

Замороженное магнитосопротивление при перемагничивании гранулированных Bi(Pb) -ВТСП

А.А. Суханов, В.И. Омельченко

*Институт радиотехники и электроники РАН
пл. Введенского, 1, г. Фрязино, Московская обл., 141190, Россия
E-mail: sukh@ms.ire.rssi.ru*

Статья поступила в редакцию 20 ноября 2003 г.

Изучены зависимости замороженного магнитосопротивления керамических Bi(Pb) -ВТСП образцов от полей, инициирующих захват магнитного потока, и от перемагничивающих полей $R_t(H_i, H_r)$. Обнаружено, что зависимости $R_t(H_r)$ немонотонны. При этом величина замороженного магнитосопротивления существенно уменьшается после приложения первого импульса H_r ($H_r < H_i$), однако практически не изменяется при последующем перемагничивании такими же по величине импульсами любой полярности. Изучено влияние перемагничивания на анизотропию магнитосопротивления и эффект отрицательного магнитосопротивления. Показано, что полученные результаты противоречат моделям критического состояния для гранул и сверхпроводящих контуров, но хорошо описываются количественно предлагаемой моделью гранулированного Bi(Pb) -ВТСП, согласно которой захват магнитного потока происходит в «нормальных» гранулах, покрытых сверхпроводящими оболочками, а сопротивление образцов определяется цепочками слабых связей.

Вивчено залежності замороженого магнітоопору керамічних Bi(Pb) -ВТНП зразків від полів, що ініціюють захоплення магнітного потоку, та від перемагничувальних полів $R_t(H_i, H_r)$. Виявлено, що залежності $R_t(H_r)$ є немонотонними. При цьому величина замороженого магнітоопору істотно зменшується після додатка першого імпульсу H_r ($H_r < H_i$), однак практично не змінюється при наступному перемагничуванні такими ж за величиною імпульсами будь-якої полярності. Вивчено вплив перемагничування на анізотропію магнітоопору та ефект негативного магнітоопору. Показано, що отримані результати суперечать моделям критичного стану для гранул та надпровідних контурів, але добре описуються кількісно запропонованою моделлю гранульованого Bi(Pb) -ВТНП, відповідно до якої захоплення магнітного потоку відбувається в «нормальних» гранулах, які покриті надпровідними оболонками, при цьому опір зразків визначається ланцюжками слабких зв'язків.

PACS: 74.25.Na, 74.80.Vj

Введение

Несмотря на продолжающиеся исследования [1–3], природа захвата магнитного потока в гранулированных ВТСП, особенно в области сверхпроводящего перехода, остается во многом неясной. До сих пор, в частности, не установлено, происходит ли в последнем случае захват в отдельных сверхпроводящих (СП) гранулах [4,5] или же в замкнутых контурах, образованных СП гранулами [6].

Мы полагаем, что выяснить это можно, изучив влияние перемагничивания на величину замороженного магнитосопротивления (ЗМС). Дело в том, что

в отличие от зависимостей захваченных полей (ЗП) и ЗМС от инициирующего захват поля $H_t(H_i)$ и $R_t(H_i)$ зависимости ЗМС от перемагничивающего поля $R_t(H_r)$, согласно моделям СП контуров и критического состояния в гранулах, должны различаться качественно.

Действительно, сопротивление гранулированных ВТСП после захвата магнитного потока определяется влиянием захваченных полей на слабые связи токовых каналов, и поэтому ЗМС зависит только от абсолютных значений локальных ЗП. Согласно же модели «толстых» СП контуров (колец с толщиной

СП стенки, большей лондоновской длины), захват магнитного потока, инициированный импульсами магнитного поля \mathbf{H}_i после охлаждения в нулевом поле (режим ZFC — zero field cooling), происходит лишь при приложении к кольцу поля больше критического ($H_i \equiv |\mathbf{H}_i| > H_c$), а величина ЗП всегда равна H_c . Поэтому после перемагничивания образцов импульсами внешнего поля $\mathbf{H}_r \parallel -\mathbf{H}_i$ при $H_r \equiv |\mathbf{H}_r| < H_i$ величина ЗМС не должна изменяться, так как «сильные» контуры с большими критическими полями ($H_c > H_r$) не перемагничиваются, а ЗП «слабых» контуров с $H_c < H_r$, хотя и изменяют свое направление, по величине остаются равными H_c .

