

Исследование критического состояния ВТСП методом баланса мощности

В. К. Игнатъев, А. Е. Коншин

*Волгоградский государственный университет, Россия, 400062, г. Волгоград-62, ул. 2-я Продольная, 30
E-mail: ivanov@physic.vgu.tsaritsyn.su*

Статья поступила в редакцию 13 октября 1997 г., после переработки 19 января 1998 г.

На основе метода баланса мощности предложена методика бесконтактного измерения интегральных электрических характеристик кольцевых образцов из Y–Ba–Cu–O керамики. Получены зависимости сопротивления потерь и внутренней индуктивности ВТСП образцов от транспортного тока. Проведены исследования критического и резистивного состояний образцов при различных частотах транспортного тока в зависимости от величины приложенного внешнего постоянного магнитного поля.

На основі методу балансу потужності запропоновано методику безконтактного вимірювання інтегральних електричних характеристик кільцевих зразків із Y–Ba–Cu–O кераміки. Одержано залежності опору втрат і внутрішньої індуктивності ВТСП зразків від транспортного струму. Проведено дослідження критичного і резистивного станів зразків при різних частотах транспортного струму в залежності від величини прикладеного зовнішнього постійного магнітного поля.

PACS: 74.60.Ec, 74.60.Jg

Введение

Исследование электрических и магнитных свойств высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) является важной задачей современной физики низких температур. Различные модели ВТСП (Бина [1], спинового стекла [2], джозефсоновской среды [3], перколяционная [4] и т.д.) рассматривают сверхпроводящую керамику как нелинейную среду с существенной временной и пространственной дисперсией. В данной работе описана методика бесконтактного измерения зависимостей мощности потерь и индуктивности от величины транспортного тока, времени задержки отклика кольцевых сверхпроводящих образцов из Y–Ba–Cu–O керамики при различных значениях постоянного внешнего магнитного поля, а также частоты пропускаемого транспортного тока. Эти интегральные электрические характеристики несут важную информацию о критическом и резистивном состояниях ВТСП и позволяют не только подтвердить справедливость применения той или иной теоретической модели, но и оценить конкретные параметры сверхпроводящей керамики, такие как величина критического тока,

глубина проникновения и скорость распространения возмущений магнитного поля. Так, резкий скачок индуктивности образца при переходе от критического состояния к резистивному и значительная задержка распространения электромагнитных возмущений могут быть связаны только со сравнительно медленным движением магнитных вихревых структур, что характерно для модели Бина, в то время как в рамках перколяционной модели индуктивность слабо зависит от величины транспортного тока, а задержка пренебрежимо мала. Широко применяемое исследование стационарной вольт-амперной характеристики дает недостаточную информацию об электромагнитных процессах в сверхпроводнике, в частности, не позволяет судить о пространственном и временном распределении магнитного поля, так как практически все модели критического состояния при соответствующем подборе параметров описывают качественно близкие ВАХ.

С точки зрения теории цепей ВТСП образец представляет собой нелинейный инерционный двухполюсник [5]. Исследование нелинейных инерционных элементов является сложной задачей, которая, как известно, не имеет общего решения. Для нахождения реакции элемента с нелинейной проводимостью на внешнее воздействие следует рассмотреть его с энергетической точки зрения. Запишем первый закон термодинамики для образца в виде уравнения баланса мощности [5]. Если при протекании тока через нелинейную среду в ней не возникают разделенные заряды, то это уравнение будет иметь следующий вид:

$$u(t)i(t) = dW(t)/dt + P(t) , \quad (1)$$

где $u(t)$ — напряжение на зажимах нелинейного образца; $i(t)$ — ток, протекающий через него; $W(t)$ — энергия магнитного поля образца; $P(t)$ — мощность потерь в нем.

Уравнение (1), таким образом, позволяет найти напряжение $u(t)$ на образце при заданном законе изменения тока $i(t)$, протекающего через него, если известен характер изменения магнитной энергии и мощности диссипации, которые определяются внутренними свойствами нелинейной среды. Чтобы решить это уравнение, прежде всего необходимо избавиться от явной временной зависимости величин W и P и представить их как функции тока, протекающего через образец. Заметим, однако, что для инерционной среды с нелинейной проводимостью энергия и мощность потерь, вообще говоря, зависят не только от мгновенного значения тока $i(t)$, но и от предыстории воздействия, т.е. от значений тока в предыдущие моменты времени. Эта зависимость может иметь весьма сложный вид нелинейных запаздывающих потенциалов. При достаточно медленном режиме изменения тока $i(t)$ можно принять с хорошей точностью: $P(t) = P(i(t - \tau))$, $W(t) = W(i(t - \tau))$, где τ — малая задержка ($\tau \ll T$, T — период тока $i(t)$), которую можно считать одинаковой для W и P , если учесть, что и мощность диссипации, и магнитная энергия в ВТСП определяются динамикой распределения гипервихрей [6]. Разложим эти функции в ряд Тейлора в окрестности момента времени t :

