плотностью равномерно распределенных дислокаций в области полей $b \sim 0,7-0,9$ связано, вероятно, с проявлением пик-эффекта. Пик-эффект, как известно [14], отражает рост пиннинга за счет размягчения вихревой решетки с приближением поля к H_{c2} . Применительно к элементам фрагментированной структуры увеличение j_c^{loc} , обусловленное ростом пиннинга, будет способствовать развитию ТМН и снижению токонесущей способности гетерогенных образцов.

Известно, что магнитное поле транспортного тока проникает в объем сверхпроводника II рода в виде круговых и геликоидальных вихрей. Изучению влияния магнитных линий подобной природы на свойства сверхпроводников II рода посвящен ряд исследований. В частности, в [15] получена зависимость плотности круговых магнитных линий и величины транспортного тока от радиуса проводника. В работе [16] предложена модель, в которой разрушение сверхпроводимости ВТСП со слабым пиннингом ($J_c \leq 10^7$ А/м²) связано с вхождением в образец вихревых колец или геликоидов. Можно полагать,

что генерация транспортным током вихревых нитей указанной конфигурации в гетерогенных образцах ниобия может в определенной мере влиять на токонесущую способность. Геликоидальные вихри, которые пиннингуются в приповерхностных слоях с повышенной плотностью дефектов, будут эффективно снижать максимальную величину перепада индукции, что является дополнительным фактором усиления ТМН.

Экспоненциальный характер ВАХ, как известно (см., например, [14]), соответствует режиму крипа потока. Для ряда сверхпроводников II рода в области слабых электрических полей ($U \leq U_f$, U_f — напряженность электрического поля, выше которой происходит вязкое течение вихревой решетки) экспериментальные данные с хорошей степенью точности описываются уравнением $J(U) = J_c + J_1 \ln(U/U_0)$ [17]. В данном уравнении компонента нормального тока $J_1 = U\sigma_f$ (σ_f — дифференциальная проводимость, обусловленная перемещением нормальной сердцевинки вихрей) и $U_0 = \text{const}$. Вольт-амперные характеристики с участками, соответствующими крипу магнитного потока, были использованы для определения параметров уравнения $J(U)$. Расчеты показали, что корректные значения J_1 в различных магнитных полях можно было получить только для гомогенных дефектных структур, соответствующих центральной части деформированного образца. В остальных случаях осложняющим фактором является наличие в объеме материала различных по мощности центров пиннинга. На рис. 4,а представлены зависимости $J_1(b)$ и $J_c(b)$, соответствующие сердцевине деформированного образца. Полученная зависимость $J_1(b)$ включает все характерные для сверхпроводящих материалов случаи [17]: максимум при больших значениях b ; участок, где $J_1 \cong \text{const}$; уменьшение J_1 с ростом b . Из рисунка следует корреляция J_1 и J_c в широком интервале полей $0,2 \leq b \leq 0,86$. Количественное соотношение $J_1(b)$ и $J_c(b)$ иллюстрирует рис. 4,б: с ростом b в указанном интервале происходит монотонное уменьшение J_1/J_c от $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ до $\sim 5 \cdot 10^{-3}$. Для $b > 0,86$ точность расчетов существенно снижалась и соответствующие данные не приведены.

В рамках термоактивационных представлений о крипе магнитного потока нелинейность ВАХ обусловлена срывом некоторой части вихрей вследствие тепловых флуктуаций, и величины J_1 и J_c связаны соотношением $J_1/J_c = k_B T/U_m$ [17], где k_B — постоянная Больцмана, $U_m \sim a_0 J_c \Phi_0$ — характерная энергия связи вихря с центром пиннинга (a_0 — размер центра пиннинга, Φ_0 — квант магнитного потока). Если полагать, что размер центра пиннинга слабо зависит от поля, то изменение величины U_m

