

Скейлинг критического тока гранулярных ВТСП

Н. А. Боголюбов

*Институт неорганической химии Сибирского отделения РАН
Россия, 630090, г. Новосибирск, пр. акад. Лаврентьева, 3
E-mail: mart@casper.che.nsk.su*

Статья поступила в редакцию 9 декабря 1996 г., после переработки 13 февраля 1997 г.

Бесконтактным методом в нулевом внешнем поле исследована зависимость критического тока трех керамических ВТСП образцов на основе висмута и одного на основе иттрия от температуры и размеров прямоугольного поперечного сечения. Показано, что критический ток керамических ВТСП может быть представлен в виде произведения температурно- и размернозависящих множителей. Температурнозависящий фактор описывает индивидуальные свойства джозефсоновской сети каждого образца, а размерный множитель является универсальной однородной функцией, показатель которой не зависит от соотношения сторон поперечного сечения, температуры и индивидуальных свойств ВТСП образцов.

Бесконтактним методом в нульовому зовнішньому полі досліджено залежність критичного струму трьох керамічних ВТНП зразків на основі вісмуту та одного на основі ітрію від температури та розмірів прямокутного поперечного перерізу. Показано, що критичний струм керамічних ВТНП може бути подано у вигляді добутку температурно- та розмірнозалежних множників. Температурнозалежний фактор описує індивідуальні властивості джозефсонівської сітки кожного зразка, а розмірний множник є універсальною однорідною функцією, показник якої не залежить від співвідношення сторін поперечного перерізу, температури та індивідуальних властивостей ВТНП зразків.

PACS: 75.60.Ig

Введение

Гранулярный высокотемпературный сверхпроводник представляет собой систему гранул, образующих трехмерную джозефсоновскую сеть слабых связей [1]. Если внешнее поле велико, то большая часть этих связей разрушается, и такой сверхпроводник может рассматриваться как ансамбль невзаимодействующих гранул [2]. В малых полях, меньших первого критического поля зерен, описание свойств гранулярной системы может быть осуществлено в рамках низкополевой электродинамики ВТСП [3–5]. Однако экспериментальное исследование влияния таких полей (несколько эрстед) на критический ток керамического образца затруднено, так как становится существенным вклад поля, создаваемого самим транспортным током. Различные участки пространственно-однородного образца при протекании тока оказываются в поле разной интенсивности, поскольку каждый межзеренный контакт находится в суммарном

поле токов, текущих по другим ветвям джозефсоновской сети. Таким образом, в этом случае возможно, что единственным способом управления таким полем является изменение поперечного сечения образца. Однако в большинстве проведенных работ в отсутствие внешнего поля при различных поперечных сечениях образца [3,6–17] исследовался так называемый размерный эффект — зависимость критического тока I_c и его средней плотности от размеров поперечного сечения керамического ВТСП образца. Установлено [10], что изменение высоты и ширины образца, имеющего прямоугольное поперечное сечение, приводит к разным изменениям величины критического тока. Причина размерного эффекта связывается с величиной магнитного поля, создаваемого на поверхности образца протекающим по нему критическим током [10,14,16].

В настоящей работе в отсутствие внешнего магнитного поля проведено исследование зависимости критического тока от температуры и размеров прямоугольного поперечного сечения

ряда ВТСП образцов. Показано, что функциональная зависимость критического тока может быть представлена в виде двух сомножителей. При этом размерный фактор является однородной функцией Эйлера [18], т.е. критический ток керамического ВТСП подчиняется принципу подобия. При рассмотрении результатов мы не пользуемся теми или иными эмпирическими зависимостями критического тока от магнитного поля, поскольку в общем случае их нельзя считать достаточно обоснованными.

Объекты и методы исследования

Исследована зависимость критического тока четырех керамических ВТСП образцов от размеров поперечного прямоугольного сечения (образцы 1–4) и от температуры (образец 1) в нулевом внешнем поле. Все образцы были приготовлены методом твердофазного синтеза. Образец 1 ($\text{Bi}_{1,8}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_{1,9}\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$) имел плотность $4,75 \text{ г/см}^3$ и температуру перехода в сверхпроводящее состояние $T_c = 106,3 \text{ К}$, образец 2 (Y-123) — плотность $4,97 \text{ г/см}^3$ и $T_c = 91,2 \text{ К}$, образец 3 ($\text{Bi}_{1,6}\text{Pb}_{0,4}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$) — плотность $4,71 \text{ г/см}^3$ и $T_c = 109,1 \text{ К}$, образец 4 ($\text{Bi}_{1,8}\text{Pb}_{0,3}\text{Sr}_{1,9}\text{Ca}_{2,6}\text{Cu}_{3,3}\text{O}_x$) имел плотность $4,87 \text{ г/см}^3$ и $T_c = 108,6 \text{ К}$. Рентгенофазовый анализ не обнаружил в образцах 1, 3, 4 присутствия фазы Bi-2212, однако в образце 3 в виде примесной фазы присутствовал CaCuO_3 .

