

## Крип магнитного потока в тонких ВТСП пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ вблизи критической температуры

М.П. Черноморец, Д.Г. Ковальчук, С.М. Рябченко, А.В. Семенов

*Институт физики НАН Украины, пр. Науки, 46, г. Киев, 03028, Украина*  
E-mail: kovalch@iop.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 9 августа 2005 г.

Исследована температурная зависимость динамической скорости релаксации  $Q$  для тонких эпитаксиальных пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  по измерениям  $ac$  магнитной восприимчивости на разных частотах в области температур от 77 К до критической температуры  $T_c$ . Для определения критической плотности тока использованы измерения, соответствующие двум известным методам: «максимума потерь» и «большой постоянной амплитуды» возбуждающего  $ac$  поля. Результаты, полученные этими методами, сравниваются между собой и с предсказаниями теории Клема и Санчеса, являющейся развитием модели критического состояния. Найдено, что при температурных и полевых условиях, используемых в измерениях по максимуму потерь, отклонения от указанной модели небольшие и не меняются с температурой вплоть до  $T_c$ . Величина  $Q$  в этих условиях определяется корректно и, как установлено, не зависит от температуры. В случае же измерений по методу большой постоянной амплитуды  $ac$  поля полученные результаты нельзя корректно проинтерпретировать, поскольку метод сталкивается с ограничениями практически во всем исследованном диапазоне температур. При удалении от  $T_c$  применяемые в методе приближенные формулы быстро расходятся с точными формулами модели критического состояния. А при приближении к  $T_c$  амплитуда  $ac$  поля становится много больше соответствующей максимуму потерь и, как показано, соотношения между получаемыми в таких условиях параметрами расходятся с предсказаниями теории Клема и Санчеса. Сделан вывод, что последнее связано с отклонениями от модели критического состояния в столь сильном  $ac$  поле. В результате получение данных о величине  $Q$  на основе указанной теории теряет корректность. В условиях больших амплитуд  $ac$  поля, в области температур шириной около 1 К ниже  $T_c$  наблюдается режим, когда вещественная часть комплексной магнитной восприимчивости падает практически до нуля и остается только мнимая. Это соответствует резистивному состоянию сверхпроводника, обусловленному течением потока вихрей.

Досліджено температурну залежність динамічної швидкості релаксації  $Q$  для тонких епітаксійних плівок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  по вимірах  $ac$  магнітної сприйнятливості на різних частотах в області температур від 77 К до критичної температури  $T_c$ . Для визначення критичної густини струму використано виміри, що відповідають двом відомим методам: «максимум втрат» і «великої постійної амплітуди» збуджуючого  $ac$  поля. Результати, що отримано цими методами, порівнюються між собою і з передбаченнями теорії Клема і Санчеса, яка є розвитком моделі критичного стану. Знайдено, що при температурних і польових умовах, використовуваних у вимірах по максимуму втрат, відхилення від вказаної моделі невеликі й не змінюються з температурою аж до  $T_c$ . Величина  $Q$  в цих умовах визначається коректно і, як встановлено, не залежить від температури. У випадку ж вимірів по методу великої постійної амплітуди  $ac$  поля отримані результати не можна коректно проінтерпретувати, оскільки метод наштовхується на обмеження практично у всьому дослідженому діапазоні температур. При віддаленні від  $T_c$  застосовувані в методі наближені формули швидко розходяться з точними формулами моделі критичного стану. А при наближенні до  $T_c$  амплітуда  $ac$  поля стає набагато більшою від тієї, що відповідає максимуму втрат і, як показано, співвідношення між параметрами, що отримуються за таких умов, розходяться з передбаченнями теорії Клема і Санчеса. Зроблено висновок, що останнє пов'язане з відхиленням від моделі критичного стану в настільки сильному  $ac$  полі. В результаті одержання даних про величину  $Q$  на основі вказаної моделі втрачає ко-

ректність. В умовах великих амплітуд  $ac$  поля, в області температур шириною близько 1 К нижче  $T_c$  спостерігається режим, коли дійсна частина комплексної магнітної сприйнятливості спадає практично до нуля і залишається лише уявна. Це відповідає резистивному стану надпровідника, обумовленому плином потоку вихорів.

PACS: 74.72.Bk, 74.78.Bz, 74.25.Qt

**Ключевые слова:** ВТСП, тонкие пленки YBCO, крип магнитного потока, модель критического состояния

## 1. Введение

Как известно, в сверхпроводниках второго рода в качестве критической плотности тока  $j_c$ , как правило, выступает та плотность транспортного тока, при достижении которой в сверхпроводнике возникает резистивное состояние, связанное с началом движения потока вихрей Абрикосова (*flux-flow* состояние).

Переход к этому состоянию, а следовательно, и величина  $j_c$  определяются силой пиннинга вихрей на различных дефектах кристаллической решетки. При этом, если поддерживать в образце сверхпроводящий ток на пороге критического, то вследствие перераспределения взаимного расположения вихрей под действием силы Лоренца в неоднородном магнитном поле (создаваемом, в том числе, и самими вихрями), критическая плотность тока  $j_c$  не остается постоянной, а медленно изменяется (уменьшается) со временем. Данное перераспределение, обусловленное, по сути, начальным, слабо выраженным дрейфом (переползанием) вихрей по центрам пиннинга при неизменных внешних условиях, называют крипом магнитного потока (*flux-creep* режим). Это сложное явление зависит как от внутренних параметров сверхпроводника, так и от внешних условий, и его изучение важно как с физической, так и с прикладной точек зрения.

Для экспериментального исследования медленного изменения  $j_c$  во времени удобной и эффективной является методика определения его из измерений динамической магнитной восприимчивости сверхпроводящего образца в переменном магнитном поле на разных частотах (так называемый *alter-native current*, или  $ac$  магнитной восприимчивости). Зависимость  $j_c$  от времени в режиме крипа трансформируется в зависимость  $j_c$  от частоты возбуждающего  $ac$  поля. Известны различные способы определения  $j_c$  и параметров, характеризующих крип потока, из непосредственно измеряемых величин синфазной (или вещественной  $\chi'$ ) и квадратурной (или мнимой  $\chi''$ ) компонент комплексной магнитной восприимчивости: по максимуму потерь (*loss maximum*, или  $LM$  метод) (см. [1]), по величинам  $\chi'$  или

$\chi''$ , измеренным при больших амплитудах возбуждающего  $ac$  магнитного поля  $h$  (*high amplitude*, или  $HA$  метод) [2,3], по сравнению измеренных характеристик высших гармоник  $\chi'_n(h)$ ,  $\chi''_n(h)$  с расчетами, основанными на теоретических моделях [4,5] и др. Результаты, полученные разными авторами с помощью разных методов, отличаются не только количественно, но иногда и качественно. При этом в значительной части случаев трудно определить, в чем заключается причина расхождений: в разных свойствах исследуемых образцов, в использовании разных теоретических приближений для анализа данных или в особенностях применявшейся в том или ином случае экспериментальной методики.

В настоящей статье проведено сопоставление экспериментальных данных определения величины  $j_c$  и параметров крипа потока из зависимостей  $\chi'(h, T, f)$  и  $\chi''(h, T, f)$  (где  $T$  — температура,  $f$  — частота  $ac$  поля), полученных для тонких эпитаксиальных пленок  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  на одной экспериментальной установке с помощью двух разных методов ( $LM$  и  $HA$ ). Сравнение проведено для двух различных образцов, при этом оба метода,  $LM$  и  $HA$ , применялись к каждому из них. Измерения проводили в интервале температур 77–89 К.

