

УДК 538.945

PACS: 74.25.Qt

Пиннинг магнитного потока и линия необратимости кристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с внедренными нейтральными примесями

В. В. Славкин, С. А. Журин

Для монокристаллов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, изготовленных методом Top Seeded Melt, допированных для увеличения пиннинга вихрей нейтральными добавками, были измерены температурно-полевые зависимости первой гармоники комплексной магнитной восприимчивости. Рассматривался особый случай, когда внешнее магнитное поле равно полю полного проникновения. Для интерпретации эксперимента использованы модель Кима-Андерсона и концепция коллективного крипа в вихревом стекле. В рамках модели Кима-Андерсона были определены основные параметры: критическая плотность тока $J_c(0)$, потенциал пиннинга $U_0(0)$, индукция линии необратимости $B_0(0)$ при нулевой температуре и их температурные зависимости. Установлены основные экспериментальные особенности линии необратимости с точки зрения пиннинга вихрей. Полученные данные позволили изучить влияние центров пиннинга на динамику вихрей в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с внедренными нейтральными примесями.

Ключевые слова: диамагнитный отклик, критическая плотность тока, пиннинг вихрей, крип потока, линия необратимости.

Ссылка: Славкин В. В., Журин С. А. // Успехи прикладной физики. 2019. Т. 7. № 5. С. 439.

Reference: V. V. Skavkin and S. A. Zhurin, Usp. Prikl. Fiz. 7 (5), 439 (2019).

Введение

Разнообразие магнитных свойств высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), их гистерезис и релаксация определяются пиннингом вихрей. Поэтому их измерения часто используются для исследования вихревой динамики [1–4].

Увеличение критической плотности тока J_c сверхпроводников является главной зада-

чей, имеющей практическое значение. Для этого используют блокирование движения магнитного потока путем локализации вихрей на центрах пиннинга. Использование в качестве таких центров допированных нейтральных добавок с разным химическим составом способствует росту J_c . Зависимость J_c от магнитного поля и температуры в смешанном состоянии является важнейшим параметром сверхпроводника. Гистерезис магнитных свойств, который наблюдается в широкой области магнитной H - T фазовой диаграммы ВТСП, исчезает при переходе через так называемую линию необратимости (irreversibility lane) [5, 6].

В настоящее время существуют две основные модели, которые объясняют существование линии необратимости. В модели Кима-Андерсона [7, 8] считается, что линия необратимости является динамическим переходом из режима крипа потока, ниже линии необратимости, в режим течения магнитного

Славкин Владимир Владимирович^{1,2}, доцент, к.ф.-м.н.

Журин Сергей Александрович², доцент, к.ф.-м.н.

¹ Мордовский государственный педагогический институт им. М. Е. Евсевьева.

Россия, 430007, г. Саранск, ул. Студенческая, 11а.

E-mail: SlavkinVV@mail.ru

² Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева.

Россия, 430005, г. Саранск, ул. Большевитская, 68.

E-mail: zhurinsa@mail.ru

Статья поступила в редакцию 16 июля 2019 г.

© Славкин В. В., Журин С. А., 2019

потока. Модель вихревого стекла и его плавления [9, 10] определяет линию необратимости как линию термодинамического фазового перехода. Вихри, взаимодействующие с центрами пиннинга ниже температуры перехода в сверхпроводящее состояние T_c , «заморожены». Поэтому вихри в сверхпроводнике образуют структуру вихревого стекла, похожую на распределение магнитных моментов в спиновых стеклах [2]. Положение линии необратимости на плоскости H - T зависит от механизма гистерезиса (объемный пиннинг вихрей [11, 12]; пиннинг, обусловленный поверхностным [13–15] или геометрическим [11] барьером, т. д.). Положение линии необратимости одних и тех же сверхпроводников меняется при использовании разных методов [3–5, 11, 16]. Микроскопическая природа линии необратимости до сих пор однозначно не определена. Поэтому наблюдаемая неоднозначность в определении линии необратимости требует своего объяснения и дополнительной экспериментальной проверки.

При исследовании влияния на магнитный отклик ВТСП термоактивированных процессов, в основном, измеряют температурную зависимость синфазной $\chi'(T)$ и квадратурной $\chi''(T)$ частей магнитной восприимчивости сверхпроводника при различных значениях переменного и постоянного магнитных полей. Действительная часть χ' является непосредственным измерением проникновения магнитного потока в образец, а мнимая часть χ'' учитывает гистерезисные потери из-за этого проникновения потока. Пик χ'' появляется, когда фронт магнитного потока достигает центра образца. С изменением амплитуды переменного магнитного поля на фиксированной частоте можно вызвать различные динамические отклики потоков в сверхпроводнике [17, 18].

Природа термоактивированного движения магнитного потока может быть определена в соответствии с соотношением энергии пиннинга к термической активации, то есть $U(T, B)/k_B T$. В случае, когда $U(T, B)/k_B T \approx 1$, эффективная энергия пиннинга относительно низкая. При этом даже незначительная движущая сила может привести к движению потока. Этот процесс, который носит название ТАФФ (thermally assisted flux flow), соотносит-

ся с диссипацией линейного движения магнитного потока [19]. Когда энергия пиннинга U значительно больше, чем $k_B T$, то есть $U(T, B)/k_B T \gg 1$, большая движущая сила необходима для линий потока, чтобы преодолеть потенциалы пиннинга, а нелинейная диссипация является откликом на этот процесс, который обозначается как ТАФС (thermally activated flux creep) [20]. В фазовой диаграмме H - T процесс ТАФС происходит в состоянии вихревого стекла в области ниже линии необратимости $H_{irr}(T)$, в то время как процесс ТАФФ происходит в состоянии вихревой жидкости в области между линией необратимости и линией верхнего критического поля $H_{c2}(T)$. Поэтому тщательное исследование диссипативного поведения индуцированного термоактивированного движения магнитного потока является важной предпосылкой изучения поведения линии необратимости ВТСП. Знания о $H_{irr}(T)$ важны для понимания динамики потоков в высокотемпературных сверхпроводниках.

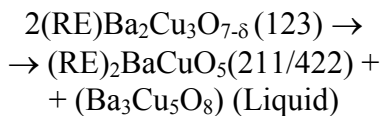
Целью настоящей работы является изучение с помощью комплексной магнитной восприимчивости особенностей динамики магнитного потока в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, допированных нейтральными добавками с разным химическим составом для увеличения пиннинга вихрей, изготовленными методом TSMG (Top Seeded Melt Growth), а также определение основных физических параметров и установление особенности линии необратимости с точки зрения пиннинга вихрей этих образцов.

Образцы и методика эксперимента

В настоящее время ВТСП-керамику можно разделить на два вида: гранулированную и монокристалльную. Гранулированная керамика представляет собой систему неупорядоченно расположенных и хаотически ориентированных монокристаллических гранул, разделенных слабыми связями в виде джозефсоновских контактов. Наличие таких слабых связей приводит к тому, что транспортные свойства определяются слабой сверхпроводимостью контактов Джозефсона, а критическая температура – свойствами гранул. Эта керамика относится к ВТСП первого поколения, характеризующимся низкими значениями критичес-

ких параметров [21, 22] и полученным по обычной технологии твердофазного синтеза [23, 24].

В силу слоистой структуры все рассматриваемые купратные ВТСП обладают кристаллографической анизотропией физических свойств, что приводит к необходимости создания текстуры поликристаллического материала. Текстурированные квазимонокристаллические $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ сверхпроводники относятся к ВТСП второго поколения, характеризующимся высокими сверхпроводящими параметрами. Для инженерных применений интерес представляют высокотекстурированные монокристаллы RE-Ba-Cu-O большого объема, обеспечивающие интенсивный захват магнитного потока (или высокие J_c) вблизи 77 К благодаря оптимальному распределению центров пиннинга. Наиболее эффективной техникой для изготовления качественных объемных монокристаллов ВТСП большого поперечного сечения из керамики Y-Ba-Cu-O является метод кристаллизации с затравкой из перитектического расплава (TSMG) [25], основанного на следующей перитектической реакции вокруг 1015 °С:



и с применением структурно совместимой затравки Sm-Ba-Cu-O с более высокой точкой плавления ~1070 °С. После кристаллизации объемная микроструктура материала содержит дискретные частицы фазы Y-211 с типичным размером около 1 мкм, погруженные в сверхпроводящую матрицу Y-123 [26]. Установлено, что однородное распределение микрочастиц фазы Y-211 коррелирует с увеличением пиннинга магнитного потока [25].