Для измерения критического тока использовался бесконтактный трансформаторный метод, который широко применяется для изучения ВТСП объектов [10,16,19]. Образец в виде кольца, имеющего прямоугольное поперечное сечение, помещался внутрь ферритового броневое сердечника, где также размещались первичная и измерительная обмотки. При пропускании переменного тока через первичную обмотку в сверхпроводящем кольце возбуждался ток противоположного направления такой, чтобы магнитный поток, собираемый центральным керном броневое сердечника и проходящий через отверстие кольца и остальные обмотки, оставался неизменным. Когда амплитуда тока кольца достигает величины критического тока и превышает его, в измерительной обмотке возникает сигнал, имеющий форму острого пика. Величина критического тока регистрируется в момент появления сигнала и вычисляется с помощью соотношения $I_c = n_1 I_1$, где n_1 и I_1 — число витков и амплитуда тока первичной обмотки.

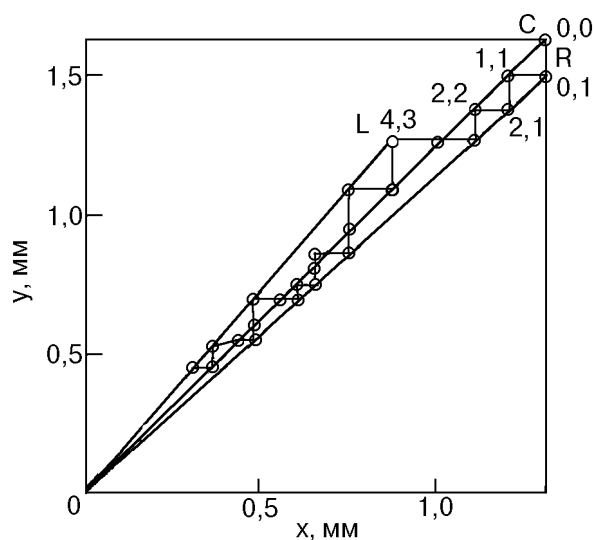


Рис. 1. Схема изменения размеров поперечного сечения образца 3. Индексы точек указаны только для начальных сечений.

Измерения I_c проводились на частоте 20 Гц. Величина электрического поля, возникающего в образце в момент регистрации I_c , составляет величину порядка 10^{-2} мкВ/см . При каждой фиксированной температуре проводилось 10–20 измерений. Разброс полученных таким образом значений I_c не превышал нескольких десятых процента и в редких случаях достигал 1%. Размеры образцов измерялись в помощью индикатора часового типа. После определения размеров образец охлаждался и проводились измерения I_c при температуре жидкого азота (образцы 2–4) или в интервале температур от T_c до $77,3 \text{ К}$ (образец 1). После этого образец отогревался, изменялись его размеры, и измерительный цикл повторялся. Такая последовательность процедур могла привести к изменению сверхпроводящих свойств образца. Поэтому каждый раз при охлаждении и отогреве проводились измерения T_c образца. Критический ток первого образца измерялся при температуре жидкого азота как непосредственно после охлаждения, так и перед извлечением образца из криостата после завершения исследований. Если извлечение осуществлялось на другой день или через несколько дней после основных измерений, то повторные измерения I_c при $77,3 \text{ К}$ проводились для всех образцов. Постоянство контролируемых параметров рассматривалось как свидетельство того, что сверхпроводящие свойства образца не изменились.

Ширина x и высота y образца 1 изменялись пропорционально, поэтому все семь полученных сечений (от $1,140 \times 1,542$ до $0,554 \times 0,746 \text{ мм}$) были подобны. Размеры поперечного сечения образца 2 изменялись по аналогичной схеме. Измерения I_c

проведены для шести подобных сечений от 1,945×2,768 до 1,122×1,333 мм. Изменение размеров образца 3 осуществлялось по более сложной схеме, показанной на рис. 1 в виде ступенчатой линии. Для этого образца было получено три семейства подобных сечений. Первое имело пять подобных сечений, связанных с диагональю OL на рис. 1 (от 0,855×1,245 до 0,302×0,447 мм). Второе состояло из 12 сечений, относящихся к диагонали OC . Третье семейство, связанное с линией OR , образовано семью сечениями от 1,310×1,147 до 0,483×0,550 мм. Критический ток четвертого образца был измерен для двух семейств подобных сечений (от 1,280×1,280 до 0,645×0,645 мм и от 1,280×1,100 до 0,748×0,645 мм). В результате был получен набор данных для семи семейств подобных сечений со значениями $\operatorname{tg} \alpha$ от 1,43 до 0,859 (α — угол, образованный диагональю прямоугольного поперечного сечения с осью абсцисс).

