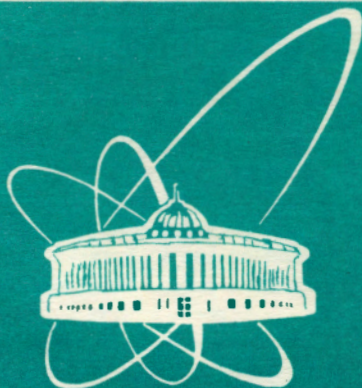


93-436



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P17-93-436

Н.В.Выонг, Е.В.Распопина*, В.В.Скугарь*,
Н.М.Владими́рова, Н.А.Яковенко*, И.А.Степанова

ЦЕНТРЫ ПИННИНГА В ТОЛСТЫХ ПЛЕНКАХ
 $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, ИЗГОТОВЛЕННЫХ НА ПОДЛОЖКАХ
 Y_2BaCuO_5 МЕТОДОМ ОКРАСКИ

*Институт физико-технических проблем

1993

1. Введение

Толстая пленка с толщиной больше Лондоновской глубины проникновения λ является одним из объектов исследования высокотемпературных сверхпроводников. Применение таких пленок ограничивается низкими значениями критического тока J_c ($J_c \sim 10^8 - 10^9$ А/м² при 77К и на порядок подавляются в полях в несколько сотен эрстед, в то время как для большинства применений требуется $J_c \sim 10^8 - 10^9$ А/м² при 77К в полях в несколько тесла). Последние достижения в области синтеза тонких пленок дают возможность получить квази-монокристаллические эпитаксиальные пленки с крупными монокристаллическими блоками, ориентированными под малыми углами друг относительно друга и хорошими контактами между ними [1], тем самым повышая значение J_c до 10^{11} А/м² при $T = 4.2$ К, $B = 5$ Тл. Решение проблемы повышения криттока в керамиках состоит в повышении степени текстуры образца и введении центров пиннинга в матрицу $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [2]. В таких керамических образцах значение J_c достигает $10^8 - 10^9$ А/м² при 77К в магнитном поле в несколько тесла.

В предыдущей работе [3] нами была представлена технология изготовления толстых пленок $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($\delta < 1$) (фаза Y123) на подложке Y_2BaCuO_5 (фаза Y211) методом окраски. Поскольку подложка служит одной из трех компонент в реакции формирования пленки, пленка является как бы продолжением подложки и вместе они выдерживают термическую обработку, по крайней мере условия синтеза. Отсюда вытекает очевидный вывод, что для наших пленок можно применить высокотемпературный процесс для выделения фазы Y211 в матрице Y123, когда она медленно охлаждается после плавления и проходит через температуру перитектики. Такие включения Y211 в Y123 являются центрами пиннинга и повышают J_c на порядок [2].

В данной статье представлена технология изготовления так называемых MG (melt-growth) толстых пленок Y123 на подложке Y211 методом окрашивания. Влияние включений Y211 в матрицу Y123 на свойства образцов определялось с помощью изучения мнимой и реальной частей магнитной восприимчивости, измеренной на АС-магнитометре [4]. Надо отметить, что поскольку метод окрашивания дает возможность легко изготовить пленку Y123 любой формы (по форме подложки), в том числе и цилиндрической, то возможность регулирования свойств слабых связей в MTG-толстых пленках представляет большой интерес для СКВИД-применений.

2. Технология

Толстые пленки Y123, изготовленные на подложке Y211, получаются в результате реакции между самой подложкой Y211 и смесью ($3BaCuO_2 + 2CuO$), нанесенной на нее. Технологические детали такого процесса были подробно изложены в [3]. В отличие от теплового режима синтеза, описанного в [3], для изготовления MG-пленки Y123 на подложке Y211 применяется термический процесс, представленный на рис.1. Условно его можно разделить на два основных этапа. Первый - это формирование пленки $YBa_2Cu_3O_{6.5}$, который завершается охла-

© Объединенный институт ядерных исследований. Дубна, 1993

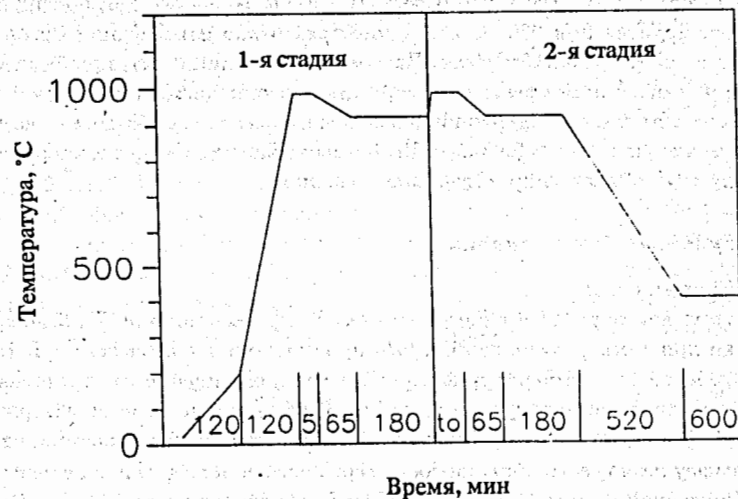


Рис.1. Температурная диаграмма синтеза толстых $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ MG-пленок

ждением образца с 985°C до 920°C со скоростью 1°C/мин и его стабилизацией при 920°C в течение трех часов. На втором этапе происходит формирование MG-пленки. Сначала образец, имеющий фазу $YBa_2Cu_3O_{6.5}$, быстро нагревается с 920°C до 985°C и выдерживается при этой температуре в течение t_0 , после чего охлаждается со скоростью 1°C/мин до 920°C. На этих двух стадиях, как и в модифицированном MG-процессе [2] формируется заново фаза $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ с включениями фазы Y211, размер, объемная доля и распределение которых зависит от времени выдержки и скорости охлаждения. В отличие от керамических MG-образцов, которые все-таки имеют некоторую пористость данные пленки по окончании первого этапа синтеза имеют высокую плотность, благодаря впитыванию смеси ($3BaCuO_2 + 2CuO$) в пористую подложку Y211, поэтому пористость

