

УДК 621.382

ПРОНИКНОВЕНИЕ СЛАБОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВТСП КЕРАМИКУ Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O

Э.А. МУГНЕЦЯН¹, М.Т. АЙВАЗЯН¹,
Н.М. ДОБРОВОЛЬСКИЙ², А.Г. САРКИСЯН¹

¹Международный Научно-Образовательный Центр НАН РА, Ереван, Армения

²Ереванский физический институт, Армения

(Поступила в редакцию 20 июля 2007 г.)

Экспериментально исследовано поведение керамического ВТСП Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O с джозефсоновской средой в интервале магнитных полей $H = 0 \div 600$ мЭ в условиях компенсации магнитного поля Земли. Определены поля, описывающие этапы последовательного проникновения гипервихрей и вихрей Джозефсона в образец, и зависимость поля проникновения H_{c1} от ортогонального к измеряемому поля подмагничивания. Полученные результаты интерпретированы в рамках признанной модели джозефсоновской среды и модели, описывающей поведение неидентичных джозефсоновских контактов усредненным образом.

1. Введение

Объемные образцы ВТСП обычно представляют собой сверхпроводящие гранулы с характерными размерами $\sim 0,1 \div 10$ мкм, связанные слабыми джозефсоновскими связями случайной конфигурации, которые при некоторых условиях образуют в образце “джозефсоновскую среду” [1]. Изучению различных аспектов джозефсоновской среды посвящены многие теоретические и экспериментальные работы [1-6].

Существование слабых связей в керамических ВТСП материалах доказано во многих экспериментах. Примерами этого могут служить: 1) двухступенчатые переходы в сверхпроводящее состояние (первая соответствует сверхпроводящему переходу гранул, а вторая – переходу слабых связей в образце); 2) два значения плотности критического тока; 3) два пика в переменной магнитной восприимчивости; 4) реализация радиочастотной и постоянной квантовых интерференций; 5) нелинейная восприимчивость; 6) наблюдение поглощения на 9–10 ГГц в слабых магнитных полях (см. работу [4] и ссылки в ней).

Для описания джозефсоновской среды предложено множество теоретических моделей, которые находятся в хорошем соответствии с теми или иными экспериментальными результатами. Однако, эти модели не описывают сразу все экспериментальные результаты, что особенно проявляется при попытке описать гармоники вольт-амперных характеристик, а также спектр гармоник намагниченности, экспериментально получаемый при наложении

модулированного магнитного поля на ВТСП образец [5].

Целью настоящей работы было экспериментальное исследование проникновения слабого магнитного поля до 600 мЭ в Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O ВТСП керамику с джозефсоновской средой. Для этого был использован чувствительный метод, предложенный в [7,8], где в качестве приёмника использовалась намотанная на образец катушка, являющаяся колебательным контуром криогенного генератора на туннельном диоде.

2. Эксперимент

Измерения проводились на $\text{Bi}_2\text{Pb}_{0.6}\text{Sr}_2\text{Ca}_{2.6}\text{Cu}_{(3.6-x)}\text{Fe}_x\text{O}_y$ ($x = 0 - 0,01$), керамических образцах, синтезированных по твердофазной технологии. Образцы имели форму цилиндров высотой 2 мм и диаметром 6 мм. Температурная зависимость сверхпроводящего перехода имела двухступенчатый характер, из которого следовало, что температура сверхпроводящего перехода гранул $T_c^{gr} = 104,3$ К, а температура сверхпроводящего перехода связей $T_c^{link} = 97,2$ К.

Наличие в составе исследуемого соединения железа приводит к ухудшению сверхпроводящих свойств образца, что в первую очередь связано с концентрацией Fe в межгранульном пространстве. При этом железо формирует барьер между сверхпроводящими гранулами (т.е. формирует джозефсоновскую среду), причем энергию джозефсоновской связи можно регулировать изменением концентрации несверхпроводящей компоненты. Зависимость температуры сверхпроводящего перехода гранул T_c^{gr} и связей T_c^{link} от концентрации железа исследована в работе [9].

Для изучения проникновения слабого магнитного поля в образец исследовались зависимости частоты автоколебаний криогенного генератора на туннельном диоде, контуром которого является измерительная катушка с образцом, от величины внешнего магнитного поля [7,8]. Частота генерации такого генератора определяется самоиндукцией катушки, которая в свою очередь зависит от глубины проникновения магнитного поля в образец.