$LM$  и  $HA$  методы основаны на расчетах, выполненных в рамках подхода [6], который является развитием модели критического состояния [7,8] применительно к измерениям  $ac$  магнитной восприимчивости в пленке сверхпроводника II рода в форме диска. Сама модель [6] (далее будем называть ее моделью критического состояния Клема–Санчеса, или  $КС$  моделью) является квазистатической, и крип потока можно рассматривать как возмущение при условии, что относительные изменения критической плотности тока во времени будут небольшими.

Априори есть основания ожидать разных результатов при использовании разных методов. В  $LM$  методе критическая плотность тока  $j_c(T)$  определяется с помощью соотношения  $j_c = 1,029 h_m/d$ , где  $d$  — толщина пленки, а  $h_m(T)$  — амплитуда магнитного поля, при которой мнимая часть магнитной восприимчивости достигает максимального значения

$\chi'' = \chi''_m$  [6]. В случае тонкого сверхпроводящего диска при  $h = h_m$  вихри входят в образец приблизительно на  $3/4$  его радиуса, а в центре образца остается около 6% площади, свободной от вихрей. Как показывают измерения, проведенные с помощью *LM* метода (см., например, [9,10] и ссылки там), с ростом температуры  $j_c$  и, соответственно,  $h_m$  уменьшаются по степенному закону  $(T_c - T)^S$ . Поэтому среднее расстояние между вихрями  $a_0 = (\Phi_0/h)^{1/2}$  (где  $\Phi_0$  — квант магнитного потока в сверхпроводнике) при амплитудном значении поля  $h = h_m(T)$  будет увеличиваться по мере приближения температуры к  $T_c$  приблизительно как  $(T_c - T)^{-S/2}$ . Величина  $S$  для разных образцов принимает значения от  $5/4$  до 2 (см. [10,11]). Глубина проникновения магнитного поля  $\lambda$  вблизи  $T_c$  меняется похожим образом:  $\lambda \propto (T_c - T)^{-1/2}$ . В таком случае можно ожидать лишь небольшого изменения величины взаимодействия между вихрями. В *HA* методе [2,3] амплитуда магнитного поля выбирается большой ( $h \gg h_m$ ) и одинаковой для всех температур в исследуемой температурной области. В этом случае при амплитудном значении поля вихри занимают практически весь образец, и их средняя плотность с увеличением температуры не изменяется. Но относительное взаимодействие между ними будет расти с приближением к  $T_c$  по мере увеличения величины  $\lambda$  (хотя абсолютное значение энергии вихря  $\varepsilon_0 = (\Phi_0/4\pi\lambda)^2$  будет уменьшаться).

Ниже будет показано, что описанное различие условий в образце при *LM* и *HA* методах приводит к разным результатам для формально определяемых по принятым в этих методах формулам значений критической плотности тока и связанного с ней крипа потока, как минимум, в области, близкой к  $T_c$ . Например, скорость крипа потока, определенная при измерении по *LM* методу, оказывается температурно-независимой во всем диапазоне температур вплоть до  $T_c$ , так же, как и соотношение между вещественной и мнимой частями магнитной восприимчивости, которое остается близким к значению, предсказываемому в КС модели. В то же время, скорость крипа потока, формально определенная по *HA* методу в предположении о его пригодности при всех значениях  $h/h_m > 1$ , быстро увеличивается при приближении к  $T_c$ . Будет также показано, что одновременно с этим увеличиваются отклонения измеряемых значений параметров образца от теоретических значений, предсказываемых КС моделью. В частности, если выбрать  $h$ , удовлетворяющее условию  $h/h_m > 1$  при температуре примерно на 10 К ниже  $T_c$ , то в температурном диапазоне шириной около 1 К вблизи  $T_c$  режим протекания тока при мгновенном значении переменного поля, близком к

амплитудному, становится уже чисто резистивным. Таким образом, мы покажем, что определение критической плотности тока и параметров крипа потока в рамках КС модели является более корректным при использовании *LM* метода. При применении этого метода нами проведены измерения характеристик крипа потока в области температур от 77 К до  $T_c$ . Приведено обсуждение полученных результатов и сравнение с данными, полученными по *HA* методу как нами, так и в более ранней публикации [3].

## 2. Детали эксперимента

Для измерений использовали два образца тонких эпитаксиальных пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , ориентированных осью с нормально к плоскости, осажденных на подкладки  $\text{LaAlO}_3$  разными методами. Образец *SP365*, с толщиной  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  пленки около 800 нм, был получен методом магнетронного распыления мишени в смеси газов  $\text{Ag}/\text{O}$ . В плоскости он имел форму равнобедренного треугольника с основанием 1 см и высотой 0,5 см. На время исследований его критическая температура равнялась 88,0 К, а критическая плотность тока, определенная *LM* методом, составляла около  $0,3 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup> при 77 К. Второй образец, *PP8*, квадратной формы, с размерами в плоскости  $0,5 \times 0,5$  см и толщиной пленки около 300 нм, был получен методом импульсного лазерного испарения мишени. На время измерений он имел критическую температуру 87,7 К и критическую плотность тока (определенную *LM* методом) примерно  $1 \cdot 10^6$  А/см<sup>2</sup>. Кроме разных значений критической плотности тока, образцы отличались также шириной температурного диапазона перехода в сверхпроводящее состояние (см. рис. 1).

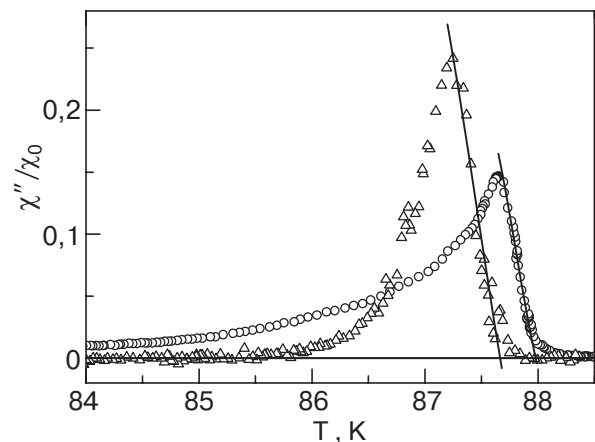


Рис. 1. Зависимости мнимой части магнитной восприимчивости от температуры для образцов *SP365* (○) и *PP8* (△);  $h = 9,2$  мкТл,  $f = 3033$  Гц. Линии — аппроксимация для определения  $T_c$ .  $\chi_0 = \chi'(77 \text{ К}, h \rightarrow 0)$ .

Измерения проводили бесконтактным методом в четырехкатушечной компенсационной схеме преимущественно на двух частотах: 33 и 3033 Гц. Базовым блоком экспериментальной установки был синхронный усилитель SR830. Магнитное поле Земли не экранировалось. Оси возбуждающей и измерительной катушек были направлены вертикально, а плоскость образца — перпендикулярна оси катушек. Общая точность определения температуры была не хуже 0,1 К, а разность температур термодатчика и образца в режимах медленного охлаждения или нагрева (0,1–0,3 К/мин) не превышала 0,05 К.