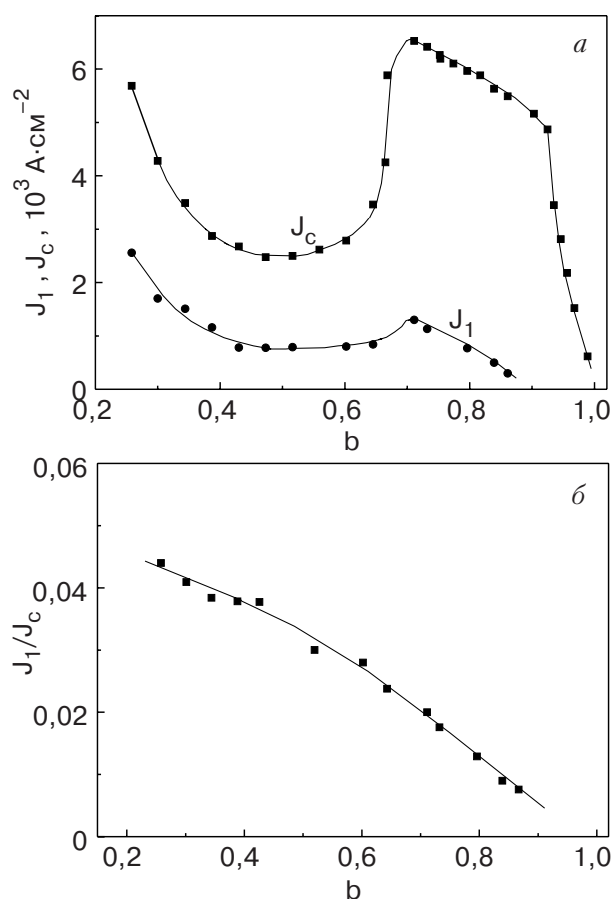


Рис. 4. Зависимости плотности нормального J_1 и критического тока J_c от b для центральной части образца (а) и зависимость J_1/J_c от b (б).

при $T = \text{const}$ будет в основном определяться $J_c(b)$. В нашем случае зависимость $J_c(b)$ существенно немонотонна (см. рис. 4,а), что обуславливает немонотонность $U_m(b)$. Отсюда должна следовать заметная немонотонность поведения J_1/J_c при изменении поля, что не соответствует эксперименту (см. рис. 4,б). Таким образом, в отличие от гетерогенных структур, где разрушение сверхпроводимости в широкой области полей целесообразно связать с термофлуктуационным развитием ТМН при слабо выраженной предшествующей стадии крипа, пиннинг на однородной дислокационной структуре менее чувствителен к термическим флуктуациям.

Нелинейность ВАХ также может быть следствием различия локальных значений силы пиннинга [17]. В рамках таких представлений параметр J_1 определяет характерный разброс значений локальной плотности критического тока, связанного с неоднородностью силы пиннинга, и на качественном уровне корреляция J_1 и J_c представляется естественной. Тем не менее следующее из эксперимента снижение значений J_1/J_c с ростом поля не является очевид-

ным. Возможно, что при увеличении b проявляются коллективные эффекты, сужающие разброс локальных значений плотности критического тока. Этот вопрос требует отдельных теоретических исследований.

Выводы

Изучены вольт-амперные характеристики, полевые зависимости плотности критического тока и объемной силы пиннинга монокристаллического ниобия текстурной ориентации в различных структурных состояниях, получаемых в результате прокатки при 20 К и последовательного споллирования поверхностных слоев: гетерогенном, сочетающем фрагментированную дефектную структуру в приповерхностных слоях и равномерно распределенные дислокации высокой плотности ($1,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) в центральной части образца, и гомогенном, характеризующем только равномерно распределенными дислокациями.

Установлено, что изменение значений критического тока и объемной силы пиннинга по мере увеличения толщины споллированного слоя коррелирует с изменениями T_c и H_{c2} : с ростом последних происходит уменьшение J_c и F_p и наоборот. Более низкая токонесящая способность гетерогенных структур в области малых и больших полей связана с усилением термомагнитной неустойчивости в участках фрагментированной дефектной структуры.

