

PACS numbers: 74.20.-z, 74.25.Ha, 74.25.Sv, 74.72.-h, 75.30.Cr, 81.15.Fg

Измерение критических токов тонких сверхпроводящих плёнок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ методом магнитной восприимчивости с помощью накладных катушек

А. А. Каленюк, Г. Г. Каминский, А. В. Семёнов*, В. О. Москалюк,
В. С. Флис

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,
бульв. Акад. Вернадского, 36,
03142 Киев, Украина*

**Институт физики НАН Украины,
просп. Науки, 46,
03028 Киев, Украина*

Нелинейная магнитная восприимчивость χ в переменном поле H_{ac} и критический ток J_c тонких плёнок высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ исследовались с помощью плоских накладных спиралевидных приёмных катушек. В рамках модели критического состояния проведены расчёты действительной и мнимой частей «обобщённой восприимчивости» $\tilde{\chi}(a, h)$ для произвольного соотношения $a = r/R$ между радиусами сверхпроводящей плёнки в виде тонкого диска (R) и приёмной катушки в виде одиночного витка (r). В пределе $a \rightarrow \infty$ воспроизводятся известные результаты модели Клема–Санчеса для нелинейной комплексной магнитной восприимчивости $\chi(h)$, где $h(J_c(T), H_{ac})$ — приведённая безразмерная амплитуда. Показано, что для стандартной экспериментальной ситуации (образец внутри приёмной катушки магнитометра) относитель-

Corresponding author: Viacheslav Olegovych Moskaliuk
E-mail: moskslava@gmail.com

*G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics, N.A.S. of Ukraine,
36 Academician Vernadsky Blvd., UA-03142 Kyiv, Ukraine*

**Institute of Physics, N.A.S. of Ukraine,
46 Nauky Ave., UA-03028 Kyiv, Ukraine*

Please cite this article as: O. A. Kalenyuk, G. G. Kaminskyi, O. V. Semenov, V. O. Moskaliuk, and V. S. Flis, Measurement of Critical Currents in Superconducting Thin $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Films by the Magnetic Susceptibility Method Using Open-Faced Coils, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **39**, No. 4: 441–455 (2017) (in Russian), DOI: 10.15407/mfint.39.04.0441.

ная систематическая погрешность по измерению J_c является пренебрежимо малой (меньше 2%) при $a > 2$, однако приближается к 25% при $a \rightarrow 1$. В то же время, для накладных катушек с $a < 1$ общий вид зависимостей $\tilde{\chi}(a, h)$ изменяется качественно, принимая пороговый характер по h . Это позволяет при каждом цикле измерений зависимостей от температуры при фиксированной амплитуде поля H_{ac} получать не одну точку зависимости $J_c(T)$ (в максимуме $\chi''(T, H_{ac})$), а две (в точках максимума и порога $\tilde{\chi}''(T, H_{ac})$ по T), а также упрощает процедуру нормировки действительной и мнимой частей магнитной восприимчивости.

Ключевые слова: критический ток, критическая температура, магнитная восприимчивость в переменном поле, модель критического состояния, сверхпроводник.

Нелінійна магнетна сприйнятливність χ у змінному полі H_{ac} та критичний струм J_c тонких плівок високотемпературного надпровідника $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ досліджувалися за допомогою плоских накладних спіралеподібних приймальних навоїв. В рамках моделю критичного стану проведено розрахунки дійсної й уявної частин «узагальненої сприйнятливості» $\tilde{\chi}(a, h)$ для довільного співвідношення $a = r/R$ між радіусами надпровідної плівки у вигляді тонкого диска (R) та приймального навою у вигляді одиночного вигка (r). В граничному випадку $a \rightarrow \infty$ відтворюються відомі результати моделю Клема–Санчеса для нелінійної комплексної магнетної сприйнятливості $\chi(h)$, де $h(J_c(T), H_{ac})$ — зведена безрозмірна амплітуда. Показано, що для стандартної експериментальної ситуації (зразок всередині приймального навою магнетометра) відносна систематична похибка мірювання J_c є нехтовно малою (менше 2%) при $a > 2$, однак наближається до 25% при $a \rightarrow 1$. В той же час, для накладних навоїв із $a < 1$ загальний вид залежностей $\tilde{\chi}(a, h)$ змінюється якісно, набуваючи пороговий характер по h . Це уможливило при кожному мірюванні залежностей від температури при фіксованій амплітуді поля H_{ac} одержувати не одну точку залежності $J_c(T)$ (в максимумі $\chi''(T, H_{ac})$), а дві (в точках максимуму та порога $\tilde{\chi}''(T, H_{ac})$ по T), а також спрощує процедуру нормування дійсної й уявної частин узагальненої магнетної сприйнятливості.

Ключові слова: критичний струм, критична температура, магнетна сприйнятливність у змінному полі, модель критичного стану, надпровідник.

The nonlinear magnetic susceptibility $\chi(H_{ac})$ and critical current J_c in thin $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ films are measured using planar spiral open-faced pick-up coils. The real and imaginary parts of a generalized susceptibility $\tilde{\chi}(a, h)$ are calculated within the framework of the critical state model for an arbitrary ratio $a = r/R$ of the radius of a single-turn pick-up coil r to the superconducting thin-film disc radius R . Well known results of the Clem–Sanchez model in the limit $a \rightarrow \infty$ are reproduced for nonlinear complex magnetic susceptibility $\chi(h)$, where $h(J_c(T), H_{ac})$ is reduced dimensionless field amplitude. Relative systematic error of measured J_c is shown to be negligible ($< 2\%$) in a standard experimental geometry (with a sample within the pick-up coil of magnetometer) for $a > 2$, but it is of about 25% at $a \rightarrow 1$. On the other hand, for the open-faced coils with $a < 1$, the nature of amplitude dependences of $\tilde{\chi}(a, h)$ is

changed qualitatively, turning to have threshold on h . That is why, at the fixed field amplitude H_{ac} , not unique point of the $J_c(T)$ dependence (at the maximum of $\chi''(T, H_{ac})$) but two points (at both the maximum and the threshold of $\tilde{\chi}''(T, H_{ac})-T$ dependence) can be obtained. This also simplifies the normalization procedure of the real and imaginary parts of generalized magnetic susceptibility.

