

PACS: 74.25.Sv, 74.25.N-, 75.40.Gb, 64.60.Ht
УДК 538.945

О измерении критического тока ВТСП образцов методом динамической магнитной восприимчивости

В.Ф. Тарасов, П.А.Борисенко,* А. Ю. Диреглазов, С.И. Футымский

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,
бульв. Акад. Вернадского, 36, 03142, ГСП, Киев-142, Украина
*Киевский Национальный Университет им Т. Г. Шевченко,
Радиофизический факультет, просп. Глушкова, 4-г, 03022, г. Киев, Украина
tar@imp.kiev.ua*

Рассматривается выражение Клема и Санчеса для экспериментального определения критической плотности тока j_c в ВТСП по максимуму магнитной восприимчивости χ . Показано, что утверждение многих исследователей о зависимости j_c от частоты по этому методу не является достаточно обоснованным.

Ключевые слова: магнитная восприимчивость, сверхпроводящий переход, критическая температура, сверхпроводящая пленка, частота.

Розглядається вираз Клема та Санчеса для експериментального визначення критичної густини струму j_c у ВТНП за максимумом магнітної сприйнятливості χ . Показано, що твердження багатьох дослідників щодо залежності j_c від частоти не є достатньо обґрунтованим.

Ключові слова: магнітна сприйнятливість, надпровідний перехід, критична температура, надпровідна плівка, частота.

The expression of Klem and Sanchez for the experimental definition of critical current density j_c in HTSC on a magnetic susceptibility maximum χ is considered. It is shown that the assertion of many researchers about j_c depending on the frequency of using this method is not sufficiently justified.

Keywords: magnetic susceptibility, superconducting transition, critical temperature, superconducting film, frequency.

Измерение критической плотности тока j_c сверхпроводника является основным методом определения реального энергетического выигрыша при использовании сверхпроводника в качестве токонесущего элемента при разработке каких-либо электротехнических устройств (линий передач, электродвигателей и т.д.). По литературным данным полагают, что при достижении в сверхпроводнике плотности критического тока $j_c=10^4$ А/см² будет экономически выгоднее использовать сверхпроводник как носитель тока вместо обычно применяемых нормальных металлов (медь, алюминий) с точки зрения величины энергетических потерь, даже не смотря на необходимость применения систем охлаждения сверхпроводников.

Зная зависимость величины плотности критического тока от режима технологии получения сверхпроводника, можно с помощью регулировки параметров технологического цикла получать ВТСП с максимальной плотностью критического тока.

На данный момент существует два метода измерения критического тока сверхпроводника: четырехзондовый метод измерения на постоянном токе и метод измерения динамической магнитной восприимчивости.

При использовании четырехзондового метода делают литографию ВТСП пленки в виде мостика шириной 50..100 мкм, где через токовые выводы мостика проходит ток, а с потенциальных выводов снимают падение напряжения на длине l . По соглашению между исследователями [1, 2] плотность критического тока j_c в мостике, которая создает падение напряжения 1 мкВ на длине 1 см, называется критической. Считается, что в этом случае в ВТСП под действием силы Лоренца, определяемой плотностью критического тока j_c и интегральным магнитным полем от этого тока, наступает срыв вихрей Абрикосова с центров пиннинга, при этом движение вихрей сопровождается диссипацией энергии в сверхпроводнике.

Этот метод является трудоемким, т.к. для

получения образца для исследований необходимо использовать литографию. В связи с этим в настоящее время большинство исследователей используют метод определения j_c по максимуму магнитной восприимчивости χ'' , который был описан Клемом и Санчесом [3].

Основной результат авторов заключается в следующем. Если к сверхпроводящему диску толщиной d и радиусом r приложить магнитное поле H , то, согласно модели критического состояния, в сечении диска на расстоянии a от края диска плотность тока j равняется j_c , после чего j начинает спадать к центру, при этом $j=f(\rho,(\rho/r),a)$, где ρ – текущий радиус диска, отсчитываемый от центра диска; величина $a=r(\cosh(H/H_d))$; H – внешнее магнитное поле, перпендикулярное к плоскости диска; $H_d=j_c \cdot (d/2)$ – параметр, характеризующий этот сверхпроводящий диск. При таком намагничивании ось c сверхпроводящего диска параллельна H .

