

YBCO-пленка как джозефсоновская среда вблизи T_c : частотно-полевые зависимости, скейлинг

© В.А. Хохлов, В.В. Кржижановский, А.Ю. Прохоров, В.Ф. Дроботько, А.В. Климов*, Г.Г. Левченко

Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины,
83114 Донецк, Украина

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

E-mail: suhar@host.dipt.donetsk.ua

(Поступила в Редакцию 18 августа 2000 г.
В окончательной редакции 26 января 2001 г.)

Экспериментально исследован диамагнитный отклик YBCO-пленки, изготовленной методом лазерного напыления, в слабых возбуждающих магнитных полях $H_{ac} = H_0 \sin \omega t$ ($H_0 = 2-500$ мОе, $\omega/2\pi = 1-30$ кГц). Анализ измеряемых сигналов диамагнитного отклика пленки указывает на кольцеобразный характер протекания критического тока в образце при малых значениях H_0 . На зависимостях температуры T_m максимума диссипативных потерь χ_1'' от величины H_0 , измеренных при различных частотах, наблюдается наличие некоторого критического поля $H^*(\omega)$, при котором изменяется наклон зависимости $(1 - T_m/T_c)(H_0^{2/3})$. Логарифмическая зависимость T_m от частоты возбуждающего поля H_{ac} хорошо выполняется только в области $(\omega/2\pi) > 5$ кГц. Проведена проверка закона подобия и установлено, что в пределах точности эксперимента он выполняется для частот возбуждающего поля выше 5 кГц при амплитудах поля $H_0 > H^*(\omega)$, однако показатель степени n в рассматриваемом соотношении скейлинга не связан с показателем n в степенной зависимости ВАХ.

В экспериментах по диамагнитному отклику сверхпроводников, как правило, измеряют температурную зависимость действительной части $\chi_1'(T)$ (синфазный сигнал) и мнимой части $\chi_1''(T)$ (квадратурный сигнал) восприимчивости образца как при различных значениях амплитуды возбуждающего поля H_{ac} , так и при различных постоянных магнитных полях H_{dc} . Синфазный сигнал $\chi_1'(T)$ обусловлен экранирующими токами образца и пропорционален плотности внешнего магнитного потока, выталкиваемого сверхпроводящим образцом. Квадратурный сигнал $\chi_1''(T)$ пропорционален диссипативным потерям образца, обусловленным как потерями на перемагничивание образца, так и резистивными потерями за счет хотя и малого, но конечного сопротивления образца вблизи T_c . Как и для зависимости $\chi_1''(T)$, измерение третьей гармоники квадратурного сигнала $\chi_3''(T)$ связано с большей ее чувствительностью к особенностям гистерезисной петли при перемагничивании образца.

ВТСП-пленки в отличие от традиционных низкотемпературных металлических сверхпроводников, как правило, представляют собой среду, где кристаллиты, ось c которых направлена перпендикулярно плоскости пленки, соединены между собой слабыми связями. Сами кристаллиты имеют размеры порядка нескольких микрон. В области постоянных магнитных полей H_{dc} , меньших первого критического поля H_{c1} кристаллитов ($0 \leq H_{dc} \leq H_{c1}$), в непосредственной близости от температуры появления диамагнитного отклика T_c ($\Delta T/T_c \cong 10^{-3}-10^{-2}$) все электрические и магнитные характеристики пленок обусловлены токами, протекающими через слабые связи. В этой области можно пренебречь влиянием кристаллитов на джозефсоновский ток слабых связей, так как в них циркулируют только

мейсснеровские токи. Следовательно, здесь должны наиболее полно проявляться электрофизические свойства ВТСП-пленок как джозефсоновской среды, причем на их диамагнитный отклик огромное влияние оказывают крип и течение магнитного потока. Поскольку вблизи T_c все же имеется малое сопротивление образцов ($\sim 10^{-3}-10^{-1} \Omega$), для описания восприимчивости в этих условиях более естественно использовать диффузионную модель, чем модель критического состояния. В работе [1] проведен теоретический расчет форм кривых $\chi_1''(T)$ и $\chi_3''(T)$, причем диффузия магнитного потока описывалась в терминах модели "параллельного сопротивления" [2]. Авторы [1] рассматривали три модели пиннинга вихрей, однако ни одна из них не описывает удовлетворительно экспериментальные кривые $\chi_1''(T)$ и $\chi_3''(T)$, полученные нами и другими авторами [1,3,4].