ТАБЛИЦА. Некоторые параметры исследуемых образцов. Образец N6 является обычной толстой пленкой Y123, не подвергнутой процессу выделения Y211

N	t_0 (мин)	толщина (мкм)	f_c %	T_c К	$\rho(300K)$ мОсм
1	0	70	77	87.9	-
2	1	130	78	86.2	10.4
3	2	70	61	84.9	19.3
4	3	42	73	81.9	20.6
5	4	140	75	82.9	17.3
6	-	56	77	87.5	-

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БИБЛИОТЕКА

в МГ-пленках сводится к минимуму. Фаза $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ с включениями Y211 стабилизируется при 920°C в течение трех часов и медленно охлаждается до 400°C со скоростью $0.5^\circ\text{C}/\text{мин}$. На последней стадии этого процесса кислород из окружающей атмосферы ($P_{O_2} = 1\text{атм}$) успевает диффундировать в образец, повышая тем самым содержание кислорода в элементарной ячейке до равновесного значения ($7 - \delta \approx 6.93$ [5]). Технологические параметры и характеристики исследуемых образцов представлены в таблице.

3. Результаты и обсуждение

3.1. Фазовый анализ

Чтобы доказать выделение частиц зеленой фазы в матрице Y123 во время выдержки при температуре 985°C , был проведен опыт с керамической таблеткой Y123 массой 2г, температурный режим которого идентичен представленному второму этапу температурной диаграммы (рис.1), причем время выдержки t_0 равнялось 3 мин. На рис.2 представлен спектр нейтронной дифракции, сделанный для вышеупомянутого образца после термической обработки на установке ДН-2 на импульсном реакторе ИБР-2 [6]: Спектр обрабатывался по методу Ритвельда, причем для теоретической кривой были взяты две фазы Y123 и Y211. Из рис.2 видно, что между экспериментальными и теоретическими кривыми имеется хорошее совпадение, что дает нам возможность сделать заключение о наличии

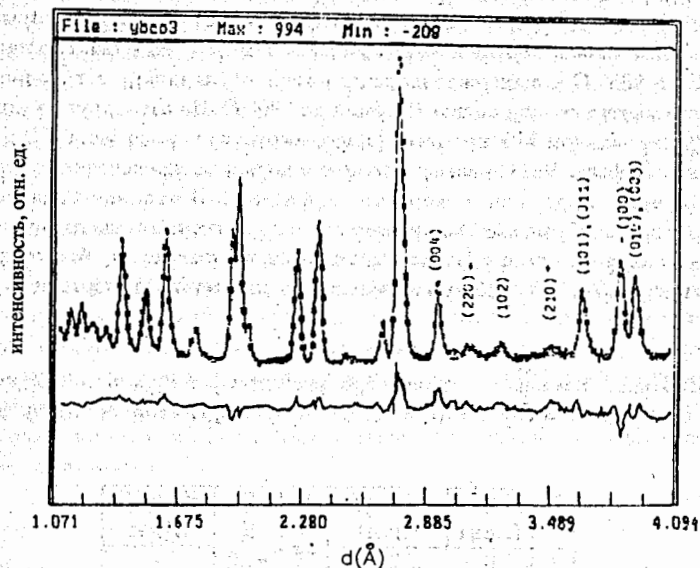


Рис.2. Нейтронограмма массивного образца, изготовленного по термическому режиму, представленному на рис.1. Точки — экспериментальные данные. Верхняя кривая вычислена с предположением о наличии в образце двух фаз Y123 и Y211. Нижняя кривая — разность между ними. Пики, обозначенные стрелками, принадлежат фазе Y211

фазы Y211 в матрице Y123, в то время как структура последней не имеет никаких изменений из-за этих включений.

Фазовый анализ пленок проводился с помощью рентгеновской дифракции на установке ДРОН-3. Типичные спектры представлены на рис.3. Все они имеют пики, в основном характерные для фазы Y123, которая в среднем для всех образцов обладает следующими параметрами элементарной ячейки: $a = 3.825(5)$, $b = c/3 = 3.879(5)\text{Å}$, содержание кислорода ($7 - \delta$), определенного по параметру c равно ~ 7 . Данные рентгенограмм подтверждают то, что при помощи вышеописанных технологических процессов формируются пленки сверхпроводящей фазы $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, несмотря на то, что время их синтеза гораздо меньше по сравнению со стандартным твердофазным методом изготовления керамических образцов. Наряду с пиками фазы Y123 присутствуют также пики фаз Y211.

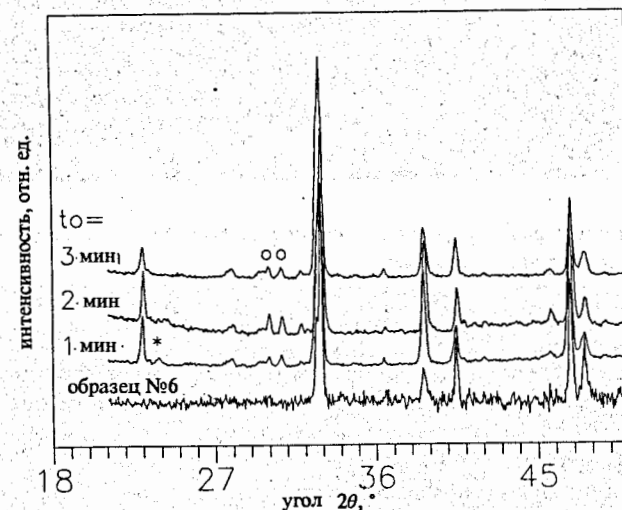


Рис.3. Рентгенограммы обычной пленки (N6) и пленок, подвергнутых процессу выделения частиц Y211. Кроме пиков фазы Y123 отмечены пики $BaCuO_2$ (*) и Y211 (o).