При получении температурных зависимостей  $j_c(T)$  по *LM* методу использовали две процедуры измерений. В первой из них при медленном изменении температуры амплитуда магнитного поля в автоматическом режиме сканировалась через максимум  $\chi''$  по очереди в обе стороны. Время цикла сканирования амплитуды  $ac$  поля было много короче времени прохождения всего температурного интервала, и за каждый такой цикл определялось по одной точке  $h_m(T)$ . Во второй процедуре амплитуда переменного магнитного поля  $h$  оставалась неизменной, а сканировалась лишь температура, начиная от  $T > T_c$ , до температуры, при которой величина  $\chi''$  проходила через максимум и начинала уменьшаться. Таким образом, за один температурный скан получали только одну точку  $h_m(T)$ . Эта процедура требует большего времени, чем первая из описанных, но дает более точные результаты особенно при малых амплитудах поля.

Процесс измерений по *HA* методу принципиально не отличался от описанного в [2].

Хотя формы обоих исследованных нами образцов отличались от диска, при использовании обоих методов, как *LM*, так и *HA*, мы пользовались соотношениями, вытекающими из расчетов [6], поскольку в литературе (см., например, [1]) достаточно надежно установлено, что отклонение формы исследуемой пленки от диска не играет существенной роли.

Критическая температура определялась на частоте 3033 Гц при малой амплитуде переменного магнитного поля (9,2 мкТл) по линейной экстраполяции высокотемпературного фронта  $\chi''(T)$  до нуля (см. рис. 1).

### 3. Результаты

В пределах логарифмического приближения [12] зависимость критической плотности тока от частоты, связанную с крипом магнитного потока, можно задать в виде степенного закона [2]:

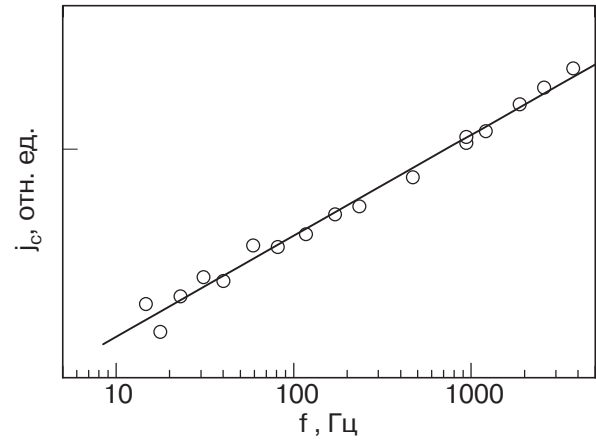


Рис. 2. Зависимость критической плотности тока от частоты в логарифмическом масштабе, измеренная *LM* методом. Образец *SP365* (○),  $T \approx 77$  К. Линия — подгонка зависимостью  $Pf^Q$ .

$$j_c(f_2) = j_c(f_1) \left( \frac{f_2}{f_1} \right)^Q, \quad (1)$$

где  $f_1$  и  $f_2$  две разные частоты, на которых проводятся измерения, а величину  $Q = [d(\ln j_c)]/[d(\ln f)]$  называют динамической скоростью релаксации. Ее обычно используют как основную количественную характеристику кривой крипа потока.

На рис. 2 показана зависимость критической плотности тока, измеренной по *LM* методу при температуре жидкого азота в образце *SP365*, от частоты, на которой велись измерения. В логарифмических координатах эта зависимость в пределах погрешности не отличается от линейной, что соответствует формуле (1). Поэтому все дальнейшие измерения проводили лишь на двух частотах: 33 и 3033 Гц.

#### 3.1. Крип магнитного потока. Прогноз

Перед изложением экспериментальных результатов попробуем спрогнозировать, какой должна быть температурная зависимость динамической скорости релаксации, исходя из общепринятых представлений о зависимости критической плотности тока от температуры и частоты.

Во многих исследованиях [9–11,13–15] показано, что, по крайней мере, в некоторой области значений безразмерного параметра  $\tau = (T_c - T)/T_c$ , зависимость критической плотности тока от температуры в высокотемпературных сверхпроводниках хорошо описывается степенной зависимостью:

$$j_c = A\tau^S. \quad (2)$$

Область температур, где параметры  $A$  и  $S$  остаются постоянными, может быть достаточно широ-

кой. Величина  $S$ , как показано в [16], определяется механизмами разупорядочения в сверхпроводнике. В разных образцах и при различных условиях она может принимать разные значения. Наиболее типичные значения  $S$  лежат в интервале от  $5/4$  до 2. В некоторых случаях [10,11] на зависимости  $j_c(\tau)$  в логарифмических координатах наблюдается излом, вызванный изменением механизма ограничения плотности критического тока при переходе через определенную температуру. С обеих сторон от этой температуры  $j_c(\tau)$  имеет форму (2), лишь с разными значениями  $S$ . В наших образцах (см. ниже) изломов на зависимости  $j_c(\tau)$  не было, а величина  $S$  была близкой к  $3/2$ . Такое значение также предусмотрено теорией [10,16,17] при определенных соотношениях параметров сверхпроводниковой пленки и наблюдалось экспериментально.

Частотную зависимость критической плотности тока в рамках логарифмического приближения (1) перепишем в виде

$$j_c(f) = Pf^Q. \quad (3)$$

Ограничимся областью частот, в которой  $P$  и  $Q$  не зависят от частоты, и областью температур, где  $A$  и  $S$  не зависят от температуры. Для одновременного удовлетворения соотношений (2) и (3) формально положим, что параметры  $A$  и  $S$  зависят от частоты, а параметры  $P$  и  $Q$  — от температуры. Прологарифмируем и сравним правые части в (2) и (3):

$$\ln A + S \ln \tau = \ln P + Q \ln f. \quad (4)$$

Дифференцируя (4) по  $f$  и по  $\tau$  получим:

$$Q = \frac{f}{A} \frac{dA}{df} + f \frac{dS}{df} \ln \tau, \quad (5a)$$

$$S = \frac{\tau}{P} \frac{dP}{d\tau} + \tau \frac{dQ}{d\tau} \ln f. \quad (5b)$$

Дифференцируя далее (5a) по  $\tau$  или (5b) по  $f$ , получим:  $\tau \frac{dQ}{d\tau} = f \frac{dS}{df}$ . Здесь левая часть не зависит от  $f$ , а правая — от  $\tau$ , поэтому

$$\tau \frac{dQ}{d\tau} = f \frac{dS}{df} = a = \text{const}. \quad (6)$$

Подставив (6) в (5), приходим к выводу, что величины  $\frac{f}{A} \frac{dA}{df}$  и  $\frac{\tau}{P} \frac{dP}{d\tau}$  также константы. Обозначив их соответственно  $Q_0$  и  $S_0$ , в итоге будем иметь:

$$Q = Q_0 + a \ln \tau, \quad (7a)$$

$$S = S_0 + a \ln f. \quad (7b)$$

Таким образом, в области температур и частот, где критическая плотность тока удовлетворяет соотношениям (2) и (3), динамическая скорость релаксации  $Q$  может иметь только логарифмическую зависимость от  $\tau$ , а показатель  $S$  — такую же логарифмическую зависимость от частоты. Если зависимость (2) справедлива вплоть до критической температуры, а зависимость (3) применима в достаточно широком интервале частот, то из физических соображений (т.е.  $Q > 0, S > 0$ ) постоянная  $a$  должна быть равной или близкой к нулю. В таком случае скорость крипа потока практически не будет зависеть от температуры, а показатель  $S$  от частоты.