Используемый генератор работал на частоте 4 МГц. Напряженность создаваемого им ВЧ поля вблизи порога генерации и при максимальном уровне генерации изменялась в интервале от 1 до 7 мЭ.

Магнитная система установки состояла из двух пар вложенных друг в друга катушек Гельмгольца диаметром около одного метра. В центр системы помещался немагнитный сосуд Дьюара с жидким азотом. Одна пара катушек была ориентирована вертикально, а вторая – горизонтально, вдоль определенной с помощью компаса горизонтальной составляющей поля Земли. Для указанных осей, как и в работе [8], были приняты обозначения Z и X , соответственно. Каждая пара катушек имела автономное питание, что позволяло в случае необходимости компенсировать магнитное поле Земли, а также создавать на образце две взаимно ортогональные компоненты магнитного поля H_x и H_z .

Линейная по времени развертка Z -компоненты магнитного поля осуществлялась с помощью помещенного в сосуд Дьюара медного соленоида. Создаваемое соленоидом магнитное поле медленно изменялось от нуля до $+H_{max}$ ($H_{max} = 600$ мЭ), после чего уменьшалось до $-H_{max}$ и вновь увеличивалось. Время развертки поля от $-H_{max}$ до $+H_{max}$ составляло примерно одну минуту. Отметим, что изменение времени развертки в несколько

раз не приводит к заметному влиянию на измеряемые величины. Катушка, являющаяся колебательным контуром генератора со вставленным в нее образцом, помещалась в соленоид горизонтально, так что создаваемое ею высокочастотное поле было ориентировано вдоль оси X .

Медный блок, на котором были размещены образец, криогенный генератор, два термометра сопротивления и два нагревателя, был теплоизолирован пенопластом и помещался внутрь герметичной трубы-вставки, которая в свою очередь помещалась в жидкий азот. Имелась возможность откачки азотной ванны вплоть до достижения температуры тройной точки азота $T_3 = 63.15$ К. Для выравнивания теплопритоков к блоку и установленным на нем элементам вставка была заполнена газообразным гелием. Температура блока в интервале 64–200 К стабилизировалась терморегулятором с подключенными к нему нагревателями с погрешностью 0.05 К. Температура образца измерялась по потенциометрической схеме вторым термометром.

3. Результаты

Полученная зависимость понижения частоты генерации $\Delta f = f - f_{\max}$ криогенного генератора от величины и направления внешнего магнитного поля H в условиях экранирования магнитного поля Земли приведена на рис.1. Зависимость $\Delta f(H)$ относительно нуля почти симметрична, т.е. поведение $\Delta f(H)$ при положительных и отрицательных полях практически аналогично. Поэтому в дальнейшем можно говорить только о поведении зависимости $\Delta f(H)$ при положительных значениях магнитного поля H , подразумевая, что те же выводы справедливы и при отрицательных магнитных полях. Мы будем считать, что зависимость $\Delta f(H)$ остается неизменной вплоть до некоторого значения внешнего магнитного поля H_c^1 (H_c^1 (19 мЭ)), начиная с которого зависимость начинает спадать. При полях $H > H_c^1$ можно различить три участка линейного изменения зависимости $\Delta f(H)$: 1 – интервал полей от H_c^1 до H_c^2 (H_c^2 (31 мЭ)); 2 – интервал от H_c^2 до H_c^3 (H_c^3 (43 мЭ)); 3 – интервал от H_c^3 до $H_{\max}$.

Следует отметить, что при разворачивании магнитного поля от 0 до $+H_{\max}$ и обратно от $+H_{\max}$ вплоть до $-H_{\max}$ в исследованных зависимостях гистерезиса не наблюдалось. Измерения проводились лишь после многократного повторения циклов перемагничивания, чем, возможно, и объясняется достижение стабилизации формы зависимости $\Delta f(h)$.