$BaCuO_2$. Наличие последнего ($2\theta = 23.89^\circ$) объясняется присутствием остатка непрореагировавшей нанесенной смеси на поверхности подложки. Мы идентифицируем пики $2\theta = 29.99^\circ$ и 30.67° как пики (040) и (131) фазы Y211.

3.2. Морфология

Морфология пленки (поверхность и поперечное сечение) изучались на сканирующем электронном микроскопе JSM - 840. На рис.4 представлена микрофотография части поперечного сечения обычной пленки N6. С правой стороны рисунка видно пленку толщиной ~ 100 мкм, а слева — подложку. Видно, что пленка имеет высокую плотность и гораздо меньшую пористость по сравнению с подложкой.

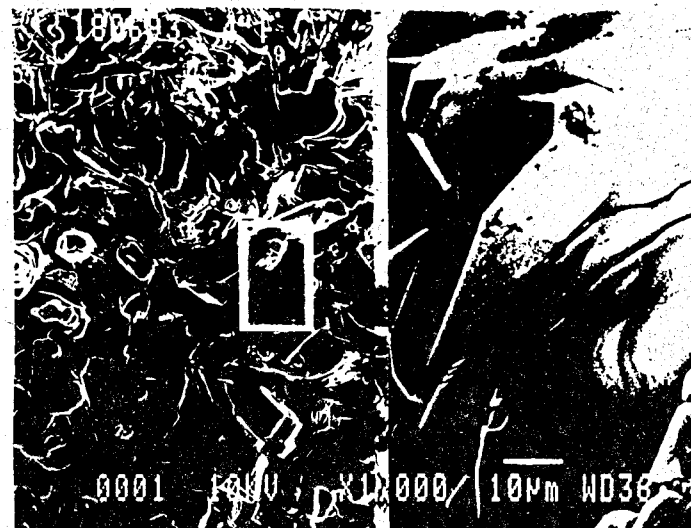


Рис. 4. Микрофотография поперечного сечения пленки N6. Более плотная область — пленка, менее плотная — подложка

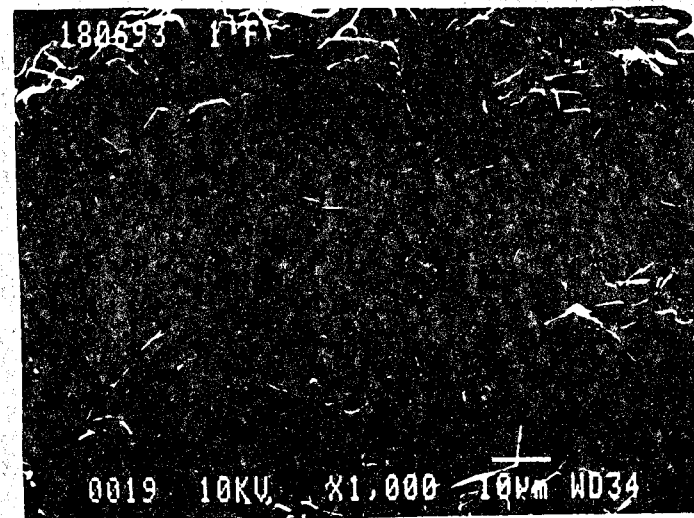
На рис.5 представлен типичный вид поверхностей обычной пленки (рис.5а) и МГ-пленки (рис.5б). Зерна имеют пластинчатую форму, они плотно прилегают друг к другу. Длинные оси зерен почти параллельны оси цилиндра, хотя они располагаются относительно друг друга с малой степенью упорядоченности.

На рис.6 представлены поперечные сечения полученных пленок. Эти изображения еще раз подтверждают сказанное выше об ориентации длинной оси зерен параллельной оси цилиндра, поскольку на этих рисунках мы видим только поперечные срезы гранул и совсем не заметно вытянутых кристалликов, как это видно на рис.5. В отличие от обычной пленки (рис.6а), на поперечном сечении пленки N4 (рис.6б), подвергнутой частичному плавлению в течение трех минут видна более монолитная структура, на фоне которой выделяются мелкие частицы, по-видимому, фазы Y211.

Представленные выше результаты нейтронной дифракции и исследования на электронном микроскопе позволяют сделать вывод о том, что применяя данный термический режим (см.рис.1), были выделены частицы фазы Y211 в матрице сверхпроводящей фазы Y123. Влияние этих включений на сверхпроводящие свойства пленок изучались с помощью изучения зависимостей $\rho(T)$, $\chi'(T, H)$, $\chi''(T, H)$.



а)



б)

Рис. 5. Микрофотографии поверхностей пленок N6(а) и N4(б)



a)



б)

Рис. 6. Микрофотографии поперечных сечений пленок N6(a) и N4(б)

3.3 Температурные зависимости сопротивления

Температурные зависимости $R(T)/R(300K)$ полученных образцов, измеренные четырехконтактным методом при постоянном токе представлены на рис. 7. Для образцов у которых $t_0 < 4$ мин все кривые при $T > T_c$ имеют металлическое поведение, величины удельного сопротивления $\rho(T_{ком})$ этих образцов близки и лежат в интервале десятков $m\Omega \cdot cm$ (см. табл.). Для образцов с $t_0 \geq 4$ мин при $T > T_c$ ход кривых $\rho(T)$ имеет полупроводниковый характер, причем ширина перехода ΔT меняется в широком диапазоне. По-видимому, такое поведение связано с тем, что с увеличением времени t_0 увеличиваются объемные доли включений Y211 в матрицу Y123.

На основании проведенных измерений $R(T)$ образцы с $t_0 < 4$ мин были отобраны для дальнейших исследований на АС-магнитометре [4].