В отличие от этого, если захват потока происходит в отдельных гранулах, где, как и в кристаллах, распределение поля обычно описывается моделью критического состояния, после перемагничивания изменяется распределение захваченных полей во всем объеме гранулы, причем во внешнем слое гранул направление ЗП меняется на противоположное. В результате этого поток, захваченный в каждой из гранул, падает и, значит, должны уменьшаться поля вне гранул, а следовательно, и величина ЗМС.

Таким образом, исследования по влиянию перемагничивания гранулированных ВТСП образцов на ЗМС помогут сделать выбор между различными моделями захвата потока в области резистивного перехода. В этой связи нами были изучены особенности полевых зависимостей ЗМС Bi(Pb)-ВТСП керамик при их перемагничивании.

1. Образцы, методика и результаты измерений

Измерения проведены на образцах керамик Bi(Pb)-Sr-Ca-Cu-O, полученных «одноразовым» спеканием на воздухе при 870 °С в течение 120–144 ч смеси порошков Bi_2O_3 , PbO_2 , SrO, CaO, CuO, номинального состава $\text{Pb}_{0,5}\text{Bi}_2\text{Sr}_3\text{Ca}_5\text{Cu}_6\text{O}_{18}$. Образцы имели форму таблеток толщиной 2–4 мм и диаметром 8–10 мм. Измерения магнитной восприимчивости показали, что в образцах присутствуют две СП фазы с критическими температурами $T_{c1} \approx 110$ К (фаза 2223) и $T_{c2} \approx 80$ К (фаза 2212). Объемные доли этих фаз составляли соответственно 7–10 % и 30–40%.

Сопротивление образцов определяли четырехзондовым методом на переменном токе ($J = 0,5$ мА, $f = 7$ Гц). На температурных зависимостях сопротивления образцов $R(T)$ наблюдали участок резкого падения R при $T_{c0} > T > T_{cm}$ ($T_{c0} = 107$ – 110 К, $T_{cm} = 98$ – 100 К) и «хвост», заканчивающийся при $T_{cf} = 78$ – 85 К. Образцы отличались большими величинами магнитосопротивления при $T_{cm} > T > T_{cf}$.

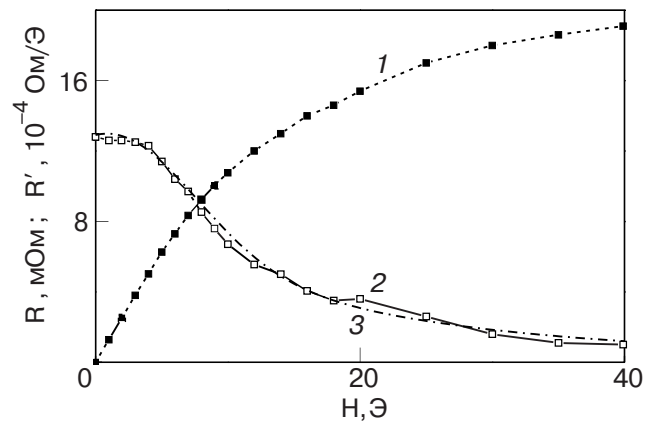


Рис. 1. Полевые зависимости магнитосопротивления $R(H)$ (кривая 1) и производной $R'(H) = dR/dH$ (кривая 2) керамического образца Bi(Pb)-ВТСП. Штрих-пунктирная линия 3 — аппроксимация зависимости $R'(H)$ функцией (8).

Сильная полевая зависимость магнитосопротивления $R(H)$ в слабых полях $H = 1$ – 15 Э (рис. 1, кривая 1) объясняется, очевидно, разрушением сетки слабых связей гранулированного ВТСП магнитным полем и определяется функцией распределения слабых связей токовых каналов по критическим полям. Захват магнитного потока и перемагничивание образцов осуществлялись при $T = 77,4$ – 85 К в режиме ZFC подачи импульсов инициирующего поля \mathbf{H}_i , а затем перемагничивающих полей $-\mathbf{H}_r$ и $+\mathbf{H}_r$ ($H_r \leq H_i$). Магнитные поля прикладывали перпендикулярно направлению измерительного тока. Длительность импульсов поля составляла 30 с, а ЗМС измеряли через 300 с после подачи каждого импульса.