### 3.2. Крип потока по LM методу. Эксперимент

На рис. 3,а показаны температурные зависимости критической плотности тока для образца SP365, измеренные LM методом на двух частотах, и их аппроксимация зависимостью (2). Поскольку  $j_c$  в исследуемом интервале температур изменяется во много раз, то использовали так называемую «взвешенную подгонку», т.е. минимизировали сумму квадратов относительных отклонений. Варьировали

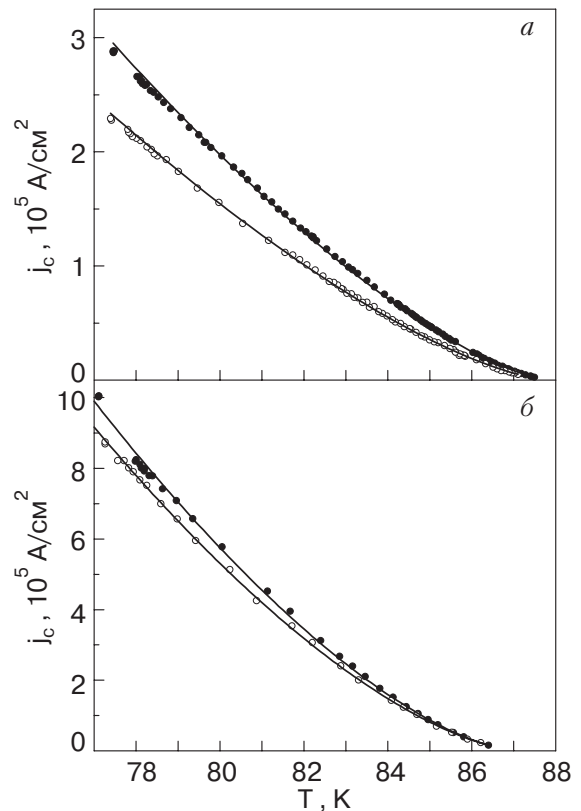


Рис. 3. Зависимости критической плотности тока от температуры, определенные LM методом (символы), и их аппроксимации зависимостью  $A(1 - T/T_c)^S$  (линии) в образцах SP365 (а) и PP8 (б);  $f$ , Гц: 33 (○), 3033 (●). (Параметры аппроксимации см. в табл. 1.)

все три параметра:  $A$ ,  $S$ , и  $T_c$ . Результаты подгонки приведены в табл. 1. В образце  $SP365$   $T_c^{\text{fit}}$  для частот 33 и 3033 Гц незначительно отличаются между собой и заметнее (примерно на 0,15 К) — от измеренной отдельно (рис. 1) по температурной зависимости  $ac$  магнитной восприимчивости  $T_c = 87,98$  К.

Таблица 1. Параметры подгонки экспериментальных результатов (рис. 3) степенной зависимостью  $j_c = A(1 - T/T_c^{\text{fit}})^S$ .

Образец	$T_c$ , К	Частота, Гц	Параметры подгонки		
			$A$ , $10^7$ А/см <sup>2</sup>	$T_c^{\text{fit}}$ , К	$S$
SP365	87,98	33	0,50	87,81	1,44
		3033	0,62	87,85	1,43
PP8	87,70	33	2,62	87,16	1,54
		3033	2,73	87,08	1,56

Аналогичные данные для образца  $PP8$  показаны на рис. 3,б. В отличие от данных на рис. 3,а критическая плотность тока заметно меньше зависит от частоты и  $T_c^{\text{fit}}$  приблизительно на 0,6 К меньше, чем измеренная отдельно (рис. 1)  $T_c = 87,70$  К. Последнее означает, что в образце  $PP8$  в небольшой окрестности перед  $T_c$  скорость температурного спада критической плотности тока уменьшается. В настоящей работе не будем детальнее анализировать эти особенности, лишь отметим, что похожие изменения на зависимости  $j_c(T)$  наблюдались ранее в [18] в температурном интервале вблизи  $T_c$  шириной около 0,4 К.

Обратим внимание, что в обоих образцах значения  $S$ , полученные аппроксимацией  $j_c(T)$  уравнением (2), в пределах погрешности не зависят от частоты. Это согласуется со сделанным выше заключением, что константа  $a$  в (7а), (7б) должна равняться нулю, либо быть весьма близкой к нему.

Поскольку экспериментальные точки на зависимостях  $j_c(T)$  для разных частот (рис. 3) не совпадают на температурной шкале, то для вычисления динамической скорости релаксации использовали «локальную интерполяцию», т.е. соединяли соседние экспериментальные точки отрезками прямых. Изотермическое сечение полученных таким образом ломаных линий для двух частот давало два значения  $j_c(f_1, T)$  и  $j_c(f_2, T)$ , из которых вычисляли величину  $Q_{LM}(T) = \ln [j_c(f_1, T)/j_c(f_2, T)] / [\ln (f_1/f_2)]^{-1}$ .

Температурная зависимость скорости релаксации  $Q_{LM}$ , определенная из данных рис. 3, показана на рис. 4,а. В образце  $SP365$  скорость релаксации примерно в 3 раза больше, чем в  $PP8$ , но в обоих образцах она в пределах погрешностей ( $\pm 0,01$ ) не зависит от температуры. Это контрастирует с ре-

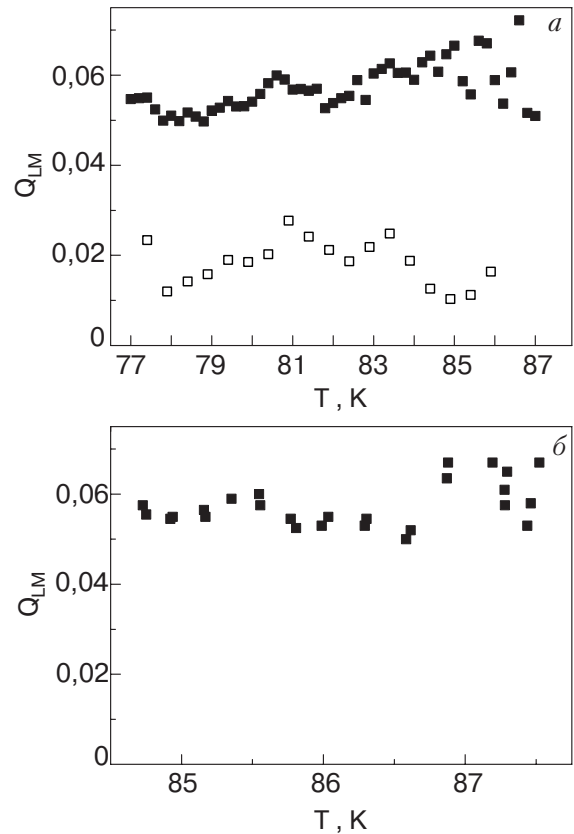


Рис. 4. Зависимость  $Q_{LM}$  от температуры (а) для образцов  $SP365$  (■) и  $PP8$  (□) и то же, но более детально вблизи  $T_c$  для образца  $SP365$  (б).

зультатами [3], где вблизи  $T_c$  наблюдалась сильная температурная зависимость (резкий рост в несколько раз) величины  $Q$ , измеренной по  $HA$  методу. Для дополнительной проверки корректности нашего вывода о независимости  $Q_{LM}$  от температуры вблизи  $T_c$  проведены измерения для образца  $SP365$  в области температур 84,5–87,5 К по второму варианту нахождения  $h_m(T)$  в рамках  $LM$  метода, т.е. сканированием температуры при постоянной амплитуде возбуждающего  $ac$  магнитного поля  $h$  (см. разд. 2).

Результаты показаны на рис. 4,б. Они хорошо подтверждают сделанный выше вывод. Таким образом, в условиях измерений по  $LM$  методу скорость крипа потока остается постоянной даже при температурах очень близких к  $T_c$ .