Key words: critical current, critical temperature, magnetic susceptibility in an alternating field, critical state model, superconductor.

(Получено 3 марта 2017 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Важнейшей характеристикой сверхпроводящих плёнок является критический ток J_c и его зависимость от температуры и магнитного поля. Одним из методов определения J_c является его вычисление из измерений магнитной восприимчивости χ . Исследованию действительной χ' и мнимой χ'' частей магнитной восприимчивости ($\chi = \chi' + \chi''$) тонких плёнок высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в зависимости от температуры $\chi(T)$ и амплитуды переменного магнитного поля $\chi(H_{ac})$ посвящено множество экспериментальных работ [1–19]. Ввиду достаточно сильного пиннинга вихрей Абрикосова в данном материале, анализ результатов в этих работах проводится в рамках модели критического состояния Бина [20], а точнее её обобщений для поперечной геометрии (магнитного поля относительно плоскости плёнки) [21–23], а также при учёте крипа магнитного потока [24] и зависимости критического тока J_c от магнитного поля [19, 25]. Зависимости $\chi(T)$ и $\chi(H_{ac})$ дают возможность не только получения значений критической температуры T_c и плотности критического тока J_c [1–13], но и, при наличии дополнительной частотной зависимости $\chi(T, H_{ac}, \omega)$, изучения динамики вихрей в смешанном состоянии (режимов термоактивированного «крипа» (переползания) либо «течения» магнитного потока) [14–19].

Немаловажную роль играет также относительная дешевизна методики измерений магнитной восприимчивости и возможность повторно использовать образцы для других целей, поскольку их не нужно литографировать, а также создавать контакты, как в случае транспортных измерений. Благодаря перечисленным преимуществам, метод нашёл широкое применение в экспресс характеристизации сверхпроводников.

Для получения χ обычно используются две одинаковые дифференциально включённые приёмные катушки, в одну из которых помещается исследуемый образец. На катушки воздействует внешнее однородное переменное магнитное поле H_{ac} , генерирующее на них ЭДС U . С помощью фазочувствительного усилителя (lock in am-

plifier) выделяются два напряжения с нулевым $U_{\varphi=0}$ и 90° -м $U_{\varphi=90}$ сдвигами фазы. Эти напряжения пропорциональны действительной $\chi' \sim U_{\varphi=0}/H_{ac}$ и мнимой $\chi'' \sim U_{\varphi=90}/H_{ac}$ частям магнитной восприимчивости.

Получение абсолютных значений χ' и χ'' (существенных при изучении динамики магнитного потока [24]) сопряжено со сложностями калибровки катушек и определения сверхпроводящего объёма образца. Обычно экспериментально калибровку производят, принимая $\chi' = -1$ при $T \ll T_c$ и $\chi' = 0$ при $T > T_c$. Однако зависимость $\chi'(T, H_{ac})$ в рабочем диапазоне температур и амплитуд поля во многих случаях (в зависимости от плохо контролируемого состояния краёв плёнки) не выходит на насыщение, либо (для предельно малых амплитуд) попадает в область сильных шумов.

В отличие от стандартных измерений, в данной работе использовались спиралевидные плоские накладные приёмные катушки (рис. 1). Преимущество таких катушек перед обычными для образцов плоской формы (значительно большая чувствительность) отмечалось в [26]. При этом плёнка полностью накрывает одну из плоских измерительных катушек, экранируя внешнее магнитное поле в последней для амплитуд, меньших определённого порога. Значения сигнала в данной геометрии, которые можно назвать «обобщённой восприимчивостью» $\tilde{\chi}(T, H_{ac})$, в подпороговой области амплитуд постоянны, не зависят от свойств плёнки и полностью определяют-

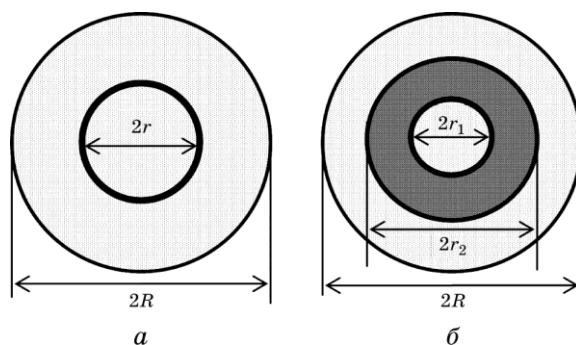


Рис. 1. Схематическое изображение взаиморасположения круглой сверхпроводящей плёнки (плёнки в виде диска) и приёмной накладной одновитковой (а) и спиралевидной (б) катушек, где $2R$ — диаметр плёнки, r — диаметр одновитковой катушки, r_2 — максимальный диаметр спиралевидной катушки, r_1 — минимальный диаметр спиралевидной катушки.

Fig. 1. Schematic representation of the relative arrangement of a circular superconducting film (film in the form of a disk) and a pick-up single-turn (a) and open-faced spiral (b) coils, where $2R$ is the diameter of the film, r is the diameter of the single-turn coil, r_2 is the maximum diameter of the spiral coil, r_1 is the minimum diameter of the spiral coil.

