

Анизотропия магнитосопротивления при захвате магнитных полей в гранулированных Bi -ВТСП

А.А. Суханов, В.И. Омельченко

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

Статья поступила в редакцию 3 сентября 2002 г.

Исследованы особенности магнитосопротивления в керамиках $\text{Bi}(\text{Pb})$ -ВТСП с захваченными магнитными полями. Обнаружено, что при захвате магнитного потока магнитосопротивление в таких гранулированных ВТСП становится анизотропным. При этом для магнитных полей \mathbf{H} , параллельных иницировавшему захват полю \mathbf{H}_i , и токов, перпендикулярных \mathbf{H}_i , полевая зависимость магнитосопротивления $\Delta R(H)$ оказывается немонотонной, а магнитосопротивление в слабых магнитных полях $H < H_{\text{inv}}$ — отрицательным. Изучено влияние величин захваченного поля и транспортного тока, а также их ориентации на зависимость $\Delta R(H)$. Найдено, в частности, что поле инверсии знака магнитосопротивления H_{inv} практически линейно возрастает с увеличением эффективных захваченных магнитных полей, уменьшается до нуля при увеличении угла между направлениями полей \mathbf{H} и \mathbf{H}_i до $\pi/2$ и слабо уменьшается при увеличении транспортного тока. Результаты объяснены в рамках модели захвата магнитного потока в сверхпроводящих гранулах или сверхпроводящих «кольцах», погруженных в матрицу слабых связей.

Досліджено особливості магнітоопору в кераміках $\text{Bi}(\text{Pb})$ -ВТНП із захопленими магнітними полями. Виявлено, що при захопленні магнітного потоку магнітоопір в таких гранульованих ВТНП стає анізотропним. При цьому для магнітних полів \mathbf{H} , паралельних полю \mathbf{H}_i , що ініціює захват, та струмів, перпендикулярних \mathbf{H}_i , польова залежність магнітоопору $\Delta R(H)$ є немонотонною, а магнітоопір в слабких магнітних полях $H < H_{\text{inv}}$ є негативним. Вивчено вплив величин захопленого поля та транспортного струму, а також їх орієнтації на залежність $\Delta R(H)$. Знайдено, зокрема, що поле інверсії знака магнітоопору H_{inv} практично лінійно зростає із збільшенням ефективних захоплених магнітних полів, зменшується до нуля при збільшенні угла між напрямками полів \mathbf{H} і \mathbf{H}_i до $\pi/2$ та слабо зменшується при збільшенні транспортного струму. Результати пояснено в рамках моделі захоплення магнітного потоку у надпровідних гранулах або надпровідних «кільцях», занурених в матрицю слабких зв'язків.

PACS: 74.25.Na, 74.80.Vj, 74.25.Fy

1. Введение

Захват магнитного потока радикально влияет как на магнитные свойства ВТСП, изменяя, например, характеристики проникновения и экранирования магнитного поля, магнитную восприимчивость и магнитный момент [1,2], так и на их транспортные свойства, приводя, в частности, к возникновению избыточного (замороженного) сопротивления в области резистивного сверхпроводящего перехода [3,4]. Поэтому исследование свойств ВТСП с захваченными магнитными полями (ЗМП) представляет самостоятельный интерес, а также может дать по-

лезную информацию о природе захвата магнитного потока, в частности, в гранулированных ВТСП.

В настоящей работе изучено магнитосопротивление в гранулированном Bi -ВТСП с ЗМП и впервые обнаружен эффект отрицательного магнитосопротивления (ОМС) в таких системах.

2. Эксперимент

Исследованы образцы керамических ВТСП номинального состава $\text{Pb}_{0,5}\text{Bi}_2\text{Sr}_3\text{Ca}_4\text{Cu}_5\text{O}_{16}$ с температурой начала перехода в сверхпроводящее состоя-

ние $T_c = 107\text{--}110$ К и шириной резистивного перехода $\Delta T_c \approx 8\text{--}12$ К.

Величина ΔT_c изученных керамик сильно зависит от тока и магнитного поля, увеличиваясь до 20–30 К при плотности тока $j = 0,1$ А/см² и $H = 20$ Э.

Ширина резистивного перехода существенно возрастает также в результате захвата магнитного потока и возникновения добавочного, так называемого замороженного магнитосопротивления (ЗМС). Величина ЗМС при этом достигает значений магнитосопротивления в магнитных полях $H = 20\text{--}30$ Э. В то же время средние захваченные магнитные поля, измеренные датчиками Холла, оказываются меньше 0,1 Э. Это означает, что в области температур близких к T_c захваченные поля сильно неоднородны и знакопеременны [4].