На рис. 2 приведена типичная монотонно возрастающая зависимость ЗМС от амплитуды импульсов инициирующих полей $R_t(H_i)$, имеющая тенденцию к насыщению при $H_i = 200$ – 500 Э. На рис. 1 и 2 видно, что захваченные поля при $H_i = 200$ – 300 Э приводят к такому же магнитосопротивлению, как и внешние поля $H = 7$ – 10 Э. В то же время захваченные поля, измеренные датчиками Холла, составляют 0,01–0,2 Э при $H_i = 200$ – 300 Э. Это означает, что локальные ЗП на 2–3 порядка превышают средние захваченные поля, измеряемые датчиками Холла, и, как и в случае Bi-ВТСП пленок [6], являются знакопеременными и замыкаются внутри образца.

Подчеркнем, что все представленные в статье графики получены на одном образце. Это позволяет из графиков $R_t(H_i)$ и $R(H)$ (рис. 1 и 2) найти функцию распределения ЗП, а затем рассчитать зависимости ЗМС от перемагничивающего поля $R_t(H_r)$ и провести их сопоставление с экспериментальными кривыми.

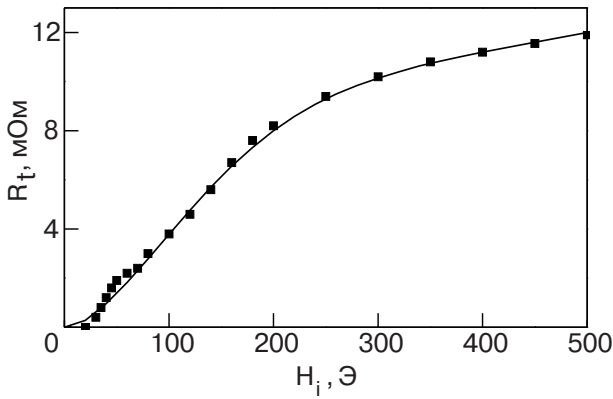


Рис. 2. Зависимость замороженного магнитосопротивления от магнитного поля, инициирующего захват потока. Точки — экспериментальные данные. Линия — зависимость $R_t(H_i)$, рассчитанная с использованием выражений (5), (8) и (9).

Нормированные зависимости ЗМС от перемагничивающего поля $r_t(h_r)$ ($r_t = R_t(H_r)/R_t(0)$ и $h_r = H_r/H_i$) для различных значений H_i при перемагничивании образца одиночными импульсами изображены на рис. 3. Эти зависимости имеют немонотонный вид с минимумом при $h_r = 0,2-0,5$. С ростом H_i положение минимума зависимости $r_t(h_r)$ смещается к меньшим значениям, а глубина провала уменьшается с 30 до 10 %.

Характерно, что в пределах экспериментальной погрешности ($\sim 3-5\%$) зависимости $r_t(h_r)$ в случае двукратного или многократного перемагничивания образцов чередующимися импульсами разной полярности $-H_r$ и $+H_r$ оказываются такими же, как и при однократном перемагничивании.

Несмотря на это, измерения магнитосопротивления показали, что пространственные распределения

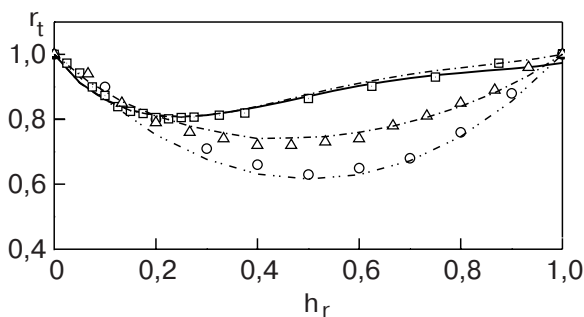


Рис. 3. Нормированные зависимости замороженного магнитосопротивления Vi(Pb) -керамики от перемагничивающего поля ($r_t = R_t(H_r)/R_t(0)$ и $h_r = H_r/H_i$) при $T = 80$ К для различных инициирующих полей H_i , Э: 400 (\square), 150 (\triangle), 50 (\circ). Сплошная линия — зависимость $r_t(h_r)$, рассчитанная согласно (6) для $H_i = 400$ Э. Штрих-пунктирные линии — зависимости $r_t(h_r)$, рассчитанные для ненасыщенного режима захвата магнитного потока.

