

PACS numbers: 64.60.Ht, 74.25.N-, 74.40.-n, 74.72.-h, 74.78.Na, 75.40.Gb

## **К вопросу о корректности измерения критической температуры сверхпроводников методом динамической магнитной восприимчивости**

В. Ф. Тарасов, А. Ю. Диреглазов, Г. Г. Каминский, В. О. Москалюк,  
С. И. Футымский

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,  
бульв. Акад. Вернадского, 36,  
03680, ГСП, Киев-142, Украина*

Рассматривается сдвиг зависимости действительной части динамической магнитной восприимчивости  $\chi'(T)$  на шкале температур от изменения частоты в окрестности критической температуры  $T_c$  перехода сверхпроводника. Этот сдвиг может быть связан с флуктуацией сверхпроводящего параметра порядка при фазовом переходе из нормального состояния в сверхпроводящее.

Розглядається зсув залежності  $\chi'(T)$  на шкалі температур ( $\chi'(T)$  — дійсна частина динамічної магнетної сприйнятливості) від зміни частоти поблизу критичної температури  $T_c$  переходу надпровідника. Цей зсув може бути пов'язаний з флуктуацією надпровідного параметра порядку при фазовому переході з нормального стану в надпровідний.

The shift of the real part  $\chi'(T)$  of dynamic magnetic susceptibility dependence over the temperature scale with an *ac* frequency change is considered in the vicinity of the superconductor critical temperature  $T_c$ . This shift can be related to thermodynamic fluctuations of the superconducting order parameter at the normal state–superconductor phase transition.

**Ключевые слова:** сверхпроводящая плёнка, восприимчивость, сверхпроводящий переход, критическая температура.

*(Получено 5 апреля 2012 г.)*

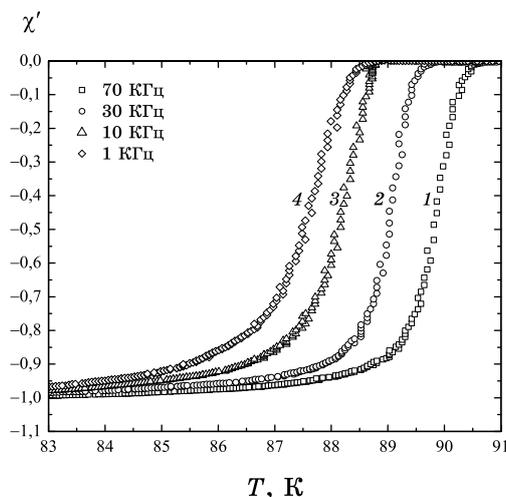
Измерение критической температуры  $T_c$  перехода сверхпроводника из нормального состояния в сверхпроводящее представляет теоретический и практический интерес, поскольку позволяет объяснить наблюдаемые экспериментальные данные, полученные на сверх-

проводящих образцах.

Наиболее часто  $T_c$  и ширину температурного сверхпроводящего перехода (СП) определяют измерением сопротивления перехода на постоянном токе по четырехзондовой методике или методом динамической магнитной восприимчивости (ДМВ).

При измерениях на постоянном токе сверхпроводник имеет резкий переход по температуре, т.к. в этом случае ток по сверхпроводнику проходит через объем материала, имеющего одинаковую  $T_c$ . В этом случае трудно оценить степень однородности сверхпроводящего материала по СП. При измерениях методом ДМВ ширина СП больше за счет объемов материала, имеющих температурный разброс по  $T_c$ , и эта ширина указывает на степень однородности материала по сверхпроводящим свойствам. Чем круче СП при измерении методом ДМВ, тем более однородный материал по  $T_c$ .

На рисунке 1 представлены результаты наших измерений температурных зависимостей действительной составляющей магнитной восприимчивости  $\chi'$  при различных частотах возбуждающего поля (70 КГц, 30 КГц, 10 КГц, 1 КГц) амплитудой  $H = 0,15$  мТл. Объектом исследований были высокотемпературные сверхпроводящие плёнки YBaCuO толщиной 300 нм, осажденные на подложки LaAlO<sub>3</sub> методом импульсного лазерного осаждения. Как видно из рис. 1, при понижении частоты возбуждающего поля, при переходе сверхпроводника из нормального состояния в сверхпроводящее,  $\chi'$  сдвигается в сторону меньших температур. Возникает вопрос: где



**Рис. 1.** Температурные зависимости действительной составляющей магнитной восприимчивости  $\chi'$  при различных частотах (кривая 1 — 70 КГц, кривая 2 — 30 КГц, кривая 3 — 10 КГц, кривая 4 — 1 КГц) возбуждающего поля амплитудой  $H = 0,15$  мТл.