Недавно в работе [5] крип магнитного потока в узких кольцах тонких пленок  $YBa_2Cu_3O_{7-8}$  исследовали по 19-й гармонике  $ac$  магнитной восприимчивости при амплитудах возбуждающего поля до 1 мТл. Наши результаты, полученные в рамках  $LM$  метода, качественно согласуются с результатами в работе [5].

## 3.3. Измерения по НА методу

При больших амплитудах переменного магнитного поля, таких что  $x = h/h_d \gg 1$ , в рамках КС модели приближенные выражения для  $\chi'$  и  $\chi''$  в тонком диске приобретают вид [6]

$$\chi' \approx -\chi_0(1,330x^{-3/2} - 0,634x^{-5/2}), \quad (8a)$$

$$\chi'' \approx \chi_0(x^{-1} - 1,059x^{-2}), \quad (8б)$$

где  $h_d = j_c d/2$ . (Для тонкого диска, согласно [6],  $h_d$  и  $h_m$  связаны простым соотношением:  $h_m \approx 1,942 h_d$ .)

В работе [2] это приближение предложено заменить еще более грубым, оставив в (8) лишь по одному члену справа:

$$\chi' \approx -1,33\chi_0 x^{-3/2}, \quad (9a)$$

$$\chi'' \approx \chi_0 x^{-1}. \quad (9б)$$

Поскольку  $h_d$  с ростом температуры уменьшается (пропорционально  $j_c$ ), то практически для каждого не очень малого значения  $h$  можно найти диапазон от определенного значения температуры и до  $T_c$ , где приближения (9) должны выполняться. В работе [2] предложена экспериментальная процедура определения такого диапазона. Она опирается на то, что в пределах пригодности формул (9) величины  $h^{3/2}\chi'(T)$  и  $h\chi''(T)$  не должны зависеть от  $h$ . По результатам измерений в [2] оказалось, что при одинаковом поле  $h$  температурный интервал, определенный с помощью этой процедуры, примерно в два раза более широкий для  $\chi'$ , чем для  $\chi''$ .

В рамках (9) выражения для динамической скорости релаксации имеют вид [2]

$$Q_{НА} = \frac{2}{3} \frac{d(\ln \chi')}{d(\ln f)}, \quad (10a)$$

$$Q_{НА} = \frac{d(\ln \chi'')}{d(\ln f)}. \quad (10б)$$

Эти выражения должны быть эквивалентны друг другу.

Проведены измерения  $\chi'$  и  $\chi''$  в обоих образцах при амплитуде магнитного поля 4,1 мТл. Определенный по упомянутой выше процедуре температурный интервал НА метода для обоих образцов был приблизительно одинаковым: примерно на 8 К ниже  $T_c$  для  $\chi'$  и на 4,5 К для  $\chi''$ . На рис. 5 показана температурная зависимость величины  $Q_{НА}$ , вычисленной из измеренных значений  $\chi'$  и  $\chi''$  при помощи уравнений (10). Как и следовало ожидать, имеются отличия в величинах  $Q_{НА}$  для разных образцов, а в образце PP8 отличаются также и  $Q_{НА}$ , определен-

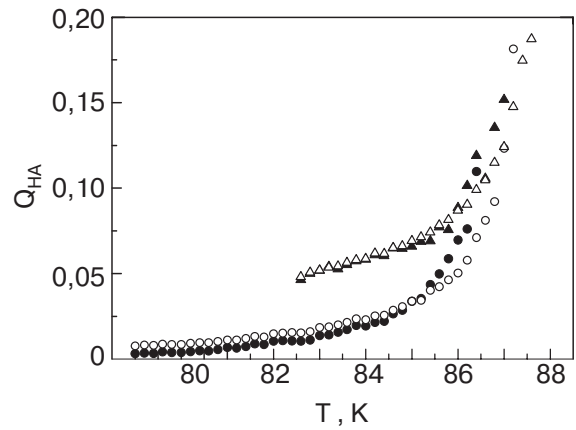


Рис. 5. Зависимости  $Q_{НА}$  от температуры для образцов PP8 (○, ●) и SP365 (△, ▲), определенные из  $\chi'$  (●, ▲) и  $\chi''$  (○, △).

ные по  $\chi'$  и по  $\chi''$ . Однако характер  $Q_{НА}(T)$  во всех случаях оказался одинаковым, аналогичным полученному этим же методом для тонких пленок  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  в работе [3]:  $Q_{НА}$  быстро растет (в несколько раз) при приближении к  $T_c$ . Поскольку зависимость  $Q_{НА}(T)$  (рис. 5) принципиально иная, чем  $Q_{LM}(T)$  (рис. 4), то представляет интерес посмотреть на получаемую по НА методу температурную зависимость критической плотности тока.

В рамках приближения (9а), (9б) критическую плотность тока можно определить тремя путями: по  $\chi'$ ,  $\chi''$  и их отношению:

$$j_{c1} = \frac{2h}{d} \left( \frac{\chi'}{1,33\chi_0} \right)^{2/3}, \quad (11a)$$

$$j_{c2} = \frac{2h}{d} \frac{\chi''}{\chi_0}, \quad (11б)$$

$$j_{c3} = \frac{2h}{d} \left( \frac{\chi'}{1,33\chi''} \right)^2. \quad (11в)$$

Эти выражения также должны быть эквивалентными. Хотя без точного знания величины  $\chi_0$  мы не можем сравнить разные  $j_{ci}(T)$  по абсолютным значениям, но, нормировав их соответствующим образом, можно сравнить их температурные зависимости. Такие зависимости, полученные для образца PP8 по результатам измерений на частоте 3033 Гц, показаны на рис. 6. Нормировка произведена при температуре 83,5 К, т.е. на краю пригодного в НА методе (согласно критерию [2]) температурного интервала для  $\chi''$ . Как видно на этом рисунке, вычисленные по НА методу величины критической плотности тока  $j_{ci}(T)$  существенно зависят от того, по какой из экспериментальных величин они опреде-

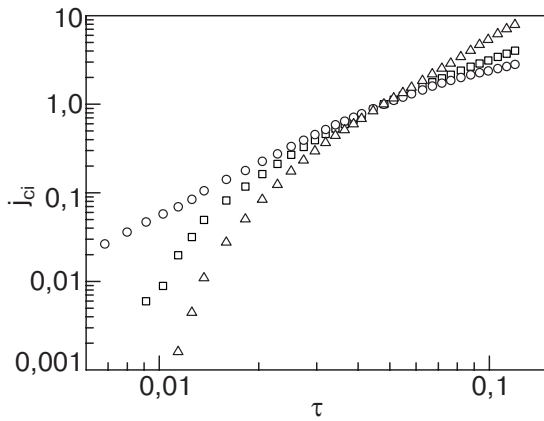


Рис. 6. Температурные зависимости (от  $\tau = 1 - T/T_c$ ) плотности критических токов  $j_{c1}$  ( $\square$ ),  $j_{c2}$  ( $\circ$ ) и  $j_{c3}$  ( $\triangle$ ), определенные из измерений *НА* методом и нормированные при  $T = 83,5$  К (см. текст). Образец *PP8*,  $f = 3033$  Гц.

ляются. Таким образом, уравнения (11а)–(11в) не могут быть одновременно верными. Следовательно, либо лишь одно из них на самом деле дает правильное значение критической плотности тока, либо не верны все. Результаты измерений на частоте 33 Гц для образца *PP8*, так же, как и результаты для образца *SP365*, полученные на любой из двух частот, качественно не отличаются от приведенных на рис. 6.