Измерения выполнялись на монокристаллических образцах из высокотемпературной сверхпроводящей керамики на основе $YBa_2Cu_3O_{7-x}$. Монокристаллическая ВТСП-керамика была получена методом направленной кристаллизации с затравкой (TSMG) в МГТУ им. Н. Э. Баумана. Технология изготовления изложена в статье [27]. Исследуемые образцы имели форму параллелепипеда. Они были вырезаны из монокристаллического цилиндрического образца так, чтобы плоскость поверхности образца совпадала с кристаллографической плоскостью *ab*. Соответственно, кристаллографическая ось *c* перпендикулярна плоскости *ab* и поверхности образца. Выбор наиболее совершенного монокристаллического участка кристалла осуществлялся при помощи оптического микроскопа в поляризованном свете и при помощи картографии замороженного магнитного потока. Монокристаллический участок вырезался алмазной фрезой. Были приготовлены и исследованы 3 образца, которые имели размеры 11,7×2,3×2,2 мм (N2-p) и 10×2×2 мм (N3-p и N4-p); $T_c = 90,5-88,7$ К.

Измерения температурной зависимости магнитной восприимчивости показало, что температура сверхпроводящего перехода T_c изменяется на 1,5–1,8 К при введении нейтральных примесей. Плотность образцов составляла примерно 6 г/см³. Для дополнительной аттестации были выполнены измерения температурных зависимостей сопротивления образцов. В образец N2-p для увеличения пиннинга магнитных вихрей в процессе синтеза к $Y_1Ba_2Cu_3O_x$ добавляли Y_2O_3 размером 3–5 мкм. В образцы N3-p и N4-p, кроме Y_2O_3 размером частиц 20–40 нм и 3–5 мкм соответственно, вводилась ZnO для изучения ее влияния на пиннинг вихрей. Характеристики образцов представлены в табл. 1.

Таблица 1

Характеристики образцов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

Образец	Химическая формула	Структурная морфология	T_c , К	Раз. част. Y_2O_3 , мкм	Массовая доля Y_2O_3 , %	Массовая доля CeO_2 , %	Массовая доля ZnO, %
N2-p	$YBa_2Cu_3O_{7-x}$	Melt-textured	90,5	3–5	8,5	1	
N3-p	$YBa_2Cu_3O_{7-x}$	Melt-textured	89	0,02–0,04	8,5	1	0,06
N4-p	$YBa_2Cu_3O_{7-x}$	Melt-textured	88,7	3–5	8,5	1	0,06

В работе выполнены измерения комплексной магнитной восприимчивости на основной гармонике для монокристаллических образцов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с нейтральными нанодобавками в поле Земли при амплитудах переменного магнитного поля $h_{ac} = 2\text{--}500$ Э и при значениях $H_{dc} = 1\text{--}500$ Э, наложенные на фиксированную $h_{ac} = 10$ Э в интервале температур $77\div 120$ К. Измерения проводились в режиме ZFC. Направление магнитного поля было параллельно плоскости ab . Выбранное направление \mathbf{H} перпендикулярно \mathbf{c} и обусловлено изучением критического состояния вдоль слоев Cu-O и минимальным значением критического поля H_{c1} .

В работе использована разработанная нами установка для измерения температурно-полевых зависимостей синфазной и квадратурной частей первой $\chi_1''(T)$ и третьей $\chi_3''(T)$ гармоник магнитной восприимчивости сверхпроводников $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [28, 29]. В экспериментальной установке применялся двухкатушечный компенсационный метод измерения магнитной восприимчивости [30]. Синусоидальный сигнал определенной величины подавался на входную катушку возбуждения (длинный соленоид), которая являлась источником переменного магнитного поля. Внутри нее были расположены две одинаковые, по компенсационной схеме включенные выходные катушки индуктивности, в одной из которых находился образец. Сигнал с компенсационных катушек индуктивности подавался на два нановольтметра (lock-in amplifier), настроенных на частоту генератора опорного сигнала и синхронизированных так, что один нановольтметр детектирует сигнал синфазный с переменным магнитным полем, а второй нановольтметр – сигнал с фазой, смещенной на $\pi/2$. Чувствительность применяемых приборов lock-in позволяла детектировать сигнал на уровне 10 нВ. Чувствительность экспериментальной установки определяется чувствительностью приборов lock-in и величиной раскомпенсации выходных катушек индуктивности:

$$\Delta U = \left(\frac{N}{l}\right) \left(\frac{dI}{dt}\right) (S_1 N_1 + S_2 N_2)$$

где N , l – число витков и длина соленоида, I – ток соленоида, S_1 , N_1 и S_2 , N_2 – площадь и чис-

ло витков выходных катушек индуктивности соответственно. Для каждого измерения фаза устанавливалась так, что мнимая часть гармоники обращалась в нуль при наименьшем переменном магнитном поле (0,1 Э) и температуре $T \ll T_c$. Также проверялось, что та же фаза получается при $T > T_c$. Таким образом, неточность фазы составила 0,1 градуса. Для достижения температурной стабильности и уменьшения ошибки измерения температуры, а также уменьшения градиента температуры внутри сверхпроводника была использована медленная температурная развертка (0,1 К/мин). Более подробно экспериментальная установка описана в работе [28, 29].

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 и 2 представлены экспериментальные результаты $\chi''(T)$ для образца N2-р, измеренные при разной амплитуде переменного магнитного поля h_{ac} с частотой $f = 70$ Гц в поле Земли, а также показаны измерения на различных величинах H_{dc} , наложенных на фиксированную $h_{ac} = 10$ Э. Все первые гармоники обладают некоторыми общими свойствами. При увеличении амплитуды переменного поля наблюдается изменение ширины перехода $\chi'(T)$. В это же время у соответствующей мнимой части увеличивается ширина и высота пика. Температура положения пика T_p на кривой $\chi''(T)$ сдвигается в область более низких температур. В измерениях в переменном магнитном поле наблюдается более заметное изменение ширины перехода, чем при измерениях в постоянном поле. Кроме того, можно наблюдать два пика в мнимой части $\chi''(T)$ в постоянном поле H_{dc} , что не наблюдается при переменном поле (см. рис. 2). Подобные результаты были также получены для других образцов (в статье не показаны). Тем не менее, такое уширение не дает детальной информации о динамическом режиме потока, управляющем магнитным откликом образца. При наложении H_{dc} (рис. 2) также наблюдается увеличение ширины перехода и пика χ''_p , особенно при больших амплитудах h_{ac} . Таким образом, влияние H_{dc} на зависимости $\chi'(T)$ и $\chi''(T)$ подобно тому, что происходит при уве-

личении h_{ac} . Из рис. 1 и 2 видно очень слабую зависимость $T_p(h_{ac})$ и $T_p(H_{dc})$, характерную для текстурированных образцов. Например, для образца N2-р имеем: $(dT_p/dh_{ac}) = 3,63 \times 10^{-3}$ К/Э

и $(dT_p/dH_{dc}) = 1,04 \times 10^{-3}$ К/Э. Такое маленькое значение dT_p/dh_{ac} и dT_p/dH_{dc} относится к внутривыступу и указывает на высокое качество исследуемых образцов [31, 32].

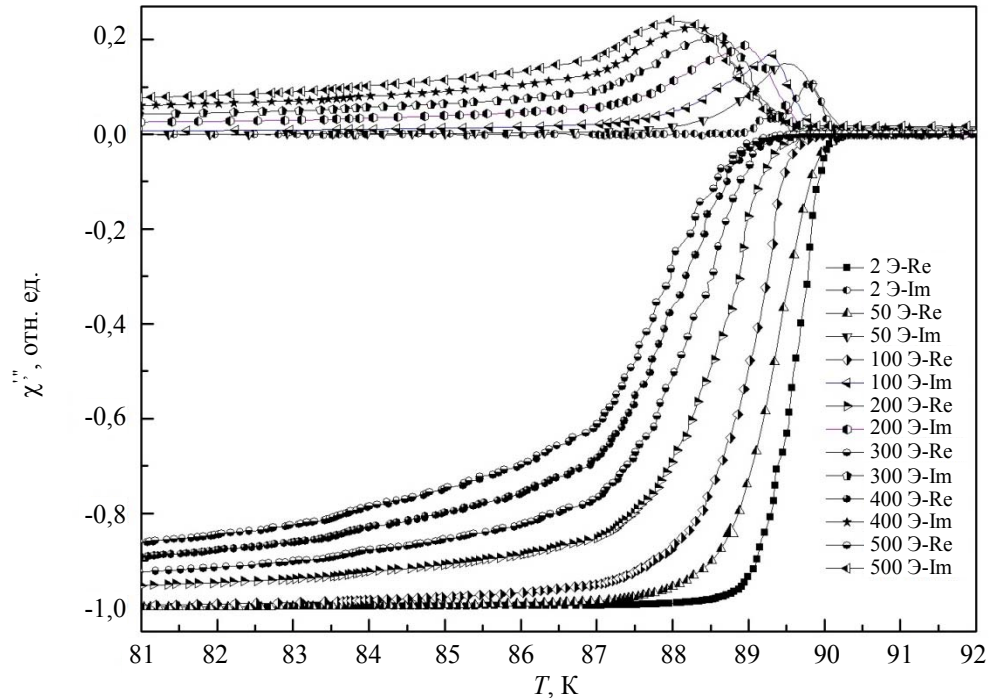


Рис. 1. Температурная зависимость действительной χ' и мнимой χ'' частей магнитной восприимчивости образца N2-р при различных амплитудах переменного магнитного поля h_{ac} частотой $f = 70$ Гц (справа налево).