на температурной оси наблюдается начало реального фазового перехода и какая его ширина?

Выполним расчеты в рамках феноменологической двухжидкостной модели Гортера–Казимира, описанной в [1], согласно которой имеются нормальные электроны с концентрацией  $n_n$  и сверхпроводящие с концентрацией  $n_s$ ; суммарная концентрация электронов проводимости —  $n = n_n + n_s$ . В этой модели концентрации нормальных и сверхпроводящих электронов зависят от температуры сверхпроводника:

$$n_n = n \left( \frac{T}{T_c} \right)^4, \quad n_s = n \left( 1 - \frac{T}{T_c} \right)^4 \quad (1)$$

Представим, что наш образец имеет форму диска и приложен к одной из измерительных катушек стандартной схемы ДМВ. Рассмотрим состояние образца при температуре несколько выше  $T_c$ . Практически он находится в нормальном состоянии. Поэтому мы можем с достаточной степенью точности считать, что внешнее переменное магнитное поле возбуждает в образце индуцированную электродвижущую силу (ЭДС):

$$\varepsilon = - \frac{\partial \Phi}{\partial t} = - \frac{\partial (HS)}{\partial t}, \quad (2)$$

где  $H$  — возбуждающее переменное поле,  $S$  — площадь поперечного сечения образца.

Обозначим через  $l$  среднюю длину окружности диска. Выразив магнитное поле в комплексном виде  $H = H_0 e^{i\omega t}$ , получим величину напряженности  $E$  электрического поля в образце на окружности длиной  $l$ :

$$E = \frac{\varepsilon}{l} = - \frac{i\omega S H_0 e^{i\omega t}}{l} = -i\omega E_0 e^{i\omega t}, \quad (3)$$

где  $E_0 = S H_0 / l$ . Это электрическое поле создает ток нормальных носителей. При заданной температуре, вследствие присутствия термодинамических флуктуаций параметра порядка, может существовать незначительное количество сверхпроводящих носителей тока, которые под действием этого электрического поля создадут слабый сверхпроводящий ток. Именно этот ток и будет создавать, на прилегающей к образцу катушке, напряжение, пропорциональное  $\chi'$  восприимчивости.

Плотность тока, создаваемая этими электронами, равна [2]:

$$j_s = -E i \sigma_s = - \frac{i q^2 E_0 e^{i\omega t}}{m} i n_s = n_s \frac{E_0}{m} q^2 e^{i\omega t}, \quad (4)$$

где  $n_s$  — концентрация сверхпроводящих электронов;  $q$  — заряд электрона;  $m$  — масса электрона.

Так как магнитный момент пропорционален току в образце (и, следовательно, также его плотности), получим:

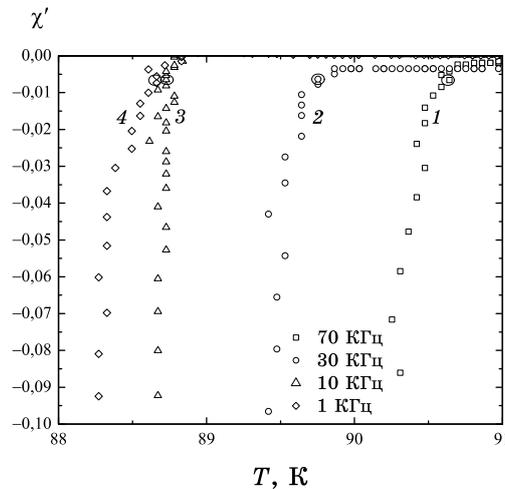
$$M \propto j_s \propto \frac{n_s E_0 e^{i\omega t}}{m} \propto n_s \frac{SH_0}{ml} q^2 e^{i\omega t}. \quad (5)$$

Напряжение, развиваемое на катушке от этого магнитного момента, равно производной по времени от его величины; поэтому величина напряжения сигнала  $U_c$ , пропорциональная  $\chi'$ , составит:

$$\chi' \propto U_c \propto -\frac{dM}{dt} \propto -\frac{n_s SH_0}{lm} i\omega q^2 e^{i\omega t}. \quad (6)$$

Как видно из выражения (6), величина  $\chi'$  пропорциональна частоте измерения и концентрации сверхпроводящих носителей в образце.