В рассматриваемой области температур формы синфазного и квадратурного сигналов диамагнитного отклика, $\chi_1'(T)$ и $\chi_1''(T)$, очень похожи на те, которые наблюдались при низких температурах, где крип потока незначителен и восприимчивость образца хорошо описывается в рамках модели критического состояния Бина [5,6]. Основные следствия этой теории таковы: 1) температура максимума T_m диссипативных потерь $\chi_1''(T)$ зависит только от амплитуды возбуждающего поля H_{ac} и не зависит от его частоты; 2) величина максимума χ_1'' остается постоянной при любых значениях H_{ac} . В экспериментах же вблизи T_c наблюдаются частотная зависимость χ_1' и χ_1'' , а также рост амплитуды $\chi_1''_{\max}$ с увеличением H_{ac} вплоть до некоторого критического поля $H_{ac} = H_1^*(\omega)$ [4,5]. В работе [7] Брандт провел численный расчет восприимчивости пленок ВТСП в рамках модели критического состояния с учетом крипа

потока, однако использование его результатов для оценки наших измерений представляется затруднительным. Насколько нам известно, в настоящее время нет общей теории, описывающей магнитное поведение пленок ВТСП при малых возбуждающих полях и температурах $\Delta T/T \sim 10^{-3} - 10^{-2}$, что отчасти обусловлено и недостаточным набором экспериментальных данных в этой области.

Целью настоящей работы являются экспериментальное изучение характера протекания тока в YBCO-пленке с высокой токнесущей способностью в области слабых возбуждающих магнитных полей $H_{ac} < H_{c1}$ и в непосредственной близости от температуры T_c , исследование частотно-полевых зависимостей восприимчивостей χ'_1 и χ''_1 этой пленки и проверка соотношения скейлинга [7].

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Исследование диамагнитного отклика проводилось на индукционной установке [8] на частотах 1–30 Hz в диапазоне возбуждающих магнитных полей $H_{ac} = H_0 \sin \omega t$ от 2 до 500 мОе. Изучалась пленка YBCO толщиной 2000 Å, полученная методом лазерного напыления. На подложке LaCaO₃, допированной Nd. Размеры кристаллитов пленки $\sim 1 \times 1 \mu\text{m}$, ось c направлена перпендикулярно ее плоскости.

1) Характер протекания тока в пленке вблизи T_c . Считается, что в гранулированных ВТСП, а также в пленках, состоящих из хорошо ориентированных кристаллитов, объединенных слабыми связями, сверхпроводящее состояние устанавливается тогда, когда в них образуется бесконечный протекательный кластер [9]. В нем сосредоточен весь микроток I_c , текущий по образцу. Этот кластер объединен сетью джозефсоновских связей в виде некоей ячеистой структуры с размером ячеек L (радиус корреляции в термодинамической задаче сфер [10]). Поскольку нижнее критическое поле для джозефсоновских контактов $H_{c1j} \cong \Phi_0/\pi L^2$, $L = \sqrt{\Phi_0/\pi H_{c1j}}$ ($\Phi_0 \cong 2 \cdot 10^{-7} \text{ G} \cdot \text{cm}^2$ — квант потока). Таким образом, если предположить, что транспортный ток при температуре, близкой к T_c , течет в образце по бесконечному кластеру, объединяющему ячейки сетки джозефсоновских связей размером L , а внешнее магнитное поле индуцирует в образце круговой ток, то протекательный кластер будет сворачиваться в кольцо. Поскольку слабые связи не одновременно переходят в сверхпроводящее состояние, радиус L (будем считать, что ширина токового кольца эквивалентна L) велик при $T \rightarrow T_c$ и уменьшается с понижением температуры. Это приводит к тому, что с уменьшением температуры образуются все новые кольца меньшей ширины, как бы вложенные друг в друга, в результате чего общая ширина W токового кольца увеличивается. Так будет происходить до тех пор, пока L не достигнет размеров кристаллита, когда ток потечет по всей площади образца.

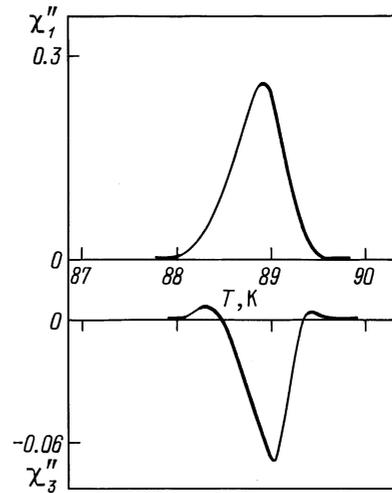


Рис. 1. Температурные зависимости χ''_1 и χ''_3 при $H_0 = 200 \text{ mOe}$ и $f = 15 \text{ kHz}$.

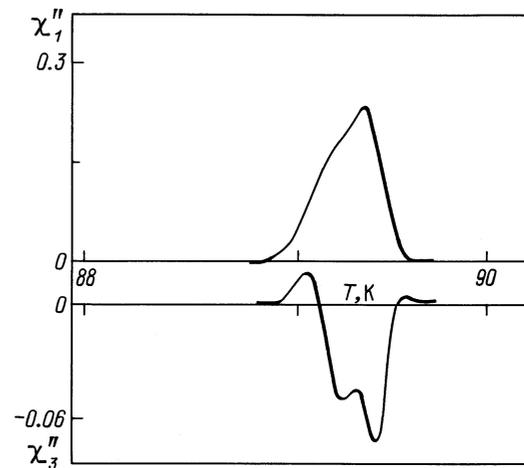


Рис. 2. Температурные зависимости χ''_1 и χ''_3 при $H_0 = 10 \text{ mOe}$ и $f = 15 \text{ kHz}$.