ся характеристиками катушек, что снимает упомянутую выше проблему калибровки. Однако при этом нельзя пользоваться теоретическими зависимостями $\chi'(h)$ и $\chi''(h)$, где $h = H_{ac}/H_d(T)$, а $H_d(T) = J_c(T)d/2$, полученными в работе [23] для сверхпроводящего диска в поперечном магнитном поле в модели критического состояния и широко используемыми во многих экспериментальных работах [1–13, 16–19] для определения плотности критического тока J_c по положению максимума кривой $\chi''(h)$, потому что они не учитывают соотношение размеров приёмной катушки и образца. В настоящей работе в рамках модели критического состояния проведены расчёты действительной и мнимой частей «обобщённой восприимчивости» для произвольного соотношения $a = r/R$ между радиусами сверхпроводящей плёнки (R) и приёмной катушки в виде одиночного витка (r).

2. НАХОЖДЕНИЕ ОБОБЩЁННОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ В СЛУЧАЕ КОНЦЕНТРИЧЕСКОГО РАСПОЛОЖЕНИЯ ПРИЁМНОЙ КАТУШКИ В ВИДЕ ОДНОГО ВИТКА РАДИУСОМ r И СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ДИСКА РАДИУСОМ R И ТОЛЩИНОЙ d

Пусть две дифференциально включённые катушки и концентрично расположенная относительно одной из них сверхпроводящая плёнка находятся в плоскости $z = 0$ во внешнем однородном магнитном поле $H_z(t) = H_{ac} \cos \omega t$. Тогда результирующий сигнал, нормированный на сигнал от отдельной катушки в отсутствие плёнки, определяемый как «обобщённая восприимчивость», имеет вид

$$\tilde{\chi}'(H_{ac}) = \frac{1}{\pi^2 r^2 H_{ac}} \int_0^T \frac{\partial \Phi(t)}{\partial t} \sin \omega t dt - 1, \quad \tilde{\chi}''(H_{ac}) = \frac{1}{\pi^2 r^2 H_{ac}} \int_0^T \frac{\partial \Phi(t)}{\partial t} \cos \omega t dt. \quad (1)$$

Здесь $\Phi(t)$ — магнитный поток через катушку, создаваемый действующим магнитным полем (индукцией), представляющим собой сумму внешнего и создаваемого наведёнными в плёнке токами полей. Выражения для нормальной к плоскости плёнки составляющей соответствующей индукции B_z , получающейся в рамках квазистатического приближения и модели критического состояния для сверхпроводящей плёнки при увеличении внешнего поля от нуля до значения H_a приведены в [23] (формулы (9)–(11)). Выражения для B_z при периодическом изменении внешнего поля $H_a(t)$ даются формулами (14, а–д) в [23] и использовались при вычислении «обобщённой восприимчивости» (1), где

$$\Phi(t) = 2\pi \int_0^r B_z[H_a(t), \rho] \rho d\rho. \quad (2)$$

При $a > 1$, определённая таким образом «обобщённая восприим-

чивость» имеет следующий вид:

$$\tilde{\chi}'(a, h) = \frac{-8}{\pi h U(0, a)} \int_0^h U(x, a) \sqrt{\frac{x}{h} \left(1 - \frac{x}{h}\right)} dx, \quad (3a)$$

$$\tilde{\chi}''(a, h) = \frac{4}{\pi h U(0, a)} \int_0^h U(x, a) \left(1 - \frac{2x}{h}\right) dx, \quad (3б)$$

где

$$U(x, a) = \left[\arcsin\left(\frac{1}{a \cosh(x)}\right) - \frac{1}{a \cosh(x)} \sqrt{1 - \left(\frac{1}{a \cosh(x)}\right)^2} \right], \quad (3в)$$

$h = H_{ac}/H_d$, а $H_d = J_c d/2$.

В случае $a \rightarrow \infty$ «обобщённая восприимчивость»

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}'(a \rightarrow \infty, h) &= \frac{-8}{\pi h} \int_0^h \cosh^{-3}(x) \sqrt{\frac{x}{h} \left(1 - \frac{x}{h}\right)} dx \equiv \chi'_{CS}(h) / \chi_0, \\ \tilde{\chi}''(a \rightarrow \infty, h) &= \frac{4}{\pi h} \int_0^h \cosh^{-3}(x) \left(1 - \frac{2x}{h}\right) dx \equiv \\ &\equiv \frac{2}{\pi h} \left[\frac{\sinh(h)}{\cosh^2(h)} + \arctan(\sinh(h)) - \frac{4}{h} \int_0^h \frac{x}{\cosh^3(x)} dx \right] \equiv \chi''_{CS}(h) / \chi_0 \end{aligned} \quad (4)$$

сводится к обычной восприимчивости, найденной в работе Клема–Санчеса (КС) [23], нормированной на диамагнитную восприимчивость диска в мейсснеровском состоянии, $\chi_0 = 8R/3\pi d$.