Для ясности дальнейшего изложения рассмотрим точки  $a, b, c, d$  только на начальной стадии СП-перехода на кривой зависимости ДМВ от температуры (рис. 2 показывает участок перехода от  $\chi' = 0$  до  $\chi' = 0,1$ ). Точка  $a$  находится на кривой перехода  $\chi'$  при частоте 70 КГц. В этой точке, при данной частоте и температуре перехода, за счёт флуктуаций термодинамического параметра порядка в окрестностях СП имеется некоторое количество сверхпроводящих электронов  $n_s$ , которые, согласно выражению (6), дают напряжение,



**Рис. 2.** Участок температурных зависимостей действительной составляющей магнитной восприимчивости в диапазоне от  $\chi' = 0$  до  $\chi' = 0,1$ , на нескольких частотах (кривая 1 — 70 КГц, кривая 2 — 30 КГц, кривая 3 — 10 КГц, кривая 4 — 1 КГц) в поле  $H = 0,15$  мТл.

пропорциональное  $\chi'$ . В следующем эксперименте установили частоту равную 30 КГц. Тогда, согласно выражению (6), чтобы иметь такое же по величине напряжение, как то, что имелось в эксперименте при частоте 70 КГц, необходимо иметь большее, чем в предыдущем случае, количество сверхпроводящих носителей. Поэтому точка  $a$  переходит в положение точки  $b$  на частоте 30 КГц, которое лежит ниже по температуре и обеспечивает большее число сверхпроводящих носителей. И так для остальных точек:  $c$ ,  $d$ . Отсюда ясно, что положение кривой перехода в сверхпроводящее состояние на температурной оси зависит от частоты измерения и определяется температурной областью сверхпроводящих термодинамических флуктуаций параметра порядка при переходе из нормального состояния в сверхпроводящее. В наших измерениях, сдвиг кривой перехода (из точки  $a$  в точку  $d$ ) составлял порядка 1,5 градуса. Существует несколько моделей возникновения флуктуаций сверхпроводящего параметра порядка, например, модель джозефсоновских флуктуаторов [3, 4] или фазового перехода Березинского–Костерлица–Таулесса [5], детальное рассмотрение которых выходит за рамки данной статьи. По-видимому, флуктуационные процессы в сверхпроводниках (и особенно в ВТСП-соединениях) могут исследоваться изучением начала перехода при разных частотах, так как чем выше частота измерений, тем при более высоких температурах будет заметно начало появления флуктуаций.

Для того чтобы корректно измерять ширину перехода на одной заданной частоте, необходимо откалибровать измерительную установку по восприимчивости. В таком случае изменение динамической магнитной восприимчивости от 0,1 до 0,9 её величины и будет мерой ширины перехода по температуре. Именно так поступают в работе [6]. Исследуя сдвиг перехода от магнитного поля, авторы, для оценки реальной температуры перехода, кривую восприимчивости в функции от температуры градуируют по известным сигналам парамагнитных и образцов (Pd, EuO, GdCl<sub>3</sub>·7H<sub>2</sub>O).

Авторы выражают благодарность Украинскому научно-технологическому центру за поддержку этой работы по проекту № P424 и МОН Украины за поддержку по договору № М/425-2009.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. J. Lancaster, *Passive Microwave Device Applications of High-Temperature Superconductors* (Birmingham: Cambridge University Press: 1997).
2. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников* (Москва: Наука: 1982).
3. А. В. Демин, В. А. Хлус, *Физика низких температур*, **17**: 1914 (1991).
4. В. И. Шнырков, В. П. Тимофеев, Г. М. Цой, В. А. Хлус, А. В. Демин, *Физика низких температур*, **21**: 604 (1995).
5. А. Н. Артемов, *Физика твердого тела*, **47**: 1018 (2005).
6. E. H. Brandt, *Phys. Rev. B*, **50**, No. 5: 3384 (1994).