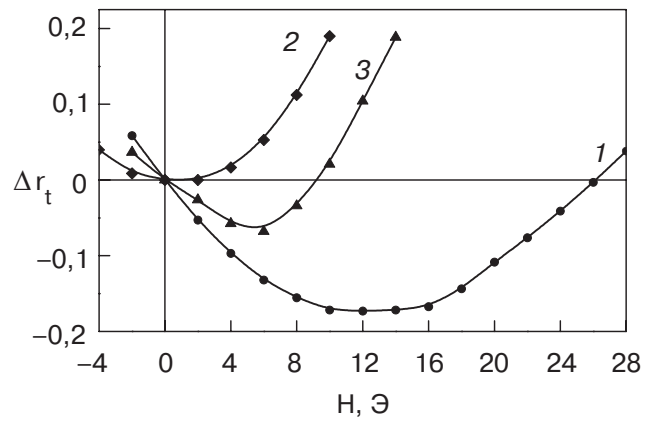


Рис. 4. Полевые зависимости нормированного магнитосопротивления образца Vi(Pb) -ВТСП с захваченными полями $\Delta r_t(H) = [R_t(H) - R_t(0)]/R_t(0)$: после захвата магнитного потока, инициированного импульсом поля $H_i = 200$ Э (1), после перемагничивания образца импульсом поля $-H_{rm}$, $|H_{rm}| = 60$ Э (2); после последовательного перемагничивания керамики двумя импульсами магнитного поля $-H_{rm}$ и $+H_{rm}$ (3).

захваченных полей в этих случаях существенно различаются. Было обнаружено, что после начального захвата потока и двукратного перемагничивания магнитосопротивление оказывается анизотропным и при приложении магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H}_i$ наблюдается отрицательное магнитосопротивление (рис. 4, кривые 1 и 3), обусловленное компенсацией внешним полем \mathbf{H} захваченных полей, направленных вблизи токовых каналов в сторону, противоположную \mathbf{H}_i [7]. В случае же перемагничивания одним импульсом $-H_r$ анизотропия магнитосопротивления изменяется с величиной импульса H_r . При $H_r \ll H_i$ отрицательное магнитосопротивление наблюдается для $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H}_i$, при полях H_{rm} , соответствующих минимуму зависимости $R_t(H_r)$, анизотропия магнитосопротивления и отрицательное магнитосопротивление исчезают (рис. 4, кривая 2) и, наконец, при $H_r \lesssim H_i$ эффект отрицательного магнитосопротивления наблюдается снова, но теперь уже для полей $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H}_i$. Это означает, что после первого перемагничивания вблизи слабых связей токовых каналов возникают захваченные поля разных направлений, а после второго перемагничивания ЗП направлены противоположно \mathbf{H}_i .

2. Обсуждение результатов. Модель захвата магнитного потока и замороженного магнитосопротивления

В области резистивного перехода гранулированный ВТСП представляет собой разреженную джоузефсоновскую среду, в которой изолированные или

соединенные слабыми связями СП гранулы погружены в нормальную гранулированную матрицу. При этом СП гранулы и слабые связи могут образовывать цепочки (токовые каналы) и кластеры, в том числе и замкнутые контуры. Магнитосопротивление и ЗМС таких сред определяются разрушением сверхпроводимости слабых связей токовых каналов внешними и локальными захваченными магнитными полями, а захват магнитного потока может происходить как в СП гранулах [4,5], так и в СП контурах [6]. Обе модели, как отмечалось, позволяют объяснить полевые зависимости захваченных полей и ЗМС, а также возникновение знакопеременных ЗП.