Результаты и их обсуждение

Начнем с анализа данных, полученных для первого образца. Температурная зависимость критического тока для пяти различных сечений показана на рис. 2. Для каждого поперечного сечения, разделив экспериментально определенное значение критического тока на значения тока при температуре жидкого азота, получаем зависимость, представленную на рис. 2 верхней кривой I_T . Полученные для различных сечений значения I_T настолько близки, что при принятом на рис. 2 масштабе невозможно отличить соответствующие точки, поэтому показана лишь соединяющая их кривая. Если проделать такую нормировку для другого образца, то получим иную температурную зависимость I_T , поскольку каждый образец имеет свою температуру перехода, и поэтому нормированные зависимости будут обращаться в нуль при разных T_c [16]. Мы приходим к заключению, что такая зависимость критического тока является характеристикой материала керамического образца и полностью определяется температурой:

$$I_T(T) = I_c(x, y, T) / I_c(x, y, T_0). \quad (1)$$

Характер этой зависимости не меняется и при любом другом выборе значения T_0 .

На рис. 3 изображена зависимость критического тока образца 1 от длины диагонали его поперечного сечения при различных температурах. Видно, что при уменьшении размеров критический ток убывает

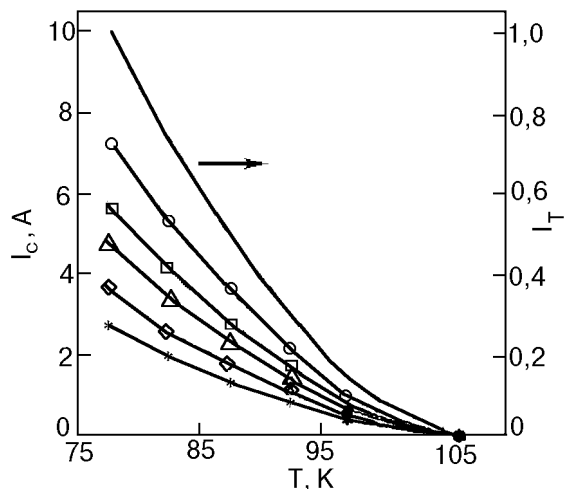


Рис. 2. Температурная зависимость критического тока образца 1 для различных сечений (в мм): 1,140×1,542 (○); 0,955×1,283 (□); 0,855×1,150 (Δ); 0,693×0,831 (◇); 0,554×0,748 (*); I_T — нормированная зависимость критического тока этого образца:

нелинейно. Поскольку все промежуточные сечения подобны, возникает вопрос о соотношении критических токов, соответствующих этим сечениям, т.е. нас интересует зависимость величины $I_G = I_c(x_i, y_i, T) / I_c(x_0, y_0, T)$ от k_i , где, согласно реализованной в нашем эксперименте модели, $k_i = x_i/x_0 = y_i/y_0$. Вследствие неизбежных погрешностей строгое равенство отношений сторон рассматриваемых сечений не может быть получено, поэтому величина k_i определялась как $k_i = 0,5 (x_i/x_0 + y_i/y_0)$. На рис. 4 при пяти значениях температуры в двойном логарифмическом масштабе дана зависимость I_G от k . В качестве нормирующих здесь использованы величины, относящиеся к четвертому сечению

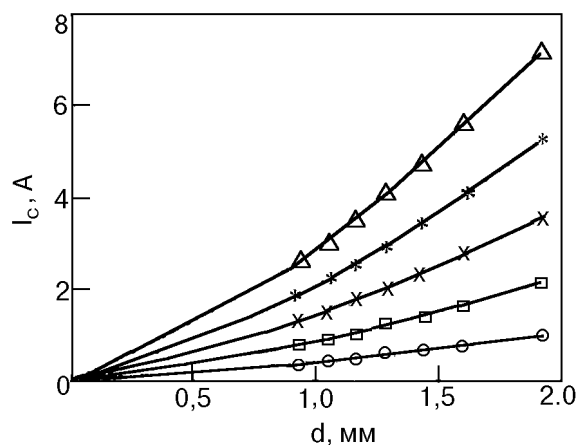


Рис. 3. Зависимость величины критического тока образца 1 от длины диагонали его поперечного сечения при различных температурах, К: 97,1 (○); 92,45 (□); 87,55 (×); 82,5 (*); 77,3 (Δ).