$$i(t - \tau) = i(t) - \tau \frac{di}{dt} + \frac{\tau^2}{2} \frac{d^2i}{dt^2} - \dots ,$$

$$P(t) = P(i(t)) -$$

$$- \tau \frac{di}{dt} \frac{dP}{di} + \frac{\tau^2}{2} \left(\frac{d^2i}{dt^2} \frac{dP}{di} + \left(\frac{di}{dt} \right)^2 \frac{d^2P}{di^2} \right) - \dots , \quad (2)$$

$$W(t) = W(i(t)) -$$

$$- \tau \frac{di}{dt} \frac{dW}{di} + \frac{\tau^2}{2} \left(\frac{d^2i}{dt^2} \frac{dW}{di} + \left(\frac{di}{dt} \right)^2 \frac{d^2W}{di^2} \right) - \dots ,$$

$$\frac{dW(t)}{dt} = \frac{dW(t)}{di} \frac{di}{dt} = \left(\frac{dW}{di} - \tau \frac{di}{dt} \frac{d^2W}{di^2} - \dots \right) \frac{di}{dt} .$$

Введем активное сопротивление нелинейного элемента $R(i) = P(i)/i^2$ и его дифференциальную индуктивность $L(i) = 2dW(i)/d(i^2) = (1/i)(dW/di)$. Ограничиваясь первым порядком малости по τ и первыми производными W и P по току i , подставим разложения (2) в уравнение баланса мощностей (1):

$$u(t) = L(i) \frac{di}{dt} + R(i)i - \tau \left(2R(i) + i \frac{dR}{di} \right) \frac{di}{dt} . \quad (3)$$

Таким образом, по известным характеристикам нелинейного элемента $R(i)$, $L(i)$ и задержке τ можно в первом приближении рассчитать отклик $u(t)$ на произвольное воздействие $i(t)$.

Рассмотрим обратную задачу: по измеренным значениям $u(t)$ и $i(t)$ найти параметры нелинейного элемента $R(i)$, $L(i)$ и τ . Эта задача разбивается на две части — измерение напряжения $u(t)$ и решение уравнения (3), в которое входят все эти неизвестные величины.

Методика измерений и обработка результатов

При характерном значении сопротивления образца 10^{-5} – 10^{-6} Ом контактные методы измерения напряжения непригодны из-за значительного переходного сопротивления и неэквипотенциальности поверхности контактов, связанной с разным положением уровня Ферми в контакте и в образце [7]. Индукционные методы, использующие один или два соленоида [8,9], не позволяют проводить измерения в условиях развитого скин-эффекта, так как не учитывают распределение тока по сечению образца. Наиболее информативным является бесконтактное измерение сопротивления и индуктивности образца кольцевой формы с помощью поясов Роговского, так как взаимная индуктивность поясов Роговского с образцом не зависит от распределения тока по его сечению. Схема измерения приведена на рис. 1 [10]. В ее

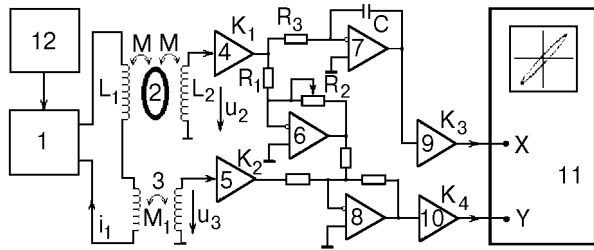


Рис. 1. Схема измерений

состав входят: источник тока 1, управляемый напряжением от внешнего генератора 12, датчик, включающий охватывающие кольцевой образец 2 два одинаковых пояса Роговского ($L_1 = L_2$) и трансформатор 3, а также блок обработки сигнала, содержащий предусилители 4 и 5, регулируемый усилитель 6, интегратор 7, сумматор 8, выходные усилители 9, 10, сигналы с которых подаются на горизонтальную и вертикальную развертки двухлучевого осциллографа 11 соответственно.

