

ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 538.945

**ВЛИЯНИЕ СУБСТРУКТУРЫ ЦЕНТРОВ ПИННИНГА НА ТОПОЛОГИЮ
ВИХРЕВЫХ НИТЕЙ В АНИЗОТРОПНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ**

С.Л. ПРИЩЕПА, В.Н. КУШНИР

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники
П. Бровки, 6, Минск, 220013, Беларусь;**Белорусский национальный технический университет
пр. Ф. Скорины, 65, Минск, 220013, Беларусь**Поступила в редакцию 9 января 2003*

Проведены измерения зависимостей критического тока от угла направления вектора магнитной индукции в анизотропных сверхпроводниках Nb/CuMn. Измерения осуществлялись как в образцах с упорядоченной решеткой субмикронных пор (субструктура центров пиннинга), так и без нее. В образцах без решетки пор было установлено решающее влияние поверхностного пиннинга на величину критического тока вблизи ортогональной ориентации вектора магнитной индукции. Вблизи параллельной ориентации характер токонесящей способности образцов зависел от величины анизотропии. При малой степени анизотропии критический ток определялся пиннингом всей вихревой нити, а при большой — пиннингом только вертикальных сегментов. В пористых образцах пиннинг вертикальных сегментов определял критический ток вблизи параллельной ориентации вектора магнитной индукции независимо от степени анизотропии. Данный факт объясняется влиянием пор на топологию вихревых нитей. Вблизи перпендикулярной ориентации определяющим становится электромагнитный пиннинг вихрей на порах. Получено феноменологическое выражение для угловой зависимости силы пиннинга при больших углах, удовлетворительно описывающее экспериментальные данные.

Ключевые слова: сверхпроводимость, вихрь, анизотропия, критический ток, критическое магнитное поле.

Введение

Исследования статических и динамических вихревых процессов в сверхпроводящих многослойных анизотропных структурах относятся к бурно развивающейся области физики конденсированного состояния [1–3]. Этот интерес обусловлен, прежде всего, разнообразием физических явлений, происходящих в упругой вихревой среде, обладающей ввиду анизотропии сверхпроводящего состояния нетривиальными упруго-пластическими свойствами [1]. Соответственно такие важные для практических применений характеристики сверхпроводников, как плотность критического тока J_c и верхнее критическое поле H_{c2} , а также их температурные зависимости, существенно изменяются по сравнению с изотропным случаем [4–8]. Токонесящая способность многослойных сверхпроводников в значительной степени определяется топологией вихревых нитей, изменяющейся вместе с изменением ориентации внешнего магнитного поля по отношению к поверхности образца. В частности, при достаточно малых углах между вектором напряженности

магнитного поля и плоскостью сверхпроводника образуются "кинки" (изгибы) вихревых нитей, в силу чего критический ток определяется движением и пиннингом квазидвумерных сегментов вихревых нитей [9–11]. Существование подобных кинков недавно было обнаружено экспериментально [12].

Интерес к подобным работам вызван еще и тем, что высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) обладают естественной анизотропией кристаллографической структуры. Однако исследование свойств вихревых сред в ВТСП затруднено большим уровнем тепловых флуктуаций и прочих побочных эффектов [1]. В силу невысоких рабочих температур (~4,2 К) влиянием тепловых флуктуаций в искусственных анизотропных сверхпроводниках на основе Nb можно пренебречь; технология получения пленок Nb высокого качества в настоящее время достаточно хорошо разработана [13]. Поэтому многослойные сверхпроводящие наноструктуры, в которых можно легко менять характер связи между сверхпроводящими слоями, степень анизотропии и период модуляции, являются очень удобным модельным объектом для лучшего понимания процессов, протекающих в ВТСП. Кроме того, в связи с возможностью искусственного регулирования значений J_c и H_{c2} многослойные сверхпроводящие наноструктуры представляют и самостоятельный интерес как физические объекты с ограниченной размерностью.

Следует отметить также и тот факт, что структуры на основе Nb гораздо легче, чем ВТСП, подвергаются различным технологическим обработкам с созданием субмикронного рельефа без деградации их сверхпроводящих свойств. Как следствие, в последние годы началось интенсивное исследование свойств тонкопленочных многослойных сверхпроводников с упорядоченной решеткой субмикронных пор как весьма перспективных объектов нанoeлектроники [14–16].