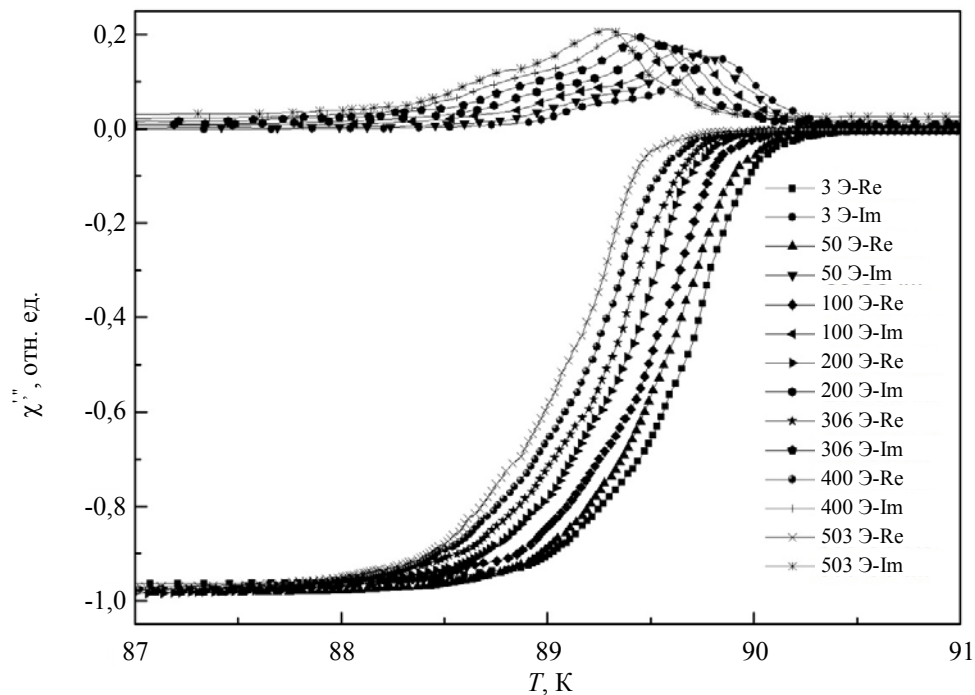


Рис. 2. Температурная зависимость действительной χ' и мнимой χ'' частей магнитной восприимчивости образца N2-р для разных значений постоянного магнитного поля H_{dc} при $h_{ac} = 10$ Э и $f = 70$ Гц (справа налево).

В настоящее время модель Кима-Андерсона используется для термоактивационного описания магнитного потока [7, 8, 33]. Чтобы объяснить температурную зависимость магнитной восприимчивости изучаемых образцов, должны быть определены температурные зависимости потенциала пиннинга $U_0(T)$ и критической плотности тока $J_c(T)$. Выбор зависимостей $U_0(T)$ и $J_c(T)$ должен зависеть от модели пиннинга, вызванной необходимостью объяснения экспериментальных данных. Принимая во внимание выше сказанное, в работе рассмотрены следующие температурные зависимости:

$$U_0(T) = U_0(0) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^4 \right);$$

$$J_c(T) = J_c(0) \left(1 + \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right)^{\frac{5}{2}}.$$

Такие температурные зависимости $U_0(T)$ и $J_c(T)$ возникают в рамках модели коллективного пиннинга, где вихри, как предполагается, будут скреплены случайно расположенными центрами пиннинга. Согласно модели Кима-Андерсона, связь между критическим током J_c и локальной индукцией B_i выражается уравнением $J_c(B_i) = \left(\frac{k}{B_0 + B_i} \right)$. Для более сложных приложений этой модели используют температурную зависимость $B_0(T)$ и $K(T)$. В настоящей работе предполагается, что

$$B_0(T) = B_0(0) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right) \right)^{3/2},$$

$$k(T) = B_0(T) \left(1 + (\mu_0 k_b T / U_0(T)) \right) \times$$

$$\times \ln \left(\frac{f_0}{f} \right)^{\frac{1}{\mu}} J_c(0) \left(1 + \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right)^{\frac{5}{2}}.$$

Здесь $J_c(0)$ – плотность критического тока при нулевой температуре, f – частота внешнего поля, μ – параметр, характеризующий вихревую динамику, используется с различными значениями: $1/7$ для отдельного вихря, $3/2$ для малого пучка, $7/9$ для большого пучка (значение μ нами используется равным $7/9$), f_0 – характерная частота, R – радиус образца. В рамках этой модели поле полного проникновения определяется по формуле [34]:

$$H_p = \left((B_0^2 + 2\mu_0 k R)^{1/2} - B_0 \right) / \mu_0. \quad (1)$$

Проанализировав полученные экспериментальные данные $\chi''(T, h_{ac})$ и $\chi''(T, H_{dc})$, мы методом нелинейной подгонки подобрали значения взятых при нулевой температуре параметров $J_c(0)$, $U_0(0)$ и $B_0(0)$ для совпадения теоретической зависимости $H_p(T_p)$ с экспериментальной при разных значениях h_{ac} , H_{dc} для исследуемых образцов. В табл. 2 приведены значения данных параметров.

На рис. 3, для примера, представлены экспериментальные результаты H_p от T_p , измеренные при разных значениях h_{ac} для образца N4-р, и расчетная кривая, вычисленная по формуле (1) с определенными параметрами $B_0(0)$, $J_c(0)$ и $U_0(0)$.

Полученные данные T_p от H_p образцов представили в координатах T_p от $H_p^{2/3}$. Линейной экстраполяцией зависимостей $T_p(H_p^{2/3})$ находили значения T_{p0} и H_{p0} для каждого образца. Полученные зависимости $\log[(T_p(H_p) - T_{p0})/T_{p0}]$ от $\log(H_p/H_{p0})$ исследуемых образцов, независимо от допирования нейтральными добавками, во всем исследуемом интервале напряженностей магнитного поля (0–500 Э) ложатся на степенную зависимость с показателем, близким к $2/3$. Показатель степени $2/3$ получен для линии необратимости от величины магнитного поля для спинового стекла в работе [35]. Введение нейтральных примесей в образец создает статический беспорядок.

Таблица 2

Основные параметры образцов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$

Образец	Переменное магнитное поле, h_{ac}			Постоянное магнитное поле, H_{dc}		
	$U(0)$, эВ	$j_c(0)$, А/м ²	$B_0(0)$, Тл	$U(0)$, эВ	$j_c(0)$, А/м ²	$B_0(0)$, Тл
N2-р	1,358	$2,764 \times 10^{11}$	2,529	0,135	$1,136 \times 10^{13}$	4,996
N3-р	0,021	$2,446 \times 10^{12}$	13,943	0,033	$5,604 \times 10^{12}$	6,841
N4-р	2,989	$1,204 \times 10^{12}$	2,147	0,136	$4,425 \times 10^{13}$	6,94

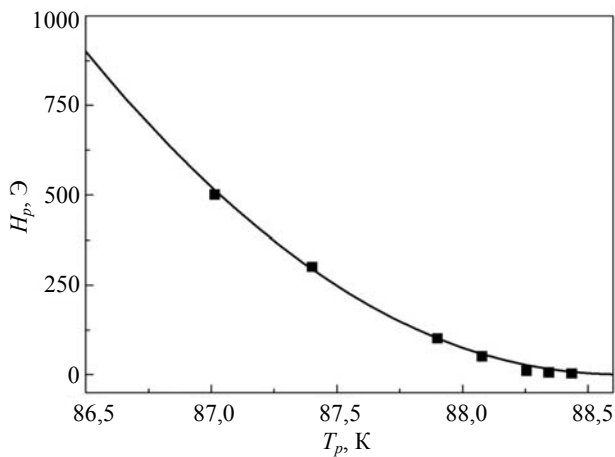


Рис. 3. Зависимость $H_p(T_p)$, полученная при разных значениях h_{ac} для образца N4-p, и теоретический расчет соответственно. Линия является теоретическим расчетом; квадраты на линии – экспериментальные результаты.