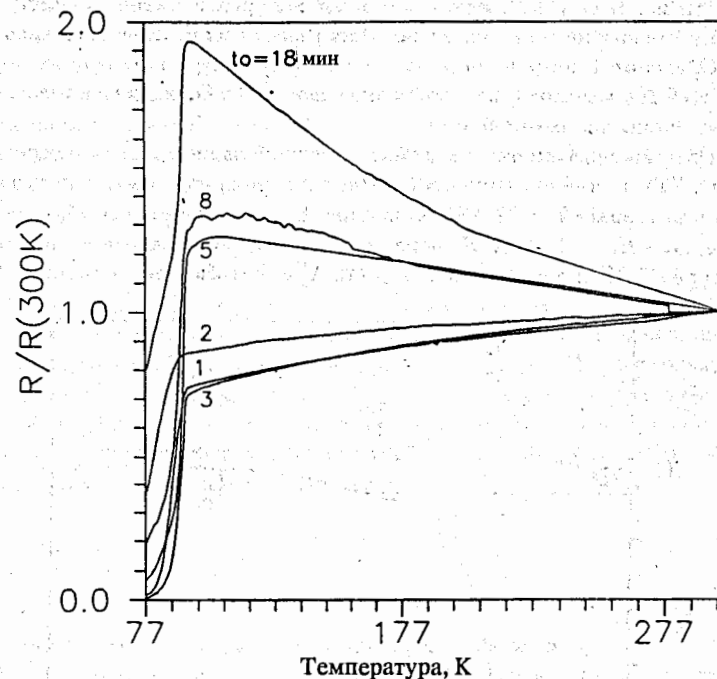


Рис. 7. Температурные зависимости сопротивлений исследуемых образцов, приведенные к их сопротивлениям при 300°K

3.4. Температурные и полевые зависимости магнитной восприимчивости

Сигналы, пропорциональные реальной (χ') и мнимой (χ'') части динамической магнитной восприимчивости образца, снимаются с двух приемных катушек, в одной из которых находится образец. Эти приемные катушки включаются последовательно-противофазно и находятся внутри задающей катушки, через которую проходят постоянный и переменный токи, создающие внутри катушки

соответственно постоянное магнитное поле H_{dc} ($0 \div 2.5 \cdot 10^4$ А/м) и переменное магнитное поле $H_{ac} \sin 2\pi ft$ ($f = 68$ Гц, $H_{ac} = 0 \div 3.5 \cdot 10^3$ А/м). Установка балансируется при температуре образца выше T_c с помощью компенсационной катушки, расположенной вблизи приемной. Калибровка восприимчивости проводилась при 77 К с помощью высококачественного образца $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Измерения температурных (77 ÷ 100 К) и полевых зависимостей χ' и χ'' контролируются с помощью компьютера IBM PC/AT.

Все зависимости $\chi'(T, H_{ac}, H_{dc})$, $\chi''(T, H_{ac}, H_{dc})$ нормируются по объему образца V , по амплитуде измерительного поля H_{ac} . Все исследуемые образцы имеют вид цилиндра длиной 0.8 мм, диаметром ~ 0.5 мм и толщиной стенки $\sim 42-140$ мкм, внутри которого находится фаза Y211. При такой геометрии образца и в соответствии с данными изучения морфологии пленки фактор размагничности мал и не учитывается при обработке результатов. Влияние среды Y211 на измерения не было замечено. Измерения всегда производились в режиме ZFC, скорость нагрева образца $\sim 1.5^\circ\text{C}/\text{мин}$. При измерениях полевых зависимостей H_{dc} менялось скачкообразно с шагом 0.6 Э, сигнал снимался после скачка поля с опозданием на 0.5с.

На рис.8 приведен типичный вид температурной зависимости реальной $\chi'(T)$ и мнимой $\chi''(T)$ частей динамической магнитной восприимчивости исследуемых образцов в интервале $T = 77 - 95$ К, измеренных в нулевом поле H_{dc} при измерительном поле $H_{ac} = 15$ А/м. На первом участке образец находится при низкой температуре (77 К) и в слабом поле H_{ac} (15 А/м для образцов с толщиной > 40 мкм),

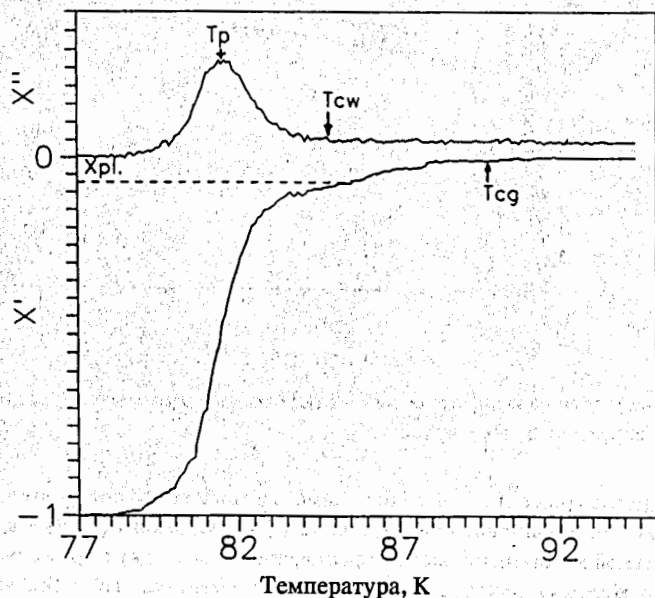


Рис.8. Типичные температурные зависимости реальной $\chi'(T)$ и мнимой $\chi''(T)$ частей динамической магнитной восприимчивости исследуемых образцов

достижение χ' значения -1 и χ'' значения 0 означает, что в данный момент пленка находится в мейснеровском состоянии, индуцирующий сверхпроводящий ток протекает по периферии цилиндра и полностью экранирует внешнее поле. На втором участке с повышением температуры χ' увеличивается, достигая плато ($\chi'_{пл} \sim -0.1$), в то время как мнимая часть имеет пик. На третьем участке χ' увеличивается до нуля, а χ'' остается на нулевом уровне. В рамках стандартного объяснения второй участок связывается с областью слабых связей (слабая область), соединяющей гранулы друг с другом, в которую при данном диапазоне температур проникает внешнее поле, третий участок связывается с системой сильных сверхпроводящих гранул, изолированных друг от друга (сильная область) с типичным значением температуры перехода в сверхпроводящее состояние $T_{c2} = 90$ К для системы Y123. Отметим, что данная картинка отличается от подобной, снятой для керамического массивного образца по значению первого плато χ' . Эта разница связана с геометрией исследуемых образцов. Поле "видит" образец на первом участке как объемный цилиндр с радиусом R и на третьем участке, как полый цилиндр с толщиной стенки d , а на втором участке для χ'' , как полый цилиндр, однако для χ' , как объемный цилиндр. Из-за малого значения толщины пленки второй пик χ'' , соответствующий проникновению поля в систему гранул, не виден на данном АС-магнитометре.