Неопределенность относительно критической плотности тока в *НА* методе ставит вопрос относительно соответствия величины  $Q_{НА}$ , определенной по (10а), (10б), правильному значению скорости релаксации  $Q$ , а следовательно, и корректности определения  $Q(T)$  по этому методу.

#### 4. Обсуждение

Вначале разделим полученные результаты на две группы. К первой отнесем те, что оказались разными для разных образцов, а ко второй – те, что являются одинаковыми или похожими, т.е. могут претендовать на более широкое обобщение.

Напомним, что образцы имели приблизительно одинаковую критическую температуру, но отличались критической плотностью тока при температуре жидкого азота и шириной температурной области перехода в сверхпроводящее состояние. Меньшее, приблизительно в 3 раза, значение  $j_c$  в образце *SP365* свидетельствует о меньшей энергии пиннинга на единицу длины вихря, чем в образце *PP8*. Кроме того, у образца *SP365* наблюдается ряд особенностей поведения *ac* магнитной восприимчивости, связанных, по нашему мнению, с наличием у него заметной неоднородности локальных значений тем-

пературы перехода в сверхпроводящее состояние. Так, в *SP365* при температуре жидкого азота величина  $d\chi''/dh \neq 0$  при  $h \rightarrow 0$ , как это должно быть согласно [6], а величина  $\chi'(T, h = 10 \text{ мкТл})$  при снижении температуры не выходит на насыщение, продолжая медленно расти по абсолютной величине при всех температурах ниже  $T_c$ , для которых проведены измерения.

Несмотря на все эти отличия между образцами, лишь два результата исследований оказались для них разными настолько, чтобы это отметить.

1. Поведение  $j_c(T)$  вблизи  $T_c$  при измерении по *LM* методу (рис. 3 и табл. 1). В образце *PP8* приближение  $j_c(T)$  зависимостью типа (2) не экстраполируется к  $T_c$ , найденной по температурной зависимости *ac* восприимчивости. Как указывалось, для этого образца  $T_c^{\text{fit}}$  отличается от  $T_c$  на 0,6 К, что заметно превышает погрешность измерений. Этот результат прокомментирован выше.

2. При температурах, далеких от  $T_c$ , величина  $Q$  в образце *SP365* приблизительно в 3 раза больше, чем в *PP8*, причем при измерении обоими методами, что коррелирует с меньшим значением критической плотности тока в *SP365* и может свидетельствовать о большей плотности дефектов в этом образце, что облегчает медленный дрейф вихрей.

Более общие результаты исследований, т.е. одинаковые или подобные для обоих образцов, следующие:

- $Q_{LM}$  при температуре жидкого азота в 2–3 раза больше, чем  $Q_{НА}$ .

- $Q_{LM}$  в пределах погрешностей не зависит от температуры во всем диапазоне измерений.

- $Q_{НА}$  стремительно (во много раз!) возрастает при приближении к  $T_c$ . В наших измерениях максимальное значение  $Q_{НА}(T \rightarrow T_c)$  достигало величины 0,45 при  $Q_{НА}(T = 77 \text{ К}) = 0,008$ , т.е. в исследованном температурном интервале  $Q_{НА}$  увеличивалось более чем в 50 раз.

- Критическая плотность тока, определенная по *НА* методу, зависит от того, какие экспериментальные величины  $\chi'$ ,  $\chi''$  или их отношение используются для ее вычисления. Следовательно,  $j_c$  в этом методе не определяется корректно.

Поскольку результаты, полученные *LM* и *НА* методами, сильно различаются, надо, прежде всего, внимательнее проанализировать область пригодности одночленного приближения (9). Для такого анализа был выбран параметр  $\eta = (1,33)^2 \times (\chi'')^3 / (\chi')^2$ , который в рамках приближения (9) должен равняться  $\chi_0$ , т.е. быть постоянным, и определили его при разных температурах несколькими способами. Во-первых, для проверки теоретической надежности приближения (9), мы вычислили пара-



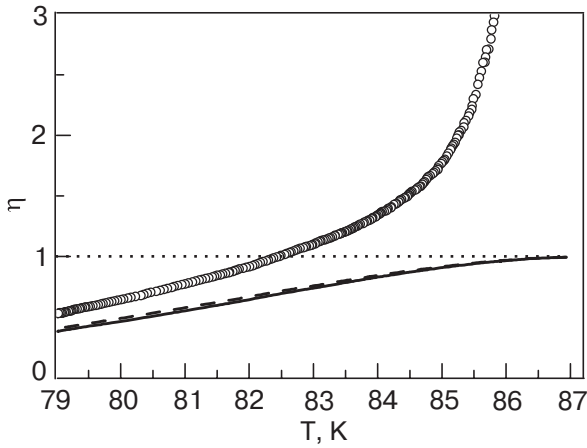


Рис. 7. Нормированные температурные зависимости параметра  $\eta = (1,33)^2(\chi''^3)/(\chi')^2$ , посчитанные по полным формулам [6] (сплошная линия), двучленному приближению (8) (пунктир), одночленному приближению (9) ( $\eta = 1$ , точки) и определенные из эксперимента по *НА* методу (кружочки). Образец *PP8*,  $f = 3033$  Гц.

метр  $\eta$ , подставляя туда  $\chi'(T)$  и  $\chi''(T)$ , выраженные не через приближенные формулы (9), а соответствующие неупрощенным формулам работы [6] и, кроме того (второй вариант проверки), вытекающие из двучленного приближения (8). Во вторых, для сравнения мы определили экспериментальное поведение параметра  $\eta$  при изменении температуры, подставляя в формулу для него  $\chi'(T)$  и  $\chi''(T)$ , взятые непосредственно из эксперимента по *НА* методу. В вычислениях использовали то же значение  $h = 4,1$  мТл, что и в эксперименте, а температурная зависимость вводилась в вычисления через параметр  $h_d(T)$ , в предположении  $h_d(T) = h_m(T)/1,942$ . Зависимость  $h_m(T)$  определялась из измерений по *LM* методу на частоте 3033 Гц. На рис. 7 показаны поделенные на  $\chi_0$  результаты вычислений и эксперимента для образца *PP8*. Экспериментальная зависимость  $\eta(T)$  поделена на  $\chi_{0\text{exp}} = \chi'(T = 77 \text{ К}, h \rightarrow 0)$ . Как видно, результаты определения параметра  $\eta$  при помощи двучленного приближения (8) почти не отличаются от расчета по точным формулам работы [6] во всем интервале температур. Приближение же (9) более или менее отвечает точным формулам лишь в узкой окрестности вблизи критической температуры, но как раз в этой области температур экспериментальная величина  $\eta_{\text{exp}}$  неограниченно возрастает. Значительные отклонения  $\eta_{\text{exp}}$  от значений, предусмотренных в КС модели, начинаются, для наших образцов, при температуре около 84 К, т.е. за 3–4 К от  $T_c$ . При измерениях на частоте 33 Гц для образца *PP8* и для измерений на любой из двух частот на образце *SP365* картина в общих чертах такая же. Имеющие-

ся незначительные отличия в деталях в этой работе не будут рассмотрены.