Добавление примесей приводит к образованию дополнительных центров пиннинга и ведет к нарушению дальнего порядка вихревой решетки, что способствует ее аморфизации, то есть возникновению фазы вихревого стекла. Такое поведение линии необратимости изучаемых образцов связано с тем, что направление магнитного поля в эксперименте было параллельно плоскости ab . В этом случае величина критического поля H_{c1} минимальна вдоль плоскостей Cu-O, и магнитный поток начинает проникать вдоль них. При этом сердцевинки вихрей ориентируются вдоль магнитного поля подобно спиновым моментам в изинговских системах во всем диапазоне магнитных полей [36]. Однако в сверхпроводниках при различных температурах в разных магнитных полях могут образовываться разные вихревые структуры. Фазовые переходы между ними можно рассматривать как вихревые стекла [37].

На рис. 4 показаны зависимости критической плотности тока, соответствующие полю полного проникновения H_p , от приведенной температуры $J_{cp}(t)$ ($t = T_p/T_c$), вычисленные в рамках модели Кима-Андерсона с учетом формулы (1). При этом учитывались определенные параметры $B_0(0)$, $J_c(0)$, $U_0(0)$ с использованием данных пика потерь мнимой части $\chi''(T, h_{ac})$ для каждого образца. Из рис. 4 видно, что понижение температуры приводит к сильному росту величины J_{cp} образца N4-p по сравнению с образцом N3-p и N2-p. Такое сильное изменение J_{cp} от температуры образца

N4-p связано с добавлением Y_2O_3 размером 3–5 мкм и введением 0,06 % вес. ZnO. Это приводит к созданию дополнительных центров пиннинга. Образцы N4-p и N3-p имели один и тот же состав, но разные размеры частиц Y_2O_3 (см. табл. 1).

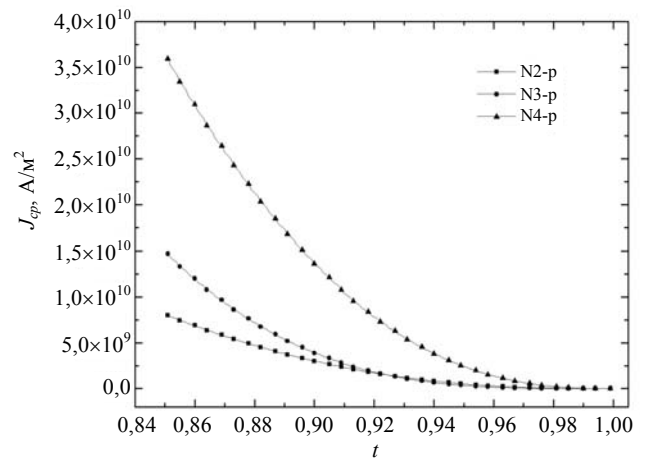


Рис. 4. Зависимость критической плотности тока от приведенной температуры $J_{cp}(t)$ при разных амплитудах переменного магнитного поля h_{ac} для каждого образца. Здесь $t = T_p/T_c$.

Известно, что пиннинг вихрей на дефектах и примесях малых размеров эффективен при низких температурах. С повышением температуры большая часть таких центров становится неэффективной, и пиннинг начинает определяться крупномасштабными добавками и примесями, что приводит к сильному изменению J_{cp} от температуры. Крупные добавки как центры пиннинга более эффективны при высоких температурах (образец N4-p, размер частиц Y_2O_3 3–5 мкм), а с понижением температуры роль мелких добавок начинает усиливаться в качестве эффективных центров пиннинга (образец N3-p, размер частиц Y_2O_3 20–40 нм), что отражается на зависимости $J_{cp}(t)$ (рис. 4). Видно, что для образца N2-p без добавления ZnO величина J_{cp} существенно меньше и наблюдается незначительное изменение значения J_{cp} в исследуемом диапазоне температур по сравнению с образцами N3-p и N4-p. Эти предположения хорошо согласуются с полученными расчетными температурными зависимостями силы пиннинга $F_p(t)$ для всех изученных образцов, представленными на рис. 5. Расчет силы пиннинга осуществлялся с помощью формулы $F_p(t) = J_{cp}(t) \mu_0 h_p$ (для случая переменного

поля h_{ac}). Из рисунка видно, что для всех образцов сила пиннинга F_p увеличивается с уменьшением температуры. Во всем исследуемом диапазоне температур F_p образца N2-р ниже, чем у образцов N3-р и N4-р с добавлением ZnO. Приведенные рисунки показывают, что добавление 0,006 % вес. ZnO приводит к образованию дополнительных центров пиннинга. Они могут повысить F_p образцов $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, а также улучшить их критическую плотность тока (см. рис. 4 и рис. 5).

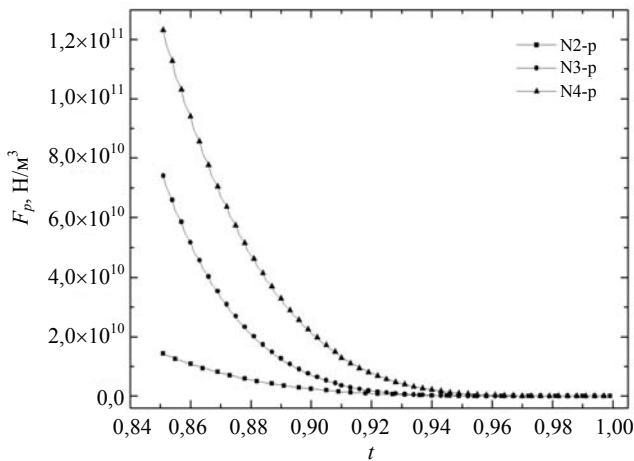


Рис. 5. Зависимость силы пиннинга от приведенной температуры $F_p(t)$ для каждого образца. Для случая переменного магнитного поля h_{ac} . Здесь $t = T_p/T_c$.

Тепловые флуктуации делают возможными термоактивированные переползания вихрей по центрам пиннинга, вызывая крип магнитного потока. Известно, что при крипе магнитный поток переносится делокализованными вихрями. Крип магнитного потока приводит к появлению электрического поля в сверхпроводнике. Найдем электрическое поле, индуцируемое крипом магнитного потока в рамках модели Кима-Андерсона. В случае Кима-Андерсона средняя плотность потока в бесконечном цилиндрическом образце радиуса a , где граница образца находится при $x = a$, с компонентами полей E_φ и B_z определяется выражением [38]:

$$B(H) = \frac{(3p_0a - 2q_0)(p_0a + q_0)^{\frac{3}{2}}}{15(\mu_0ka)^2} - \frac{(3p_0x_0 - 2q_0)(p_0x_0 + q_0)^{\frac{3}{2}}}{15(\mu_0ka)^2} - \frac{B_0(a^2 - x_0^2)}{a^2}, \quad (2)$$

для случая $0 \leq H \leq H_p$. Для удобства мы использовали те же обозначения, что и в работе [38]. При этом $p_0 = \mu_0k$, $q_0 = (B_0 + \mu_0H) - 2\mu_0ka$, $H = H_0 \cos(\omega t)$, a – радиус образца. Средняя плотность потока $B(H)$ определяется по формуле:

$$B(H) = \frac{2}{a^2} \int_0^a x B_i(x) dx,$$

где $B_i(x)$ – есть внутренняя локальная плотность магнитного потока как функция x . Исходя из начального состояния, когда $H = J(x) = B_i(x) = 0$ и начинается возрастание H в направлении оси образца, сверхпроводящий ток $J(x)$ проникает до $x = x_0$, т. е. $x_0 \leq x \leq a$, получаем следующее выражение [38]:

$$x_0 = a - \left[(B_0 + \mu_0H)^2 - B_0^2 \right] / 2\mu_0k.$$

Поскольку поле полного проникновения H_p есть H для $x_0 = 0$, приходим к выражению (1). Для нахождения величины напряженности электрического поля воспользуемся интегральной формой записи уравнения Максвелла:

$$\oint_c E_\varphi r d\varphi = -\frac{d}{dt} \int_s B_z r dr d\varphi,$$

в которой s – площадь сечения цилиндра, а c – контур его окружности радиуса a . После интегрирования по этой формуле, считая азимутальную однородность полей и используя определение средней плотности потока (см. выше), получаем выражение:

$$E(a) = \pm \frac{a}{2} \mu_0 \omega H \left(\frac{\partial B}{\mu_0 \partial H} \right). \quad (3)$$