Для конца второго участка справедлива следующая формула:

$$f_s |\chi'_s| = |\chi'_{пл}| * \pi R^2 / \pi (R^2 - r^2), \quad (1)$$

где R и r - внешний и внутренний радиусы цилиндра, χ'_s - реальная часть магнитной восприимчивости сильной области, f_s - объемная доля сильной области.

Коэффициент $\pi R^2 / \pi (R^2 - r^2)$ вводится в формулу (1), поскольку измеренный сигнал $\chi'_{пл}$ был нормирован к объему πR^2 . На данном участке все гранулы полностью находятся в мейснеровском состоянии, и χ'_s имеет значение -1. В случае $r \ll R$ для определения объемных долей сильной и слабой областей f_w мы имеем следующие простые формулы:

$$f_s = |\chi'_{пл}| * R / 2d \quad (2)$$

и

$$f_w = 1 - f_s \quad (3)$$

Значения f_w для исследуемых образцов представлены в таблице.

Вышесказанное поведение образцов можно наблюдать на полевых зависимостях восприимчивости $\chi'(H_{dc})$ и $\chi''(H_{dc})$, типичный вид такой зависимости представлен на рис.9. При 77 К и измерительном сигнале $H_{ac} = 15$ А/см $\chi' = -1$ и $\chi'' = 0$ в поле $H_{dc} = 0$. Когда внешнее постоянное поле увеличивается, χ' остается на уровне -1 до того момента, пока H_{dc} не превысит первое критическое поле слабой области H_{c1}^w . Когда поле $H_{dc} > H_{c1}^w$, поле начинает проникать в слабую область, доводит ее до критического состояния, соответственно $|\chi'|$ уменьшается, а χ'' имеет на этом участке пик. С дальнейшим повышением поля H_{dc} , пока оно меньше первого критического поля гранул H_{c1}^s , χ' и χ'' остаются постоянными, в противном случае $|\chi'|$ уменьшается и второй пик χ'' появляется, когда поле проникает в середины гранул. Такой пик в данном случае на-

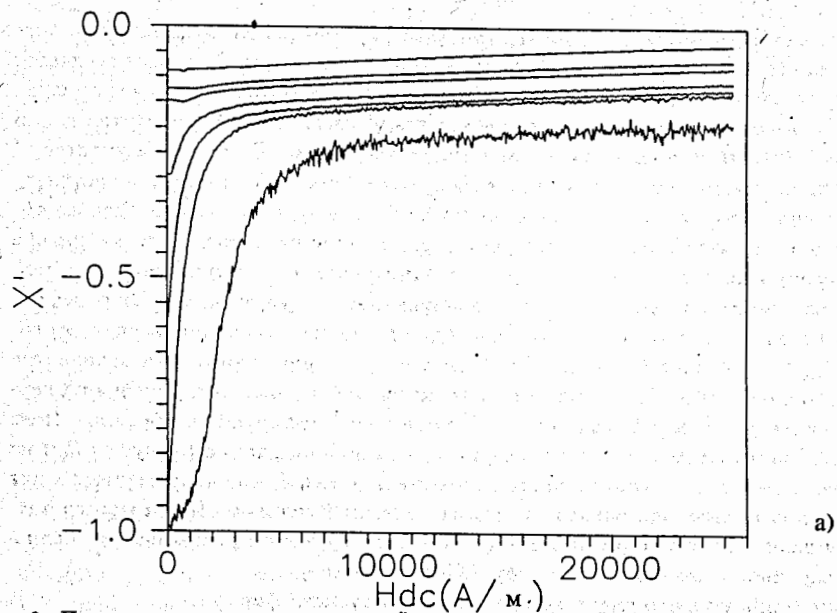


Рис. 9а. Полевые зависимости реальной части магнитной восприимчивости $\chi'(H_{DC})$ образца N3, измеренные при 77 К с различными значениями H_{ac} . Снизу вверх $H_{ac} = 15, 75, 150, 300, 900, 3825$ А/м соответственно

а)

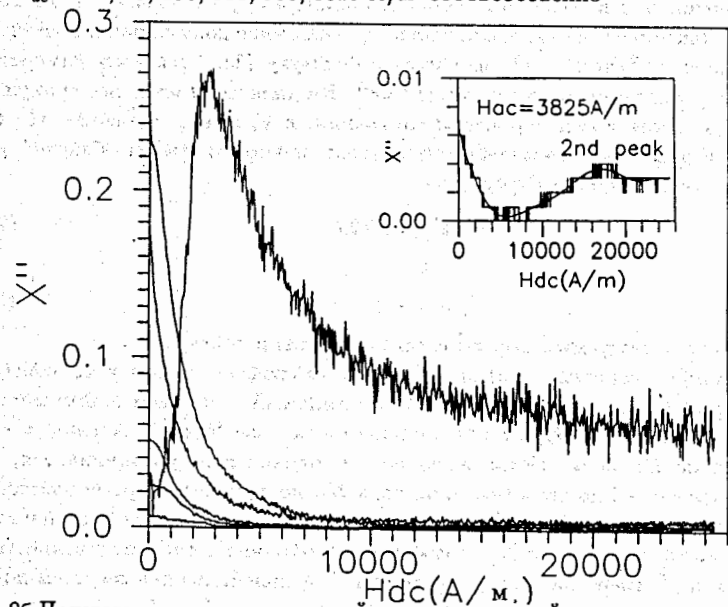


Рис. 9б. Полевые зависимости мнимой части магнитной восприимчивости $\chi''(H_{DC})$ образца N3, измеренные при 77 К с различными значениями H_{ac} . Справа налево $H_{ac} = 15, 75, 150, 300, 900, 3825$ А/м соответственно. На вставке показана крайняя левая кривая в большем масштабе

б)

блюдается только на кривой, измеренной при $H_{ac} = 3825$ А/м, и имеет место при $H_{dc} = 17280$ А/м. Наличие второго пика $\chi''(H_{dc})$ и второго подъема $\chi'(T)$ (см.рис.8) говорит о том, что первый пик кривой $\chi''(T)$ принадлежит слабой области, и о том, что при рассмотрении результатов измерений $\chi', \chi''(T, H_{ac}, H_{dc})$ данные пленки можно представить в виде мозаики, состоящей из сильной и слабой областей, встроенных друг в друга.