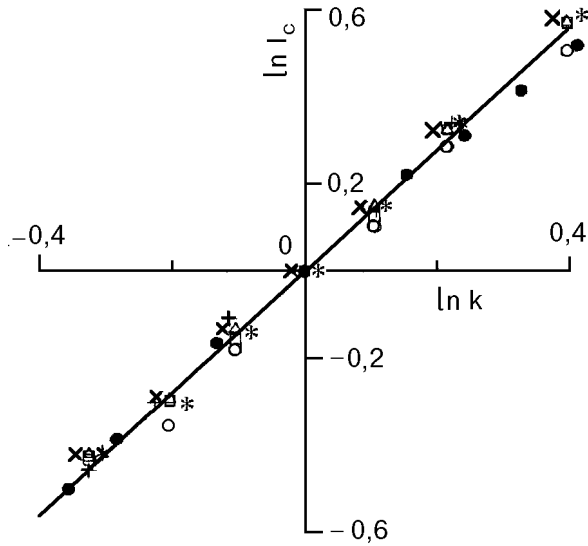


Рис. 4. Зависимость от относительного размера образца относительного критического тока образца 1 (использованы те же значки, что и на рис. 3) при различных температурах и образцов 2 (+) и 3 (●) при 77,3 К. Данные при 87,55 К (×) смещены влево, а при 82,5 К (*) вправо на 0,014 вдоль оси $\ln k$.

образца (считая от начального). Здесь же показаны результаты измерений для образца 2, нормированные на величины, соответствующие третьему сечению этого образца, и часть результатов измерений для образца 3, нормированных на данные в точке x_4, y_4 (рис. 1). Обращает на себя внимание то, что все точки укладываются на одну общую линейную зависимость

$$\ln I_G = p \ln k. \quad (2)$$

Если на график нанести точки, получаемые при другом выборе нормирующих величин, то получим продолжение изображенной зависимости (на рис. 4 они не показаны, чтобы не загромождать рисунок), т.е. характер связи $I_G(k)$ не зависит от выбора нормирующих величин. Следовательно,

$$I_c(kx, ky) = k^p I_c(x, y), \quad (3)$$

т.е. критический ток гранулярного ВТСП образца в нулевом внешнем поле, рассматриваемый как функция размеров поперечного прямоугольного сечения, является однородной функцией Эйлера с показателем степени p . Значение индекса p можно определить с помощью метода наименьших квадратов, используя статистическую модель (2), которая не содержит свободного члена, поскольку при тождественном преобразовании пространства самого в себя (т.е. при $k = 1$) критический ток не должен изменяться. Находя значение показателя

p для образца 1 для каждой температурной серии результатов измерений, получаем набор значений, совпадающих в пределах доверительных интервалов, т.е. эти значения могут быть усреднены. Кроме того, проверка подтверждает справедливость нулевой гипотезы о равенстве генеральных средних (при доверительной вероятности 0,95) [20]. Поэтому, определяя среднее, окончательно получаем $p = 1,40 \pm 0,03$. Здесь и в дальнейшем доверительные интервалы определяются с использованием квантилей распределения Стьюдента при доверительной вероятности 0,95. Таким образом, показатель функции Эйлера не зависит от температуры, следовательно, и относительный ток I_G не зависит от T и определяется только геометрическими параметрами:

$$I_G(x, y) = I_c(x, y, T) / I_c(x_0, y_0, T). \quad (4)$$

Покажем, что значение индекса p не зависит ни от свойств конкретной джозефсоновской сети, реализующейся в том или ином образце, ни от соотношения сторон прямоугольного поперечного сечения образца. Рассмотрим экспериментальные данные, полученные при 77 К для образцов 2, 3 и 4. На рис. 5 в двойном логарифмическом масштабе показана зависимость I_G от k для трех семейств подобных сечений образца 3 и двух семейств образца 4. Причем в качестве нормирующих взяты величины, соответствующие