Однако результаты проведенных экспериментов противоречат предсказаниям обеих моделей. Согласно модели «толстых» колец, ЗМС при перемагничивании вообще не должно было бы изменяться (см. введение). Кроме того, представления о захвате магнитного потока в замкнутых СП контурах, содержащих слабые связи, противоречат результатам измерений температурных зависимостей ЗМС. Из этих измерений следует, что захват потока может происходить при температурах $T_{cm} < T < T_{c0}$, где в СП состояние переходят отдельные гранулы, но еще не образуются ни токовые каналы, ни контуры со слабыми связями [8].

Согласно же модели критического состояния в гранулах, при перемагничивании образцов импульсами чередующейся полярности ЗМС должно было бы изменяться после каждого импульса из-за изменения направления полей, захваченных во внешних слоях гранул с $H_c > H_r$. Расчеты показывают, что изменения сопротивления после второго и последующих перемагничивающих импульсов должны были бы составлять 30–50 % от падения ЗМС после первого импульса.

В то же время полученные результаты хорошо описываются в рамках модели захвата магнитного потока в нормальных гранулах со СП оболочками. Известно, что оболочки фазы 2223 с $T_c = 105$ К могут образовываться на поверхности гранул фазы 2212 с $T_c = 77\text{--}82$ К на заключительном этапе синтеза Bi(Pb) -керамик [9–11]. В таких керамиках при понижении температуры в СП состоянии сначала должны переходить отдельные участки оболочек гранул, которые затем могут образовывать замкнутые СП контуры.

Для сопоставления с экспериментальными результатами рассмотрим захват потока в системе «одномерных» нормальных гранул с тонкими СП оболочками, в которых реализуется критическое состояние с плотностью тока j_c . Пренебрежем потоком, захваченным в оболочке (стенке контура), по

сравнению с потоком, захваченным внутри нее, что справедливо при $d/D \ll 1$, где D и d — соответственно размер гранулы и толщина оболочки. Тогда в соответствии с моделью критического состояния поле, захваченное в грануле после приложения импульса H_i , равно

$$H_t(H_i) = \begin{cases} 0 & \text{при } H_i \leq H_c, \\ H_i - H_c & \text{при } 2H_c \geq H_i \geq H_c, \\ H_c & \text{при } H_i \geq 2H_c, \end{cases} \quad (1)$$

где $H_c = j_c d$ — критическое значение, начиная с которого поле проникает внутрь гранулы со СП оболочкой. Из (1) видно, что при $H_i < H_c$ поле не проникает внутрь гранулы, а при $H_i > H_c$ величина ЗП линейно возрастает с H_i , пока не достигнет предельного значения, равного H_c .

Рассмотрим теперь простой случай перемагничивания импульсом $-\mathbf{H}_r$ из режима насыщения, когда ЗП во всех контурах после начального захвата потока достигают предельной величины H_c . В этом случае

$$H_t(H_r) = \begin{cases} H_c - H_r & \text{при } H_r \leq 2H_c, \\ -H_c & \text{при } H_r \geq 2H_c. \end{cases} \quad (2)$$

Из (2) видно, что даже слабые перемагничивающие поля H_r проникают в гранулы и уменьшают захваченные в них поля H_t , что и приводит к падению ЗМС при перемагничивании. Видно также, что после перемагничивания импульсом $-\mathbf{H}_r$ в гранулах с различными H_c и, следовательно, вблизи токовых каналов возникают ЗП разных знаков, из-за этого могут исчезать анизотропия магнитосопротивления и эффект отрицательного магнитосопротивления.

Для перемагничивания двумя последовательными импульсами $-\mathbf{H}_r$ и $+\mathbf{H}_r$ получаем

$$H_t(H_r) = \begin{cases} H_c - H_r & \text{при } H_r \leq H_c, \\ H_r - H_c & \text{при } H_c \leq H_r \leq 2H_c, \\ H_c & \text{при } H_r \geq 2H_c. \end{cases} \quad (3)$$

Поскольку ЗМС определяется только абсолютными значениями ЗП, из сравнения (3) и (2) в согласии с экспериментом следует, что при повторном перемагничивании гранул с тонкими оболочками величина ЗМС не меняется.