В случае, когда внешнее магнитное поле равно полю полного проникновения, т. е. $H = H_p$, средняя плотность потока в образце $B(H_p)$, соответствующая максимуму потерь в мнимой части магнитной восприимчивости, будет определяться выражением:

$$\frac{\partial B}{\mu_0 \partial H} = \frac{(B_0 + \mu_0H)}{15(\mu_0ka)^2} \left[3(3pq - 2q_0)(p_0a + q_0)^{\frac{1}{2}} - 4(p_0a + q_0)^{\frac{3}{2}} + 10(p_0x'_0 + q_0)^{\frac{3}{2}} \right] - \frac{4B_0(B_0 + \mu_0H)}{2\mu_0ka^2},$$

$$\text{где } x'_0 = -\frac{1}{2\mu_0k} q' \text{ и } q' = 2(B_0 + \mu_0H). \quad (4)$$

Подставляя выражение (4) в формулу (3), мы получаем значение электрического поля E_p , равное пику потерь на зависимости $\chi''(T)$. Удельное сопротивление, возникающее за счет крипа магнитного потока, будет равно

$$\rho = \frac{E_p}{J_{cp}}$$

На рис. 6 приведены температурные зависимости расчетного удельного сопротивления для всех исследуемых образцов. Из рисунка видно, что для образцов N4-р и N2-р во всем температурном интервале вид зависимости $\rho(t)$ одинаков, но отличается значение ρ . Зависимость $\rho(t)$ для образца N3-р отличается как видом зависимости $\rho(t)$, так и величиной ρ от других образцов. Выше было сказано, что внедрение ZnO и частиц Y_2O_3 в образцы приводит к усилению пиннинга вихрей, что ведет к подавлению крипа магнитного потока. Вследствие этого уменьшается индуцируемая крипом величина электрического поля, что приводит к снижению удельного сопротивления ρ (см. рис. 6). Образцы N4-р и N2-р имели одинаковые размеры частиц Y_2O_3 , но разный состав. Добавление в образец N4-р ZnO усиливает подавление потокового движения в образце, чем и объясняется малое ρ . Как было сказано, образцы N4-р и N3-р имели одинаковый состав, но разные размеры частиц Y_2O_3 . Крупные добавки в виде частиц Y_2O_3 размером 3–5 мкм (образец N4-р) как центры пиннинга эффективны при высоких температурах. Вследствие этого уменьшается количество вихрей, совершающих термоактивированные переползания между центрами пиннинга, и соответственно уменьшается переносимый ими магнитный поток, получая при этом малое значение ρ . В то же время пиннинг вихрей на частицах Y_2O_3 малых размеров 20–30 нм эффективен при более низких температурах. Это приводит к усилению крипа вихрей при высоких температурах, создавая при этом большее электрическое поле, что способствует росту удельного сопротивления. Этот факт означает, что при оптимизации свойств изучаемых образцов размер частиц Y_2O_3 имеет большое значение с точки зрения эффективности центров пиннинга, внедренных в $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ -структуру. Из рис. 6 видно, что при температуре порядка 87 К наблюдается существенное повышение удельного сопро-

тивления от температуры $\rho(t)$ исследуемых образцов. Это может означать, что при $T \rightarrow T_c$ сильные термические флуктуации могут вызывать гигантский крип вихрей и их связок.

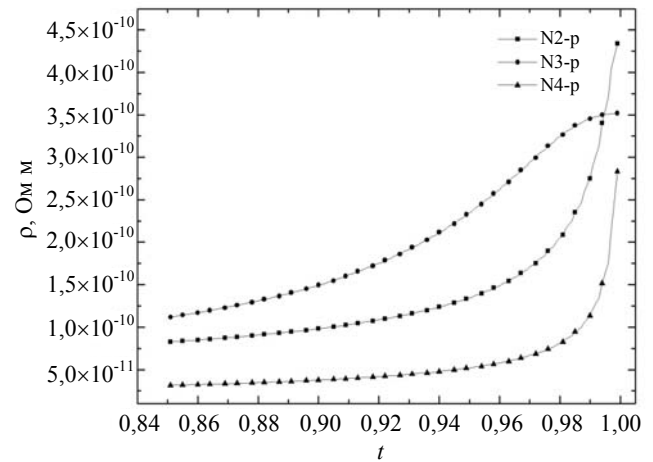


Рис. 6. Зависимость удельного сопротивления $\rho(t)$ от приведенной температуры для каждого образца. Для случая переменного магнитного поля h_{ac} . Здесь $t = T_p/T_c$.

На рис. 7 представлены температурные зависимости средней плотности магнитного потока исследуемых образцов $B_p(t)$, соответствующих пику потерь на зависимости $\chi''(T)$, вычисленные в рамках модели Кима-Андерсона с использованием формулы (4). Из рис. 7 видно, что в температурном интервале от 77 до 86,9 К и от 77 до 86 К для образцов N4-р и N2-р соответственно наблюдается очень слабая температурная зависимость $B_p(t)$, что обусловлено подавлением крипа магнитного потока центрами пиннинга, и как следствие имеем слабую зависимость захваченного потока от температуры. При дальнейшем увеличении температуры происходит резкое понижение зависимости $B_p(t)$, что вызвано увеличением крипа вихрей. Для образца N3-р наблюдается плавное уменьшение температурной зависимости $B_p(t)$ с увеличением температуры до T_c . При увеличении температуры роль мелких добавок в образце N3-р (размер частиц Y_2O_3 20–40 нм) становится менее эффективной с точки зрения центров захвата, и вихри начинают срывать при меньших температурах по сравнению с другими исследуемыми образцами, тем самым увеличивается крип магнитного потока в образце. Поэтому наблюдается плавное уменьшение средней

плотности магнитного потока от температуры. Отметим также, что проведенные с помощью сканирующей холловской магнитометрии измерения величины захваченного магнитного поля в исследуемых образцах при температуре 77 К совпадают по величине со средней плотностью магнитного потока, вычисленной в рамках модели Кима-Андерсона [27, 39]. Например, для образца N4-р величина захваченного магнитного поля составляла 0,93 Тл, а расчет дает величину 1,33 Тл (см. рис. 7).

На рис. 8 приведены зависимости $J_{cp}(t)$, полученные с использованием данных пика потерь мнимой части $\chi''(T, H_{dc})$ для исследуемых образцов. Из рис. 8 видно, что для всех образцов величина J_{cp} увеличивается с понижением температуры, особенно сильная температурная зависимость $J_{cp}(t)$ наблюдалась для образца N4-р по сравнению с другими образцами. Значение J_{cp} в случае постоянного магнитного поля H_{dc} в несколько раз больше по сравнению с переменным полем h_{ac} (рис. 4 и рис. 8). Это увеличение величины $J_{cp}(t)$, по нашему мнению, связано с тем, что в случае внешнего переменного магнитного поля в период времени $t = 2\pi/\omega$ образец взят через полную гистерезисную петлю намагниченности. Изменение намагничивания будет находиться во временном интервале $t \sim 1/\omega$ так, что экранирующие токи j_s , текущие в образце, дают $U(j_s) = T \ln(1/\omega t_0)$ [40]. Гистерезисные потери пропорциональны площади петли намагничивания, и максимум χ'' появляется, когда фронт магнитного потока достигает центра образца. В этом случае (амплитудное значение поля h_{ac}) вихри занимают практически весь образец, и

их средняя плотность с увеличением температуры не изменяется. При этом относительное взаимодействие между вихрями будет расти с приближением температуры к T_c по мере увеличения значения λ . Плотность тока экранирования j_s в силу крипа потока становится меньше критического значения j_c и уменьшается до $j_s(\omega) = U^{-1}[T \ln(1/\omega t_0)]$ [40]. Глубина проникновения магнитного потока будет определяться выражением $d_p = (c/4\pi)(h_{ac}/j_s(\omega))$. Поэтому положение пика в $\chi''(t)$ будет сильно зависеть от амплитуды h_{ac} . Уменьшение амплитуды h_{ac} приводит к увеличению величины U , и температура пика перемещается в область более высоких температур. Величина крипа магнитного потока будет определяться не только температурой образца, но и величиной переменного магнитного поля. Различие условий в образце при h_{ac} и H_{dc} приводит к разным результатам значений критической плотности тока и связанного с ней крипа потока. Другой подход для объяснения увеличения величины J_{cp} в случае H_{dc} связан с тем, что при условии $h_{ac} > 0$ и $H_{dc} = 0$ гистерезисная петля намагниченности $M(h_{ac})$ симметрична относительно начала координат. При $H_{dc} > 0$ центр петли $M(H_{dc})$ сдвигается вправо и профиль $M(H_{dc})$ – кривой становится более и более асимметричным относительно центра при увеличении H_{dc} [38]. Поэтому измеренный на опыте J_{cp} может оказаться значительно выше. Получается, что те же центры пиннинга (разные условия) в случае H_{dc} играют более эффективную роль, чем в случае внешнего переменного магнитного поля h_{ac} .