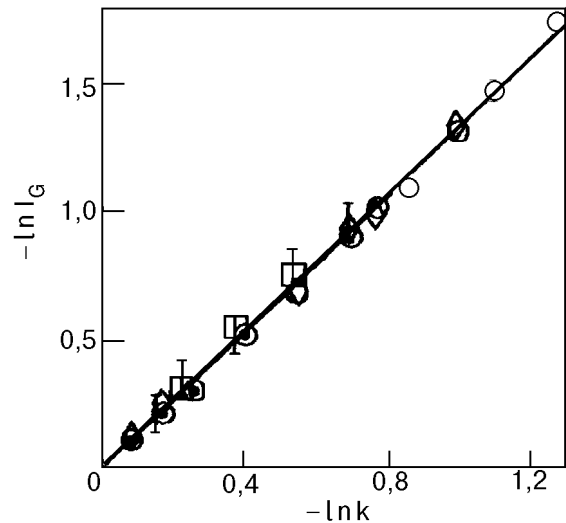


Рис. 5. Зависимость относительного тока I_G образцов 3 и 4 от отношения соответствующих сторон подобных сечений: ○, ● и ◇ — данные для центральной, левой и правой диагоналей соответственно (см. рис. 1), ■ и □ — точки, относящиеся к сечениям образца 4, имеющим квадратную и прямоугольную форму соответственно.

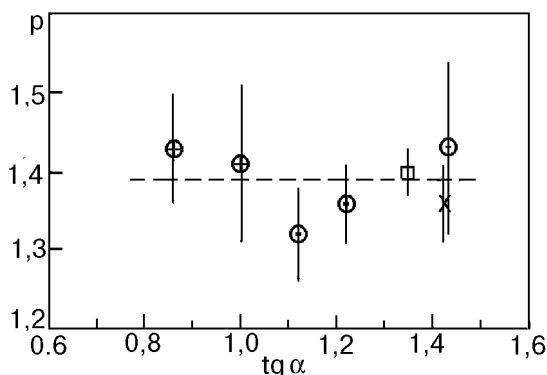


Рис. 6. Значения показателя однородной функции, полученные для поперечных сечений образцов с различными соотношениями сторон: \square , \times , \odot и \oplus – образцы 1, 2, 3 и 4 соответственно. Вертикальные линии обозначают ширину доверительных интервалов. Штриховая линия – среднее значение показателя p .

начальным сечениям образцов. Как видно, все точки укладываются на одну общую линейную зависимость, т.е. результаты измерений для образцов 3 и 4 удовлетворяют определению однородной функции. Значения показателей p , найденные отдельно для каждого из семейств подобных сечений образца 3, совпадают в пределах доверительных интервалов. Выполняется критерий, подтверждающий справедливость гипотезы о равенстве средних значений, т.е. полученные для трех семейств сечений образца 3 значения показателей могут быть усреднены. Окончательно получаем $p = 1,36 \pm 0,07$. То же можно сказать и о данных, относящихся к образцу 4. В этом случае $p = 1,42 \pm 0,04$. Для образца 2 находим $p = 1,36 \pm 0,05$, т.е. не является случайным тот факт, что на рис. 4 точки, соответствующие результатам измерений для трех образцов, укладываются на одну общую зависимость. На рис. 6 по оси абсцисс отложены значения отношений сторон семи семейств подобных сечений исследованных четырех образцов, а по оси ординат – величины показателей для соответствующих сечений с указанием доверительных интервалов. Как видно, невозможно усмотреть какую-либо зависимость величины показателя от значения $\text{tg } \alpha$. Находя средневзвешенное значение, получаем $p = 1,39 \pm 0,02$. Таким образом, показатель степени не зависит ни от температуры, ни от типа образца, ни от соотношения сторон его прямоугольного сечения, т.е. безразмерный ток $I_G(k)$ является универсальной функцией. Такой же результат, т.е. соотношения (1) и (4), был получен нами ранее в [16], но там, в отличие от

настоящей работы, изменялась лишь ширина образца при постоянной высоте и последовательные сечения не были подобны. Зависимость $I_G(x, y_0)$ носила более сложный характер, но была универсальной, т.е. не зависела от материала образца и температуры.

Мы приходим к заключению, что вне зависимости от способа изменения размеров образца экспериментальные данные могут быть представлены в виде безразмерных токов $I_T(T)$ и $I_G(x, y)$. Из экспериментальных фактов (1) и (4) следует, что критический ток гранулярного ВТСП, находящегося в нулевом внешнем поле, имеет вид

$$I(x, y, T) = G(x, y) f(T), \quad (5)$$

где $G(x, y)$ – функция, зависящая только от размеров образца, а $f(T)$ – индивидуальная характеристика материала конкретного образца. Из уравнения (5) видно, что именно $G(x, y)$ является однородной функцией Эйлера:

$$G(kx, ky) = k^p G(x, y). \quad (6)$$

Покажем, что критический ток гранулярного сверхпроводника не только соответствует определению однородной функции, но и обладает всеми свойствами такой функции. Прежде всего должна выполняться теорема Эйлера [18]

$$x(\partial I_c / \partial x) + y(\partial I_c / \partial y) = p I_c, \quad (7)$$

т.е. комбинация производных в левой части пропорциональна критическому току, а коэффициент пропорциональности должен совпадать с найденным нами раньше значением.