В данной статье мы приводим результаты измерений зависимостей плотности критического тока J_c от абсолютной величины магнитного поля и от его ориентации относительно плоскости подложки. Измерения проводились на пористых многослойных структурах Nb/CuMn. Поры представляли собой круглые отверстия диаметром 0,5 мкм, выстроенные в квадратную решетку с периодом в 1 мкм. Материал CuMn является ярким представителем спиновых стекол. В данном случае для нас было важно его использование в качестве материала со слабо выраженными магнитными свойствами, который, однако, осуществлял сильное локальное подавление параметра порядка в Nb и тем самым увеличивал анизотропию многослойных структур без значительного снижения критической температуры. Расположение слоев CuMn между слоями Nb позволяет реализовать достаточно высокую степень анизотропии (3–5) для существенно малых толщин CuMn. Кроме того, возможность увеличивать процентное содержание Mn в сплаве CuMn усиливает магнитные свойства спинового стекла и, как следствие, еще более увеличивается степень анизотропии сверхрешеток Nb/CuMn. Так, если для достижения анизотропии 5 для образцов Nb/Cu необходимо создавать толщину слоев Cu порядка сотен ангстрем, то для 4,5% Mn в сплаве CuMn подобная анизотропия достигается для толщин нормального слоя порядка 40 Å [17]. Данный факт позволяет с технологической точки зрения формировать вполне совершенные образцы "многослоев", так как существенно снижается время получения образца и увеличивается вероятность формирования гетероэпитаксиальной структуры.

Эксперимент

Образцы Nb/CuMn, исследованные в данной работе, получали методом катодного распыления на постоянном токе. Первый слой был CuMn, последний — Nb. Всего в каждом образце было сформировано либо 6, либо 10 бислоев CuMn/Nb [18]. Материал подложки — Si ориентации (100). Образцы формировались как с пористой структурой, так и без нее. На образцах без пористой структуры для измерения J_c методом фотолитографии с последующим химическим травлением формировались полоски шириной 50 мкм и длиной 1 мм. Образцы с решеткой пор представляли собой квадраты 200×200 мкм² с пористой структурой внутри. Для получения данной структуры на кремниевой подложке методом электронной литографии предварительно был сформирован необходимый рисунок. После осаждения многослойной структуры методом взрывной литографии с подложки удаляли электронный резист вместе с нанесенной на него пленкой. Более подробно технология изготовления образцов описана в работе [18]. Все образцы обладали хорошо выраженной слоистостью, что было подтверждено методом рентгеновской дифракции при малых уг-

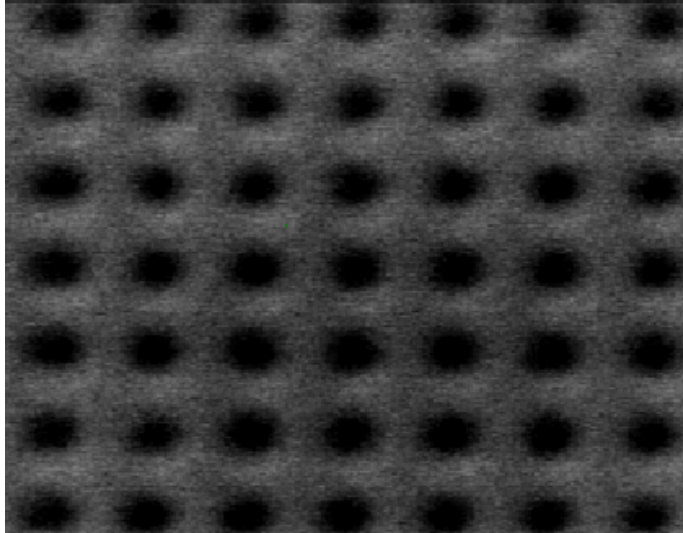


Рис. 1. Поверхность пористого образца Nb/CuMn

лах. Вид поверхности одного из пористых образцов Nb/CuMn, полученный с помощью электронной микроскопии, приведен на рис. 1.

Для получения информации о сверхпроводящих свойствах образцов проводили измерения температурных зависимостей перпендикулярного ($H_{c2\perp}$) и параллельного ($H_{c2\parallel}$) верхних критических полей. Значения H_{c2} определялись из зависимостей сопротивления образцов R от температуры T , снятых в разных магнитных полях. Критерием для определения температуры, соответствующей данному значению H_{c2} , служила середина перехода по сопротивлению. (Ширина перехода

да в сверхпроводящее состояние не превышала 0,05 К.) Результаты измерений позволяли определить коэффициент анизотропии образцов $\gamma = \xi_{\parallel} / \xi_{\perp}$ [19], где ξ_{\parallel} и ξ_{\perp} представляют длины когерентности соответственно в плоскости пленки и в ортогональном ей направлении. Величина γ определяет, насколько соседние сверхпроводящие слои связаны между собой вследствие эффекта близости.