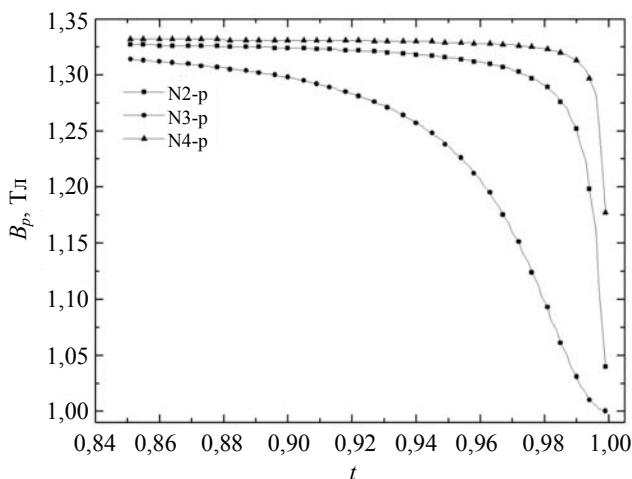


Рис. 7. Температурные зависимости средней плотности магнитного потока исследуемых образцов $B_p(t)$, соответствующих пику потерь на зависимости $\chi''(T)$, вычисленные в рамках модели Кима-Андерсона.

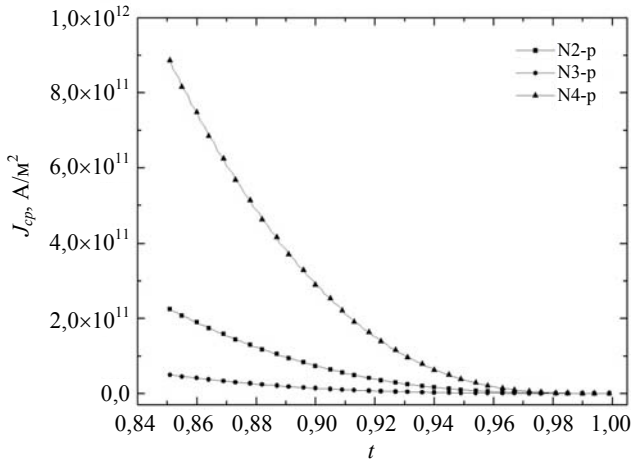


Рис. 8. Зависимость критической плотности тока $J_{cr}(t)$ от приведенной температуры при разных значениях постоянного магнитного поля H_{dc} для каждого образца. Здесь $t = T_p/T_c$.

В настоящей работе для краткости изложения мы не приводим температурные зависимости $F_p(t)$, $\rho(t)$ и $B_p(t)$ для случая постоянного магнитного поля H_{dc} , которые демонстрировали качественно одинаковое поведение для случая h_{ac} .

Для окончательного анализа поведения пиннинга вихрей при высоких температурах мы сравнили полученные линии необратимости образцов, определенные от эволюции пика на $\chi''(T)$, измеренной при определенной амплитуде h_{ac} в поле Земли и на различных dc -магнитных полях, наложенных на $h_{ac} = 10$ Э при $f = 70$ Гц. Согласно стандартной интерпретации, эта линия определяет границу необратимой к обратимой области в температурно-полевой плоскости. Частота переменного магнитного поля является важным параметром, влияющим на местоположение линии необратимости в плоскости (T, h_{ac}) . При увеличении частоты, используемой в эксперименте, линия необратимости смещается в область более высоких магнитных полей и температур [41]. Результаты работ [42, 43] указывают, что линия необратимости для $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ независимо от частоты ниже 1 кГц. Предполагаем, что вихри могут синхронно деформироваться с внешним переменным полем на низкой частоте. В настоящей работе частота переменного поля $f = 70$ Гц. Поэтому, исходя из вышесказанного, частотной зависимостью положения линии необратимости можем пренебречь. Различают линию необратимости, полученную при измерениях в постоянном магнитном поле и линию

необратимости, полученную в переменном магнитном поле. Линия необратимости, полученная в переменном магнитном поле, представляет собой зависимость приведенной температуры пика диссипативных потерь T_p от амплитуды возбуждающего поля h_{ac} .

На рис. 9 и 10 показаны линии необратимости от приведенной температуры, вычисленные с помощью модели Кима-Андерсона с использованием полученных данных пика потерь мнимой части $\chi''(T, h_{ac})$ и $\chi''(T, H_{dc})$ при $f = 70$ Гц для исследованных образцов.

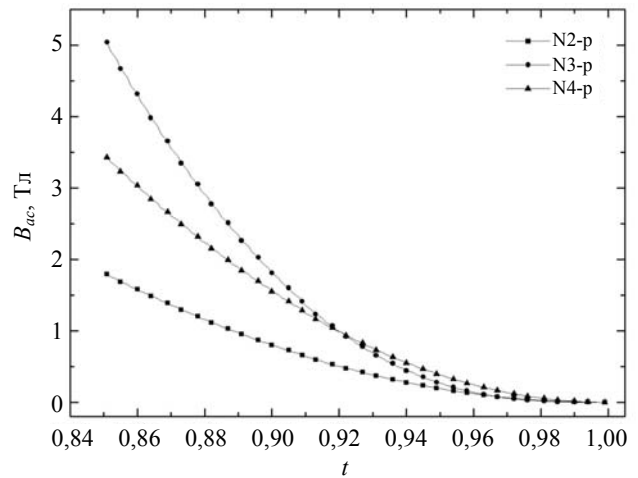


Рис. 9. Линии необратимости от приведенной температуры $V_{dc}(t)$, вычисленные по формуле (1) с использованием полученных данных пика потерь мнимой части $\chi''(T, h_{ac})$ при $f = 70$ Гц для каждого образца. Здесь $t = T_p/T_c$ и $V_{dc}(t) = \mu_0 h_p(t)$.

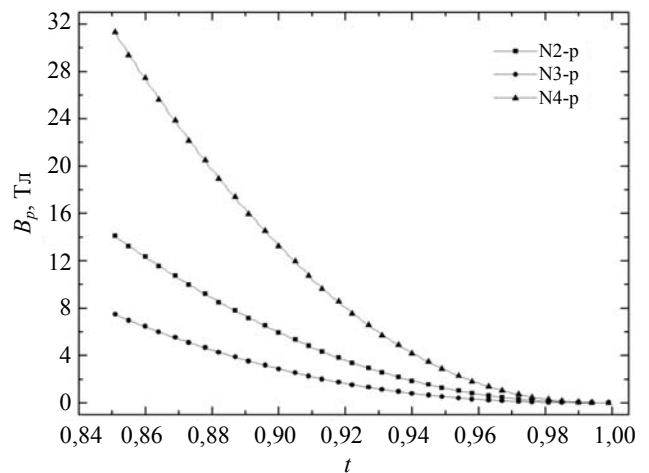


Рис. 10. Линии необратимости от приведенной температуры $V_{dc}(t)$, вычисленные по формуле (1) с использованием полученных данных пика потерь мнимой части $\chi''(T, H_{dc})$ при $h_{ac} = 10$ Э и $f = 70$ Гц для каждого образца. Здесь $t = T_p/T_c$ и $V_{dc}(t) = \mu_0 H_p(t)$.