Попытаемся обосновать это предположение. В недавней работе [4] были проведены исследования диамагнитного отклика дисков и узких колец, полученных из YBCO-пленки. Изучались температурные зависимости χ'_1 , χ''_1 , χ''_3 . Если для дисков и широких колец $\chi''_3(T)$ имеет два небольших положительных максимума (либо они совсем отсутствуют) и большой отрицательный минимум [4,10], то для тонкого кольца с отношением $a/b \geq 2$ (a — внешний диаметр кольца, b — его ширина) низкотемпературный положительный максимум значительно возрастает. Кроме того, было показано, что график зависимости $\chi''_1(\chi'_1)$ для узкого кольца имеет симметричный вид, а для диска и широкого кольца — несимметричный.

Нами были проведены исследования $\chi''_3(T)$ как в малых ($H_0 = 10 \text{ mOe}$), так и в больших ($H_0 = 200 \text{ mOe}$) полях на частоте 15 kHz (рис. 1 и 2). Из рисунков

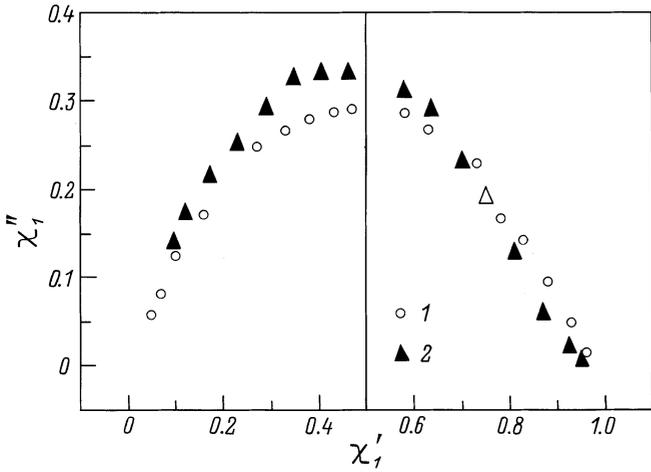


Рис. 3. Зависимость $\chi_1''(\chi_1')$ для амплитуд внешнего ac -поля 10 (1) и 200 мОе (2). Максимум χ_1'' при $\chi_1' = 0.5$ указывает на симметричную форму зависимости $\chi_1''(\chi_1')$.

видно, что при $H_0 = 10$ мОе положительный высокотемпературный максимум очень мал, а зависимость $\chi_1''(\chi_1')$ имеет симметричную форму с максимумом при $\chi_1' = 0.5$ (рис. 3). Для $H_0 = 200$ мОе положительные максимумы близки по величине (особенно в присутствии dc -поля), а график $\chi_1''(\chi_1')$ имеет асимметричный вид с максимумом при $\chi_1' \cong 0.4$. Размер L для случая $H_0 = 10$ мОе составляет примерно $178 \mu\text{m}$ для $H_0 = 200$ мОе $L \sim 56 \mu\text{m}$. Значения H_{c1j} для обоих случаев определены по методике [11,12] и приблизительно равны $2 \cdot 10^{-4}$ и $2 \cdot 10^{-3}$ Ое соответственно.

Таким образом, наши измерения и результаты исследования диамагнитного отклика на кольцах из YBCO-пленки [4] подтверждают предположение о кольцеобразном протекании индуцированного тока в YBCO-пленке вблизи T_c . Понижение температуры всего на 0.4 К (разность температур максимумов χ_1'' при $H_0 = 10$ и 200 мОе) обуславливает различие формы кривых на рис. 1 и 2. При более низких температурах и высоком поле ток течет по всей пленке или широкому кольцу с $a/b < 2$, хотя радиус корреляции уменьшился всего в 3 раза и остался далеким от размера кристаллитов. Отметим, что величина χ_1' , определяющая степень экранирования внешнего поля образцом, при $H_0 \leq 10$ мОе всего на несколько процентов меньше, чем при $H_0 \geq 10$ мОе, т.е. токовое кольцо практически полностью экранирует образец.