Поскольку нашей целью являлось определение влияния включений Y211 в матрице Y123 на величину критического тока J_c , ниже мы подробно проанализируем поведение и χ'' в области пика. На рис.10 приведены зависимости $\chi''(T)$, измеренные при различных значениях $H_{ac}, H_{dc} = 0$. Было замечено, что при данных условиях (H_a, T) не наблюдалась временная зависимость намагниченности образцов, поэтому мы будем анализировать их при помощи модели критического состояния [7].

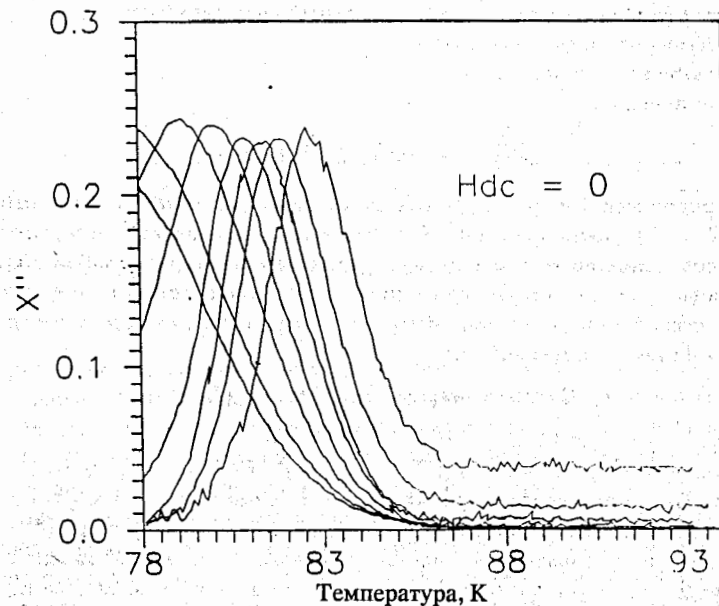


Рис.10. Температурные зависимости $\chi''(T)$ образца N2, измеренные при различных полях H_{AC} в нулевом постоянном поле H_{dc} . Справа налево $H_{ac} = 15, 30, 45, 60, 90, 120, 225, 300$ А/м соответственно

Согласно этой модели профиль неравновесного распределения индуцированного поля H_i внутри сверхпроводника второго рода, находящегося в смешанном состоянии, устанавливается при уравнивании двух сил: силы Лоренца, поддерживающей проникновение поля в образец в виде вихрей, и силы пиннинга $a(T, H_i)$, существующей в данном сверхпроводнике. Именно данная сила пиннинга задает максимальное значение сверхпроводящего тока, называемого критическим $J_c(T, H_i)$, индуцированного в образце под действием внешнего поля. До сих пор для объяснения своих результатов разные авторы [8] прибегали к

разным формам зависимостей $J_c(T, H_i)$, однако, если рассуждать об источнике тока, в данном случае речь идет о пиннинге, то можно предположить, что он зависит от H_i либо не зависит. В первом случае, как предположил Бин, $\alpha(T, H_i)$ увеличивается вместе с локальным полем H_i , что и приводит к независимости J_c от H_i , во втором случае, когда $\alpha(T, H_i)$ не зависит от H_i , то $J_c \sim H_i^{-1}$ (модель Кима), остальные зависимости $J_c(H_i)$, по-видимому, являются комбинацией этих двух случаев, причем эти зависимости были уточнены при сравнении теоретических и экспериментальных данных измерений магнитных моментов, где были проведены интегрирования по профилям $H_i(x, t)$, поэтому точность определения невелика.

Предположим, что в общем виде J_c имеет вид:

$$J_c = aF_1(T)F_2(H_i), \quad (4)$$

где a - коэффициент, прямо пропорциональный силе пиннинга,

$F_1(T)$ - температурная зависимость J_c ,

$F_2(H_i)$ - полевая зависимость J_c .

По закону Ампера имеем:

$$\frac{dH_i}{dx} = -\text{sgn}(J)aF_1(T)F_2(H_i). \quad (5)$$

При цилиндрической форме исследуемых образцов, поле H_{ac}^m , соответствующее пику $\chi'(T = T_p)$, равно примерно H_p [10], где H_p - поле, задающее начало критического состояния во всем образце (в данном случае во всей слабой области, и если учесть цилиндрическую симметрию, то это соответствует проникновению поля H_a вихрей во всю толщину пленки d). Выражение, связывающее H_{ac}^m (или H_p), T_p и d имеет следующий вид:

$$F_3(H_i = 0) = -\text{sgn}(J)aF_1(T_p)d + F_3(H_i = H_{ac}^m), \quad (6)$$

где $F_3(H_i) = \int F_2^{-1}(H_i)dH_i$.

Для определенности берем $F_1(T) = (T_c - T)^n$, $F_2(H_i) = (|H_i| + H_0)^{-\beta}$. Зависимости $F_2(H_i)$ описываются моделями Бина и Кима при $\beta = 0$ и $\beta = 1$ соответственно. Степенной вид зависимости $F_1(T)$ наблюдался, например [9].