Источник тока 1 создает в поясе Роговского L_1 и первичной обмотке трансформатора 3 переменный ток i_1 . Пусть взаимная индуктивность поясов Роговского с кольцевым образцом равна M , взаимная индуктивность между поясами отсутствует, а взаимная индуктивность обмоток трансформатора 3 равна M_1 . Тогда, обозначая u_1 эдс индукции в первом поясе Роговского L_1 , запишем уравнение баланса мощности вида (1) для датчика:

$$u_1 i_1 = \frac{d}{dt} \left(W(t) + \frac{L_1 i_1^2}{2} + M i i_1 \right) + P(t), \quad (4)$$

где i — ток в самом образце. Из закона электромагнитной индукции следует

$$u_1 = \frac{M di}{dt} + \frac{L_1 di_1}{dt}; \quad u_2 = \frac{M di}{dt}; \quad u_3 = -\frac{M_1 di_1}{dt}, \quad (5)$$

где $u_2(t), u_3(t)$ — напряжения на поясе L_2 и вторичной обмотке трансформатора 3 соответственно. Решая систему уравнений (4) и (5), получаем

$$\frac{M}{M_1} u_3 i = \frac{d}{dt} W(t) + P(t), \quad (6)$$

$$i(t) = \frac{1}{M} \int_{-\infty}^t u_2(t') dt'. \quad (7)$$

Нетрудно заметить, что уравнение (6) является уравнением баланса мощности для самого

образца, а u_3 с точностью до постоянного множителя следует рассматривать как напряжение на кольцевом образце, разрезанном по образующей перпендикулярно линиям тока, если поверхности разреза являются зажимами.

Подставив разложения (2) для $P(t)$ и dW/dt в уравнение (6) и ограничившись первым порядком малости по τ и первыми производными W и P по току i , преобразуем его к следующему виду:

$$\frac{M}{M_1} u_3(t) = \left[L(i) - \tau \left(2R(i) + i \frac{dR}{di} \right) \right] \frac{di}{dt} + R(i)i. \quad (8)$$

С учетом схемы измерения (рис. 1) можно найти напряжения, подаваемые на горизонтальную и вертикальную развертки осциллографа:

$$u_X(t) = \frac{K_1 K_3}{R_3 C} \int_{-\infty}^t u_2(t') dt' = \frac{K_1 K_3 M}{R_3 C} i(t), \quad (9)$$

$$u_Y(t) = K_4 \left(K_2 u_3(t) - \frac{K_1 R_2}{R_1} u_2(t) \right) = \frac{K_4 K_2 M_1}{M} \times \left\{ \left[L(i) - \tau \left(2R(i) + i \frac{dR}{di} \right) - \frac{K_1 M^2 R_2}{K_2 M_1 R_1} \right] \frac{di}{dt} + R(i)i \right\}, \quad (10)$$

где K_1, K_2, K_3 и K_4 — коэффициенты усиления усилителей 4, 5, 9 и 10 соответственно.

Уравнения (9) и (10) описывают замкнутую параметрическую кривую (петлю гистерезиса), наблюдаемую на экране осциллографа (рис. 2). Из уравнения (10) видно, что форма петли зависит как от свойств образца, так и от сопротивления переменного резистора R_2 . Если

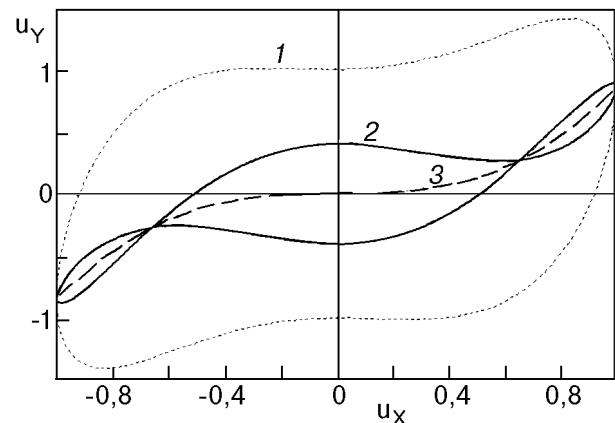


Рис. 2. Петля гистерезиса на экране осциллографа при различных R_2 : $R_2 = 0$ (1); $R_2 > 0$ (2); 3 — кривая, образуемая точками пересечения петли при изменении R_2 .