2) Частотно-полевые зависимости. Зависимости температуры T_m максимума $\chi_1''(T)$ как функции $H_0^{2/3}$, снятые при различных частотах, представлены на рис. 4. Видно, что в малых полях $H_0 \leq 10$ мОе (особенно для высоких частот) температура T_m в пределах точности эксперимента практически не зависит от H_0 . При повышении H_0 , минуя некоторую переходную область возбуждающих полей (область сильных флуктуаций),

температура T_m начинает смещаться в область низких температур по закону

$$\left(1 - \frac{T_m}{T_{c1}}\right) \propto H_0^{2/3} \quad (1)$$

вплоть до некоторого поля $H_1^*(\omega)$, где происходит изменение наклона этой прямой, и дальнейшее смещение T_m идет по закону $\left(1 - \frac{T_m}{T_{c2}}\right) \propto H_0^{2/3}$. В области полей $H_0 < H_1^*(\omega)$ амплитуда максимума $\chi_1''(T)$ растет с увеличением H_0 от величины $0.22\chi_1'$ до $\approx 0.3\chi_1'$. При $H_0 > H_1^*(\omega)$ амплитуда χ_1'' практически не меняется. Причины появления этих изломов на зависимостях $T_m(H_0^{2/3})$ в данной работе не обсуждаются.

С увеличением частоты максимум кривой $\chi_1''(T)$ смещается в область высоких температур. Из рис. 5 видно, что для частот $(\omega/2\pi) \geq 5$ кГц величина T_m логарифмически зависит от частоты

$$1 - \frac{T_m}{T_{ci}} \propto -\ln \omega. \quad (2)$$

При частоте возбуждающего поля 1 кГц значения T_m отклоняются от логарифмической зависимости (2).

Зависимости $T_m(\omega)$ выше и ниже критических полей $H_1^*(\omega)$ являются прямыми линиями в логарифмическом масштабе, наклон которых увеличивается с ростом H_0 . Семейство этих экспериментально наблюдаемых линий для различных значений магнитных полей H_0 сходится в точку при температуре, равной критической температуре T_c , и некоторой частоте ω^* . В пределах точности эксперимента они равны: $\omega_1^*/2\pi = 1.64$ МГц и $T_{c1} = 89.58$ К ниже $H_1^*(\omega)$; $\omega_2^*/2\pi = 1.48$ МГц и $T_{c2} = 89.43$ К выше $H_1^*(\omega)$.

Объединение полевых и частотных зависимостей, так же как в [13], приводит к следующей эмпирической формуле:

$$T_m(H_0, \omega) = T_{c1,2} \left[1 - \left(\frac{H_0}{H_{1,2}^*} \right)^{2/3} \ln \frac{\omega_{1,2}^*}{\omega} \right], \quad (3)$$

где индекс 1 приписывается случаю $H_0 < H_1^*(\omega)$, а индекс 2 — случаю $H_0 > H_1^*(\omega)$. В работе [13] экспериментальная зависимость $T_m(\omega)$ была объяснена в рамках модели крипа потока Андерсона [14,15], которая расширяет концепцию критического состояния Бина [5], учитывая термически активированное течение потока. Напомним, что мы проводили исследования в области температур, отличающихся от T_c не более, чем на 1.5%. В этой области температур и полей существует одновихревой пиннинг (плотность вихрей $\propto H_0/\Phi_0$ мала), а крип потока сильный. Наблюдаемый вид кривых χ' и χ'' , их температурные зависимости лучше всего описываются моделью критического состояния, диамагнитный отклик