Параметры изученных образцов

Образец	$d_{\text{Nb}}, \text{Å}$	$d_{\text{CuMn}}, \text{Å}$	Mn, %	T_c, K	γ	N_L	Поры	$d, \text{мкм}$	$D, \text{мкм}$
A	250	17	2,7	4,8	1,2	10	нет	---	---
B	250	45	2,7	4,7	5,0	10	нет	---	---
C	250	22	2,0	7,6	2,2	10	нет	---	---
D	250	28	2,0	6,5	1,8	6	да	0,5	1,0
E	250	12	2,0	7,4	1,3	6	да	0,5	1,0

Критический ток определялся измерением вольтамперных характеристик на постоянном токе по уровню напряжения 2 мкВ. Магнитное поле всегда было ориентировано перпендикулярно направлению тока, угол θ между направлением поля и плоскостью образца изменялся от 0 до 90° с точностью $\pm 0,1^\circ$. Таким образом, угол $\theta=0^\circ$ соответствовал параллельной ориентации магнитного поля, а угол $\theta=90^\circ$ — перпендикулярной. Все измерения были проведены в одном диапазоне приведенных температур, $t=T/T_c \approx 0,6-0,7$. В том случае, если это не соответствовало температуре жидкого гелия (4,2 К), стабилизация составляла $\pm 0,01$ К. В таблице приведены измеренные и рассчитанные параметры образцов, включая процентное содержание Mn, критическую температуру в нулевом магнитном поле (T_c), толщины слоев Nb (d_{Nb}) и CuMn (d_{CuMn}), количество бислоев (N_L), диаметр пор (d), период решетки пор (D).

Образцы без пор

На рис. 2 приведена зависимость плотности критического тока J_c от перпендикулярной компоненты магнитного поля $H_{\perp} = H_a \sin \theta$ для образца A. Значения H_{\perp} получались изменением угла направления поля θ при фиксированном значении приложенного поля H_a . В данном случае приве-

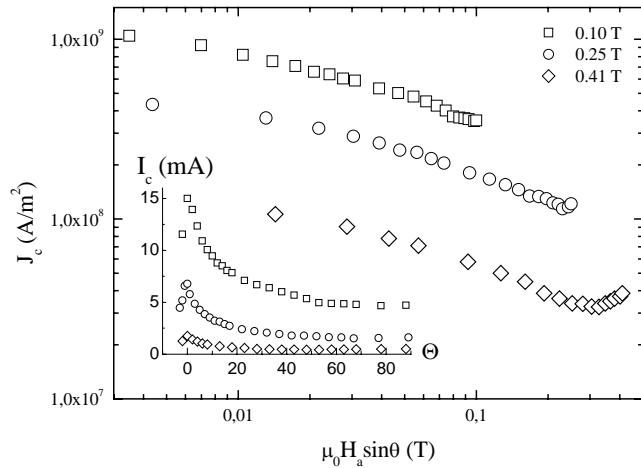


Рис. 2. Зависимость $J_c(H_{\perp})$ для образца A для трех значений H_a . Вставка: исходные зависимости $J_c(\theta)$ для трех значений H_a . Температура измерений 3,18 К

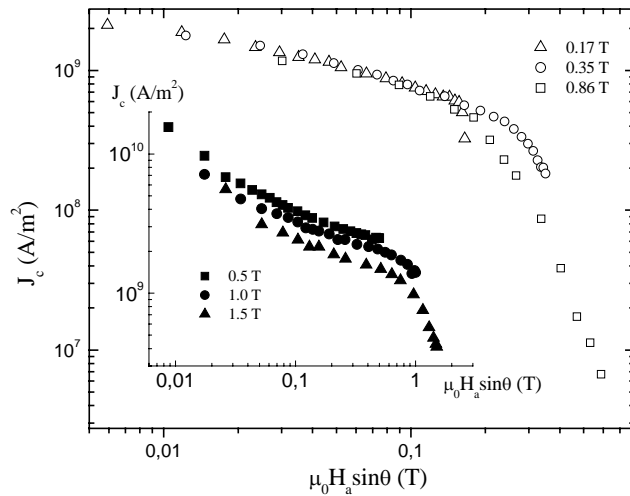


Рис. 3. Зависимость $J_c(H_{\perp})$ для образца B для трех значений H_a . Температура измерений 3,10 К. Вставка: зависимость $J_c(H_{\perp})$ для образца C для трех значений H_a . Температура измерений 4,2 К

анизотропией ($\gamma=5,0$, образец B) отчетливо наблюдается вырождение зависимостей $J_c(H_{\perp}, H_a)$ в $J_c(H_{\perp})$, рис. 3. Этот экспериментальный результат ярко иллюстрирует вышеприведенные рассуждения и свидетельствует о том, что в данном случае величину критического тока в данном образце определяет движение вертикальных участков вихревой линии (абрикосовские вихри).