При описании полевых зависимостей ЗМС примем: 1) сопротивление образца определяется последовательно соединенными слабыми связями токового канала, находящимися вблизи гранул со СП оболочками, в которых происходит захват потока; 2) слабая связь переходит в нормальное состояние при условии $k|H_t| > H_{cr}$, где H_{cr} — критическое поле слабой связи, H_t — захваченное поле ближайшей гранулы, а k — геометрический фактор, учиты-

вающий ослабление захваченного поля в области слабых связей ($k \leq 1$). Тогда ЗМС, индуцированное захваченными полями $H_t(H_i, H_r)$ гранул с СП оболочками, равно

$$R_t(H_i, H_r) = \int_0^{H_i} f(H_c) \int_0^{k|H_t(H_i, H_r)|} \varphi(H_{cr}) dH_{cr} dH_c, \quad (4)$$

где $f(H_c)$ и $\varphi(H_{cr})$ — функции распределения СП оболочек и сопротивлений слабых связей токовых каналов по соответствующим критическим полям.

Из (4) с учетом выражений (1) и (2) находим соответственно зависимости ЗМС от инициирующего поля H_i при захвате потока и от поля H_r при перемагничивании из режима насыщения:

$$R_t(H_i) = \int_0^{H_i} f(H_c) \int_0^{kH_c} \varphi(H_{cr}) dH_{cr} dH_c + \int_0^{H_i} f(H_c) \int_0^{k(H_i - H_c)} \varphi(H_{cr}) dH_{cr} dH_c, \quad (5)$$

$$R_t(H_r) = \int_0^{H_r} f(H_c) \int_0^{kH_c} \varphi(H_{cr}) dH_{cr} dH_c + \int_0^{H_r} f(H_c) \int_0^{k|H_r - H_c|} \varphi(H_{cr}) dH_{cr} dH_c. \quad (6)$$

Как отмечалось, функцию распределения $\varphi(H_{cr})$ можно определить из полевых зависимостей магнитосопротивления образцов $R(H)$. Для рассматриваемой модели токового канала имеем

$$R(H) = \int_0^H \varphi(H_{cr}) dH_{cr} \quad \text{и} \quad (7)$$

$$\varphi(H_{cr}) = R'(H) \Big|_{H_{cr}} = \frac{\partial R(H)}{\partial H} \Big|_{H_{cr}}.$$

Используя (7), из рис. 1 находим эмпирическое выражение для распределения слабых связей токового канала по критическим полям:

$$\varphi(H_{cr}) \simeq \frac{H_{rm}}{H_{cr}^2 + H_{r1}^2} + 0,04 \exp \left[- \left(\frac{H_{cr} - 1}{9} \right)^2 \right], \quad (8)$$

$$H_{rm} = 12 \text{ Э}, H_{r1} = 20 \text{ Э}.$$

Затем из рис. 2 и выражения (5) аналитически или подбором находим функцию распределения

оболочек по критическим полям, которую приближенно можно представить в виде

$$f(H_c) = \exp \left[- \left(\frac{H_c - H_M}{\sqrt{2}H_1} \right)^2 \right] + 0,15 \exp \left(- \frac{H_c}{30H_1} \right), \quad (9)$$

$$H_M = 40 \text{ Э}, H_1 = 110 \text{ Э}.$$

Далее, используя (6), (8) и (9), рассчитываем для перемагничивания из режима насыщения ($H_i = 400 \text{ Э}$) зависимость $R_t(H_r)$, которая в нормированном виде изображена на рис. 3 сплошной кривой. Отметим, что во всех расчетах принимали $k = 0,85$. Расхождение расчетной кривой с экспериментальными данными при больших значениях H_r обусловлено тем, что в поле $H_i = 400 \text{ Э}$ режим насыщения на самом деле еще не достигается.

Аналогичное рассмотрение было проведено нами и для перемагничивания при произвольных значениях H_i . Полученные при этом выражения для $R_t(H_r, H_i)$ имеют громоздкий вид и поэтому здесь не приведены. Рассчитанные графики зависимости $R_t(H_r)$ для перемагничивания после подачи инициирующих импульсов $H_i = 50, 150$ и 400 Э изображены на рис. 3 штрих-пунктирными линиями. Из этих графиков видно, что результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Учет магнитного потока, захваченного в стенке контура, приводит к различию между кривыми $R_t(H_r)$ для однократного и двукратного перемагничивания. Как показывают расчеты, увеличение ЗМС при втором перемагничивании составляет величину $\delta R_t \approx \Delta R_t d/D$, где ΔR_t — уменьшение ЗМС при однократном перемагничивании. При $d/D = 0,1$ и $\Delta R_t/R_t = 0,25$ величина $\delta R_t/R_t$ оказывается в пределах ошибки измерений ($\approx 3\%$).