величины $L(i)$, $R(i)$ не зависят от направления тока i через образец, то петля будет симметричной относительно начала координат $u_X = 0$, $u_Y = 0$. В определенном диапазоне значений сопротивления резистора R_2 петля может иметь точки пересечения. В этих точках выполняются следующие равенства: $i(t_1) = i(t_2)$, $u_Y(t_1) = u_Y(t_2)$, где t_1, t_2 — моменты времени, принадлежащие интервалу нарастания (фронту) и интервалу убывания (спаду) полупериода тока $i(t)$ соответственно. Приравнивая правые части уравнения (10), записанные для моментов времени t_1 и t_2 , можно получить соотношение

$$\frac{K_1 M^2 R_2}{K_2 M_1 R_1} \left(\frac{di}{dt}(t_1) - \frac{di}{dt}(t_2) \right) = \left[L(i) - \tau \left(2R(i) + i \frac{dR}{di} \right) \right] \left(\frac{di}{dt}(t_1) - \frac{di}{dt}(t_2) \right)$$

или

$$\frac{K_1 M^2}{K_2 M_1 R_1} R_2 = L(i) - \tau \left(2R(i) + i \frac{dR}{di} \right). \quad (11)$$

Подставляя это соотношение в уравнение (10), получаем

$$u_Y(t_1) = u_Y(t_2) = \frac{K_2 K_4 M_1}{M} R(i) i. \quad (12)$$

При изменении сопротивления переменного резистора R_2 точки пересечения петли, заданной уравнениями (9), (10), перемещаются по экрану осциллографа, пробегая всевозможные значения тока i от нуля до максимума, и образуют плавную кривую $U(i)$. Запишем (11) и (12) в следующем виде:

$$L(i) - \tau \left(2R(i) + i \frac{dR}{di} \right) = \frac{K_1 M^2 R_2}{K_2 M_1 R_1}, \quad (13)$$

$$R(i) i = \frac{M}{K_2 K_4 M_1} U(i).$$

Система уравнений (13) связывает $L(i)$, $R(i)$ с непосредственно измеряемыми величинами R_2 и $U(i)$. Задержка τ входит в эти уравнения в качестве параметра, ее можно определить из физических соображений, накладывая условия на вид функции $L(i)$.

Результаты измерений

По описанной схеме были исследованы сверхпроводящие образцы кольцевой формы, изготовленные из иттриевой керамики по

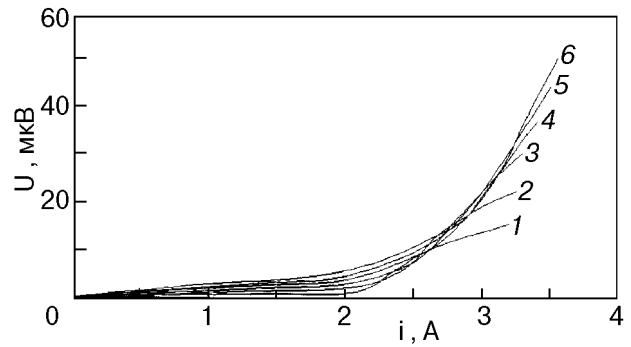


Рис. 3. Зависимость напряжения потерь сверхпроводящего образца от тока на различных частотах тока f , Гц: 100 (1); 150 (2); 200 (3); 250 (4); 300 (5); 350 (6).

стандартной методике. Графики зависимостей напряжения потерь $U(i) = R(i)i$ (вольт-амперная характеристика) и интегральной индуктивности

$$L_i(i) = \frac{2W(i)}{i^2} = \frac{1}{i^2} \int_0^i L(i_1) di_1^2$$

для цилиндрического образца длиной 40 мм, внешним диаметром 30 мм и внутренним диаметром 11 мм на нескольких различных частотах тока приведены на рис. 3 и 4 соответственно. На графиках рис. 3 хорошо заметен докритический участок $U(i)$ с низким сопротивлением потерь, резко переходящий в резистивную область. С увеличением частоты тока $i(t)$ сопротивление потерь ВТСП образца нарастает как в докритическом, так и в резистивном состоянии. Поскольку индуктивность контура прямо пропорциональна площади натянутой на него поверхности, $L_i(i)$, очевидно, должна зависеть от распределения тока по сечению образца. Пределы изменения $L_i(i)$ можно оценить следующим образом: минимум индуктивности соответствует состоянию, в