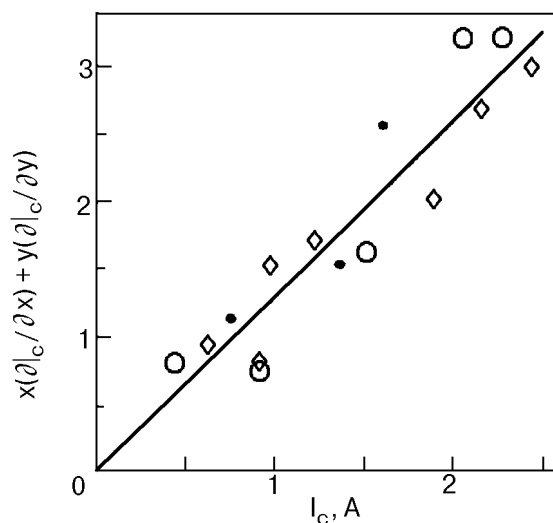


Рис. 7. Соответствие экспериментальных данных, полученных для образца 3, теореме Эйлера: \odot , \bullet и \diamond – значения, полученные для точек, лежащих на диагоналях OC , OL и OR соответственно (см. рис. 1).

Полученные для образца 3 экспериментальные данные позволяют определить необходимые производные разностным методом. Как показано на рис. 7, обсуждаемая зависимость действительно является линейной, т.е. теорема Эйлера выполняется. Аппроксимируя полученные данные уравнением (7), получаем значение индекса $p = 1,3 \pm 0,2$, которое совпадает с полученным ранее. Большая ширина доверительного интервала связана с погрешностями, возникающими при вычислении производных. Из-за сравнительно небольшого числа точек, в которых могут быть вычислены производные, при аппроксимации мы не делили их на группы, связанные с тем или иным семейством подобных сечений, однако на рис. 7 используются различные значки для обозначения точек, образующих такие группы.

Для того чтобы критический ток $I_c(x, y, T)$ был однородной функцией переменных x, y , необходимо и достаточно, чтобы он мог быть представлен в виде [18]

$$I_c(x, y) = x^p F_1(y/x) f(T). \quad (8)$$

Поскольку координаты x и y равноправны, одновременно имеет место условие

$$I_c(x, y) = y^p F_2(x/y) f(T). \quad (9)$$

Для подобных сечений такое представление экспериментальных данных может быть легко выполнено, поскольку отношение сторон x и y остается неизменным, следовательно, функции $F_1(y/x)$ и $F_2(x/y)$ — постоянны, а I_c оказывается зависящим только от x или только от y . На рис. 8

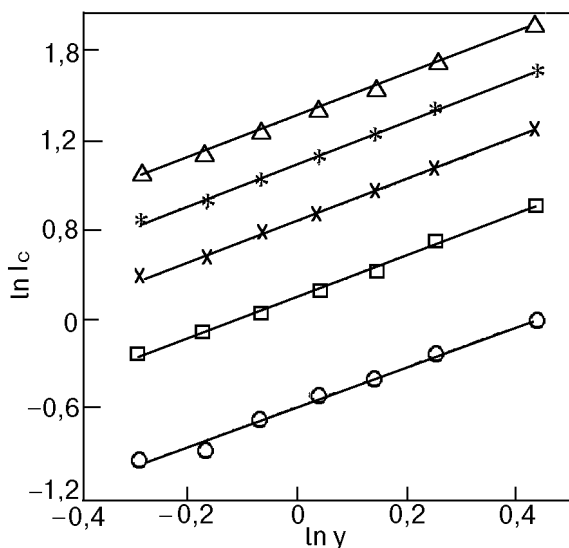


Рис. 8. Соответствие экспериментальных данных, полученных для образца 1, соотношению (5) при различных температурах (обозначения как на рис. 3).

в двойном логарифмическом масштабе показана зависимость критического тока первого образца при пяти температурах. Линии на рисунке сдвинуты относительно друг друга из-за присутствия множителя $f(T)$ в (9), имеющего различные значения при разных температурах. Если в таких же координатах представить результаты исследования образца 3, то получим три сдвинутые относительно друг друга прямые. На этот раз сдвиг обусловлен наличием в (9) множителя $F_2(x/y)$, принимающего разные значения для разных семейств подобных сечений образца 3. Перейдем в (3) к новым переменным: длине диагонали d поперечного сечения образца и углу α . Положив $k = 1/d$, получаем $I_c(d, \alpha, T) = d^p \varphi(\alpha, T)$. Для образцов, имеющих подобные сечения, критический ток зависит лишь от d . Эта зависимость показана на рис. 3 в виде сплошных линий. Таким образом, критический ток гранулярного сверхпроводника удовлетворяет определению однородной функции и обладает всеми ее свойствами. Заметим, что вблизи T_c характер зависимости критического тока от температуры и размеров поперечного сечения может измениться. В настоящей работе показано, что соотношения (5) и (6) справедливы по крайней мере при $\tau > 0,085$ ($\tau = (T_c - T)/T_c$).