Как отмечено выше, при расчете  $\eta$  мы брали из эксперимента  $h_m$  и определяли  $h_d$ , как  $h_m/1,942$ , т.е. неявно считали, что связь между  $h_m$  и критическим током соответствует модели [6] во всем интервале температур. Это предположение нуждается в дополнительном подтверждении. Для тонких пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  различной формы применимость модели [6] проверялась в работе [1] в *ac* полях до 1 мТл. Было показано, что нормированные экспериментальные значения обеих компонент магнитной восприимчивости в области максимума  $\chi''$  качественно согласуются с расчетами по КС модели даже при температурах, очень близких к  $T_c$ . Для более тщательного количественного сравнения мы использовали параметр  $\zeta = \chi'/\chi''$ , вычислив его по формулам работы [6] и определив из эксперимента по *LM* (при  $h = h_m$ ) и *НА* методами. Отношения вычисленного параметра  $\zeta$  к полученным экспериментально показаны на рис. 8. При условии  $h = h_m$  (*LM* метод) отклонения от КС модели, оцененные по параметру  $\zeta$ , небольшие и, что очень существенно, не зависят от температуры. Крайняя точка на соответствующем графике получена при температуре 87,4 К, т.е. ниже  $T_c$  всего на 0,3 К, а  $h_m$  в этой точке на порядок меньше магнитного поля Земли.

В связи с этим следует отметить, что во многих работах, например в [1,2,19], наблюдалось большее или меньшее снижение величины  $\chi''(h_m) = \chi''_m$  при приближении к  $T_c$ . Это могло бы привести к увеличению параметра  $\zeta_{\text{exp}}$ . В наших измерениях  $\chi''_m$  также уменьшалась при приближении к  $T_c$ : в образце *PP8* приблизительно на 15%, а в более неоднородном образце *SP365* — почти на 40%. Но в то же вре-

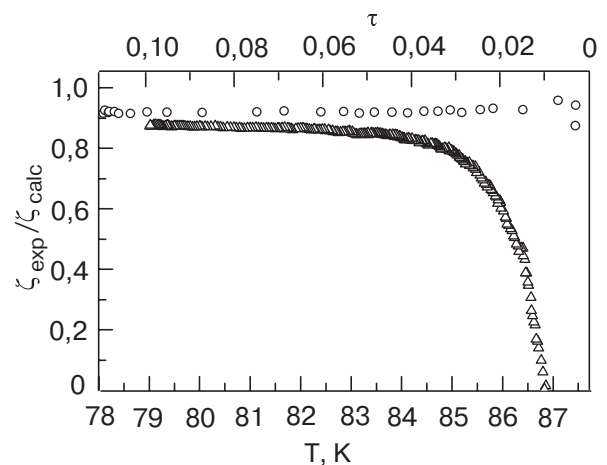


Рис. 8. Температурные зависимости отношения экспериментального параметра  $\zeta = \chi'/\chi''$  к рассчитанному по [6]. Образец *PP8*,  $f = 3033$  Гц. Измерения *LM* (○) и *НА* (△) методами.

мя синхронно уменьшалась и величина  $\chi'(h_m) = \chi'_m$ , так что в обоих образцах отношение  $\zeta = \chi'_m / \chi''_m$  оставалось постоянным. По нашему мнению, такое синхронное уменьшение обеих компонент магнитной восприимчивости вблизи критической температуры есть, скорее, проявлением неоднородности образцов, чем возрастающих расхождений с КС моделью.

На рис. 8 видно небольшое, независящее от температуры отклонение параметра  $\zeta$  от модели [6] при условии  $h = h_m$ . Оно обусловлено несколько бóльшим, чем предсказывает расчет, экспериментальным значением  $\chi''_m$  по сравнению с  $\chi'_m$ . По этой же причине немного отличается от расчетного и параметр  $\eta_{\text{exp}}$  (рис. 7) вдали от  $T_c$ . Согласно вычислениям [20], уменьшение параметра  $\zeta$  (увеличение  $\chi''$ ) может появляться как следствие крипа потока.

Приведенные выше результаты свидетельствуют, что в условиях измерений по *LM* методу КС модель остается пригодной во всем диапазоне температур, а в условиях измерений по *HA* методу при приближении к  $T_c$  отклонения от модели быстро возрастают.

На рис. 9 показана еще одна иллюстрация разного характера процессов в образце вблизи  $T_c$  при большой и малой амплитудах возбуждающего *ac* магнитного поля. При больших амплитудах поля появляется область температур шириной около 1 К ниже  $T_c$ , где вещественная составляющая магнитной восприимчивости  $\chi'$  практически отсутствует, а заметна, чтобы быть зарегистрированной, лишь мнимая  $\chi''$ . В этой области фаза *ac* магнитного момента образца сдвинута на четверть периода относительно фазы возбуждающего *ac* магнитного поля  $h$ , и режим протекания тока является практически полно-

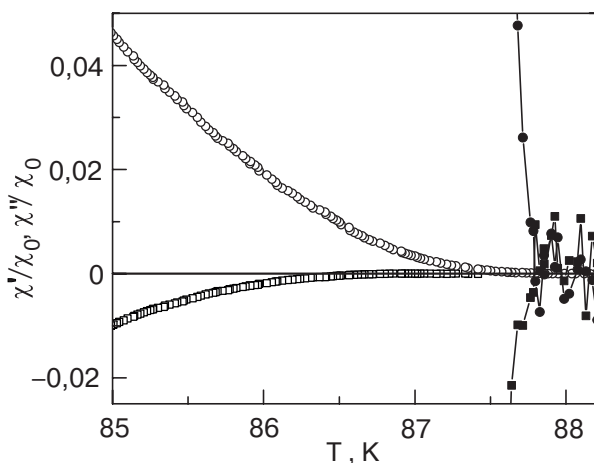


Рис. 9. Поведение вещественной ( $\square, \blacksquare$ ) и мнимой ( $\circ, \bullet$ ) частей магнитной восприимчивости вблизи критической температуры при амплитудах магнитного поля 4,1 мТл ( $\square, \circ$ ) и 3,7 мкТл ( $\blacksquare, \bullet$ ). Линии — соединение точек.

стью резистивным. При малых же амплитудах поля  $\chi'$  и  $\chi''$  присутствуют одновременно вплоть до  $T_c$ .

Наблюдаемые различия в результатах измерений по *LM* и *HA* методам (т.е. при умеренных либо при больших амплитудах возбуждающего поля) связано, по-видимому, с вкладом в измеряемые потери участка вольт-амперной характеристики (ВАХ) с  $j > j_c$  и динамическим сопротивлением  $\partial E / \partial j$  порядка сопротивления течения потока (flux flow)  $\rho_{FF} \approx \rho_n (H/H_{c2})$ , где  $\rho_n$  — удельное сопротивление пленки в нормальном состоянии (при  $T > T_c$ ), а  $H_{c2}$  — верхнее критическое поле ( $H_{c2}(\tau) \propto \tau$ ) [16]. При измерениях по *HA* методу электрическое поле,  $E \propto f \cdot h \cdot R$ , индуцируемое на краю образца с характерным размером  $R$ , по мере уменьшения  $j_c$  при приближении температуры к  $T_c$  может оказаться достаточным для выхода на квазилинейный участок ВАХ и для существенного искажения измеряемого значения величины  $Q_{HA}$ . Последняя в логарифмическом приближении при  $j \leq j_c$  соответствует обратной степени показателя  $n$  ( $Q = 1/n$ ) в степенной зависимости ВАХ  $E \propto (j/j_c)^n$  [12,21]. В то же время при использовании *LM* метода амплитуда *ac* магнитного поля  $h_m$  уменьшается по мере приближения к  $T_c$ . И указанное электрическое поле не достигает такой величины, чтобы его влияние на измеряемые характеристики образца становилось заметным.