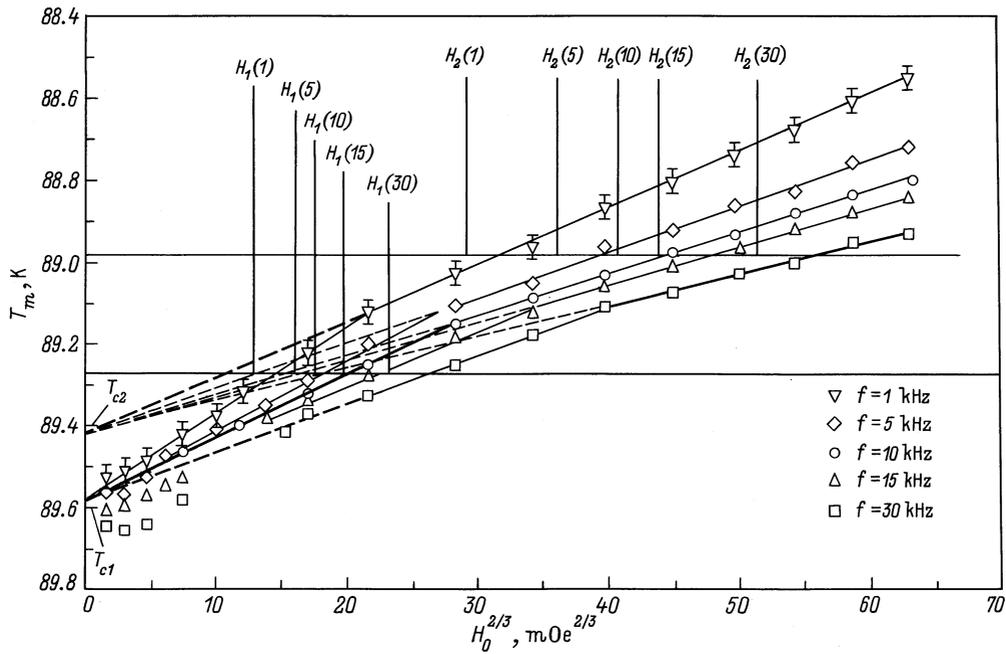


Рис. 4. Зависимость T_m (температуры максимума χ_1'') от амплитуды возбуждающего поля $H_0^{2/3}$ для различных частот. Значения амплитуд $H_1(1)–H_1(30)$ возбуждающего поля H_0 при $H_0 < H_1^*$ ($T_m \cong 89$ К) и амплитуд $H_2(1)–H_2(30)$ при $H_0 > H_1^*$ ($T_m \cong 89.3$ К) для частот 1–30 кГц приведены в табл. 2.

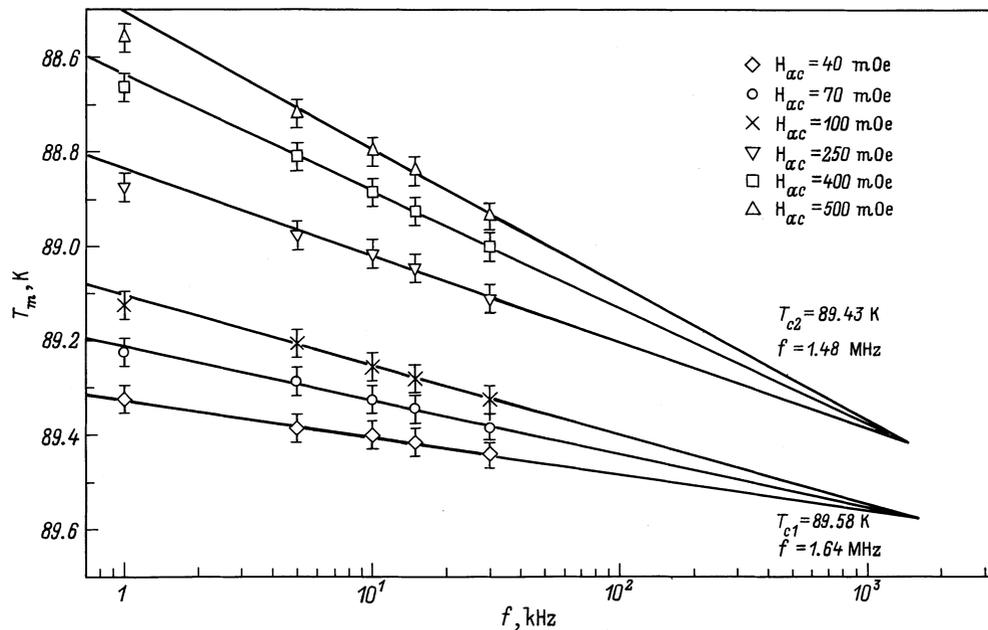


Рис. 5. Зависимости T_m от $\omega/2\pi$, полученные для различных амплитуд возбуждающего поля.

в которой есть функция только одного параметра [6]

$$h = \frac{cH_0}{4\pi d j_c(T)}, \quad (4)$$

где d — толщина пластины в параллельном поле. Исследование диамагнитного отклика сверхпроводящих пленок проводится обычно в перпендикулярном плоскости пластины поле ввиду того, что в этом случае

сигнал от пленки пропорционален R^3 (R — радиус образца) [16]. Брандт [17] для такой геометрии дал другое соотношение:

$$2.474 = \frac{8H_0}{\pi d j_c(T)}, \quad (5)$$

которое при определении $j_c(T)$ дает лишь незначительное ($\sim 1\%$) отличие от формулы (4). Соотношения

Таблица 1. Значения параметров формулы (8) для возбуждающих полей выше и ниже $H_1^*(\omega)$

	$d, \mu\text{m}$	$T_{c1,2}, \text{K}$	$j_c(0), \text{A/cm}^2$	H_1^*, kOe	$\omega^*/2\pi, \text{MHz}$	ν_0, kHz	U, meV	U/kT_c
$H_0 > H_1^*(\omega)$	0.2	89.43	$5 \cdot 10^7$	9.5	1.48	43	20.15	2.9
$H_0 < H_1^*(\omega)$	0.2	89.58	$2.78 \cdot 10^7$	4.75	1.64	54	18.8	2.7

(4) и (5) даны в простой модели Бина и не учитывают крипа потока. Мы не нашли в литературе аналитического выражения, связывающего $j_c(T)$ с измеряемыми величинами с учетом крипа потока, поэтому вынуждены для дальнейшей обработки экспериментальных данных пользоваться формулой (5).