При возбуждении переменным магнитным полем $H \cdot \sin(\omega t)$ с амплитудой

$$H = 2H_d = j_c d, \quad (1)$$

как показывают расчеты [3], будет наблюдаться максимальное значение χ'' . Следовательно, наблюдая максимум χ'' и зная амплитуду переменного намагничивающего поля H , которая соответствует максимуму χ'' , при известной толщине d определяется плотность критического тока. Важно отметить, что в этой задаче рассматриваются профили распределения тока и магнитного поля по сечению диска. Именно при этих профилях, которые обеспечиваются в сечении сверхпроводника критической плотностью тока j_c в диске радиуса r наблюдается максимум χ'' .

Удобство получения образца для измерений вызвало большое количество исследований, связанных с измерением j_c указанным выше методом. Однако при измерениях по методу Клема–Санчеса исследователи не учитывают условия применимости формулы (1) к конкретному эксперименту, что может приводить к ошибкам измеряемой величины j_c . В первую очередь это касается формы образца.

Формула Клема и Санчеса (1) была получена для дисковой геометрии образца. В случае какой-либо другой геометрии эта формула будет давать некорректное измерение χ'' , поэтому для правильной оценки величины j_c образца какой-либо другой формы, кроме дисковой, необходимо правильно рассчитывать распределение тока в такой геометрии. Например, Брандт [4] показал, что для полосковой линии, у которой полуширина намного меньше длины линии, соотношение между магнитным полем и критической плотностью тока j_c , при котором χ'' будет иметь

максимум, другое:

$$H = 1,56 j_c d, \quad (2)$$

Подобное непонимание этой проблемы было порождено работой [5], где сравнивают измеренные j_c разных по форме образцов ВТСП, и утверждается, что их форма не влияет на величину измеренной плотности тока j_c . Однако данный эксперимент нельзя признать корректным, поскольку все измерения были произведены при температурах, близких к температуре окончания перехода в сверхпроводящее состояние. При таких температурах трудно утверждать, что тут применима модель критического состояния. Также максимум χ'' в этой области температур объясняют наличием разных механизмов потерь. В этом случае любой образец, как двухмерный, так и трехмерный, всегда в этой области температур будет давать максимум χ'' . Следовательно при анализе критических токов образцов разных конфигураций с помощью (1) необходимо учитывать, что истинная величина j_c этих пленок может определяться только для дисковой геометрии.

Таким образом, для точных измерений j_c необходимо использование образца в виде диска, или полосковой линии, у которой полуширина намного меньше длины образца. В этом случае справедливы формулы (1) и (2).

Анализ различных физических процессов высокотемпературных сверхпроводниках во многих работах делают на основании зависимости j_c от частоты при использовании метода Клема–Санчеса. Например, в работе [6] с увеличением частоты наблюдается рост величины критической плотности тока, который объясняют влиянием крипа потока вихрей на величину j_c , а в [7] аналогичный рост j_c от частоты связывают с уменьшением силы пиннинга вихрей.

Авторы в своей статье [3] неоднократно подчеркивали, что выражение (1) получено для случая квазистатического намагничивания. Это значит, что выражение (1) справедливо на частотах, при которых процесс намагничивания близок к квазистатическому. Критерием предельной частоты, удовлетворяющей квазистатическому приближению, может служить время проникновения магнитного потока в измеряемый образец. Брандт в работе [4] показал, что для полосковой линии, у которой полуширина намного меньше длины линии, характерное время τ , когда величина магнитного потока в какой-либо точке достигает порядка трети величины магнитного потока в стационарном состоянии, равно

$$\tau = (\mu_0 a d) / (2\pi\rho), \quad (3)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-9}$ Гн/см – магнитная постоянная; a – полуширина полосковой линии; d – толщина сверхпроводника; ρ – удельное сопротивление сверхпроводника в режиме течения потока вихрей.