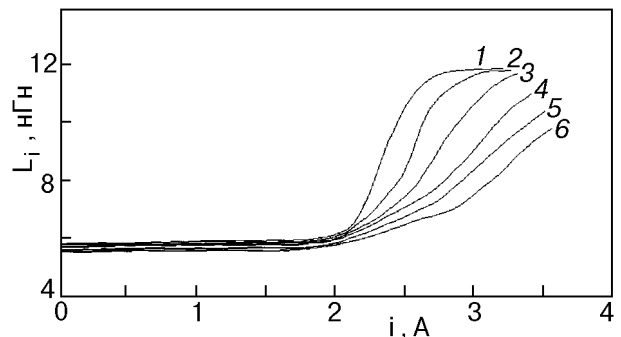


Рис. 4. Зависимость индуктивности сверхпроводящего образца от тока на различных частотах тока f , Гц: 100 (1); 150 (2); 200 (3); 250 (4); 300 (5); 350 (6).

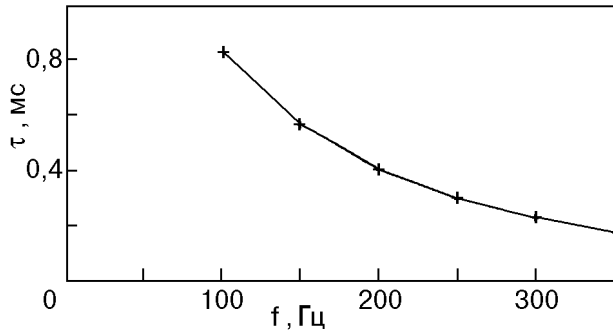


Рис. 5. Зависимость задержки τ от частоты транспортного тока.

котором магнитное поле вытолкнуто во внутреннюю полость кольцевого образца (3,5 нТл), и весь ток протекает в тонком приповерхностном слое, максимум — равномерному распределению тока по всему сечению образца. Поэтому при обработке результатов измерений величина задержки τ подбиралась так, чтобы индуктивность $L_i(i)$ не убывала и стремилась к максимальному постоянному значению при $i > i_{cr}$. Таковую величину задержки удалось подобрать только для частот 100–200 Гц. На рис. 4 видно, что на этих частотах $L_i(i)$ резко нарастает при переходе от критического состояния к резистивному. Соответствующие времена задержки, приведенные на рис. 5, достигают сотен микросекунд, однако условие $\tau \ll T$ все же выполняется. Резкий рост индуктивности и наличие значительных времен задержки, составляющих порядка 10% от периода транспортного тока, свидетельствуют в пользу того, что состояние ВТСП определяется вязким течением вихревых магнитных структур (гипервихрей). С ростом частоты индуктивность убывает вследствие скин-эффекта, и при данной амплитуде транспортного тока гипервихри, по видимому, уже не успевают заполнить весь

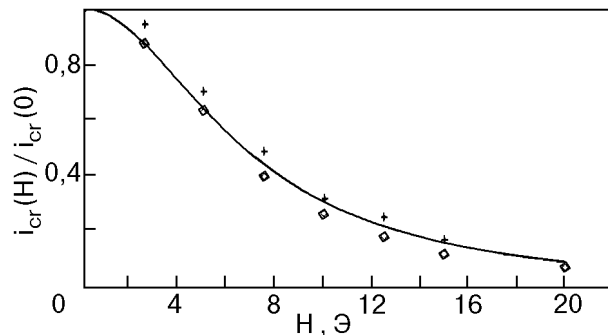


Рис. 6. Зависимость критического тока сверхпроводящего образца от постоянного внешнего поля для различных f , Гц: 120 (\diamond), 200 (+).

сверхпроводник за интервалы времени, когда $i(t) > i_{cr}$, поэтому на частотах выше 200 Гц максимальное постоянное значение индуктивности не достигается. В этом случае задержка τ определялась в соответствии с развитой в [6] моделью критического и резистивного состояний ВТСП. Согласно этой модели, если принять время задержки порядка l/v (l — глубина скин-слоя; v — средняя скорость гипервихрей) и учесть, что в условиях развитого скин-эффекта скорость гипервихрей растет пропорционально частоте переменного транспортного тока, а толщина скин-слоя уменьшается как корень из частоты, τ должна убывать пропорционально $1/f^{3/2}$.

На рис. 6 представлены зависимости критического тока ВТСП образца от приложенного постоянного внешнего магнитного поля для двух частот переменного транспортного тока. Видно, что зависимость критического тока от постоянного магнитного поля хорошо описывается функцией

$$\frac{i_{cr}(H)}{i_{cr}(0)} = \frac{1}{1 + (H/H_0)^2},$$

где $H_0 = 6,7$ Э (эта функция изображена на графике сплошной линией).