Экспериментальная полевая зависимость (1) может быть реализована, если температурная зависимость плотности критического тока $j_c(T)$ будет выбрана в обратной степенной форме

$$j_c(T) = j_c(0) \left(1 - \frac{T_m}{T_c}\right)^{3/2}, \quad (6)$$

где T_c — температура, при которой устанавливается макроскопическое когерентное состояние.

В результате, как было показано [13], условие максимума потерь принимает вид

$$\frac{T_m}{T_c} = 1 - \left(\frac{8H_0}{2.474\pi d j_c(0)}\right)^{2/3} \left[1 - \frac{2}{3} \frac{kT_c}{U} \ln \frac{\nu_0 x}{\omega d}\right],$$

$$1 - \frac{T_m}{T_c} \ll 1. \quad (7)$$

Это выражение соответствует эмпирическому выражению (3), при этом

$$H^* = \frac{2.474\pi d j_c(0)}{8} \left[\frac{3}{2} \frac{U}{2kT_c}\right]^{3/2},$$

$$\omega^* = \nu_0 \frac{x}{d} \exp\left(\frac{3}{2} \frac{U}{kT_c}\right). \quad (8)$$

Здесь U — потенциал пиннинга, ν_0 — частота колебаний вихря в потенциальной яме, x — расстояние между центрами пиннинга.

Используя выражения (5) и (6), можем определить $j_c(0)$ из (8), после чего, полагая x равным размеру кристаллитов, из этой же формулы определим U и ν_0 . В табл. 1 приведены значения $j_c(0)$, U , ν_0 и U/kT_c для полей выше и ниже $H_1^*(\omega)$. Значения $j_c(0)$ определялись из зависимости $T_m(H_0^{2/3})$ при максимальной используемой частоте 30 kHz, когда влияние крипа потока наименьшее и полученное значение $j_c(0)$ ближе всего к реальному.

В случае одиночного пиннинга его потенциал должен принимать вид $U(j) = U_0 \ln(j_c/j)$ [18], т.е. должна наблюдаться логарифмическая зависимость U от отношения истинного и измеряемого критического тока.

Однако измеренные нами зависимости $T_m(H_0, \omega)$ при различных значениях частоты являются прямыми линиями, вследствие чего энергия активации вблизи T_c при слабых возбуждающих полях, по-видимому, не зависит ни от H_{ac} , ни от T .

Как указывалось выше, образец в этом интервале температур представляет собой джозефсоновскую среду, содержащую сеть кристаллитов, когерентно соединенных через слабые связи. При низкой температуре и малых полях размер ячейки сети приблизительно равен размеру кристаллита. Когда $T \rightarrow T_c$, размер ячейки быстро увеличивается пропорционально радиусу корреляции L , а критический ток падает. Джозефсоновский вихрь превращается в гипервихрь (предположим, что его размер равен L), смещение которого под действием силы Лоренца происходит путем разрыва наиболее слабой связи и переключением ее на ближайшую более сильную связь. Тогда величину U можно оценить как работу силы Лоренца $\sim c^{-1} j_c(T) \Phi_0$ по смещению вихря размером L на расстояние x между центрами пиннинга. В результате получаем

$$U \sim c^{-1} j_c(T) \Phi_0 L x. \quad (9)$$

Отсутствие температурной зависимости U вблизи T_c может быть объяснено, если считать, что одновременно с ростом L при $T \rightarrow T_c$ пропорционально уменьшается $j_c(T)$. Проведем оценку "скорости" падения $j_c(T)$ и роста L . Возьмем при температурах 89.125 и 88.85 K ($H_0 = 200$ и 500 mOe соответственно, рис. 4) на частоте

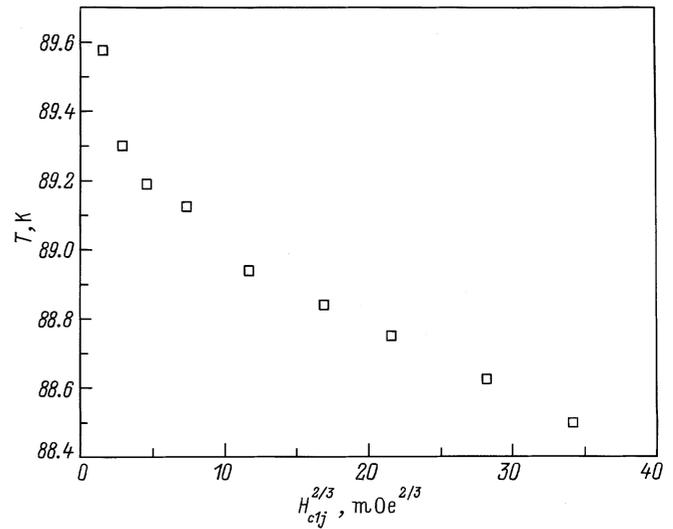


Рис. 6. Зависимость первого критического поля H_{c1j} от температуры.