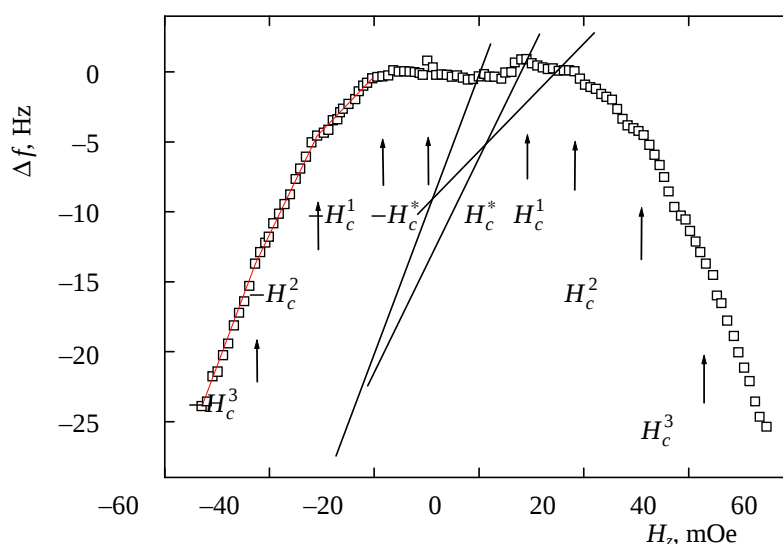


Рис.1. Зависимость понижения частоты генерации (f криогенного генератора от величины и направления внешнего магнитного поля H в условиях экранирования магнитного поля Земли.

На рис.2 приведена зависимость понижения частоты генерации Δf от развертываемого во времени модуляционного поля $\mathbf{H}(t)$ для случая, когда магнитное поле Земли не экранировалось. В нижней части графика приведена зависимость задаваемого модуляционного поля от времени. Сдвиг шкалы модуляционного поля относительно нуля обусловлен наличием магнитного поля Земли, т.е. тем, что Z -компонента ее магнитного поля накладывалась на задаваемое модуляционное поле. А наличие X -компоненты магнитного поля Земли приводит к увеличению интервала полей, при которых развертывается приведенная зависимость [8,9]. На левой и правой ветвях зависимости $\Delta f(\mathbf{H}, t)$ также наблюдаются все характерные интервалы и критические поля, наблюдаемые на зависимости $\Delta f(\mathbf{H})$, приведенной на рис.1 (причиной разницы в численных значениях для полей H_c^1 (170 мЭ, H_c^2 (320 мЭ и H_c^3 (420 мЭ, как уже отмечалось, является наличие X -компоненты магнитного поля Земли). Наблюдаемый в центре минимум обусловлен тем, что в этой области магнитное поле H , переходя через ноль, принимает отрицательное значение ($\mathbf{H}_{\min} \sim -74$ мЭ).

Семейство зависимостей $\Delta f(\mathbf{H}, t)$ для разных максимальных значений внешнего модуляционного поля $\mathbf{H}(t)$ приведено на рис.3. Отметим, что зависимости представлены в одном масштабе, но сдвинуты друг относительно друга для большей наглядности.

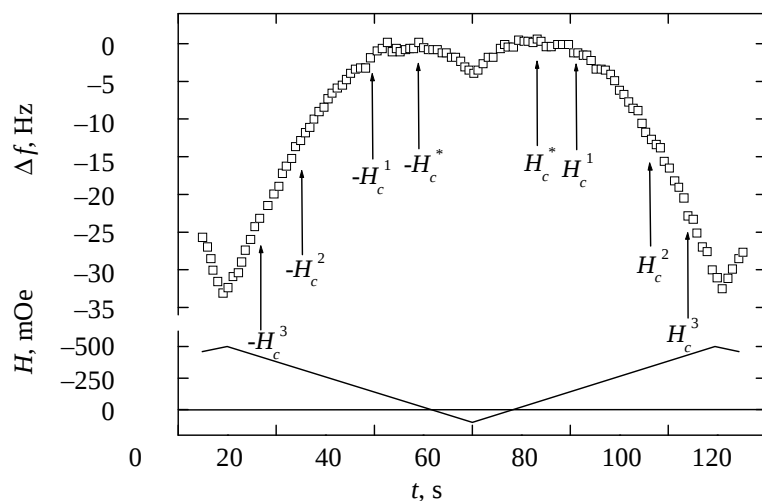


Рис.2. Зависимость понижения частоты генерации Δf от развертываемого во времени модуляционного поля $H(t)$ для случая, когда магнитное поле Земли не экранировалось. В нижней части графика приведена зависимость задаваемого модуляционного поля от времени.