При $a < 1$

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}'(a, h) &= -1 + \frac{16}{\pi^2 a h} \int_{h_0(a)}^h \sqrt{\frac{x}{h} \left(1 - \frac{x}{h}\right)} U_c(x, a) dx, \\ \tilde{\chi}''(a, h) &= \frac{8}{\pi^2 a h} \int_{h_0(a)}^h \left(\frac{2x}{h} - 1\right) U_c(x, a) dx, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} U_c(x, a) &= \arccos\left[\frac{1}{a \cosh x}\right] + \frac{1}{a \cosh x} \sqrt{1 - \left[\frac{1}{a \cosh x}\right]^2}, \\ h_0(a) &= \operatorname{arcosh}(a^{-1}). \end{aligned}$$

Очевидно, что сигнал тождественно равен нулю (а соответственно

«обобщённая восприимчивость» равна -1) при условии $h < h_0(a)$, когда фронт потока в образце от возбуждающего поля не достигает приёмной катушки. Учитывая определение (3в), из порогового значения амплитуды H_0 (где $h_0 = H_0/H_d$) находится значение критического тока:

$$J_c = \frac{2H_0}{d \operatorname{arcosh}(R/r)}. \quad (6)$$

На основании выражений (3)–(5) были проведены численные расчёты «обобщённой восприимчивости» при разных значениях параметра a . Значения обезразмеренной (на H_d) амплитуды $h_m(a)$, при которой мнимая часть восприимчивости достигает максимума по h (используемые, согласно (3в), для определения значений критических токов в плёнках), а также сами значения мнимой части в максимуме $\tilde{\chi}''(a, h_m)$ отображены на рис. 2. Следует отметить, что по своей форме (4) отличается от полученного в [23] (формулы (23), (28)) результата модели КС, в которой восприимчивость находилась несколько иным способом. Однако нетрудно убедиться, что при $n = 1$ (основная гармоника нелинейной восприимчивости) эти фор-

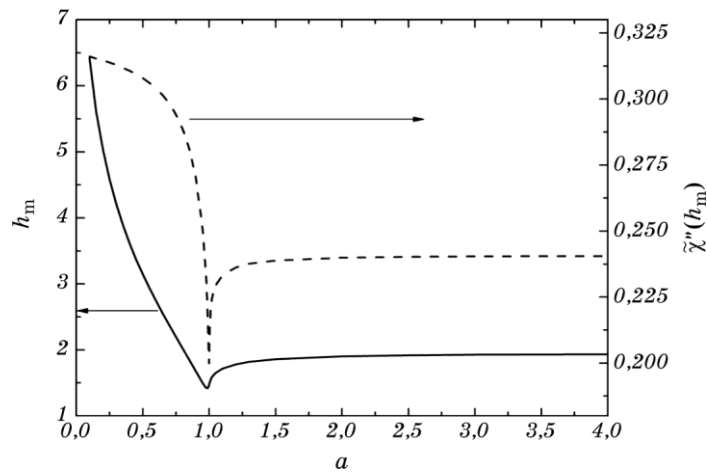


Рис. 2. Значения обезразмеренной (на H_d) амплитуды $h_m(a)$, при которой мнимая часть обобщённой восприимчивости $\tilde{\chi}''(a, h)$ достигает максимума по h (сплошная линия), а также значения мнимой части в максимуме $\tilde{\chi}''(a, h_m(a))$ (пунктир) в зависимости от отношения a радиусов одновитковой приёмной катушки и плёнки.

Fig. 2. The values of the dimensionless (reduced on H_d) amplitude $h_m(a)$, at which the imaginary part of the generalized susceptibility $\tilde{\chi}''(a, h)$ reaches a maximum with respect to h (solid line), and the imaginary part at the maximum $\tilde{\chi}''(a, h_m(a))$ (dashed line), depending on the ratio a of the radii of the single-turn pick-up coil and film.

мулы полностью эквивалентны (4), что видно, в частности, из совпадения численных значений $h_m = 1,942$ и $\chi''(h_m) = 0,241\chi_0$ модели КС со значениями, следующими из (4) (соответствуют пределу $a \rightarrow \infty$ на рис. 2). При этом величина $(h_m(\infty) - h_m(a)) / h_m(\infty)$ характеризует относительную систематическую погрешность по измерению J_c методом «максимума потерь» [1] в рамках модели КС, когда не учитывается конечный размер приёмной катушки.

Как видно из рис. 2, для стандартной экспериментальной ситуации (образец внутри приёмной соленоидальной катушки) относительная систематическая погрешность в рамках модели КС является пренебрежимо малой (меньше 2%) при $a > 2$, однако приближается к 25% при $a \rightarrow 1$. В то же время, для накладных измерительных катушек с $a < 1$ общий вид зависимостей $\tilde{\chi}(a, h)$ изменяется качественно, принимая пороговый характер по h . Это позволяет при каждом цикле измерений по температуре при фиксированной амплитуде поля получать не одну точку зависимости $J_c(T)$ (в максимуме $\chi''(T)$), а две (в точках максимума T_m и порога T_0 $\tilde{\chi}''(a, h_m(T))$ по T).

Для значений параметров, наиболее соответствующих экспериментальной ситуации, на основе выражений (5) были также рассчитаны действительная и мнимая части «обобщённой восприимчивости» в зависимости от амплитуды переменного магнитного поля и сопоставлены с результатами эксперимента (рис. 3).

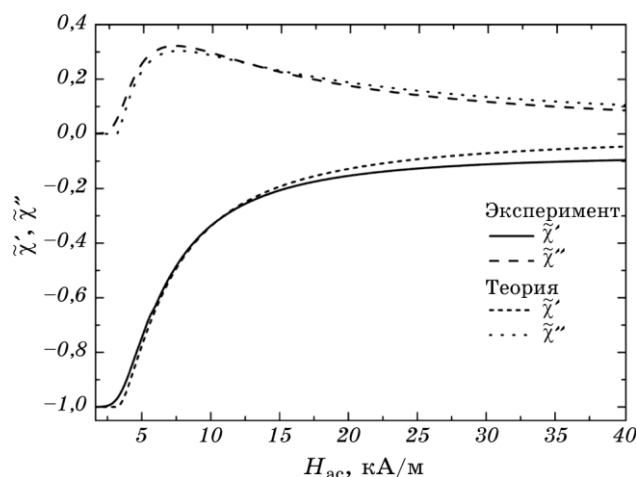


Рис. 3. Сравнение экспериментальных и теоретических зависимостей $\tilde{\chi}'$ и $\tilde{\chi}''$ от амплитуды переменного магнитного поля для значений параметров, наиболее соответствующих экспериментальной ситуации при $T = 78$ К.