Таблица 2. Значения амплитуд возбуждающего поля H_0 (в мОе) для различных частот f при температурах 89 К ($H_0 < H_1^*$) и 89.3 К ($H_0 > H_1^*$)

T, K	f, kHz				
	1	5	10	15	30
89	167	234	281	319	397
89.3		64	81	92.5	115

Таблица 3. Значения n для различных соотношений частот, рассчитанные по формуле (10). Верхняя строка соответствует температуре 89 К, нижняя — 89.3 К

f, kHz	1	5	10	15
5	$\cong 5.7$			
10	5.4	4.8		
		3.9		
15	5.2	4.5	4.2	
		4.0	4.0	
30	4.9	4.4	4.2	4.2
		4.0	4.1	4.2

15 kHz значения $j_c(T) \cong 14.8 \cdot 10^4$ и $22.5 \cdot 10^4$ А/см², найденные по формуле (6). Их отношение равно примерно 1.5. Радиусы корреляции $L = \sqrt{\frac{\Phi_0}{\pi H_{c1j}}}$ при вышеуказанных температурах равны 178 и 85 мкм соответственно ($H_{c1j} \cong 20$ и 85 мОе рис. 6), а их отношение ~ 2.13 . Здесь $\Phi_0 \gg 2 \cdot 10^{-7}$ Г · см², H_{c1j} — первое критическое поле джозефсоновских вихрей. Эти грубые оценки $j_c(T)$ и размера перколяционной ячейки указывают на возможность такого изменения $j_c(T)$ и L , при котором значение U , как это следует из (9), может не изменяться в некотором интервале температур.

3) Скейлинг. Законы подобия очень важны для понимания механизмов и связи фундаментальных параметров ВТСП. Когда говорят о скейлинге, обычно подразумевают определение статического ν и динамического z показателей, необходимых для вычисления температуры стеклования вихревой решетки, при которой осуществляется термодинамический фазовый переход в истинную сверхпроводящую фазу [17]. Недавно было предложено соотношение подобия для нелинейного отклика ac -восприимчивости сверхпроводника II рода [7]. Этот закон подобия является следствием уравнений Максвелла и фундаментального соотношения, связывающего плотность тока и электрическое поле. Показано, что он применим к нелинейным сверхпроводникам с любой степенной ВАХ $E(j) = E_c \left(\frac{j}{j_c}\right)^n$ с $n = \frac{U_0}{kT}$. Этот закон утверждает, что для произвольного показателя крипа $\bar{n} = \frac{\partial E}{\partial j}$ отклик ac -восприимчивости инвариантен по отношению к одновременному изменению амплитуды H_0 ac -поля и частоты, если это изменение происходит

следующим образом:

$$\frac{\omega}{H_0^{n-1}} = \text{const.} \quad (10)$$

Формула (10) фактически означает, что если мы, например, при некоторой амплитуде H_0 на частоте ω имеем температуру максимума χ'' , равную T_m , то, чтобы получить такую же температуру T_m при более высокой частоте, необходимо увеличить амплитуду поля в соответствии с (10). В табл. 2 указаны амплитуды возбуждающего поля $H_0 = H_{1,2}(f)$ (рис. 4) для различных частот.

В табл. 3 приведены значения n для различных соотношений частот, полученные по формуле (10).

Из табл. 3 видно, что значение $n \cong 4.2$ при $T_m = 89$ К сохраняется в пределах точности эксперимента только в области частот 10–30 kHz, а при $T_m = 89.3$ К, $n \cong 4$ в области частот 5–30 kHz.

В работе [18] был проверен закон подобия на пленке $HgBa_2Cu_2O_{6+\delta}$ с $T_c = 120$ К. Авторы измеряли величину χ_1' при $T = 100$ К и $H_0 = 2$ Ое. Измерения проводились на частотах 89.1–891 Hz при различных значениях dc -полей в диапазоне 20–100 Ое. Определялось значение

$$\bar{n} = \frac{\partial \ln E}{\partial \ln j} = \frac{U_0}{kT} \left(\frac{j_c}{j}\right)^\alpha \geq \frac{U_0}{kT} = n.$$

В этом выражении α — положительная константа [19]. Авторы подтвердили закон подобия (10), но указали, что он существует только в узкой области dc -полей.

В этой работе хотя и наблюдается выполнение закона подобия в некоторой области частот, но полученные значения n слишком велики для области температур, в которой проводились измерения. Значения n , определенные из оценок потенциала пиннинга, $n = U/kT_c = 2.9$ при $H_0 > H_1^*(\omega)$ и 2.7 для $H_0 < H_1^*(\omega)$ гораздо ближе к значениям $n \cong 1.5$, полученным в [20] для YBCO-пленки, однако и они велики.