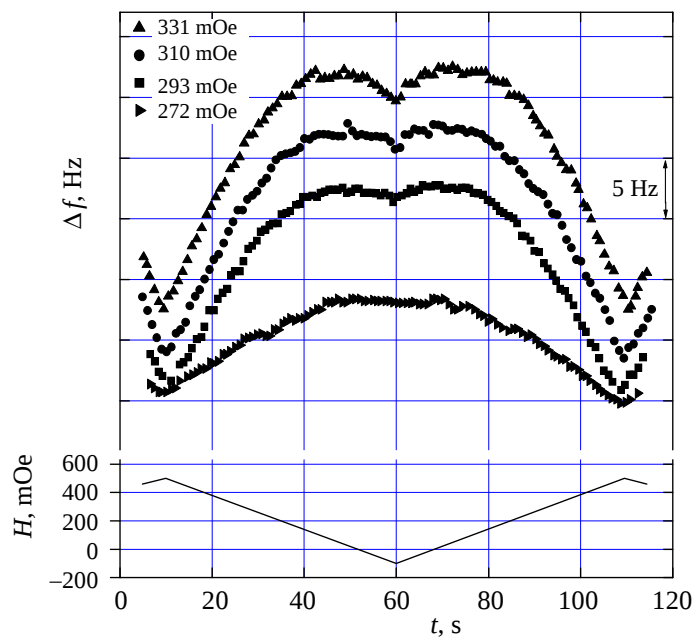


Рис.3. Семейство зависимостей $\Delta f(H, t)$ для разных максимальных значений внешнего модуляционного поля $H(t)$: ▲ – $H_{\max} = 331$ мЭ; ● – $H_{\max} = 310$ мЭ; ■ – $H_{\max} = 293$ мЭ; ► – $H_{\max} = 272$ мЭ. Зависимости сдвинуты друг относительно друга для большей наглядности.

На рис.4 приведена зависимость поля H_c^1 от величины подмагничивающего поля H_X при температуре $T = 72,2$ К. Как видно из зависимости, в отсутствие ортогонального подмагничивающего поля $H_X = 0$ значение поля H_c^1 минимально. При $H_X \sim 300$ мЭ на зависимости $H_c^1(H_X)$ наблюдается наличие точки перегиба и тенденция к насыщению при увеличении H_X .

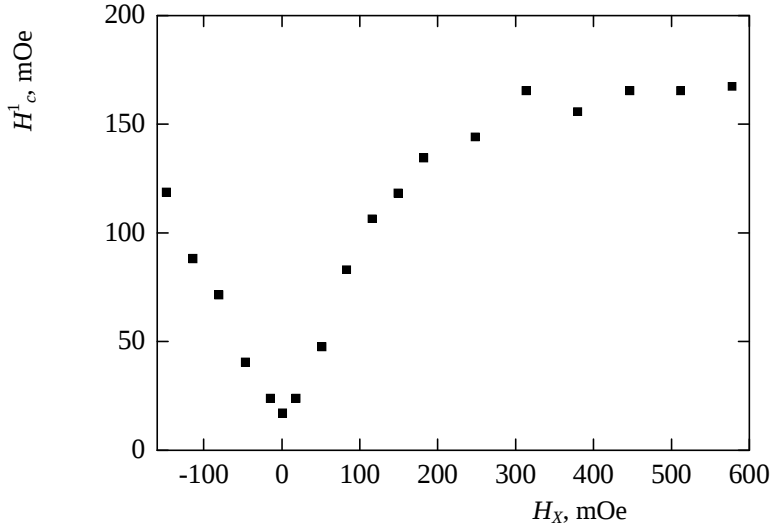


Рис.4. Зависимость поля H_c^1 от величины подмагничивающего поля H_X при температуре $T = 72,2$ К.

4. Обсуждение

В работах [1,2] было показано, что начиная с очень слабых магнитных полей, порядка поля Земли и меньше, в неоднородной сверхпроводящей среде со слабыми связями (в джозефсоновской среде) может возникнуть своеобразное смешанное состояние, в котором магнитный поток проникает в объем ВТСП в виде сетчатых гипервихрей, размеры которых с увеличением магнитного поля уменьшаются, а концентрация растет. Поле, при котором начинается проникновение гипервихрей в сверхпроводящий образец, равно $H_{c1}(E_J d / \Phi_0 (\Phi_0 / \lambda^2 \mu))$, где E_J – энергия джозефсоновской связи на единицу площади, d – размер гранул, Φ_0 – квант потока, μ – магнитная проницаемость джозефсоновской среды.