Для образца с промежуточной анизотропией ($\gamma=2,2$, образец C) зависимости $J_c(H_{\perp}, H_a)$ не сводятся к одной кривой $J_c(H_{\perp})$ (вставка к рис. 3), однако различие в J_c при разных H_a существенно меньше по сравнению с образцом A , обладающим меньшей анизотропией. Отметим, что обра-

дены результаты для трех значений $\mu_0 H_a$: 0,10 Т, 0,25 Т и 0,41 Т. Исходные зависимости $J_c(\theta)$ показаны на вставке к рис. 2. Измерения проводились при $T=3,18$ К.

Важность характеристик $J_c(H_{\perp}, H_a)$ обусловлена тем, что она позволяет судить о характере протекания тока в образце и размерности вихревых нитей, участвующих в этом процессе. В частности, для определенной области значений материальных параметров структуры наблюдается "вырождение" зависимости $J_c(H_{\perp}, H_a)$ в зависимость $J_c(H_{\perp})$, т. е. в этом случае критический ток определяется только перпендикулярной компонентой H_a . Для многослойных структур это означает изменение топологии вихревой среды: происходит преобразование первоначально жестких вихревых линий в совокупность вертикальных (абрикосовские вихри) и горизонтальных (джозефсоновские вихри) сегментов, связанных посредством кинков. Очевидно, чем выше анизотропия, тем проще будет осуществляться изменение топологии вихревой структуры. Если же для характеристик $J_c(H_{\perp}, H_a)$ существенна зависимость от H_a , то это означает, что изменение топологии вихревой среды не наблюдается и преимущественным движением является смещение всей нити вдоль слоев. Подобная картина реализуется для образцов с низкой анизотропией, что и отображено на рис. 2. Для образца с большей

зец C обладает более высоким качеством с $T_c=7,5$ К, что дает большие значения J_c . Сравнение зависимостей $J_c(H_{\perp}, H_a)$ для трех образцов с разной анизотропией (5,0; 2,2; 1,2) позволяет сделать вывод о том, что независимо от качества образцов (в первую очередь T_c и J_c) основным параметром, определяющим топологию вихревых нитей в слоистых сверхпроводниках и природу J_c в наклонных магнитных полях, является анизотропия.

Еще один интересный результат, следующий из анализа рис. 2, — рост J_c при больших углах.

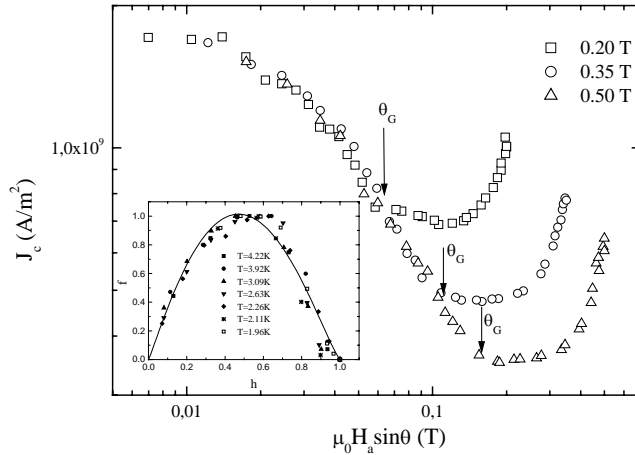


Рис. 4. Зависимость $J_c(H_{\perp})$ для образца D для трех значений H_a . Стрелки указывают значения θ_G для каждого из H_a . Температура измерений 4,2 К. Вставка: зависимость приведенной силы пиннинга f от приведенного значения перпендикулярного магнитного поля h для этого образца для семи различных температур в диапазоне от 1,9 К до 4,2 К. Сплошная линия соответствует зависимости $h(1-h)$

шению. Когда все большая часть линии начинает "чувствовать" поверхность (это происходит, когда мы приближаемся к перпендикулярной ориентации магнитного поля), значения J_c растут. Таким образом можно объяснить поведение $J_c(H_{\perp})$ при больших θ .