Fig. 3. Comparison of the experimental and theoretical dependences of the $\tilde{\chi}'$ and $\tilde{\chi}''$ on the amplitude of an alternating magnetic field for the values of the parameters most relevant to the experimental situation at $T = 78$ К.

3. ПОЛУЧЕНИЕ ПЛЁНОК

Исследуемые образцы ВТСП плёнок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ были получены методом двухлучевого импульсного лазерного осаждения, в котором использовались две конструктивно идентичные оптические линии, состоящие из Q-модулированных Nd:YAG-лазеров и оптических усилителей. На выходе такой системы достигалась энергия лазерного излучения до 250 мДж в импульсе с длиной волны 1,064 мкм при частоте повторения 25 Гц. Осаждение плёнок проводилось из стехиометрических $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ мишеней на монокристаллические подложки LaAlO_3 при температуре 780°C и давлении кислорода в камере 150 мторр. Скорость роста плёнок составляла 25 нм/мин. Чтобы достичь оптимально уровня допирования после окончания осаждения в рабочую камеру напускался кислород до давления 700 торр и плёнка медленно (на протяжении 90 минут) охлаждалась до комнатной температуры с 30 минутной выдержкой при температуре 450°C.

Таким образом, были получены две $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ плёнки PP78 и PP79 с близкими значениями плотностей критического тока и температуры начала сверхпроводящего перехода (табл. 1.).

4. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Для получения зависимостей $\tilde{\chi}'(T, H_{ac})$ и $\tilde{\chi}''(T, H_{ac})$, представленных на рис. 4 и рис. 5, использовались одна возбуждающая (внешняя) ($H_{max} = 35$ кА/м на частоте $F = 113$ Гц) и две приёмные (внутренние) дифференциально включённые катушки. При этом приёмные представляли собой плоские 12-витковые однослойные накладные спиралевидные катушки с внутренним и внешним радиусом соответственно $r_1 = 2$ мм и $r_2 = 6$ мм (рис. 1, б). К одной из катушек плотно прилегалась сверхпроводящая плёнка большего размера. Таким образом, плёнка полностью экранировала небольшое возбуждающее переменное магнитное поле H_{ac} в этой катушке в области полей до так называемого порогового поля H_0 . Такая геометрия, в отличие от широко используемой геометрии «образец внутри ка-

ТАБЛИЦА 1. Характеристики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ плёнок.

TABLE 1. Characteristics of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films.

№ образца	Материал подложки	Размер, мм	Толщина, нм	T_c , К	Плотность критического тока $J_c(78\text{ К})$, МА/см ²
PP78	LaAlO_3	10×10	360	90,4	1,6
PP79	LaAlO_3	10×10	360	89,5	1,53

тушки» позволяла провести нормировку, приняв $\tilde{\chi}'(H_{ac} < H_0) = -1$ (рис. 4, $H_{ac} < 2,5$ кА/м). В соответствии с величиной нормировки, рассчитывалась величина $\tilde{\chi}''(T, H_{ac})$. С увеличением амплитуды H_{ac} , фронт магнитного потока продвигается к центру плёнки и достигает катушки при $H_{ac} = H_0$. Затем $\tilde{\chi}'$ становится немного больше -1 (рис. 4), когда радиус свободной от магнитного потока зоны становится чуть меньше максимального радиуса спиралевидной катушки r_2 .

Используя (6) и приняв за $2R$ минимальные размеры образца ($2R = 10$ мм), а r — радиус внешнего витка катушки ($2r = 6$ мм), из амплитудных зависимостей $\tilde{\chi}'(H_{ac})$ и $\tilde{\chi}''(H_{ac})$ (рис. 4) были найдены значения плотности критического тока образцов PP78 и PP79 для температуры 78 К (табл. 1).

При амплитуде $H_{ac} = H_m$ на зависимости $\tilde{\chi}''(H_{ac})$ наблюдался характерный пик высотой $\tilde{\chi}''(H_m) = 0,315$. Отношение амплитуды H_m к H_0 во всех полученных амплитудных измерениях было практически постоянным ($H_m/H_0 = 2,45$), что подтверждает хорошую применимость модели критического состояния. Подставим в (6) отношение амплитуды H_m к H_0 и получим выражение для определения плотности критического тока по положению максимума

$$J_c = 0,816H_m/(d \operatorname{arcosh}(R/r)). \quad (7)$$

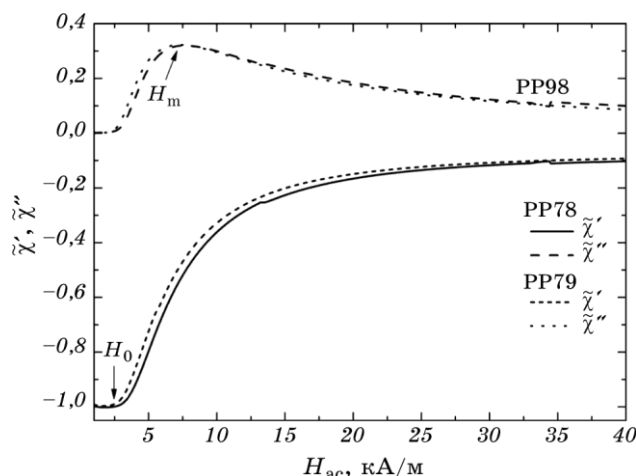


Рис. 4. Амплитудные H_{ac} зависимости $\tilde{\chi}'$ и $\tilde{\chi}''$ образцов PP78 и PP79 полученные при $T = 78$ К; H_0 и H_m — характерные значения амплитуды порога и максимума зависимостей.