В рамках представления об "идеальной сверхпроводимости" можно принять значение $H_0 \approx 0$, что и соответствует тому, что в очень слабом поле $H_a \ll H_{c1}^w$, когда вся система, состоящая из сильной и слабой области, находится в чисто мейснеровском состоянии, сверхпроводящий ток бесконечен. При таком выборе на основе (3) и (4) и после дифференцирования мы имеем:

$$\frac{-dH_{ac}^m}{dT_p} = a^{1/\beta+1} \cdot n \cdot d^{1/\beta+1} \cdot (\beta+1)^{-\beta/(\beta+1)} (T_c - T_p)^{(n-(\beta+1))/(\beta+1)}. \quad (7)$$

На рис.11 представлены зависимости H_{ac}^m от температуры T_p , приведенной к температуре перехода в сверхпроводящее состояние слабой области T_c^w . Постоянства наклона этих зависимостей (см.рис.8) для всех исследуемых образцов обязывает связь $n = \beta + 1$, т.е. $n = 1$, $\beta = 0$ по модели Бина и $n = 2$, $\beta = 1$ по модели Кима.

Для сравнения качества созданных центров пиннинга в различных образцах должен учитываться геометрический фактор (в данном случае толщина пленки).

Такое влияние в Биновской модели прямо пропорционально d , а в модели Кима $\sim d^{1/2}$. Коэффициент a , пропорциональный силе пиннинга, определяется по модели Бина таким образом: $a_B = |dH_{ac}^m/dT_p|/d$, а по модели Кима: $a_K = |dH_{ac}^m/dT_p|^2/2d$.

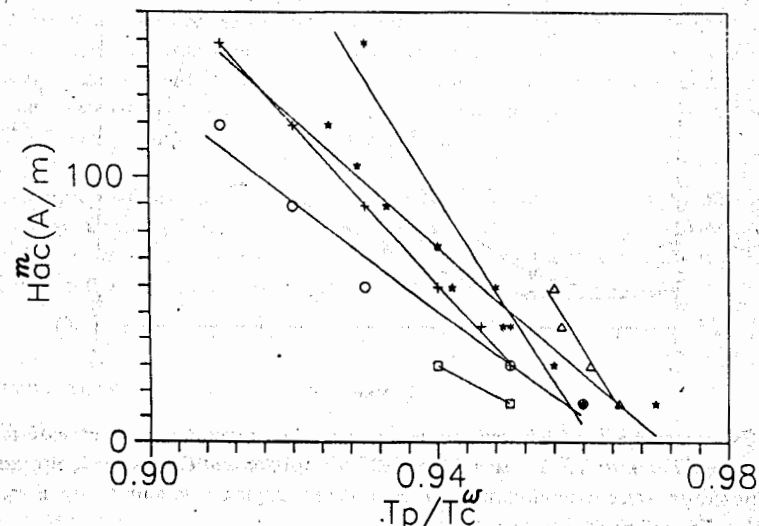


Рис.11. Зависимости значений H_{ac}^m от отношения T_p/T_c^w для исследуемых образцов:

○ - N1, + - N2, * - N3, Δ - N4, □ - N5, * - N6

На рис.12 видно, как меняется эффект пиннинга включений Y211 в матрице Y123 в зависимости от продолжительности процесса формирования этих включений. На данном графике представлены зависимости a_B и a_K от времени выдержки t_0 . Подобные данные для исходного образца, не подвергнутого процессу выделения фазы Y211, отмечены квадратами (a_B) и треугольником (a_K) на этом же рисунке. Можно сделать следующие выводы: 1) выбор моделей Бина или Кима качественно не влияет на оценки технологического процесса формирования центров пиннинга, 2) с увеличением времени выдержки t_0 сила пиннинга увеличивается, проходит через максимум при $t_0 = 3$ мин и падает при $t_0 = 4$ мин.

Многочисленные работы [2,10-15] посвящены проблеме использования включений Y211 в матрицу Y123 в качестве центров пиннинга, в одних работах [2,10-12] авторы делают выводы об их положительной роли в увеличении силы пиннинга, в других - об отрицательной [13-15]. Как отмечено в [14], пиннинговая способность включений Y211 в Y123 зависит от их объемной доли и от размеров самих частиц Y211. Для образца с микрометровыми включениями Y211, если их объемная доля относительно низка, наблюдается повышение J_c с повышением содержания этих включений. Напротив, если объемная доля Y211 велика, то J_c уменьшается с увеличением содержания Y211. В урегулировании криттока J_c с помощью включений Y211 в Y123 конкурируют два процесса: 1) пиннингирование магнитного потока на интерфейсе между Y211 и окружающей Y123, 2) ухудшение сверхпроводящих свойств самой матрицы Y123 за счет включения несверх-

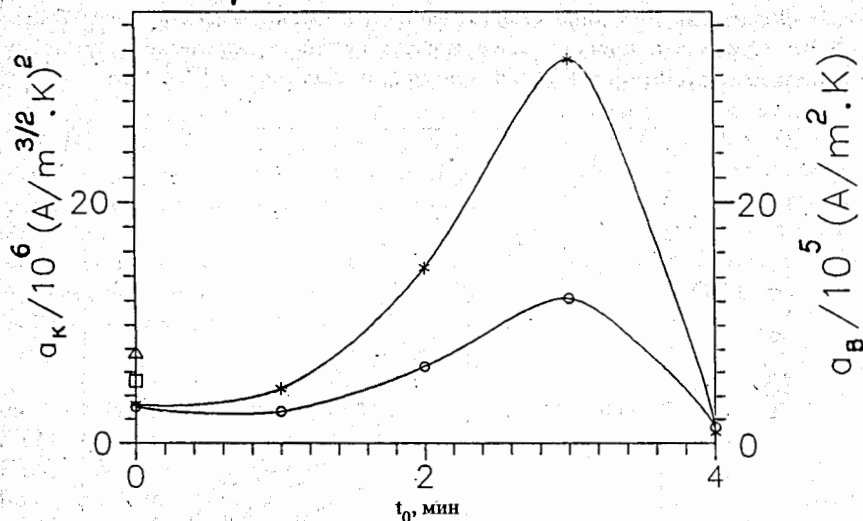


Рис. 12. Зависимости коэффициентов a_B (o) и a_K (*), выражающих способность пиннинга включений Y211 в матрице Y123 от продолжительности t_0 процесса формирования этих включений. □ и Δ соответствуют значениям a_B и a_K для образца N6 соответственно

проводящей фазы Y211 (ухудшение объема сверхпроводящей фазы, уменьшение перколяционного пути и т.д.).