Как видно из рис. 2, рост J_c при $\theta \rightarrow 90^\circ$ отчетливее проявляется для больших магнитных полей. Этот факт также свидетельствует в пользу применимости модели поверхностного пиннинга для этого образца. Действительно, ширина образца достаточно большая, $w=50$ мкм. Глубина проникновения λ для Nb/CuMn составляет порядка 0,3–0,4 мкм [21]. А это означает, что именно граничные условия определяют величину J_c в перпендикулярном поле. С ростом поля плотность вихрей также растет, $n_v \sim H_a$; увеличивается число вихрей, испытывающих на себе действие поверхности (края) образца. Как результат, в приближении одиночного вихря величина роста плотности критического тока ΔJ_c будет больше для больших H_a .

Образцы с решеткой пор

На рис. 4 приведены угловые зависимости $J_c(\theta)$ для различных фиксированных H_a и $T=4,21$ К для образца D с параметром анизотропии $\gamma=1,8$. Данные представлены как зависимость J_c от перпендикулярной компоненты приложенного магнитного поля. Видно, что наблюдается совпадение экспериментальных точек $J_c(H_{\perp})$ для разных H_a до определенного угла $\theta_G \approx 18^\circ$,

обычно такой рост объясняется влиянием поверхностного пиннинга. Известно, что поверхностный пиннинг, впервые объясненный в работе Бина и Ливингстона [20], существует благодаря притяжению вихрей своим зеркальным изображением, находящимся вне сверхпроводника. Характерная длина барьера — электромагнитный радиус вихря λ (глубина проникновения магнитного поля). Когда вихрь отстоит от поверхности на расстоянии, меньшем λ , сила взаимодействия вихря с поверхностью заставляет его притягиваться к ней. В противном случае край сверхпроводника не оказывает влияния на состояние вихря. В случае наклонной ориентации магнитного поля может возникнуть ситуация, когда часть вихревой линии находится на расстоянии $l < \lambda$ от края сверхпроводника, а часть — на расстоянии, большем λ . Это может привести к притяжению к краю только части вихревой линии и соответственно к ее разру-

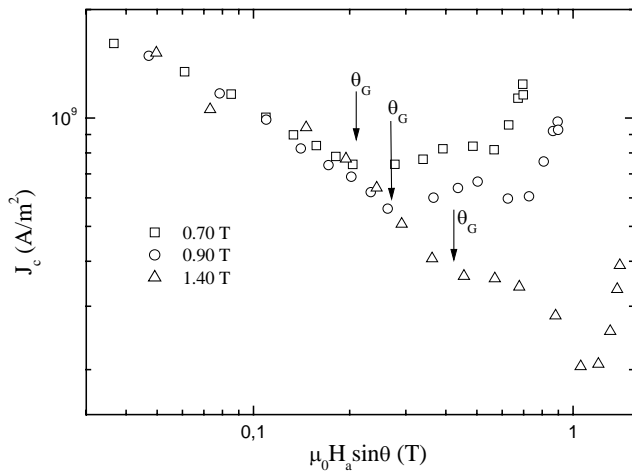


Рис. 5. Зависимость $J_c(H_{\perp})$ для образца E для трех значений H_a . Стрелки указывают значения θ_G для каждого из H_a

также имеет место вырождение зависимости $J_c(H_{\perp}, H_a)$ в $J_c(H_{\perp})$ при $\theta < \theta_G$ несмотря на почти изотропность магнитных характеристик образца.

Таким образом, поры оказывают существенное влияние на топологию вихревых нитей независимо от величины параметра анизотропии.

Для объяснения данного факта представим положение вихревой нити в образце при $\theta < \theta_G$ (рис. 6). При таких углах вихри пересекают границы пор, на которых могут формироваться изгибы нитей. Причина появления таких изгибов может быть самая разная — неровности поверхности, сильный пиннинг со стороны пор и т. д. Длина "повернутой" (вертикальной) части нити меньше, чем остальной ее части. В этом случае J_c будет определяться движением именно вертикальных частей нитей. С превышением θ значения θ_G всегда найдутся вихревые линии, которые не пересекают границы пор (рис. 6), вследствие чего они движутся как трехмерные объекты.