Fig. 4. The amplitude H_{ac} dependences of the $\tilde{\chi}'$ and $\tilde{\chi}''$ of the samples PP78 and PP79 obtained at $T = 78$ К; H_0 and H_m are characteristic amplitude values of the threshold and the maximum of the dependence.

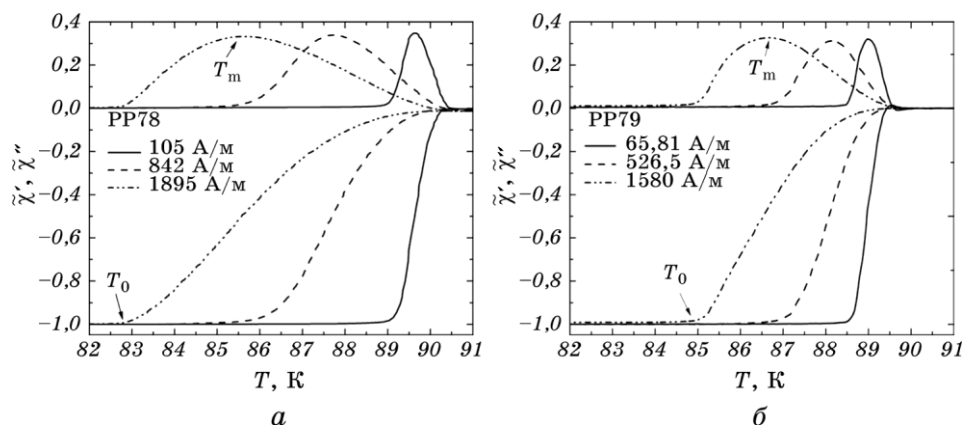


Рис. 5. Температурные зависимости $\tilde{\chi}'$ и $\tilde{\chi}''$ образцов PP78 (а) и PP79 (б) полученные при разных значениях H_{ac} ; T_0 и T_m — характерные значения температуры порога и максимума зависимостей.

Fig. 5. The temperature dependences of the $\tilde{\chi}'$ and $\tilde{\chi}''$ of the samples PP78 (а) and PP79 (б) obtained at different values H_{ac} ; T_0 and T_m are characteristic temperature values of the threshold and the maximum of the dependences.

В дальнейшем (6) и (7) использовались для определения плотности критического тока при характерных температурах порога T_0 и максимума T_m на зависимостях $\tilde{\chi}''(T)$ при фиксированных значениях амплитуды поля H_i из условий $H_i = H_0$ в (6) и $H_i = H_m$ в (7) (рис. 5). В результате были получены температурные зависимости плотности критического тока $J_c(T)$ для образцов PP78 и PP79 (рис. 6). Наблюдается постоянство отношения H_m/H_0 во всем измеренном интервале температур, что приводит к хорошей корреляция между значениями J_c , полученными двумя способами.

В целом, значения $J_c(78 \text{ К})$ оказались близки (примерно в 1,5 раза больше, что естественно, учитывая разницу между образцами в T_c около 2 К), а зависимости $J_c(T)$ качественно сходны с результатами, полученными ранее по стандартной методике для плёнок на аналогичных подложках LaAlO_3 в [5, 7].

5. ВЫВОДЫ

В рамках модели критического состояния проведены расчёты действительной и мнимой частей «обобщённой восприимчивости» $\tilde{\chi}(a, h(J_c(T), H_{ac}))$, определённой через регистрируемый сигнал для конкретной экспериментальной схемы, в случае произвольного соотношения a между радиусами тонкого сверхпроводящего диска и приёмной катушки в виде одиночного витка. В пределе $a \rightarrow \infty$ из

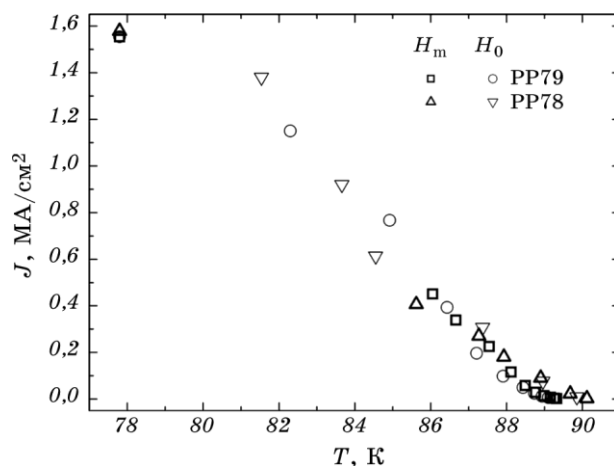


Рис. 6. Температурные зависимости плотности критического тока $J_c(T)$ образцов PP78 и PP79, полученные в результате анализа начала вхождения (порога) магнитного потока в катушку (H_0) и положения максимума (H_m).

Fig. 6. Temperature dependences of the critical current density $J_c(T)$ of the samples PP78 and PP79, obtained as a result of the analysis of the beginning of magnetic flux entry into the coil (the threshold H_0) and the maximum position (H_m).

«обобщённой восприимчивости» получают известные результаты модели КС [23] для нелинейной комплексной магнитной восприимчивости $\chi(h)$.