Оценим толщины СП оболочек гранул. При $H_c = 40-120 \text{ Э}$ и типичном для кристаллов значении $j_c = 10^{10} \text{ А/м}^2$ находим $d = 0,32-1 \text{ мкм}$, что примерно на порядок меньше размера гранул D в исследованных керамиках.

Таким образом, в работе изучены полевые зависимости замороженного магнитосопротивления при перемагничивании Bi(Pb) -керамик. Показано, что полученные результаты (немонотонные зависимости ЗМС от перемагничивающего поля, отсутствие изменений ЗМС после второго и последующих перемагничивающих импульсов) не объясняются известными моделями критического состояния в гранулах и СП колец. Предложена модель гранулированного Bi(Pb) -ВТСП, согласно которой захват магнитного потока происходит в нормальных гранулах со СП оболочками, а резистивные свойства определяются цепочками слабых связей. На основе этой модели единым образом описаны полевые зависимости за-

мороженого магнитосопротивления как при захвате магнитного потока, так и при перемагничивании.

1. K. Tanabe, K. Suzuki, S. Adachi, T. Takagi, and N. Koshizuka, *Physica* **C372–376**, 706 (2002).
2. M. Zeisberger, T. Habisreuther, D. Litzkendorf, R. Muller, O. Surzhenko, and W. Gawalek, *Physica* **C372–376**, 1890 (2002).
3. Hirofumi Fukai, Masaru Tomita, Motohide Matsui, Masato Murakami, and Takao Nagatomo, *Physica* **C378–381**, 738 (2002).
4. А.И. Беляева, С.В. Войцены, В.П. Юрьев, *Сверхпроводимость: физика, химия, техника* **4**, 680 (1991).
5. P. Mune and J. Lopez, *Physica* **C257**, 360 (1996).
6. А.А. Суханов, В.И. Омельченко, *ФНТ* **27**, 826 (2001).
7. А.А. Суханов, В.И. Омельченко, *ФНТ* **29**, 396 (2003).
8. А.А. Sukhanov, V.I. Omelchenko, and G.A. Orlova, *cond-mat/0208226* (2002).
9. J.M. Tarascon, Y. Le Page, L.H. Green, B.G. Bagley, P. Barboux, D.M. Hwang, G.W. Hull, W.R. McKinnon, and M. Giroud, *Phys. Rev.* **B38**, 2504 (1988).
10. Ю.Я. Томашпольский, Ф.Л. Кочетов, Н.В. Садовская, С.Г. Прутченко, С.А. Иванов, *Сверхпроводимость: физика, химия, техника* **3**, 708 (1990).
11. S.C. Kwon, H.G. Lee, B.T. Ahn, and S.W. Nam, *Supercond. Sci. Technol.* **8**, 552 (1995).

Frozen magnetoresistance at magnetization reversal of granular Bi(Pb)-HTSC

A.A. Sukhanov and V.I. Omelchenko

The frozen magnetoresistance dependences of granular Bi(Pb)-HTSC samples on fields initiating a magnetic flux trapping and on magnetic reversal fields $R_t(H_i, H_r)$ are investigated. It is found that the $R_t(H_r)$ dependences are nonmonotonous. The frozen magnetoresistance decreases substantially after the first pulse H_r applied ($H_r < H_i$) but remains practically unchanged at subsequent remagnetization by magnetic pulses of alternating polarity and of the same amplitude. The effect of magnetic reversal on magnetoresistance anisotropy and the negative magnetoresistance phenomenon are studied. It is shown that the results obtained are inconsistent with the model of critical state for SC grains and the model of SC loops but are well described quantitatively by the proposed Bi(Pb)-HTSC model according to which the magnetic flux trapping occurs in normal grains with HTSC shells and the sample resistance is determined by weak link chains.