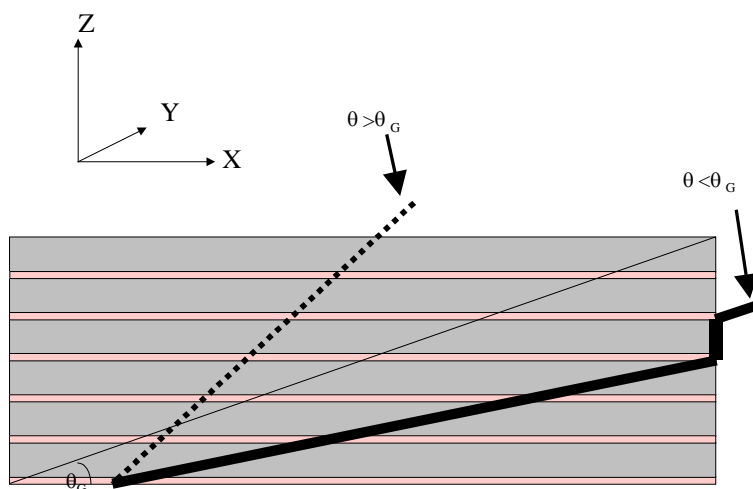


Рис. 6. Топология вихревой нити в пористом анизотропном сверхпроводнике

т. е. при $\theta < \theta_G$ величина J_c определяется компонентой H_{\perp} поля H_a . Поскольку для образца C без пор со столь же низкой анизотропией ($\gamma=2,2$) вырождения зависимости $J_c(H_{\perp}, H_a)$ в $J_c(H_{\perp})$ не наблюдается (вставка к рис. 3), констатируем деструктивную роль решетки пор по отношению к вихревым нитям при $\theta < \theta_G$. В данных измерениях примечательно, сколь непосредственно геометрия образца влияет на упругие свойства вихревых нитей. Действительно, легко заметить, что величина $\theta_G = \arctg(t_s/L)$, где t_s — толщина образца (1668 \AA), а $L = D - d$ — расстояние между краями соседних пор ($L = 5000 \text{ \AA}$). Для образца D $\theta_G = 18,4^\circ$. На рис. 5 приведены результаты аналогичных измерений для другого образца с решеткой пор, E . Здесь

таким образом, определение J_c только перпендикулярной компонентой магнитного поля при $\theta < \theta_G$ обусловлено особой геометрией образца.

Это находит свое отражение и при анализе зависимостей $J_c(H_{\perp})$ при $\theta \rightarrow 90^\circ$. Как видно на рис. 4, в пористых образцах рост J_c при $\theta \rightarrow 90^\circ$ существенно больше, чем для образцов без пор, что естественно было предположить априори. Однако для выбора оптимальной геометрии пор с точки зрения максимального пиннинга вихрей необходимо знать, осуществляется ли пиннинг всей порой, либо ее границей, дают ли поры

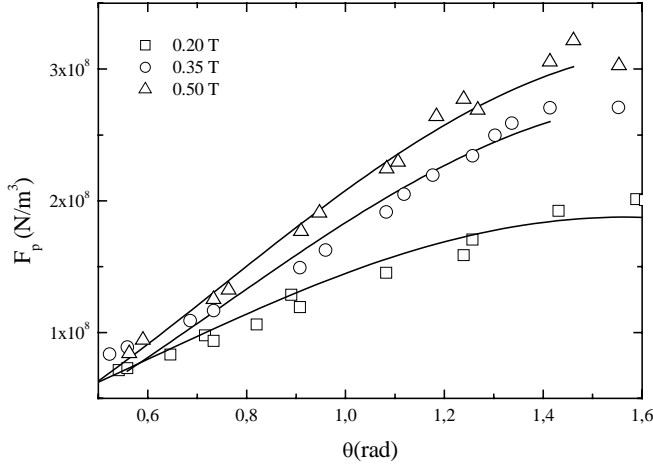


Рис. 7. Зависимость $F_p(\theta)$ для трех значений H_a при $\theta \rightarrow 90^\circ$ для образца D. Сплошные линии построены согласно уравнению (3)

пиннинга для данного образца в данном диапазоне температур. Сплошная линия на вставке к рис. 4, хорошо описывающая экспериментальные данные, соответствует закону $f \propto h(1-h)$, что свидетельствует о преобладании индивидуального пиннинга вихрей в образце [22]. Вместе с тем хорошо известно, что при поверхностном пиннинге закон подобия другой, $f \propto h^{0.5}(1-h)^{2.0}$ с $f=1$ при $h=0,2$ [23]. Таким образом, можно сделать заключение, что поверхностный пиннинг не является доминирующим в данном образце при $\theta=90^\circ$. Характер индивидуального пиннинга, как известно [23, 24], зависит от размера неоднородностей. В нашем случае диаметр пор d по порядку величины совпадает с глубиной проникновения магнитного поля, $d \approx \lambda(T) \approx 0,5$ мкм. Как было показано в работе [24], неоднородности сверхпроводника с размером λ могут осуществлять сильный электромагнитный пиннинг. Кроме того, заметим, что абсолютный рост J_c при $\theta \rightarrow 90^\circ$ практически не зависит от H_a ($\Delta J_c \approx 3 \times 10^8$ А/м²), что указывает на постоянное количество вихрей, участвующих в определении J_c . Следовательно, в данном случае имеет место сильный электромагнитный пиннинг единичных вихрей порами образца.