Показано, что для стандартной экспериментальной ситуации (образец внутри приёмной соленоидальной катушки) относительная систематическая погрешность по измерению J_c методом максимума потерь [1] в рамках модели КС является пренебрежимо малой (меньше 2%) при $a > 2$, однако приближается к 25% при $a \rightarrow 1$. В то же время, для накладных измерительных катушек с $a < 1$ общий вид зависимостей $\tilde{\chi}(a, h)$ изменяется качественно, принимая пороговый характер по приведённой амплитуде поля h . Это позволяет при каждом цикле измерений по температуре T при фиксированной амплитуде поля H_{ac} снимать не одну точку зависимости $J_c(T)$ (в максимуме $\tilde{\chi}''(T)$), а две (в точках максимума T_m и порога T_0 $\tilde{\chi}''(T)$ по T), а также упрощает процедуру нормировки действительной $\tilde{\chi}'$ и мнимой $\tilde{\chi}''$ частей обобщённой магнитной восприимчивости $\tilde{\chi}$. С использованием плоских накладных катушек были получены температурные и амплитудные зависимости $\tilde{\chi}'(T, H_{ac})$ и $\tilde{\chi}''(T, H_{ac})$ сверхпроводящих плёнок YBCO. Из полученных характеристик были вычислены плотности критического тока по двум характерным точкам — порогу h_0 для проникновения потока в катушку и положению пика h_m на зависимости $\tilde{\chi}''(h)$. Значения $J_c(78 \text{ K})$ оказались

близки, а зависимости $J_c(T)$ качественно сходны с результатами, полученными ранее по стандартной методике для плёнок на аналогичных подложках LaAlO_3 в [5, 7].

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. Wurlitzer, M. Lorenz, K. Zimmer, and P. Esquinazi, *Phys. Rev. B*, **55**: 11816 (1997).
2. Th. Herzog, H. A. Radovan, P. Ziemann, and E. H. Brandt, *Phys. Rev. B*, **56**: 2871 (1997).
3. E. Mezzetti, R. Gerbaldo, G. Ghigo, L. Gozzelino, B. Minetti, C. Camerlingo, A. Monaco, G. Cuttone, and A. Rovelli, *Phys. Rev. B*, **60**: 7623 (1999).
4. Ю. В. Федотов, С. М. Рябченко, А. П. Шахов, *Физика низких температур*, **26**: 638 (2000).
5. Э. А. Пашицкий, В. И. Вакарюк, Ю. В. Федотов, С. М. Рябченко, *Физика низких температур*, **27**: 131 (2001).
6. Yu. V. Fedotov, S. M. Ryabchenko, E. A. Pashitskii, A. V. Semenov, V. I. Vakaryuk, V. S. Flis, and V. M. Pan, *Physica C*, **372–376**: 1091 (2002).
7. Ю. В. Федотов, С. М. Рябченко, Э. А. Пашицкий, А. В. Семенов, В. И. Вакарюк, В. М. Пан, В. С. Флис, *Физика низких температур*, **28**: 245 (2002).
8. V. M. Pan, Yu. V. Fedotov, S. M. Ryabchenko, E. A. Pashitskii, A. V. Semenov, V. I. Vakaryuk, V. S. Flis, and Yu. V. Cherpak, *Physica C*, **388–389**: 431 (2003).
9. Ю. В. Федотов, Э. А. Пашицкий, С. М. Рябченко, В. А. Комашко, В. М. Пан, В. С. Флис, Ю. В. Черпак, *Физика низких температур*, **29**: 842 (2003).
10. Y. V. Cherpak, V. A. Komashko, S. A. Pozigun, A. V. Semenov, C. G. Tretiatchenko, E. A. Pashitskii, and V. M. Pan, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **15**: 2783 (2005).
11. А. И. Коссе, А. Ю. Прохоров, В. А. Хохлов, Г. Е. Шаталова, Н. Е. Письменова, А. В. Семёнов, М. П. Черноморец, Д. Г. Ковальчук, Г. Г. Левченко, *Физика и техника высоких давлений*, **15**, № 3: 131 (2005).
12. V. M. Pan, Yu. V. Cherpak, A. V. Semenov, E. A. Pashitskii, V. A. Komashko, S. A. Pozigun, C. G. Tretiatchenko, and A. V. Pan, *Phys. Rev. B*, **73**: 054508 (2006).
13. A. I. Kosse, A. Yu. Prokhorov, V. A. Khokhlov, G. G. Levchenko, A. V. Semenov, D. G. Kovalchuk, M. P. Chernomorets, and P. N. Mikheenko, *Supercond. Sci. Technol.*, **21**: 075015 (2008).
14. J. J. Akerman and K. V. Rao, *Phys. Rev. B*, **65**: 134525 (2002).
15. D.-X. Chen, E. Pardo, A. Sanchez, S.-S. Wang, Z.-H. Han, E. Bartolome, T. Puig, and X. Obradors, *Phys. Rev. B*, **72**: 052504 (2005).
16. М. П. Черноморец, Д. Г. Ковальчук, С. М. Рябченко, А. В. Семенов, *Физика низких температур*, **32**: 277 (2006).
17. М. П. Черноморец, Д. Г. Ковальчук, С. М. Рябченко, А. В. Семенов, Э. А. Пашицкий, *Физика низких температур*, **32**: 1096 (2006).
18. Д. Г. Ковальчук, М. П. Черноморец, С. М. Рябченко, Э. А. Пашицкий, А. В. Семёнов, *Физика низких температур*, **36**: 101 (2010).
19. Д. Г. Ковальчук, М. П. Черноморец, *Физика низких температур*, **39**: 1298 (2013).