Обращаем внимание на то, что из-за линейного характера зависимостей $T_m(H_0^{2/3})$ для различных частот возбуждающих полей (рис. 4) значения H_0 , приведенные в табл. 2, изменятся при других температурах с точностью до некоторого коэффициента. Поэтому следуя уравнению (10), можно считать n температурно-независимой величиной, что явно противоречит степенной зависимости ВАХ.

В результате проведенных измерений получены следующие результаты.

1) Вблизи T_c ток, возникающий в образце под действием возбуждающего поля H_{ac} , сосредоточен в кольце шириной L . При незначительном снижении температуры число таких колец шириной меньше L , вложенных друг в друга, возрастает n , когда их ширина становится порядка размера кристаллитов, сверхпроводящий ток течет уже по всей площади пленки или по широкому кольцу с величиной $a/b > 2$.

2) В области исследованных температур, полей H_{ac} и частот изменение температуры максимума χ_1'' подчиняется закону (7) не только для пленок с низкой токоне-сущей способностью и низкими T_c [13], но и для исследованной пленки с высокой токоне-сущей способностью и высокой T_c . Причины отклонения от зависимости (7) при частотах, меньших 5 kHz непонятны. Возможно, это связано с тем, что в данной области частот сильнее сказывается релаксация магнитного потока [21].

3) Закон скейлинга [7] реализуется при частотах выше 10 kHz для $H_0 > H_1^*(\omega)$, однако само значение n слишком велико для исследуемой области температур и, по-видимому, не имеет никакого отношения к показателю степени крипа в степенной зависимости ВАХ. Возможно, развитый в работе [22] подход, основанный на рассмотрении некоррелированного взаимодействия изолированных вихрей с модифицированным потенциалом пиннинга, поможет лучше разобраться с полученными экспериментальными данными. Однако для решения этой проблемы потребуются одновременные измерения диамагнитного отклика и ВАХ в этой области температур, а также теоретическое описание диамагнитного отклика ВТСП-пленок вблизи T_c .

- [19] E.H. Brandt. Phys. Rev. **B58**, 6506; 6523 (1998).
- [20] П.Н. Михеенко, И.С. Абалешева, С.И. Левандовский. ФНТ **22**, 2, 364 (1996).
- [21] R. Prozorov, A. Shaulov, Y. Wolfus, Y. Yeshurun. Phys. Rev. **B52**, 17, 12 541 (1995).
- [22] A.N. Lykov. Supercond. Sci. Technol. **12**, 4, 219 (1999).

Список литературы

- [1] D. Di Gioacchino, F. Gelani, P. Tripodi, A.M. Testa, S. Pace. Phys. Rev. **B59**, 11 539 (1999).
- [2] R. Griessen. Phys. Rev. Lett. **64**, 1674 (1990).
- [3] В.А. Хохлов, В.Ф. Дроботько. ФНТ **21**, 200 (1995).
- [4] Th. Herzog, H.A. Radovan, P. Ziemann, E.H. Brandt. Phys. Rev. **B56**, 2871 (1997).
- [5] C.P. Bean. Phys. Rev. Lett. **8**, 250 (1962); Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).
- [6] A.N. Artemov, A.M. Grishin, V.N. Korenivskii, A.N. Ulyanov, V.A. Khokhlov. Int. J. Mod. Phys. **B4**, 4, 591 (1990).
- [7] E.H. Brandt. Phys. Rev. **B55**, 14 513 (1997).
- [8] А.М. Гришин, В.Ф. Дроботько, В.Д. Стасовский, В.А. Хохлов. ЖТФ **63**, 190 (1993).
- [9] Н.Ф. Ведерников, К.М. Мукимов, Г.П. Сигал, Б.Ю. Соколов. СФХТ **7**, 2, 316 (1994).
- [10] Б.И. Шкловский, А.С. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. Наука, М. (1979).
- [11] T. Ishida, H. Mazaki. J. Appl. Phys. **52**, 6798 (1981).
- [12] А.П. Малоземофф. В кн.: Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников / Под ред. Д.М. Гинсбурга. Мир, М. (1990).
- [13] A.N. Artemov, V.F. Drobot'ko, D.G. Emel'yanenkov, A.M. Grishin, V.A. Khokhlov, V.I. Makhov. Phys. Lett. **A157**, 1, 85 (1991).
- [14] P.W. Anderson. Phys. Rev. Lett. **9**, 309 (1962).
- [15] C.W. Hagen, R.P. Griessen, E. Solomons. Physica **C157**, 199 (1988).
- [16] В.А. Ацаркин, Г.В. Васнева, Н.Е. Ногинова. СФХТ **5**, 3, 423 (1992).
- [17] J. Kotzler, G. Nakielsky, M. Baumann, R. Behr, F. Goerke, E.H. Brandt. Phys. Rev. **B50**, 5, 3384 (1994).
- [18] B.J. Jonsson-Akerman, V.V. Rao, E.H. Brandt. Phys. Rev. **B60**, 21, 14 913 (1999).