После захвата магнитного потока, который обычно инициировался импульсом поля длительностью 30 с и величиной $H_i = 30\text{--}200$ Э, были измерены полевые зависимости магнитосопротивления для различных величин постоянного поля H , инициирующего поля H_i , транспортного тока J и для различных их ориентаций относительно друг друга.

3. Результаты

Было обнаружено, что, несмотря на отсутствие средних ЗМП, магнитосопротивление керамик после захвата магнитного потока становится сильно анизотропным.

В случае $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H}_i \perp \mathbf{J}$ полевая зависимость магнитосопротивления гранулированных ВТСП образцов с ЗМП $\Delta R(H) = R(H) - R(0)$ оказывается немонотонной, при этом величина ΔR отрицательна для достаточно малых полей $H < H_{inv}$ и изменяет знак на положительный при $H > H_{inv}$.

Нормированные полевые зависимости магнитосопротивления при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H}_i$, измеренные для различных

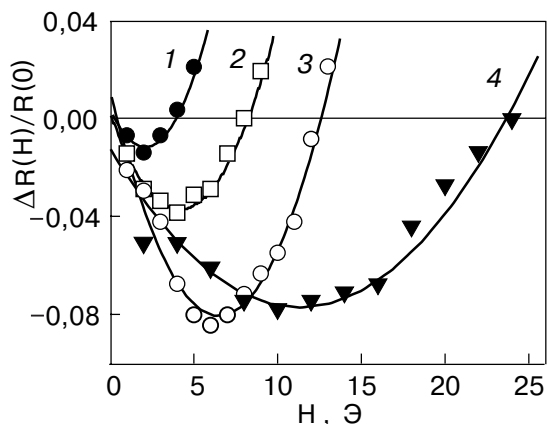


Рис. 1. Нормированные полевые зависимости магнитосопротивления при $T = 77,4$ К для различных индуцирующих полей H_i , Э: 80 (1); 100 (2); 130 (3); 200 (4).

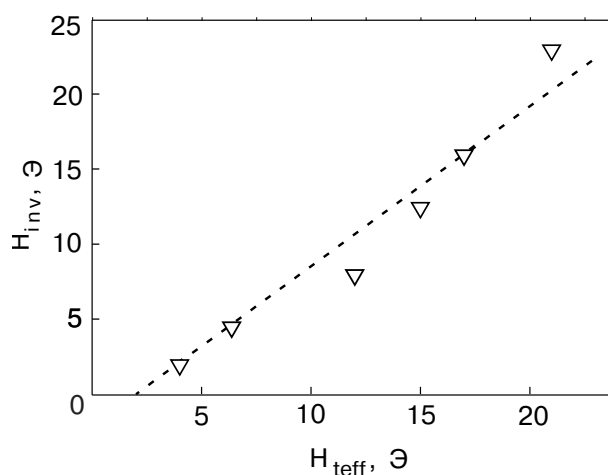


Рис. 2. Зависимость поля инверсии знака магнитосопротивления от эффективной величины захваченного поля.

значений инициирующего захват импульсного поля H_i , представлены на рис. 1. Видно, что эффект ОМС становится более выраженным с увеличением инициирующего, а следовательно, и захваченного магнитного поля.

В области резистивного перехода гранулированных ВТСП магнитные поля, захваченные в сверхпроводящих областях, замыкаются через нормальные области ВТСП. В результате этого они оказываются знакопеременными в плоскости образца. Такие знакопеременные захваченные поля можно характеризовать их эффективной величиной H_{teff} , которая равна внешнему магнитному полю, приводящему к такому же сопротивлению, как и захваченное поле [4].

Было обнаружено, что поле инверсии знака магнитосопротивления H_{inv} практически линейно возрастает с эффективной величиной захваченного магнитного поля H_{teff} (рис. 2). С ростом H_{teff} минимум на зависимости $\Delta R(H)$ сдвигается в сторону больших полей и становится глубже.

Полевые зависимости магнитосопротивления Bi(Pb)-керамик, измеренные при различных ориентациях постоянного поля \mathbf{H} относительно инициирующего захват импульсного поля \mathbf{H}_i , приведены на рис. 3.

Существенно, что с увеличением угла α между направлениями полей \mathbf{H} и \mathbf{H}_i поле инверсии знака магнитосопротивления H_{inv} и максимальная величина ОМС уменьшаются и эффект отрицательного магнитосопротивления исчезает при $\alpha \rightarrow \pi/2$.

Угловые зависимости магнитосопротивления для различных по величине магнитных полей H представлены на рис. 4. Видно, что увеличение H приводит к уменьшению критического угла, при котором меняется знак магнитосопротивления.