20. C. P. Bean, *Rev. Mod. Phys.*, **36**: 31 (1964).
21. P. N. Mikheenko and Yu. E. Kuzovlev, *Physica C*, **204**: 229 (1993).
22. J. Zhu, J. Mester, J. Lockhart, and J. Turneaure, *Physica C*, **212**: 216 (1993).
23. J. R. Clem and A. Sanchez, *Phys. Rev. B*, **50**: 9355 (1994).
24. E. H. Brandt, *Phys. Rev. B*, **55**: 14513 (1997).
25. D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, and T. H. Johansen, *Phys. Rev. B*, **61**: 9699 (2000).
26. S. G. Gevorgyan, T. Kiss, T. Oyama, M. Inoue, A. A. Movsisyan, H. G. Shirinyan, V. S. Gevorgyan, T. Matsushita, and M. Takeo, *Supercond. Sci. Technol.*, **14**: 1009 (2001).

REFERENCES

1. M. Wurlitzer, M. Lorenz, K. Zimmer, and P. Esquinazi, *Phys. Rev. B*, **55**: 11816 (1997).
2. Th. Herzog, H. A. Radovan, P. Ziemann, and E. H. Brandt, *Phys. Rev. B*, **56**: 2871 (1997).
3. E. Mezzetti, R. Gerbaldo, G. Ghigo, L. Gozzelino, B. Minetti, C. Camerlingo, A. Monaco, G. Cuttone, and A. Rovelli, *Phys. Rev. B*, **60**: 7623 (1999).
4. Yu. V. Fedotov, S. M. Ryabchenko, and A. P. Shakhov, *Low Temperature Physics*, **26**: 464 (2000).
5. E. A. Pashitskii, V. I. Vakaryuk, S. M. Ryabchenko, and Yu. V. Fedotov, *Low Temperature Physics*, **27**: 96 (2001).
6. Yu. V. Fedotov, S. M. Ryabchenko, E. A. Pashitskii, A. V. Semenov, V. I. Vakaryuk, V. S. Flis, and V. M. Pan, *Physica C*, **372–376**: 1091 (2002).
7. Yu. V. Fedotov, S. M. Ryabchenko, E. A. Pashitskii, A. V. Semenov, V. I. Vakaryuk, V. M. Pan, and V. S. Flis, *Low Temperature Physics*, **28**: 172 (2002).
8. V. M. Pan, Yu. V. Fedotov, S. M. Ryabchenko, E. A. Pashitskii, A. V. Semenov, V. I. Vakaryuk, V. S. Flis, and Yu. V. Cherpak, *Physica C*, **388–389**: 431 (2003).
9. Yu. V. Fedotov, E. A. Pashitskii, S. M. Ryabchenko, V. A. Komashko, V. M. Pan, V. S. Flis, and Yu. V. Cherpak, *Low Temperature Physics*, **29**: 630 (2003).
10. Y. V. Cherpak, V. A. Komashko, S. A. Pozigun, A. V. Semenov, C. G. Tretiatchenko, E. A. Pashitskii, and V. M. Pan, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **15**: 2783 (2005).
11. A. I. Kosse, A. Yu. Prokhorov, V. A. Khokhlov, G. E. Shatalova, N. E. Pis'menova, A. V. Semenov, M. P. Chernomorets, D. G. Kovalchuk, and G. G. Levchenko, *Fizika i Tekhnika Vysokikh Davleniy*, **15**, No. 3: 131 (2005) (in Russian).
12. V. M. Pan, Yu. V. Cherpak, A. V. Semenov, E. A. Pashitskii, V. A. Komashko, S. A. Pozigun, C. G. Tretiatchenko, and A. V. Pan, *Phys. Rev. B*, **73**: 054508 (2006).
13. A. I. Kosse, A. Yu. Prokhorov, V. A. Khokhlov, G. G. Levchenko, A. V. Semenov, D. G. Kovalchuk, M. P. Chernomorets, and P. N. Mikheenko, *Supercond. Sci. Technol.*, **21**: 075015 (2008).
14. J. J. Akerman and K. V. Rao, *Phys. Rev. B*, **65**: 134525 (2002).

15. D.-X. Chen, E. Pardo, A. Sanchez, S.-S. Wang, Z.-H. Han, E. Bartolome, T. Puig, and X. Obradors, *Phys. Rev. B*, **72**: 052504 (2005).
16. M. P. Chernomorets, D. G. Kovalchuk, S. M. Ryabchenko, and A. V. Semenov, *Low Temperature Physics*, **32**: 205 (2006).
17. M. P. Chernomorets, D. G. Kovalchuk, S. M. Ryabchenko, A. V. Semenov, and E. A. Pashitskii, *Low Temperature Physics*, **32**: 832 (2006).
18. D. G. Kovalchuk, M. P. Chernomorets, S. M. Ryabchenko, E. A. Pashitskii, and A. V. Semenov, *Low Temperature Physics*, **36**: 81 (2010).
19. M. P. Chernomorets and D. G. Kovalchuk, *Low Temperature Physics*, **39**: 1008 (2013).
20. C. P. Bean, *Rev. Mod. Phys.*, **36**: 31 (1964).
21. P. N. Mikheenko and Yu. E. Kuzovlev, *Physica C*, **204**: 229 (1993).
22. J. Zhu, J. Mester, J. Lockhart, and J. Turneaure, *Physica C*, **212**: 216 (1993).
23. J. R. Clem and A. Sanchez, *Phys. Rev. B*, **50**: 9355 (1994).
24. E. H. Brandt, *Phys. Rev. B*, **55**: 14513 (1997).
25. D. V. Shantsev, Y. M. Galperin, and T. H. Johansen, *Phys. Rev. B*, **61**: 9699 (2000).
26. S. G. Gevorgyan, T. Kiss, T. Oyama, M. Inoue, A. A. Movsisyan, H. G. Shirinyan, V. S. Gevorgyan, T. Matsushita, and M. Takeo, *Supercond. Sci. Technol.*, **14**: 1009 (2001).