Из выражения (5) следует закон подобия, которому подчинен критический ток керамических сверхпроводников, находящихся в нулевом внешнем поле. Действительно, вводя с помощью (5) относительный ток I_G , мы исключаем индивидуальные свойства материала образца:

$$I_G = G(x, y)/G(x_0, y_0). \quad (10)$$

Размерная зависимость относительного тока любого набора керамических образцов, согласно (10), идентична. Размеры поперечного прямоугольного сечения сравниваемых образцов должны изменяться по общему правилу. Рассмотрим ряд примеров. Если всякое поперечное сечение каждого образца подобно предыдущим и последующим сечениям этого же образца, то из (10) с помощью (6) получаем $I_G = k^p$. При этом поперечные сечения разных образцов не обязательно должны быть подобными. Прямая линия на рис. 5 иллюстрирует эту ситуацию. При изменении, скажем, только ширины x образцов при неизменной, равной для всех образцов, высоте y_0 , как это делалось в [16], кривая, описывающая закон подобия, будет отражать поведение функции $F_2(x/y_0)$ из (9): $I_G = F_2(x/y_0)/F_2(x_0/y_0)$. Если поперечные

сечения двух образцов подобны, то отношение их критических токов выражается через отношение температурных факторов:

$$I_1/I_2 = (x_1/x_2)^p f_1(T)/f_2(T).$$

Разумно считать, что полученные результаты справедливы не только для образцов с прямоугольным поперечным сечением. Тогда возникает вопрос о величине индекса для образцов с другой формой сечения. Величина критического тока керамических сверхпроводников, как показывают многочисленные исследования, существенно зависит от магнитного поля. В наших экспериментах внешнее поле отсутствовало и образец находился в магнитном поле протекающего по нему тока. Такое поле зависит от формы образца, и поэтому следует ожидать, что показатель p также будет зависеть от формы поперечного сечения. В случае круглого образца функция G зависит лишь от его радиуса R . Положив $k = 1/R$, с помощью (5) и (6) получаем

$$I_c(R, T) = C R^p f(T),$$

где C — константа. С другой стороны, величина тока в таком образце и создаваемое им поле связаны соотношением, справедливым при любом токе, в том числе и при критическом: $I_c = c/2 R H_f$, где H_f — поле, создаваемое критическим током на поверхности образца. Сходство этих двух выражений позволяет предположить, что $p = 1$, а $f(T)$ совпадает с H_f с точностью до множителя, т.е. $f(T)$ имеет смысл магнитного поля, порождаемого критическим током на поверхности образца и переводящего образец в критическое состояние.

В большинстве работ, посвященных исследованию критического тока ВТСП объектов, приводятся данные о средней плотности критического тока $j_c = I_c/S$ (S — площадь поперечного сечения образца). Используя (3), находим, какова средняя плотность критического тока образца, размеры прямоугольного поперечного сечения которого изменены в k раз:

$$j_c(kx, ky) = k^{p-2} j_c(x, y).$$

Таким образом, средняя плотность критического тока также является однородной функцией Эйлера, но со своим показателем: $p_j = p - 2$. Поскольку $p = 1,38$, то $p_j < 0$, и при постепенном уменьшении размеров образца j_c возрастает, однако расходимости j_c не происходит. Как только размеры поперечного сечения станут

сравнимыми с размерами ВТСП зерен (или блоков зерен), характер функции $j_c(x, y)$ изменится.

Рассмотрим зависимость I_c и j_c от площади поперечного сечения. С помощью (8) и (9) находим

$$I_c = S^{p/2} \Psi(x/y), \quad j_c = S^{p/2-1} \Psi(x/y).$$

Как видим, при уменьшении площади поперечного сечения критический ток уменьшается, а j_c возрастает, но этот рост, как уже говорилось, не может быть бесконечным. В ряде работ сделана попытка представить изменения j_c в виде степенной функции S . В работах [3,8,12] определены показатели $-1/2$, $-1/3$ и -1 соответственно. Но, как следует из сказанного выше, характер изменения j_c зависит как от формы образца, так и от способа изменения размеров. Так, если размеры образца, имеющего прямоугольное поперечное сечение, изменять пропорционально, то показатель при S будет около $-0,3$, что близко к результату, полученному в [8].