Из приведенных данных видно, что линии необратимости в случае H_{dc} сдвинуты к более высоким магнитным полям по сравнению с переменным полем h_{ac} . Самая высокая линия необратимости в плоскости (B_{dc}, t) получена для образца N4-р (рис. 10). Такое сильное изменение линии необратимости происходит вследствие сильного пиннинга магнитного потока, т. е. внедрением в образец N4-р крупно-размерных частиц Y_2O_3 (3–5 мкм) и введением ZnO. Это приводит (см. выше) к созданию эффективных центров пиннинга, что подтверждается увеличением силы пиннинга и критической плотности тока (см. рис. 7 и 8). За счет сильного пиннинга в образце N4-р обратимая область намагничивания между линией необратимости и линией $H_{c2}(t)$ уменьшается, что приводит к сдвигу линии необратимости в сторону высоких температур и магнитных полей [44, 45]. Образцы N4-р и N3-р имели одинаковый состав, но разные размеры частиц Y_2O_3 . При этом линия необратимости у образца N3-р во всем исследуемом диапазоне температур ниже, чем у образцов N4-р и N2-р. Этот факт означает, что добавление ZnO размером 20–30 нм в указанном диапазоне магнитных полей и температур увеличивает количество малых размеров пиннинга, но они не эффективны при больших температурах, и это приводит к слабому пиннингу магнитного потока и соответственно меньшим j_c , что подтверждается данными, приведенными на рис. 7 и рис. 8. Это также ведет к увеличению обратимой области намагничивания. Видно, что линия необратимости для образца N2-р без добавления ZnO находится между линиями необратимости образцов N4-р и N3-р. Такое положение линии необратимости обусловлено, с одной стороны, отсутствием ZnO (нет добавочных центров пиннинга), с другой стороны, образец N2-р имел более крупные размеры частиц Y_2O_3 по сравнению с образцом N3-р.

Из представленных выше данных видно, что линия необратимости для исследованных образцов находится намного выше в плоскости (B_{dc}, t) , чем в случае внешнего переменного магнитного поля (B_{ac}, t) . Такое изменение положения линии необратимости показывает, что обратимая область намагничивания между линией необратимости и линией $H_{c2}(t)$ стано-

вится более узкой в случае H_{dc} , что указывает на более сильный пиннинг, чем в случае h_{ac} . Сильное изменение линии необратимости подразумевает наличие сильных центров пиннинга.

Заключение

Приведенные выше экспериментальные результаты и их сравнение с вычислениями в рамках модели Кима-Андерсона в случае, когда внешнее поле равно полю полного проникновения, позволило определить основные параметры исследуемых образцов: $J_c(0)$, $U_0(0)$ и $B_0(0)$ и их температурные зависимости. Показано, что добавление частиц Y_2O_3 и внедрение 0,006 % вес. ZnO приводит к дополнительному эффекту пиннинга магнитного потока и увеличению плотности критического тока. Эффективность центров захвата зависит от размера частиц Y_2O_3 , от концентрации ZnO и, можно предположить, что оптимальная концентрация ZnO зависит от их размера. Особенности поведения линии необратимости, полученной из пика потерь мнимой части $\chi''(T, h_{ac})$ и $\chi''(T, H_{dc})$ изученных образцов, объяснены с точки зрения пиннинга вихрей.

Полученные в работе результаты представляют не только теоретический, но и практический интерес для диагностики критических динамических параметров и поиска технологических путей их повышения в ВТСП, в том числе и для купратов $Re_2Cu_2O_{6+\delta}$, где Re – редкоземельные элементы.

Авторы выражают благодарность Н. А. Нижельскому (МГТУ им. Н. Э. Баумана) за предоставление образцов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yamaguchi Y., Aoki N., Iga F., Nishihava Y. // Physica C. 1995. Vol. 246. P. 216.
2. Majer D., Zeldov E., Konczykowski // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 75. P. 1166.
3. When Hai-hu, Zhao Zhong-Xian // Phys. Rev. B. 1994. Vol. 50. P. 13853.
4. Polichetti M., Adesso M. G., Matteo T. Di., Vecchione A., Pace S. // Physica C. 2000. Vol. 332. P. 378.
5. Мелухов Е. З. // СФХТ. 1989. Т. 2. С. 5.
6. Dubois S., Carmona F., Flandrois S. // Physica C. 1996. Vol. 260. P. 19.

7. Anderson P. W. // Phys. Rev. Lett. 1962. Vol. 9. P. 309.
8. Anderson P. W., Kim Y. B. // Rev. Mod. Phys. 1964. Vol. 36. P. 39.
9. Feigel'man M. V., Geshkenbein V. B., Larkin A. I. // Physica C. 1996. Vol. 167. P. 177.
10. Houghton A., Pelcovits R. A., Sudbo A. // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 40. P. 6763.
11. Wu W. D., Keren A., Le L. P., Sternlieb B. J., Luke G. N., Uemura Y. J., Dosanjh P., Riseman T. M. // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 47. P. 8172.
12. D'Anna G., Andre M. O., Indenbom M. V., Benoit W. // Physica C. 1994. Vol. 230. P. 115.
13. Fuchs D. T., Zeldov E., Tamegai T., Ooi S., Rapaport M., Shtrikman H. // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. P. 4971.
14. Mints R. G., Sapiro I. B. // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 47. P. 3273.
15. Burlachkov L., Koshelev A. E., Vinokur V. M. // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. P. 6750.
16. Вашакидзе Ю. М., Шапошникова Т. С., Таланов Ю. И. // ФНТ. 2004. Т. 30. С. 596 [Low Temp. Phys. 2004. Vol. 35. P. 596].
17. Polichetti M., Adesso M. G., Pace S. // Physica A. 2004. Vol. 339. P. 119.
18. Schindler K., Ziese M., Esguinazi P. // Physica C. 2005. Vol. 417. P. 141.
19. Kes P. H., Aarts J., van den Berg J., van der Beek C. J., Mydosh J. A. // Supercond. Sci. Technol. 1989. Vol. 1. P. 242.
20. Beasley M. R., Labusch R., Webb W. W. // Phys. Rev. 1969. Vol. 181. P. 682.
21. Жуков А. А., Моцалков В. В. // СФХТ. 1991. Т. 4. С. 850.
22. Бондаренко С. И., Коверя В. П., Кревсун А. В., Линк С. И. // ФНК. 2017. Т. 43. С. 1411 [Low Temp. Phys. 2017. Vol. 43. P. 1411].
23. Головашкин А. И. // Краткие сообщения по физике. 1991.
24. Finkel' V. A., Arzhavitin V. M., Blinkin A. A., Derevyanko V. V., Razdovskii Yu. Yu. // Physica C. 1994. Vol. 235–240. P. 303.
25. Shi Yunhua, Hasan Tawfique, Babu Nadendla H., Torrisi Felice, Milana Silvia, Ferrari Andrea C., Cardwell David A. // American Chemical Society. 2012. Vol. 6. P. 5395.
26. Cardwell David A. / 2014 Mater. 27th International Superconductivity Symposium. Tokyo.
27. Nizhelskiy N. A., Poluschenko O. L., Matveev V. A. // Supercond. Sci. Technol. 2007. Vol. 20. P. 81.
28. Славкин В. В., Тищенко Э. А. // ЖТФ. 2012. Т. 82. С. 117.
29. Славкин В. В., Тищенко Э. А. // Прикладная физика. 2012. № 5. С. 103.
30. Головашкин А. И., Кузьмичев Н. Д., Левченко И. С., Славкин В. В. // ФТТ. 1990. Т. 32. С. 1374.
31. Loegel B., Bolmont D., Dalderop H., Mehdaoui A. // Solid State Commun. 1991. Vol. 78. P. 621.
32. Loegel B., Mehdaoui A., Bolmont D., Danesi P., Bourgault D., Tournier R. // Physica C. 1993. Vol. 210. P. 432.
33. Lee C. Y., Kao Y. H. // Physica C. 1995. Vol. 241. P. 167.
34. Yamamoto K., Mazaki H., Yasuoka H. // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 47. P. 915.
35. de Almeida L., Thouless D. J. // J. Phys. A: Math. Gen. 1978. Vol. 11. P. 983.
36. Сиренко В. А., Еременко В. В. // ФНК. 2014. Т. 40. С. 1099 [Low Temp. Phys. 2014. Vol. 40. P. 1099].
37. Banerjee S. S., Grover A. K., Higgins M. J., Menon Gutam I., Mishra P. K., Pal D., Ramakrishnan S., Chandrasekhar Rao T. V., Ravikumara G., Sahni V. C., Sarkar S., Tomu C. V. // Physica C. 2001. Vol. 355. P. 39.
38. Yasuoka H., Tochiwara S., Mashino M., Mazaki H. // Physica C. 1998. Vol. 305. P. 125.
39. Сысоев М. А., Полушенко О. Л. // Инженерный вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. 2014. Т. 1. С. 508.
40. Blatter G., Feigel'man M. V., Geshkenbein V. B., Larkin A. I., Vinokur V. M. // Rev. Mod. Phys. 1994. Vol. 66. P. 1125.
41. Polichetti M., Adesso M. G., Matteo T. Di, Vecchione A., Pace S. // Physica C. 2000. Vol. 332. P. 378.
42. Chen D. X., Nogues J., Rao K. V. // Cryogenics. 1989. Vol. 29. P. 800.
43. Nikolo M., Goldfarb R. B. // Phys. Rev. B. 1989. Vol. 39. P. 6615.
44. Hardy V., Provost J., Groult D., Hervieu M., Raveau B., Durcok S., Pollert E., Frison J. C., Chaminate J. P., Pouchard M. // Physica C. 1992. Vol. 191. P. 85.
45. Sagdahl L. T., Laegreid T., Fossheim K., Murakami M., Fujimoto H., Gotoh S., Yamaguchi K., Yamauchi H., Koshizuka N., Tanaka S. // Physica C. 1991. Vol. 172. P. 495.