Однако, джозефсоновские контакты между гранулами в ВТСП далеко не идентичны, и, следовательно, для каждого из них λ_J может принимать свое, характерное для данного контакта значение. При описании джозефсоновской среды сеть джозефсоновских переходов обычно заменяется эффективным контактом. Эффективная глубина проникновения в такой контакт λ^{eff} ($\lambda_J \gg d \gg \lambda_L$, где λ_J – глубина проникновения магнитного поля в одиночный джозефсоновский контакт, а λ_L – лондоновская глубина проникновения).

В работах [10,11] предложена модель, в рамках которой контакты между гранулами можно разделить на два вида случайно ориентированных и расположенных контактов, т.е., иными словами, формируется не одна, а две взаимопроникающие трехмерные сетки

контактов с разными λ^{eff} . Этот подход был использован в работе [6] и позволил успешно описать полученные авторами экспериментальные результаты. Следовательно, в такой системе образуются гипервихри двух размеров (гипервихри А и гипервихри В) с двумя различными значениями эффективной глубины проникновения (λ_A^{eff} и λ_B^{eff}) и с различными значениями поля проникновения гипервихрей H_{c1} .

Следовательно, полученные экспериментальные результаты можно интерпретировать следующим образом. Поскольку изменение частоты генерации Δf криогенного генератора обусловлено проникновением магнитного поля в образец, то можно предположить, что в интервале полей от $-H_c^1$ до $+H_c^1$ проникновения магнитного поля в образец не происходит (рис.1). Оно начинается лишь при полях $H \geq H_c^1$, т.е. при H_c^1 в джозефсоновском пространстве образца начинают зарождаться гипервихри большого размера (гипервихри А). Проникновение гипервихрей типа А в образец продолжается вплоть до поля H_c^2 , при достижении которого гипервихри занимают весь доступный им поверхностный объем. Неспособность проникновения гипервихрей в глубь образца обусловлена большим пиннингом этих образований, охватывающих сразу большое число гранул [1]. При перемещении кор гипервихря не может перепрыгивать через гранулы и движется только вдоль двумерных границ гранул, что увеличивает сопротивление при движении и облегчает его пиннинг. В этом интервале полей гипервихревое состояние можно рассматривать как некий “гипервихревой газ”.

При достижении поля H_c^2 в образце начинают образовываться гипервихри меньшего размера (гипервихри В). С дальнейшим увеличением внешнего магнитного поля $H > H_c^2$ гипервихри типа В начинают проникать в ВТСП образец, занимая ранее недоступные области джозефсоновской среды, что будет продолжаться до достижения поля H_c^3 . В интервале полей от H_c^1 до H_c^2 гипервихревое состояние можно рассматривать как “гипервихревую жидкость”.

При полях $H \geq H_c^3$ вихри начинают заполнять поверхности границ между гранулами, т.е. H_c^3 есть поле образования вихрей Джозефсона. Согласно [1], это произойдет при полях $H^* (\Phi_0/d\lambda_L)$, а расстояние между вихрями при этом будет $b (\Phi_0/H\lambda_L) \ll d$.

Следует отметить, что в работе [6], кроме четырех характерных линейных участков, находящихся выше поля H_{c1} и рассмотренных в настоящей работе, эксперимент обнаружил еще два критических поля ниже H_{c1} (в нашем случае H_c^1), природа которых остается неясной. Возможно, подобная особенность наблюдается и на зависимостях $\Delta f(H, t)$ при полях H_c^* (в отсутствие магнитного поля Земли $H_c^* \sim \pm 8$ мЭ (рис.1)).

Причиной увеличения интервала полей, при которых разворачиваются зависимости $\Delta f(H, t)$, приведенные на рис.2 и 3, в случае наличия X -компоненты магнитного поля Земли, может служить формирование сетки или взаимопроникающих сеток контактов в плоскости, перпендикулярной X . Это приводит к увеличению плотности токов, протекающих через слабые связи джозефсоновской среды и изменению таких параметров, как поле начала проникновения в слабые связи H_{c1} , энергия джозефсоновской связи на единицу площади E_J и др. [2].