В работе [6] пленка была в виде квадрата шириной $2a = 0,5$ см, поэтому если применять к этой пленке формулу (3), где время проникновения потока рассчитано для полосковой линии, то эта формула будет давать погрешность в величине τ . Однако мы будем, в первом приближении, пренебрегать этой погрешностью. При намагничивании гармоническим переменным магнитным полем в пленке наблюдается движение вихрей, которое обеспечивает сопротивление этой пленки. Для обычных образцов ВТСП пленок удельное сопротивление ρ при течении потока вихрей Абрикосова равно порядка 10^{-12} Ом·см. Если учесть, что пленка в [6] имела $d = 300$ нм и $a = 0,25$ см, то, согласно выражению (3), $\tau = 0,015$ с. Заметим, что в [8] приведена кривая зависимости магнитного момента от времени в монокристалле YBCO при намагничивании импульсным полем $H \parallel c$ при температуре 77 К. Измеренное время проникновения магнитного потока в кристалл составляло от 0,025 до 0,001 с, в зависимости от амплитуды намагничивающего поля. Это приблизительно совпадает с приведенной выше оценкой времени проникновения магнитного потока ($\tau = 0,015$ с) при намагничивании образца в работе [6].

Частота, при которой величина магнитного потока в образце достигнет одной третьей от величины магнитного потока при квазистатическом намагничивании равняется $1/\tau$ порядка 66 Гц. Для полного проникновения магнитного потока в образец уже необходима частота порядка $1/(4..5) \cdot \tau$, или около 15 Гц. Именно при такой частоте измерение плотности критического тока по формуле (1) будет иметь малую ошибку. В случае измерения на частотах больших, чем $1/(4..5) \cdot \tau$, профиль магнитного потока в данном образце, который создается внешним переменным магнитным полем H , не будет соответствовать профилю распределения магнитного потока в образце по сравнению с профилем, который может быть в квазистатическом состоянии при данном H . Поэтому пик χ'' , который наблюдается в поле H на частоте 15 Гц и ниже в пленке с такими параметрами, как в [6], при частотах выше 15 Гц при таком же поле H наблюдаться не будет, и на всех частотах выше 15 Гц для получения максимальной величины χ'' необходимо с ростом частоты повышать величину переменного намагничивающего поля H . По формуле (1) это повышение H формально можно трактовать как рост j_c [10]. Поэтому мы полагаем, что наблюдаемый рост j_c от частоты ω в [6] и [7] связан с изменением времени проникновения магнитного потока в образец, а не с физическими процессами, которые описаны в [6] и [7], и

при проведении корректных исследований j_c от частоты ω необходимо учитывать фактор проникновения магнитного потока в образец на измеряемой частоте.

Кроме того, сдвиг максимума χ'' от частоты, при достижении величины магнитного поля по формуле (1), не является убедительным доказательством зависимости критического тока от частоты. Рассмотрим появление максимума χ'' при определенной частоте ω и переменном магнитном поле по формуле (1). Поскольку χ'' является мерой потери активной энергии в единице объема за один период колебания переменного магнитного поля, выясним, при каких условиях возникает максимум потерь.

Для этого рассмотрим намагничивание переменным магнитным полем диска. Переменное магнитное поле возбуждает в диске круговые токи. Эти токи на элементарном участке диска по радиусу будут создавать падение напряжения на активном сопротивлении R и индуктивном сопротивлении X . Общая индуктивность диска включает в себя конфигурационную индуктивность (L_c) и индуктивность, которая возникает из-за ускорения сверхпроводящих электронов (L_e). Протекающие по диску токи возникают из-за электродвижущей силы E равной производной от магнитного потока по времени. Можем написать, что полный круговой ток, протекающий в сечении диска, по законам электродинамики будет равен

$$I = \frac{E}{\sqrt{R^2 + X^2}}, \quad (4)$$

где R – общее активное сопротивление диска по окружности;

$X = \omega(L_c + L_e)$ – реактивное сопротивление диска.