С учетом установленного факта влияния пор на величину J_c в данном диапазоне углов сделаем оценку угловой зависимости $F_p(\theta)$. Выберем систему координат следующим образом: ось OZ направлена перпендикулярно поверхностям слоев, ось OY — вдоль направления тока. Оценим вначале количество вихревых нитей на единицу площади $n_{v,l}$ выражением

$$n_{v,l} \approx (rL)^{-1} = \left(\frac{B_a}{\Phi_0} \right)^{1/2} \frac{(\sin\theta)^{1/2}}{L}, \quad (1)$$

где $r = \left(\frac{\Phi_0}{B_\perp} \right)^{1/2}$ — расстояние между соседними вихрями, Φ_0 — квант магнитного потока.

Очевидно, что r зависит от конфигурации вихревой решетки. В данном случае для простоты мы выбрали квадратную решетку. Обозначим силу пиннинга, действующую на одну вихревую нить со стороны пор, через $f_{1,l}$. Тогда проекция на ось OX объемной плотности силы пиннинга будет

аддитивный вклад в энергию пиннинга и т. д. С одной стороны, можно предположить, что поверхностный пиннинг происходит не только на краю образца, но и на границах пора-образец, количество которых необычайно велико. В результате быстрый рост J_c очевиден. Однако анализ поведения силы пиннинга в зависимости от внешнего поля H_a для этого образца показывает отсутствие поверхностного пиннинга. На вставке к рис. 4 показаны зависимости приведенной силы пиннинга f от приведенного магнитного поля h ($f = F_p/F_{p,max}$, $h = H/H_{c2}$), снятые при разных температурах в интервале от 1,96 до 4,2 К при $\theta=90^\circ$. Видно, что все кривые описываются одним законом, что свидетельствует о неизменном механизме

$$F_{px} = n_{v,l} \frac{f_{l,l} \sin \theta}{t_s} = \left(\frac{B_a}{\Phi_0} \right)^{1/2} \frac{f_{l,l}}{t_s (D-d)} \cdot (\sin \theta)^{3/2}. \quad (2)$$

Если теперь примем во внимание силу притяжения вихревой нити со стороны несверхпроводящих слоев, то итоговое выражение для силы пиннинга, действующей на вихри, запишется как

$$F_p = \left\{ (\alpha \sin \theta)^2 + (\beta \cos \theta)^2 \right\} \sin \theta \Bigg|^{1/2}, \quad (3)$$

где α и β — некие феноменологические параметры. Результаты подгонки уравнения (3) для описания экспериментальных данных показаны на рис. 7 сплошными линиями. Наблюдается хорошее согласие между разработанной моделью и экспериментом. Отметим, что значения параметра β для всех H_a не превышали 20% от значений параметра α , что свидетельствует о том, что при $\theta \rightarrow 90^\circ$ пиннинг на слоях CuMn не является определяющим.

Заключение

Проведены измерения зависимостей критического тока от ориентации внешнего магнитного поля для образцов Nb/CuMn как без, так и с упорядоченной решеткой пор субмикронных размеров. В высокоанизотропных образцах без пор при малых углах между вектором напряженности внешнего магнитного поля и поверхностью образца наблюдалось вырождение зависимостей $J_c(H_\perp, H_a)$ в $J_c(H_\perp)$; иначе говоря, параллельная слоям компонента вектора магнитного поля не оказывает в этом случае влияния на величину критического тока. Это обусловлено искривлением вихревых линий с возможностью движения только их вертикальных сегментов. При уменьшении параметра анизотропии критический ток начинает существенно зависеть и от параллельной компоненты магнитного поля. Это означает трехмерное движение жестких вихревых линий. При ориентации магнитного поля, близкой к нормальной, для образцов без пор решающим фактором увеличения J_c является поверхностный пиннинг.