Magnetic flux pinning and irreversibility line of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ crystals with embedded neutral impurities

V. V. Skavkin^{1,2} and S. A. Zhurin²

¹M. E. Evsevev Mordovian state pedagogical Institute
11a Studencheskaya st., Saransk, 430007, Russia
E-mail: SlavkinVV@mail.ru

²Institute of physics and chemistry of National research N. P. Ogarev Mordovian state University
68 Bolshevistskaya st., Saransk, 430005, Russia
E-mail: zhurinsa@mail.ru

Received July 16, 2019

Temperature-field dependences of the first harmonic of complex magnetic susceptibility were measured for $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ monodomain crystals produced by Top Seeded Melt and doped to increase vortex pinning by neutral additives. A special case was reviewed when the external magnetic field is equal to the full penetration field. To interpret the experiment, we used the Kim-Anderson model and the concept of a collective creep in a vortex glass. In the framework of the Kim-Anderson model the main parameters were determined: the critical current density $J_c(0)$, the pinning potential $U_0(0)$, the irreversibility line induction $B_0(0)$ at zero temperature and their temperature dependences. The main experimental features of the irreversibility line from the point of view of pinning vortices are fixed. The obtained data allowed to study the influence of pinning centers on the dynamics of vortices in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ crystals with embedded neutral impurities.

Keywords: diamagnetic response, critical current density, pinning of vortices, flow creep, irreversibility line.

REFERENCES

1. Y. Yamaguchi, N. Aoki, F. Iga, and Y. Nishihava, *Physica C* **246**, 216 (1995).
2. D. Majer, E. Zeldov, and Konczykowski, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1166 (1995).
3. When Hui-hu and Zhao Zhong-Xian, *Phys. Rev. B* **50**, 13853 (1994).
4. M. Polichetti, M. G. Adesso, T. Di. Matteo, A. Vecchione, and S. Pace, *Physica C* **332**, 378 (2000).
5. E. Z. Melikhov, *SFKhT* **2**, 5 (1989).
6. S. Dubois, F. Carmona, and S. Flandrois, *Physica C* **260**, 19 (1996).
7. P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 309 (1962).
8. P. W. Anderson and Y. B. Kim, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 39 (1964).
9. M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, and A. I. Lar-kin, *Physica C* **167**, 177 (1996).
10. A. Houghton, R. A. Pelcovits, and A. Sudbo, *Phys. Rev. B* **40**, 6763 (1989).
11. W. D. Wu, A. Keren, L. P. Le, B. J. Sternlieb, G. N. Luke, Y. J. Uemura, P. Dosanjh, and T. M. Riseman, *Phys. Rev. B* **47**, 8172 (1993).
12. G. D'Anna, M. O. Andre, M. V. Indenbom, and W. Benoit, *Physica C* **230**, 115 (1994).
13. D. T. Fuchs, E. Zeldov, T. Tamegai, S. Ooi, M. Rapaport, and H. Shtrikman, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4971 (1998).
14. R. G. Mints and I. B. Sapiro, *Phys. Rev. B* **47**, 3273 (1993).
15. L. Burlachkov, A. E. Koshelev, and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. B* **54**, 6750 (1996).
16. Yu. M. Vashakidze, T. S. Shaposhnikova, and Yu. I. Talanov, *Low Temp. Phys.* **35**, 596 (2004).
17. M. Polichetti, M. G. Adesso, and S. Pace, *Physica A* **339**, 119 (2004).
18. K. Schindler, M. Ziese, and P. Esguinazi, *Physica C* **417**, 141 (2005).
19. P. H. Kes, J. Aarts, J. van den Berg, C. J. van der Beek, J. A. and Mydosh, *Supercond. Sci. Technol.* **1**, 242 (1989).
20. M. R. Beasley, R. Labusch, and W. W. Webb, *Phys. Rev.* **181**, 682 (1969).
21. A. A. Zhukov and V. V. Moshalkov, *SFKhT* **4**, 850 (1991).

22. S. I. Bondarenko, V. P. Koverya, A. B. Krevsun, and S. I. Link, *LowTemp. Phys.* **43**, 1411 (2017).
23. A. I. Golovashkin, *Bull. Lebedev Phys. Inst.*, (1991).
24. V. A. Finkel, V. M. Arzhavitin, A. A. Blinkin, V. V. Derevyanko, and Yu. Yu. Razdovskii, *Physica C* **235–240**, 303 (1994).
25. Yunhua Shi, Tawfiq Hasan, H. BabuNadendla, Felice Torrisi, Silvia Milana, Andrea C. Ferrari, and David A. Cardwell, *American Chemical Society*. **6**, 5395 (2012).
26. David A. Cardwell, 2014 Mater. 27th International Superconductivity Symposium. Tokyo.
27. N. A. Nizhelskiy, O. L. Polushenko, and V. A. Matveev, *Supercond. Sci. Technol.* **20**, 81 (2007).
28. V. V. Slavkin and E. A. Tishchenko, *Tech. Phys.* **82**, 117 (2012).
29. V. V. Slavkin and E. A. Tishchenko, *Prikl. Fiz.*, No. 5, 103 (2012).
30. A. I. Golovashkin, N. D. Kuzmichev, I. S. Levchenko, and V. V. Slavkin, *Sov. Phys. Solid. State* **32**, 1374 (1990).
31. B. Loegel, D. Bolmont, H. Dalderop, and A. Mehdaoui, *Solid State Commun.* **78**, 621 (1991).
32. B. Loegel, A. Mehdaoui, D. Bolmont, P. Danesi, D. Bourgault, and R. Tournier, *Physica C* **210**, 432 (1993).
33. C. Y. Lee and Y. H. Kao, *Physica C* **241**, 167 (1995).
34. K. Yamamoto, H. Mazaki, and H. Yasuoka, *Phys. Rev. B* **47**, 915 (1993).
35. L. de Almeida and D. J. Thouless, *J. Phys. A: Math. Gen.* **11**, 983 (1978).
36. V. A. Sirenko and V. V. Eremenko, *Low Temp. Phys.* **40**, 1099 (2014).
37. S. S. Banerjee, A. K. Grover, M. J. Higgins, Gutam I. Menon, P. K. Mishra, D. Pal, S. Ramakrishnan, T. V. Chandrasekhar Rao, G. Ravikumar, V. C. Sahni, S. Sarkar, and C. V. Tomy, *Physica C* **355**, 39 (2001).
38. H. Yasuoka, S. Tochihara, M. Mashino, and H. Mazaki, *Physica C* **305**, 125 (1998).
39. M. A. Sysoev and O. L. Polushenko, *Inzh. Vestnik MGTU* **1**, 508 (2014).
40. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
41. M. Polichetti, M. G. Adesso, T. Di. Matteo, A. Vecchione, and S. Pace, *Physica C* **332**, 378 (2000).
42. D. X. Chen, J. Nogues, and K. V. Rao, *Cryogenics* **29**, 800 (1989).
43. M. Nikolo and R. B. Goldfarb, *Phys. Rev. B* **39**, 6615 (1989).
44. V. Hardy, J. Provost, D. Groult, M. Hervieu, B. Raveau, S. Durcok, E. Pollert, J. C. Frison, J. P. Chaminade, and M. Pouchard, *Physica C* **191**, 85 (1992).
45. L. T. Sagdahl, T. Laegreid, K. Fossheim, M. Murakami, H. Fujimoto, S. Gotoh, K. Yamaguchi, H. Yamauchi, N. Koshizuka, and S. Tanaka, *Physica C* **172**, 495 (1991).