Выводы

Анализ полученных результатов показал, что критический ток керамических ВТСП образцов, имеющих прямоугольное поперечное сечение и находящихся в нулевом внешнем поле, представляет собой произведение множителя, определяющегося геометрией образца, и температурнозависимого фактора, отражающего индивидуальные свойства джозефсоновской сети образца: $I_c(x, y, T) = G(x, y) f(T)$, причем $G(x, y)$ — однородная функция степени p : $G(kx, ky) = k^p G(x, y)$, $p = 1,39 \pm 0,02$. Показано, что индекс однородной функции не зависит ни от температуры, ни от материала ВТСП образца, ни от соотношения сторон его поперечного сечения. Есть основания считать, что для образцов, имеющих поперечное сечение другой формы, индекс p должен иметь иное значение. Из названных свойств критического тока следует, что он должен подчиняться закону подобия и средняя плотность критического тока является однородной функцией степени $p - 2$.

Работа поддерживается Российским министерством науки и технической политики в рамках программы «Актуальные проблемы физики конденсированного состояния», проект № 96107, 96108 и Фондом фундаментальных исследований России (проект 96-02-19249а).

1. J. R. Clem, *Physica* **C153–155**, 50 (1988).
2. В. В. Вальков, Б. П. Хрусталеv, *ЖЭТФ* **107**, 1221 (1995).
3. H. Dearch and G. Blatter, *Phys. Rev.* **B38**, 11391 (1988).
4. С. Л. Гинзбург, Г. Ю. Логвинова, И. Д. Лузянин, В. И. Хавронин, Я. Геррманн, Б. Липпольд, Х. Борнер, Х. Шмидель, *ЖЭТФ* **100**, 532 (1991).
5. К.-Н. Muller, *Physica* **C159**, 717 (1989).
6. А. А. Zhukov, Д. А. Komarkov, V. V. Moshchalkov, S. N. Gordeev, and D. V. Komarkov, *Physica* **C162–164**, 1623 (1989).
7. L. U. Grant, *Mat. Lett.* **8**, 346 (1989).
8. С. И. Захарченко, В. Б. Митюшин, Н. А. Подлевских, Л. М. Фишер, *СФХТ* **2**, 136 (1989).
9. А. А. Жуков, Д. Ф. Комарков, В. В. Мошchalkov, В. П. Шабатин, Р. И. Антонов, С. Н. Гордеев, А. А. Буш, *СФХТ* **3**, 1234 (1990).
10. G. P. Meisner and C. A. Taylor, *Physica* **C169**, 303 (1990).
11. C.-W. Cheng, A. C. Rose-Innes, N. McAlford, and T. W. Button, *Supercond. Sci. Technol.* **3**, 90 (1990).
12. А. А. Zhukov, V. V. Moshchalkov, Д. А. Komarkov, V. P. Shabatin, А. А. Bush, S. N. Gordeev, and D. V. Shelomov, *Jpn. J. Appl. Phys.* **29**, L760 (1990).
13. В. Н. Kliem, A. Wegers, and J. Lutzner, *J. Appl. Phys.* **69**, 1534 (1991).
14. С. А. D'Ovido, J. E. Fiscina, and D. A. Esparza, *J. Appl. Phys.* **69**, 8265 (1991).
15. E. Babic, M. Prester, D. Drobac, Z. Marohnic, P. Nozar, P. Stastny, F. C. Maticotta, and S. Bernik, *Phys. Rev.* **B45**, 913 (1992).
16. Н. А. Боголюбов, *СФХТ* **7**, 294 (1994).
17. C. R. H. Grovenor, S. Fix, and J. C. Mare, *Physica* **C257**, 332 (1996).
18. J. Aczel, *Lectures on Fictional Equations and their Applications*, Academic Press, New York and London (1966).
19. E. A. Harris, J. E. L. Bishop, R. L. Havill, and P. J. Ward, *J. Phys.* **C21**, L673 (1988).
20. Е. И. Пустыльник, *Статистические методы анализа и обработки наблюдений*, Наука, Москва (1988).

The scaling of critical current in granular HTSC

N. A. Bogoliubov

The temperature and size dependences of the critical current of three bismuth and yttrium ceramic samples with a rectangular cross-section in zero magnetic field have been studied by the contactless technique. It is shown that the critical current can be presented as a product of the temperature and size dependence factors. The temperature multiplier describes the individual peculiarities of the Josephson net of each sample. On the other hand, the size factor is a homogeneous function. The homogeneous index of this function is independent of the cross-section sides ratio, the temperature and the properties of the sample.