

**ПРОНИКНОВЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ДЖОЗЕФСОНОВСКИЕ  
СТРУКТУРЫ: КРИТИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ**

**М.Р.МЕЦХВАРИШВИЛИ<sup>1</sup>, И.Р.МЕЦХВАРИШВИЛИ<sup>1</sup>, Н.П.КЕКЕЛИДЗЕ<sup>1</sup>,  
Л.Р.ХОРБАЛАДЗЕ<sup>1</sup>, И.МЖАВАНАДЗЕ<sup>2</sup>**

*Тбилисский Государственный Университет<sup>1</sup>  
0128, Грузия, г.Тбилиси, пр. Чавчавадзе, 1  
Институт Кибернетики АН Грузии<sup>2</sup>  
0186, Грузия, г.Тбилиси, ул. Еули, 5*

Исследована низкополевая электродинамика керамических сверхпроводников  $YBa_2Cu_3O_y$ . Показано, что модель критического состояния применима для джозефсоновской среды в области малых амплитуд переменного и постоянного поля.

Открытие явления высокотемпературной сверхпроводимости и многообещающие перспективы его практического использования стимулировали процесс резкого расширения масштаба исследований в области фундаментальной и прикладной сверхпроводимости. Существенным фактором, ограничивающим промышленное применение высокотемпературных сверхпроводников ВТСП, является сравнительно низкая критическая плотность транспортного тока, которая, как и другие электромагнитные свойства ВТСП, во многом обусловлена их структурой [1]. Изготовленный по керамической технологии сверхпроводник является гетерогенной системой, состоящей из двух фаз – гранул с сильной сверхпроводимостью и межгранульной фазы, обладающей слабой сверхпроводимостью. Возбуждения межгранульных и внутригранульных токов в сверхпроводящей керамике не являются независимыми, так как две токовые подсистемы взаимодействуют между собой. Характерной особенностью керамического сверхпроводника являются разные, отличающиеся на три порядка, значения критической плотности тока этих подсистем [2-4]. В то же время межгранульный компонент определяет плотность критического тока  $j_c$  керамических образцов. В связи с этим исследования межгранульных токов в магнитных полях имеют большое значение.

Используя модель критического состояния установили связь между индукцией поля  $B$  и плотностью критического тока  $j_c$  в объеме сверхпроводника. Отметим, что существует много моделей, дающих разные зависимости  $j_c(B)$  [5-9]. Несмотря на это, не существует теоретически обоснованного выбора функции  $j_c(B)$ . В связи с этим возникает необходимость экспериментального определения этой функции.

Целью настоящей работы было методом высших гармоник экспериментально определить критичность моделей, реализующихся в области слабых полей много меньших первого критического поля гранул, когда поле охватывает только межгранульную среду.

Эксперименты были выполнены на керамическом образце состава  $YBa_2Cu_3O_y$ . Температура перехода в сверхпроводящее состояние для исследуемого образца начинается при  $T \approx 92,8K$ . Чтобы избежать влияния эффектов размагничивания, образцу была придана тороидальная форма с внешним диаметром 10мм и внутренним 5мм, на которую была намотана однослойная тороидальная катушка, которая использовалась для измерения и создания

переменного ( $h$ ) и постоянного поля ( $H$ ). Измерения были выполнены на частоте 20кГц. Поле во всех экспериментах не превышало 0,01Э.

Рассмотрим случай, когда к образцу приложено коллинеарное постоянное и переменное поле  $H(t) = H + h \cos \omega t$ . В этом случае  $\vec{B}(t)$  можно разложить в ряд Фурье:

$$\vec{B}(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_n [a_n \cos(n\omega t) + b_n \sin(n\omega t)] \quad (1)$$

Проводя вычисления, аналогичные [10,11], получим в адиабатическом приближении при  $h_0 \ll H$  следующие теоретические выражения для коэффициентов  $a_n$  и  $b_n$ , которые определялись в нашем эксперименте:

$$a_0 = 2\mu_{eff}H, \quad a_1 = \frac{\mu_{eff}h^2}{4\pi j_c(H)d}, \quad a_{2k+1} = 0, \quad k \geq 1 \quad (2)$$

$$b_{2k+1} = -\frac{\mu_{eff}h^2}{8\pi^2 j_c(H)d} \frac{1}{(k^2 - 1/4)(k + 3/2)} \quad k=0, 1, 2, \dots;$$

$$a_{2k} = \frac{\mu_{eff}h^3}{32\pi d} \frac{d}{dH} \left\{ \frac{1}{j_c(H)} \right\}, \quad a_{2k} = 0, \quad k \geq 2$$

$$b_{2k} = \frac{\mu_{eff}h^3}{16\pi^2 d} \frac{d}{dH} \left\{ \frac{1}{j_c(H)} \right\} \frac{k}{(k^2 - 1/4)(k^2 - 3/2)} \quad k=1, 2, \dots,$$

$h$  - переменное поле,  $H$  - постоянное поле,  $d$  - толщина образца,  $\mu_{eff}$  - эффективная диамангнитная проницаемость,  $j_c$  - плотность критического тока.