Активные потери энергии в образце за один период колебаний будут равны

$$P = I^2 \cdot R = \frac{E^2 R}{R^2 + X^2}. \quad (5)$$

Величина P , нормированная на объем материала, фактически эквивалентна величине χ'' . Максимум

производной $\frac{\partial P}{\partial R}$ получается при $R = X$, следовательно

χ'' будет иметь максимум при условии равенства на определенной частоте активного и реактивного сопротивлений. Допустим, что во время эксперимента по измерению χ'' на частоте ω_1 наблюдается максимум в переменном магнитном поле H_1 по формуле (1). Если мы перешли на новую частоту $\omega_2 > \omega_1$, для нового максимума χ'' должно соблюдаться также условие равенства активного и реактивного сопротивлений.

Это возможно только в том случае, если новый максимум χ'' будет наблюдаться, когда $H_2 > H_1$. В этом случае войдет больше вихрей Абрикосова по сравнению с первым случаем, увеличатся потери, которые должны уравновесить увеличившиеся реактивные потери при частоте ω_2 . Следовательно новая величина магнитного поля, при которой наступает максимум χ'' может увеличиться за счёт внесённых потерь, а не из-за роста j_c как это следует по формуле (1).

Таким образом, утверждение зависимости плотности критического тока от частоты по максимуму χ'' , в силу приведенных выше объяснений (глубина проникновения и равенство $R=X$) нельзя признать корректным, как утверждают многие авторы [9]. По-видимому, корректное объяснение частотной зависимости критического тока от частоты можно будет сравнивать с экспериментом по методу Клема-Санчеса, когда будет получено удовлетворительное теоретическое обоснование этой зависимости.

Следует еще отметить, что используя выражение (1), многие исследователи измеряют влияние постоянного внешнего магнитного поля на величину плотности критического тока, несмотря на то, что авторы (Клем и Санчес) подчеркивают, что выражение (1) справедливо при условии, что j_c не зависит от намагничивающего внешнего поля. Поэтому трактовку изменения критического тока от внешнего постоянного магнитного поля по методу Клема-Санчеса следует применять с большой осторожностью.

Авторы выражают благодарность НАН Украины за поддержку этой работы по договору № 1.1.3.10.

1. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников* (Москва: Наука: 1982).
2. А. Кемпбелл, Дж. Иветс, *Критические токи в сверхпроводниках* (Москва: Мир: 1975).
3. J. R. Clem, A. Sanchez, *Phys. Rev. B* 50, No. 13: 9355 (1994).
4. E. H. Brandt, *Phys. Rev. B* 49: 9024-9040 (1994).
5. M. Wurlitzer, M. Lorenz, K. Zimmer, and P. Esquinazi, *Phys. Rev. B* 55, No. 17: 11816 (1997).
6. М.П. Черноморец, Д.Г. Ковальчук, С.М. Рябченко, А.В. Семенов, *ФНТ*, 32, вып. 3: 277-288 (2006).
7. L. Fabrega, J. Fontcuberta, L. Civale, and S. Pinol, *Phys. Rev. B* 50: 1199 (1994).
8. L. Gao, Y. Y. Xue, P. H. Hor, C. W. Chu, *Physica C* 177: 438 (1991).
9. Ю.В.Федотов, С.М.Рябченко, Э.А.Пашицкий, А.В.Семенов, В.И.Вакарюк, *ФНТ*, 28, вып.3: 245-261 (2002).
10. В. Ф. Тарасов, П. А. Борисенко, А. Ю. Диреглазов, С. И. Футымский *Металлофиз. новейшие технол.* т. 34, № 12, 1597 (2012).