В образцах с решеткой пор субмикронных размеров геометрия образца оказывает очень сильное влияние на природу J_c . В частности, вырождение зависимостей $J_c(H_\perp, H_a)$ в $J_c(H_\perp)$ наблюдается при $\theta < \theta_G$ и для низких значений параметра анизотропии ($\gamma \sim 1$). В результате поры сильно изменяют топологию вихревых нитей, особенно при малых углах. Как следствие, претерпевает изменение механизм токонесущей способности всего образца. Для углов $\theta \sim 90^\circ$ пиннинг вихрей определяется электромагнитным взаимодействием индивидуального вихря с порой. Дана оценка зависимости $F_p(\theta)$, удовлетворительно описывающая экспериментальные данные.

INFLUENCE OF PINNING SUBSTRUCTURE ON THE VORTEX TOPOLOGY IN ANISOTROPIC SUPERCONDUCTORS

S.L. PRISCHEPA, V.N. KUSHNIR

Abstract

Measurements of the angular dependences of the critical currents in anisotropic superconductor Nb/CuMn have been performed both for samples with antidot lattice (pinning substructure) and without it. In the samples without antidot lattice the main pinning mechanism close to the orthogonal orientation of the magnetic field inductance is the surface pinning. Close to the parallel orientation the mechanism of the current capability depended on the samples anisotropy. The critical current was determined by the pinning of the whole vortex line at low anisotropy, while at high anisotropy it was determined only by the orthogonal vortex line segments pinning. For antidotted samples the critical current close to the parallel orientation of the magnetic inductance was determined by the pinning of the orthogonal segments of the vortex line independently on the anisotropy. This fact is explained by the influence of the antidotes

on the vortex line topology. Close to the orthogonal orientation the electromagnetic pinning on antidotes becomes the main. The phenomenological expression for the angular dependence of the pinning force is obtained, which describes well the experimental data.

Литература

1. Blatter G., Feigelman M.V., Geshkenbein V.B., et al. // Rev. Mod. Phys. 1994. Vol.66. P.1125.
2. Grabtree G.W. Proc. NATO Advanced Study Institute on the Physics and Material Science of Vortex State, Flux Pinning and Dynamics / Ed. S. Bose and R. Kossowski. Kluwer Academic Publishers, Kusadasi, Turkey, 1998.
3. Brandt E.H. Physica C, Vol.369, p.10, 2002.
4. Koorevaar P., Suzuki Y., Coehoorn P., Aarts J. // Phys. Rev. B. 1994. Vol.49. P.441.
5. Coccoresse C., Attanasio C., Mercaldo L.V., et al. // Phys. Rev. B. 1998. Vol.57. P.7922.
6. Lykov A.N., Vishnyakov Yu.V. // Europhys. Lett. 1996. Vol.36. P.625.
7. Kushnir V.N., Prischepa S.L., Attanasio C., Maritato L. // Phys. Rev. B. 2001. Vol.63. P.092503.
8. Кушнир В.Н., Петров А.Ю., Прищепина С.Л. // Физика низких температур. 1999. Vol.25. С.1265.
9. Barone A., Larkin A.I., Ovchinnikov Y.N. // J. Supercond. 1990. Vol.3. P.155.
10. Tachiki M., Koyama T., Takahashi S. // Physica C. 1991. Vol.185–189, P.303.
11. Feinberg D. // Physica C. 1992. Vol.194. P.126.
12. Angrisani Armenio A., Attanasio C., Mercaldo L.V., et al. // Phys. Rev. B. 2002. Vol.65. P.212503.
13. Halbritter J. // Appl. Phys. A. 1987. Vol.43. P.1.
14. Fiory A.T., Hebard A.F., Somekh S. // Appl. Phys. Lett. 1978. Vol.32. P.73.
15. Baert M., Metlushko V.V., Jonckheere R., et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol.74, P.3269.
16. Attanasio C., Di Luccio T., Mercaldo L.V., et al. // Philosophical Magazine B. 2000. Vol.80, P.875.
17. Attanasio C., Coccoresse C., Mercaldo L.V., et al. // Physica C. 1999. Vol.312. P.112.
18. Attanasio C., Di Luccio T., Mercaldo L.V., et al. // Phys. Rev. B. 2000. Vol.62. P.14461.
19. Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М., 1987.
20. Bean C.P., Livingston J.D. // Phys. Rev. Lett. 1964. Vol.12. P.11.
21. Mercaldo L.V., Anlage S.M., Maritato L. // Phys. Rev. B. 1999. Vol.59. P.4455.
22. Brandt E.H. // Phys. Lett. A. 1980. Vol.77. P.484.
23. Dew-Huges D. // Philosophical Magazine. 1974. Vol.30. P.293.
24. Takezawa N., Fukushima K. // Physica C. 1994. Vol.228. P.149.