Выводы

Приведенные на рис. 3–6 экспериментальные результаты, обработанные по методу баланса мощности, хорошо соответствуют модели критического и резистивного состояний гранулярного сверхпроводника, основанной на пиннинге и вязком течении гипервихрей [6]. На рис. 7 приведены в произвольных единицах две вольт-амперные характеристики пластины из гранулярного сверхпроводника, рассчитанные в рамках этой модели для переменного

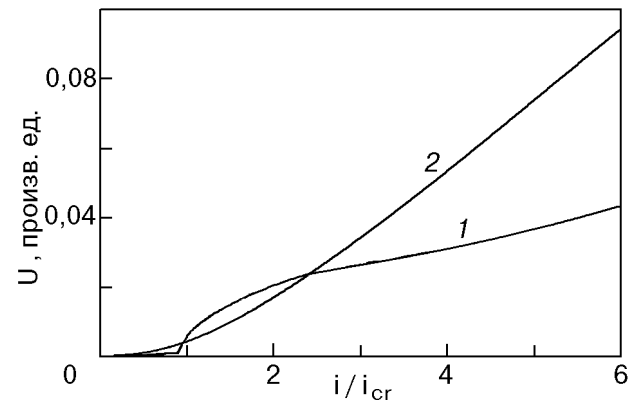


Рис. 7. Расчетные вольт-амперные характеристики сверхпроводящего образца, $f_2/f_1 = 10$.

транспортного тока, причем кривая 2 соответствует частоте в 10 раз большей, чем кривая 1. Отметим качественное согласие этого графика с экспериментальными кривыми 1 и 6 на рис. 3. В обоих случаях имеется резкий излом в области критического тока i_{cr} на низкой частоте, исчезающий при повышении частоты.

Тот факт, что сопротивление потерь в керамическом сверхпроводнике на переменном токе отлично от нуля в докритической области токов, причем мало зависит в этой области от величины тока, но растет с увеличением частоты, объясняется тем, что с ростом частоты увеличивается скорость колебаний вихревой решетки и, следовательно, потери.

Описанный метод исследования электрических свойств нелинейных и, в частности, сверхпроводящих образцов позволяет измерять их сопротивление потерь и дифференциальную индуктивность тем точнее, чем меньше задержка τ , характеризующая собственную инерционность нелинейной среды. Эта инерционность в рамках данного метода учитывается лишь в первом приближении — как малая задержка. Погрешность данного метода складывается из погрешности измерений, определяемой аппаратными искажениями и шумами, и погрешности, связанной с неучтенными членами в разложениях (2). Относительная величина этой неустранимой погрешности пропорциональна τ/T .

Работа выполнена в рамках проекта 96015 Государственной программы «Актуальные проблемы физики конденсированного состояния».

1. S. Takács, *Czech. J. Phys.* **40**, 1040 (1990).
2. I. Morgenstern, K. A. Muller, and J. C. Bednordz, *Physica B* **152**, 85 (1988).
3. T. C. Choy and A. M. Stoneham, *J. Phys. Condens. Matter.* **2**, 939 (1990).
4. В. Ф. Гантмахер, А. М. Неминский, Д. В. Шовкун, *Письма в ЖЭТФ* **52**, 1214 (1990).
5. В. П. Попов, *Основы теории цепей, Учебник для вузов.* Высшая школа, Москва (1985).
6. В. К. Игнатьев, *ФНТ* **23**, 686 (1997).
7. О. Н. Алиферцев, *СФХТ* **6**, 1881 (1993).
8. А. А. Жуков, Д. А. Комарков, А. В. Миркович, *СФХТ* **6**, 743 (1993).
9. В. И. Батакин, О. Я. Савченко, *СФХТ* **6**, 1842 (1993).
10. В. К. Игнатьев, А. Е. Коншин, *ПТЭ* № 3, 94 (1997).

Investigation of critical state of HTSC by energy balance method

V. K. Ignatjev and A. E. Konshin

A technique for measuring integral electrical characteristics of ring-shaped Y-Ba-Cu-O ceramic samples is proposed on the basis of the energy balance method. Transport current dependences of loss resistance and internal inductance are obtained. The critical and resistive states of the samples are measured as a function of transport current frequency and external constant magnetic field.