Приведенные выше результаты (см. рис. 7 и 12) для данных пленок демонстрируют вышеупомянутое поведение включений Y211 в Y123. Поскольку нами была использована температура 985°C вместо 1100°C [2] для частичного плавления фазы Y123, при этом скорость охлаждения расплава, проходящая через перитектическую точку для всех исследуемых образцов, постоянна, размеры включений Y211 во всех образцах остаются приблизительно постоянными, а объемные доли Y211 регулируются временем частичного плавления t_0 . С повышением t_0 наблюдается и понижение температуры перехода слабой области T_c^w (см. табл.), увеличение $\rho(300K)$ (см. рис. 4). В результате конкуренции вышеназванных процессов регулирования J_c наблюдается зависимость эффективной силы пиннинга от t_0 , как представлено на рис. 12.

4. Выводы

В данной работе детально описывается технологический процесс создания центров пиннинга в толстой пленке $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($\delta \ll 1$), изготовленной методом окраски. Такими центрами являются частицы фазы Y_2BaCuO_5 , выделенные в матрице Y123 в процессе ее плавления при 985°C и последующего охлаждения, проходящего через точку перитектики. Качество пиннинга, обусловленного этими включениями, проверяется измерениями АС-восприимчивости $\chi'(T, H_{ac})$, $\chi''(T, H_{ac})$, с помощью которых был найден оптимальный режим (три минуты выдержки пленки Y123 при 985°C, охлаждение со скоростью 1°C/мин с 985°C

до 920°C) для создания таких центров пиннинга. Пленки, изготовленные этим методом, можно представить как сочетание двух систем, регулярно встроенных друг в друга: сильная область сверхпроводящих гранул и слабая область, связывающая гранулы. Слабую область можно рассматривать как сверхпроводник второго рода. Ее свойства можно регулировать с помощью описанного процесса создания центров пиннинга, по крайней мере, в описанном оптимальном режиме сила пиннинга увеличивается в 5 раз. Такие пленки цилиндрической формы с регулируемыми свойствами области слабых связей представляют собой интересный объект для применения их в СКВИДах.

Авторы выражают свою благодарность Васильеву Б.В. за поддержку и полезные дискуссии, Дробину В.М. за помощь в проведении $R(T)$ измерений, Семиной В.К. за снятие рентгенограмм, а так же Балагурову А.М. и Л.К.Куи за помощь при снятии и анализе нейтрограмм.

Список литературы

1. I.V.Khoroshun et al.
Supercond.Sci.Technol., vol.3, 1990, p.493.
2. M.Murakami.
Supercond.Sci.Technol., vol.5, 1992, p.185.
3. N.V.Vuong, E.V.Raspopina, B.T.Huy.
Supercond.Sci.Technol., vol.6, 1993, p.453.
4. Ю.В.Обухов.
Препринт Института физико-технических проблем, Дубна, 93-5-5, 1993.
5. J.Goodenough.
Inter.J.Mod.Phys.B, vol.2, N3,4, 1988, p.379.
6. A.Novac et al.
Препринт Института атомной энергии, Румыния, Бухарест, CS-21-1991, 1991.
7. C.P.Bean.
Phys.Rev.Lett., vol.8, N6, 1962, p.250.
8. A.Sanchez et al.
Physica C, vol.175, 1991, p.133.
9. F.Ludvig et al.
Supercond.Sci.Technol., vol.5, 1992, p.196.
10. Mitsuru Morita et al.
Physica C, vol.172, 1990, p.383.

11. Ch. Neumann et al.
Z. Phys. B, vol. 84, 1991, p. 37.
12. M. Staski et al.
Physica C, vol. 185-189, 1991, p. 2495.
13. W. Win et al.
Physica C, vol. 172, 1990, p. 217.
14. P. Mc Ginn et al.
Physica C, vol. 176, 1991, p. 203.
15. A. A. El-Abbar et al.
Physica C, vol. 198, 1992, p. 81.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 ноября 1993 года.

Вьонг Н.В. и др.

P17-93-436

Центры пиннинга в толстых пленках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$,
изготовленных на подложках Y_2BaCuO_5 методом окраски

Представлена технология изготовления толстых пленок $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ на подложках Y_2BaCuO_5 с включениями микрометровых частиц фазы Y_2BaCuO_5 в качестве центров пиннинга магнитных вихрей. Способность пиннинга этих включений анализируется с помощью изучения температурных и полевых зависимостей динамической магнитной восприимчивости пленок. Установлено, что в образцах с включениями, выделенными в результате трехминутного частичного плавления фазы $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при 985°C с ее последующим охлаждением до 920°C со скоростью $1^\circ\text{C}/\text{мин}$, сила пиннинга магнитных вихрей повышается на порядок по сравнению с образцом без таких включений.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И.М.Франка ОИЯИ и в отделе сверхпроводимости ИФТП.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1993

Vuong N.V. et al.

P17-93-436

Pinning Centers in the $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Thick Films Prepared
on the Y_2BaCuO_5 -Substrates by Paint-On Method

The preparation technology of the $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($\delta \ll 1$)-thick films on the Y_2BaCuO_5 -substrates with micrometer inclusions Y_2BaCuO_5 -particles as pinning centers of magnetic vortices has been presented. The pinning abilities of these inclusions have been analyzed by investigating temperature and field dependences of ac-magnetic susceptibilities of the films. It has been found, that in the films with the inclusions educed during the three-minute partial melting of the $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ -phase at 985°C followed by the cooling to 920°C at $1^\circ\text{C}/\text{min}$ the pinning force is increased by one order of magnitude in comparison with the films without ones.

The investigations has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR and the Department of Superconductivities, IPTP.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1993