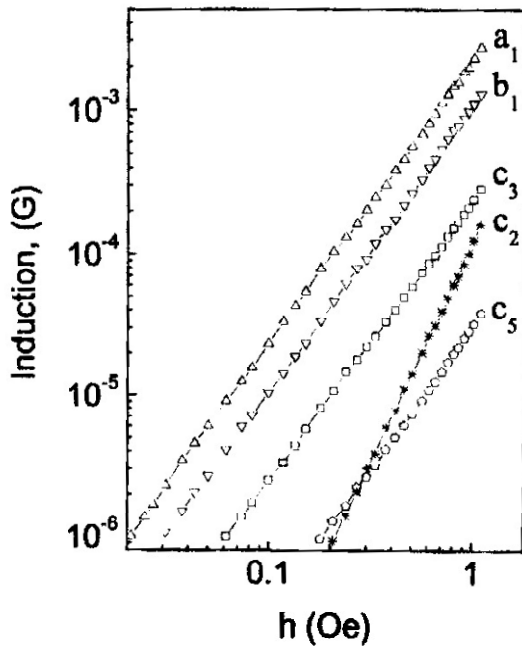
Как видно из выражений (2), для полевой зависимости гармоник в режиме слабого поля характерно, что с увеличением амплитуды поля  $h$  нечетные гармоники растут как  $h^2$ , а четные, когда  $H \neq 0$ , как  $h^3$ , коэффициенты при которых отличаются только номером гармоник. Это означает сильную нелинейность. Отметим, что выражения для нечетных гармоник в (2) сохраняют свою форму при  $H=0$ , тогда как четные, естественно, исчезают.

В нашем эксперименте такая зависимость гармоник  $a_1, b_1, c_2, c_3, c_5$  от  $h$  наблюдалась в температурном интервале 78÷90К. В качестве примера на Рис.1 представлены зависимости четных ( $c_2$  при  $H=4$ э) и нечетных гармоник ( $a_1, b_1, c_3, c_5$  при  $H=0$ ) от переменного магнитного поля  $h$ . При  $H=0$  четные гармоники не наблюдались. Именно такая полевая зависимость амплитуд гармоник характерна для критического состояния. В таблице приведены отношения  $a_1/b_1, b_1/c_3, c_3/c_5$ . Как видно из таблицы, экспериментально определенные отношения хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями.

Отношение	$a_1/b_1$	$b_1/c_3$	$c_3/c_5$
Теория	2.3	5	7
Эксперимент	$1.9 \pm 0.2$	$4.8 \pm 0.3$	$7.4 \pm 1.2$

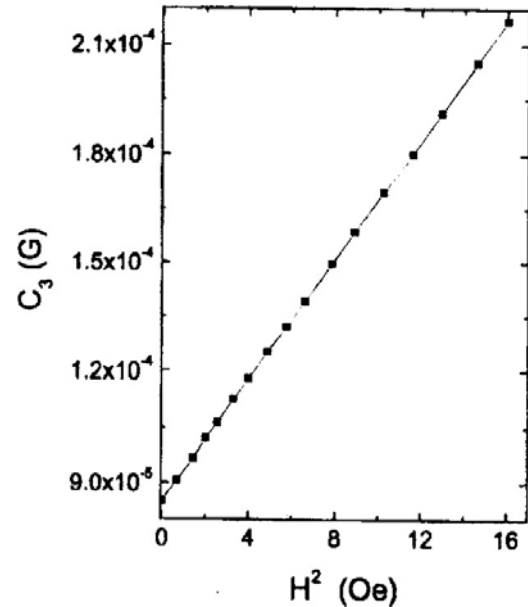
Согласно Бину [11], амплитуда каждой гармоники обратно пропорциональна плотности критического тока  $c_n \sim 1/j_c$ . Поэтому, путем изучения зависимости величины амплитуды любой из этих гармоник от величины постоянного поля  $H$  при фиксированном значении  $h = const$ , можно установить вид функций  $j_c(B)$ .