В завершение сформулируем главные, на наш взгляд, результаты настоящей работы. Если в эксперименте амплитуда магнитного поля и температура изменяются одновременно таким образом, что  $h$  остается равной  $h_m$  или не намного большей этого значения, отклонения от модели критического состояния небольшие и не изменяются с температурой. Соотношения из [6] в целом пригодны для установления взаимосвязи между *ac* магнитной восприимчивостью и критической плотностью тока, а крип магнитного потока можно количественно характеризовать величиной  $Q = d(\ln j_c) / d(\ln f)$ . Именно этой величине по своему смыслу отвечает измеренная нами величина  $Q_{LM}$ , которая от температуры жидкого азота до  $T_c$  остается практически постоянной.

Использование *HA* метода встречает ограничения с обеих сторон исследованного температурного диапазона. При отдалении по температуре от  $T_c$  применяемое в этом методе одночленное приближение (9) быстро расходится с точными формулами КС модели, а при приближении к  $T_c$  сама модель теряет применимость. Выходит так, что величина  $Q_{HA}$ , определенная из  $\chi'$ , или из  $\chi''$  по (10), отличается от величины  $Q = d(\ln j_c) / d(\ln f)$  практически во всем диапазоне температур и, что существенно, эти отличия есть температурно-зависимыми.

Приведенные выше экспериментальные результаты и их сравнения с вычислениями в рамках модели критического состояния дают основания утверждать, что отход от модели вследствие усиливающегося дрейфа вихрей определяется не собственно температурой образца, а амплитудой  $ac$  магнитного поля  $h$  по отношению к температурно-зависимой величине  $h_d$ , т.е. величиной используемого в [6] параметра  $x = h/h_d$ . Поэтому, если в эксперименте  $x \gg 1$  и изменяется с температурой, то это создает дополнительный температурно-зависимый (и трудно контролируемый) фактор влияния на результаты, что ставит под сомнение их интерпретацию.

### 5. Заключение

По измерениям  $ac$  магнитной восприимчивости для тонких пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  в диапазоне температур от 77 К до  $T_c$  определена динамическая скорость релаксации  $Q$ , характеризующая скорость дрейфа вихрей Абрикосова при неизменных внешних условиях и вызванное этим дрейфом относительно небольшое уменьшение со временем критического тока (крип). Найдено, что в разных образцах величина  $Q$  может отличаться в несколько раз, но для одного и того же образца она в исследованном диапазоне температур не изменяется, если внешние условия (температура и амплитуда магнитного поля) таковы, что процессы в образце мало отличаются от модели критического состояния. Состояние образца определяется отношением амплитуды поля к температурно-зависимой величине  $h_m$  (или  $h_d$ ). Когда это отношение становится много большим единицы, т.е. практически весь сверхпроводник заполнен вихрями, нарастают существенные отличия процессов в образце от модели критического состояния, и установленные в модели соотношения между параметрами сверхпроводника становятся неприменимыми. При дальнейшем увеличении отношения  $h/h_m$  сверхпроводник переходит в резистивный режим течения потока, когда вещественная часть магнитной восприимчивости обращается в нуль.

Работа частично поддержана целевым проектом ВЦ/95 НАН Украины. Авторы благодарны проф. Э.А. Пашицкому за полезное обсуждение.

1. M. Wurlitzer, M. Lorenz, K. Zimmer, and P. Esquinazi, *Phys. Rev.* **B55**, 11816 (1995).
2. B.J. Jonsson, K.V. Rao, S.H. Yun, and U.O. Karlsson, *Phys. Rev.* **B58**, 5862 (1998).
3. J.J. Akerman and K.V. Rao, *Phys. Rev.* **B65**, 134525 (2002).
4. M. Polichetti, M.G. Adesso, T. Di Matteo, A. Vecchione, and S. Pace, *Physica* **C332**, 378 (2000).

5. K. Schindler, M. Ziese, P. Esquinazi, H. Hochmuth, M. Lorenz, K. Zimmer, and E.H. Brandt, *Physica* **C417**, 141 (2005).
6. J.R. Clem and A. Sanchez, *Phys. Rev.* **B50**, 9355 (1994).
7. C.P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962).
8. C.P. Bean, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 31 (1964).
9. Ю.В. Федотов, С.М. Рябченко, А.П. Шахов, *ФНТ* **26**, 638 (2000).
10. Э.А. Пашицкий, В.И. Вакарюк, С.М. Рябченко, Ю.В. Федотов, *ФНТ* **27**, 131 (2001).
11. Ю.В. Федотов, С.М. Рябченко, Э.А. Пашицкий, А.В. Семенов, *ФНТ* **28**, 245 (2002).
12. E. Zeldov, N.M. Amer, G. Koren, A. Gupta, M.W. McElfresh, and R.J. Gambino, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 680 (1990).
13. D.G. Steel, J.D. Hettinger, and F. Yung et al., *Appl. Phys. Lett.* **68**, 120 (1996).
14. Q.-H. Hu, L.G. Johansson, V. Langer, Y.F. Chen, T. Claeson, Z.G. Ivanov, Yu. Kisilinski, and E.A. Stepantsov, *J. Low. Temp. Phys.* **105**, 1261 (1996).
15. K.A. Delin and A.W. Kleinsasser, *Supercond. Sci. Technol.* **9**, 227 (1996).
16. G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, and V.M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
17. A. Gurevich and E.A. Pashitskii, *Phys. Rev.* **B57**, 13878 (1998).
18. В.А. Хохлов, В.В. Кржижановский, А.Ю. Прохоров, В.Ф. Дроботько, А.В. Климов, Г.Г. Левченко, *ФТТ* **43**, 1541 (2001).
19. Th. Herzog, H.A. Radovan, P. Ziemann, and E.H. Brandt, *Phys. Rev.* **B56**, 2871 (1997).
20. E.H. Brandt, *Phys. Rev.* **B55**, 14513 (1997).
21. E.H. Brandt and A. Gurevich, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1723 (1996).

### Flux creep in thin HTSC films of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ near critical temperature

M.P. Chornomorets, D.G. Kovalchuk,  
S.M. Ryabchenko, and A.V. Semenov

The temperature dependence of dynamic relaxation rate  $Q$  for thin epitaxial  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  films has been investigated by  $ac$  susceptibility measurements at different frequencies in the temperature interval from 77 K to the critical temperature  $T_c$ . Two known methods: «loss-maximum» and «high constant amplitude» of exciting  $ac$  field were applied to extract critical current density from the measurements. The results obtained by these methods are compared between themselves and with the predictions of the critical state model in its Clem's & Sanchez's development. It is found that under the temperature and  $ac$  field conditions, used in loss maxi-

mum measurements, the deviations from the model are insignificant and do not change with temperature right up to  $T_c$ . The quantity  $Q$  under these conditions is correctly determined and is found to be temperature independent. But in the case of measurements by the method of high constant amplitude of ac field, the results obtained cannot be correctly interpreted, because this method meets with limitations practically throughout the investigated temperature interval. When moving down from  $T_c$ , the approximate formulas, used in the method, rapidly diverge from the exact ones in the critical state model. When approaching  $T_c$ , the ac field amplitude remaining constant becomes far above that one corresponding to loss maximum, and the relations between the superconductor parameters

measured under these conditions are shown to diverge from the predicted ones in the Clem's & Sanchez's calculations. It is concluded that the latter fact is connected with deviations from the critical state model in so high ac field. Therefore, the extraction of the data on  $Q$  based on the above model loses its correctness. Under high ac field conditions in the temperature interval about 1 K wide below  $T_c$  we observed a regime where the in-phase susceptibility drops practically to zero and in existence is only the out-of-phase one. This corresponds to the resistive state of the superconductor caused by the flux flow.

**Keywords:** HTSC, YBCO thin films, flux creep, critical state model