5. Заключение

Исследованы этапы проникновения слабого магнитного поля $H = 0$ ч 600 мЭ в образец из керамического Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O с джозефсоновской средой. Измерения проводились с помощью чувствительной методики, основанной на измерении изменения частоты автоколебаний криогенного генератора на туннельном диоде, контуром которого является измерительная катушка с образцом, происходящего вследствие проникновения магнитного поля в образец. На полученных зависимостях $\Delta f(H, t)$ выделен набор критических полей, разделяющих зависимость на три линейных участка, соответствующих процессу последовательного проникновения в образец гипervихрей и вихрей Джозефсона. Обнаружено, что наличие поля подмагничивания, ортогонального к измеряемому, приводит к увеличению значений всего набора критических полей, что наблюдается вплоть до некоторого значения H_X^* , при достижении которого зависимость $H_c^1(H_X)$ выходит на насыщение. Полученные результаты интерпретированы в рамках широко признанной модели джозефсоновской среды [1,2] и модели, описывающей поведение неидентичных джозефсоновских контактов усредненным образом [10,11] и нуждаются как в дальнейшем целенаправленном экспериментальном изучении, так и в теоретическом обосновании.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.Б.Сонин. Письма в ЖЭТФ, **47**, 415 (1988).
2. Э.Б.Сонин, А.К.Таганцев. ЖЭТФ, **95**, 994 (1989).
3. A. Barone, A.I.Larkin, Yu.N.Ovchinnikov. Journal of Superconductivity, **3**, 155 (1990).
4. M.Kohl, M. Odehnal, M.Plintovic, S.Safrata. J. Low Temp. Phys., **74**, 503 (1989).
5. Р.Д. Кузьмичёв. ФТТ, **43**, 1934 (2001).
6. В.Е. Милошенко, И.М.Пушлебин, О.В.Калядин. ФТТ, **48**, 403 (2006).
7. K.S.Agababyan, N.M.Dobrovolsky, R.T.Mina, E.V.Putnyn, A.G.Sarkisyan. Physica C, **185-189**, 2593 (1991).
8. К.Ш.Агабабян, Н.М.Добровольский, Р.Т.Мина, И.Г.Синеико, А.Г.Саркисян, В.М.Аракелян, Р.С.Вартанян. СФХТ, **7**, 595 (1994).
9. A.G.Sarkisyan, D.E.Khatchian, N.M.Dobrovolsky, K.S.Agababyan. Physica C, **235-240**, 3305 (1994).
10. М.А. Зеликман. СФХТ, **5**, 60 (1992).
11. М.А. Зеликман. СФХТ, **5**, 1819 (1992).

ԹՈՒՅԼ ՄԱԳՆԻՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԹԱՓԱՆՑՈՒՄԸ
Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O

Է.Ա. ՍՈՒՂՆԵՑՅԱՆ, Մ.Տ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ,
Ն.Մ. ԴՈԲՐՈՎՈԼՍԿԻ, Ա.Գ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Փորձարարականորեն հետազոտված է Ջոզեֆսոնյան միջավայրով Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O կերամիկայի վարքը $H = 0$ ÷ 600 մԷ մագնիսական դաշտերում, Երկրի մագնիսական դաշտի կոմպենսացման պայմաններում: Որոշված են գերմրրիկների և Ջոզեֆսոնյան մրրիկների նմուշի մեջ թափանցման հաջորդական փուլերը նկարագրող դաշտերը և H_{c1} թափանցման դաշտի կախվածությունը նրան ուղղահայաց դաշտից: Ստացված արդյունքները մեկնաբանված են Ջոզեֆսոնյան միջավայրի ընդունված

մոդելի և ոչ համանման Ջոզֆսոնյան կոնտակտների վարքը միջինացված նկարագրող մոդելի շրջանակներում:

PENETRATION OF LOW MAGNETIC FIELD
INTO Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O HTSC CERAMICS

E.A. MUGHNETSYAN, M.T. AYVAZIAN,
N.M. DOBROVOLSKY, A.G. SARKISYAN

The behavior of ceramic HTSC Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O with the Josephson medium within the range of magnetic fields $H = 0-600$ mOe under the conditions of the Earth's magnetic field compensation is investigated experimentally. The fields describing the consecutive penetration phases of hypervortices and Josephson's vortices in a sample and dependence of the penetration field H_{c1} on the orthogonal magnetic biasing field are determined. The obtained results are expounded within the framework of the generally accepted model of Josephson medium and the model that provides the averaged description of non-identical Josephson contacts behavior.