Для гомогенной дефектной структуры резистивное состояние хорошо описывается уравнением $J(U) = J_c + J_1 \ln(U/U_0)$. В широком интервале полей $0,2 \leq b \leq 0,86$ установлена корреляция компоненты нормального тока J_1 и плотности критического тока J_c , что качественно соответствует представлениям о крипе потока вследствие разброса локальных значений плотности критического тока. Обнаруженное монотонное снижение (примерно в 10 раз) значений J_1/J_c с ростом b требует проведения теоретических исследований.

В совокупности с ранее обнаруженными проявлениями термомагнитной неустойчивости в поликристаллических ванадии [4] и ниобии [5], содержащих деформационные двойники и малоугловые границы разориентации, результаты настоящих исследований свидетельствуют в пользу общности явления термомагнитной неустойчивости в гетерогенных моноатомных сверхпроводниках II рода с границами раздела деформационного происхождения, сформированными при низкотемпературной деформации.

Авторы выражают благодарность И.Ф. Борисовой за помощь в проведении экспериментов.

1. H.C. Freyhardt, *Philos. Mag.* **23**, 345 (1971).
2. А. Кемпбелл, Дж. Иветтс, *Критические токи в сверхпроводниках*, Мир, Москва (1975).
3. Л.Я. Винников, В.И. Григорьев, О.В. Жариков, *ЖЭТФ* **71**, 252 (1976).
4. В.И. Соколенко, Я.Д. Стародубов, *ФНТ* **18**, 1183 (1992).
5. В.К. Аксенов, В.И. Соколенко, Я.Д. Стародубов, *ФНТ* **22**, 798 (1996).
6. В.С. Бобров, М.А. Лебедкин, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 618 (1988).
7. V.I. Sokolenko, V.K. Aksenov, Ya.D. Starodubov, and I.F. Borisova, *Czech. J. Phys.* **46**, Suppl. S2, 879 (1996).
8. В.К. Аксенов, И.Ф. Борисова, В.И. Соколенко, Я.Д. Стародубов, *ФНТ* **19**, 1077 (1993).
9. И.А. Гиндин, Е.А. Левиков, Л.В. Левикова, В.М. Мацевитый, Я.Д. Стародубов, Ф.Г. Барьяхтар, *ФММ* **30**, 426 (1970).
10. В.И. Соколенко, Я.Д. Стародубов, *Зав. лаб.* **50**, 78 (1984).
11. Л.Я. Винников, В.Г. Глебовский, И.В. Ермолаева, С.И. Москвин, *ФММ* **54**, 268 (1982).
12. D. Dew-Hughes and H.I. Wittkomb, *Philos. Mag.* **26**, 73 (1972).
13. E.J. Kramer, *Flux Pinning in High-carrying Superconductors*, in: *Adv. Cryog. Eng. Mat.* **28**, 307 (1982).
14. В.В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводимости*, Наука, Москва (1982).
15. H.A. Ullmaier and R.H. Kernohan, *Phys. Status Solidi* **17**, K233 (1966).
16. В.Ф. Хирный, В.П. Семиноженко, А.А. Козловский, *ФТТ* **38**, 2951 (1996).
17. А.Вл. Гуревич, Р.Г. Минц, А.Л. Рахманов, *Физика композиционных сверхпроводников*, Наука, Москва (1976).

Critical current, pinning and resistive state of superconducting single-crystal niobium with different types of defect structure

V.I. Sokolenko and Ya.D. Starodubov

Critical current pinning and resistive state of single crystal niobium of texture orientation are studied for different structural states obtained by rolling at 20 K by 42% and polishing the surface layers. It is found that the heterogeneous structures typical of the strained sample even after its thinning down to ~10% display a lower current-carrying capability due to an increase of the thermomagnetic instability within the fragmented structure sections in the near-surface layers. For a homogeneous defect structure of the sample core with the density of equilibrium distributed dislocations of $1.3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, a correlation between the normal current density and the critical current density in the resistive state is found, in agreement with the concepts of flux creep due to the scatter of local values of J_c .