Как видно из формулы (2), в выражении для четных гармоник стоит производная тока, поэтому для определения вида функции  $j_c(B)$  удобно использовать нечетные гармоники.



**Рис.1.**

Зависимости  $c_2(h)$  при  $H=4\varepsilon$  и  $a_1(h)$ ,  $b_1(h)$ ,  $c_3(h)$ ,  $c_5(h)$ , при  $H=0$ ,  $f=20$ кГц,  $T=78$ К.



**Рис.2.**

Зависимость третьей гармоники  $c_3$  от постоянно-го поля  $H$ , при  $h=0,2\varepsilon$ ,  $f=20$ кГц и  $T=78$ К.

Для определения вида функции  $j_c(B)$  мы провели следующий эксперимент: образец, подлежащий исследованию, охлаждался в нулевом магнитном поле, до определенной температуры  $T = const$ . В дальнейшем увеличивалось внешнее магнитное поле и измерялась амплитуда третьей гармоники  $c_3$ . После окончания измерения с целью размагничивания образец нагревался. В дальнейшем опять охлаждался в нулевом магнитном поле и те же измерения проводились на различных температурных участках от 78К до 90К.

На Рис.2 представлены результаты эксперимента. Как видно, при изменении постоянного поля от 0 до  $4\varepsilon$  амплитуда третьей гармоники растет как  $H^2$ .

Очевидно, что такому поведению гармоник отвечает зависимость  $j_c(B)$  вида

$$j_c(B) = j_c(0) \frac{B_0^2}{B_0^2 + B^2}.$$

Следует отметить, что такая зависимость третьей гармоники наблюдалась во всем температурном интервале 78÷90К.

Таким образом, на основании полученных результатов можно утверждать, что критическое состояние действительно реализуется для джозефсоновской среды в керамических высокотемпературных сверхпроводниках в области слабых полей много меньших первого критического поля гранул, т.е. когда поле охватывает только межгранульную среду.

1. L.Civale, H.Pastoriza, F.Crus, G.Nieva, J. M.Heintz, O.Durmeyer, J. P.Kappler, *Solid State Commun.*, **72** (1989) 341.
2. E.Shimizi and D. Ito, *Phys. Rev. B*, **39** (1989) 2921.
3. А.Д.Кикин, А.Г.Пересада, Ю.С.Каримов, *ЖТФ*, **59** (1989) 29.
4. A.Ray, T.K.Dey, and S.K.Ghatak, *Journal of Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism*, **15** № 3 (2002) 201.
5. V.Mihalache, G.Aldica, S.Popa, P.Nita, A.Crisan, *Journal of Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism*, **14** № 3 (2001) 381.
6. J.H.Lee, Y.C.Kim, B.J.Kim, D.Y.Jeong, *Physica C*, **350** (2001) 83.
7. Y.J.Zhang, M.J.Qin, C.K.Ong, *Physica C*, **351** (2001) 395.
8. A.Ray, T.K.Dey, S.K.Ghatak, *Intern. Journal of Modern Physics B*, **17** (2003) 3831.
9. L.Bauernfeind, T.P.Papageorgiou, H.F.Braun, *Physica B*, **329-333** (2003) 1336.
10. C.P.Bean, *Phys. Rev. Lett.*, **8** (1962) 250.
11. C.P.Bean. *Rev. Mod. Phys.*, **36** (1964) 31.

**МАQNIT SAHƏLƏRİNİN JOZEFNSON QURULUŞLARINA  
DAXİL OLMASI:BÖHRAN HALI**

**M.R.METSXVARIŞVILI, İ.R.METSXVARIŞVILI,  
I.P.KEKELİDZE, L.R.XORBALADZE, İ.MJAVANADZE**

Məğalədə  $YBa_2Cu_3O_y$  keramik ifrat keçiricilərin zəif sahələrdə elektrodinamikası tədqiq olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, sabit və dəyişən sahələrin kiçik amplitudlar oblastında Josepson mühütləri üçün böhran halı modeli tətbiq oluna bilər.

**PENETRATION OF MAGNETIC FIELDS INTO THE JOSEPHSON STRUCTURE:  
CRITICAL STATE**

**M.R.METSKHVARISHVILI, I.R.METSKHVARISHVILI,  
I.P.KEKELIDZE, L.R.KHORBALADZE, I.MJAVANADZE**

It was investigated the low field electrodynamic of  $YBa_2Cu_3O_y$  superconductor ceramics. It was shown that the critical state model was applicable for Josephson medium in the range of low amplitudes of variable and constant fields.

Редактор: А.Халилова