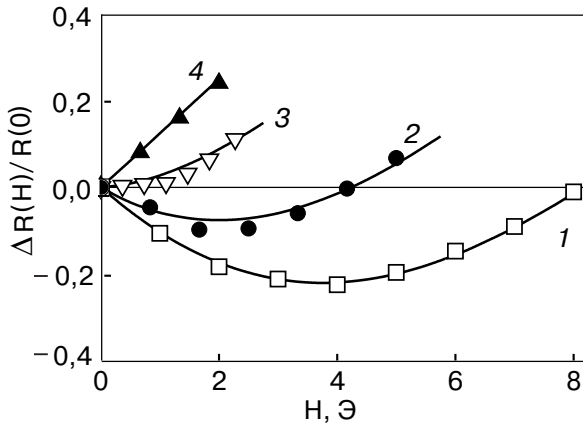


Рис. 3. Нормированные полевые зависимости магнитосопротивления ВТСП керамики с ЗМП для различных углов α между полем \mathbf{H} и индуцирующим полем \mathbf{H}_i ($T = 77,4$ К): $\alpha = 0$ (1); $\pi/4$ (2); $\pi/2$ (3); π (4).

Отметим, что отрицательное магнитосопротивление отсутствует при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H}_i \parallel \mathbf{J}$.

Поле инверсии знака магнитосопротивления H_{inv} и максимальная величина отрицательного магнитосопротивления слабо уменьшаются при увеличении транспортного тока (приблизительно на 15% при $j = 0,3$ А/см²).

Подчеркнем, что:

1) при измерениях магнитосопротивления использовались сравнительно слабые поля, $H < H_i$, которые практически не влияли на захваченные магнитные поля, и поэтому полученные результаты были воспроизводимыми, а зависимости $R(H, \alpha)$ — обратимыми;

2) эффект ОМС наблюдался нами также и в магнетронных пленках Вi-ВТСП и, по-видимому, вообще характерен для гранулированных ВТСП.

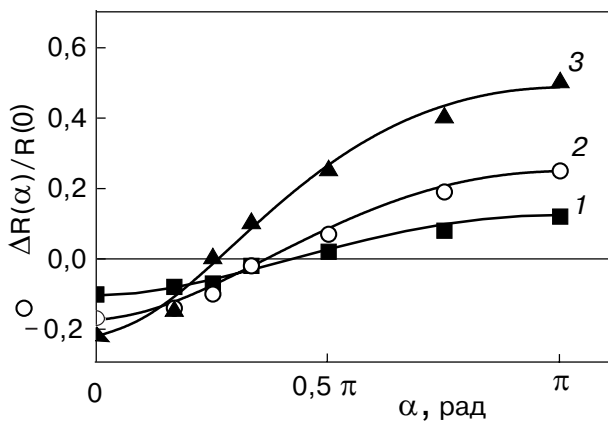


Рис. 4. Нормированные угловые зависимости магнитосопротивления ВТСП образца с ЗМП при $H_{teff} = 6$ Э и $T = 77,4$ К для различных полей H , Э: 1 (1); 2 (2); 4 (3).

4. Обсуждение

Хорошо известно, что ВТСП керамики имеют сильнонеоднородную гранулированную структуру, в которой индивидуальные сверхпроводящие гранулы соединены слабыми связями. Представление о такой системе как о джозефсоновской среде с широким разбросом параметров слабых связей стало в настоящее время общепринятым [5].

Резистивные свойства такой среды определяются слабыми связями проводящих каналов и, в частности, магнитосопротивление — разрушением сверхпроводимости слабых связей внешним магнитным полем.

Захват магнитного потока в резистивном состоянии такой джозефсоновской среды происходит в зернах (гранулах) или же в замкнутых сверхпроводящих контурах, включающих гранулы и слабые связи между ними. Возникающие при этом локальные ЗМП являются сильнонеоднородными и знакопеременными [4] и потому могут не наблюдаться обычными методами (датчики Холла, джозефсоновские интерферометры). В то же время такие знакопеременные ЗМП разрушают сверхпроводимость слабых связей каналов проводимости и, таким образом, приводят к возникновению хорошо известного явления — замороженного магнитосопротивления.

Вблизи слабых связей токовых каналов захваченные поля направлены в основном противоположно полям в областях захвата (гранулах, контурах) и, следовательно, противоположно индуцирующему захват полю \mathbf{H}_i . Поэтому приложение внешнего поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H}_i$ приводит, с одной стороны, к уменьшению локальных результирующих магнитных полей $H_r = |\mathbf{H}_t - \mathbf{H}|$ в областях с сильными захваченными полями H_t ($H_r = H_t - H$ для $H_t > H$), а с другой стороны, — к увеличению H_r в областях со слабыми захваченными полями ($H_r = H - H_t$ для $H_t < H$). При увеличении H первый фактор приводит к переходу слабых связей с критическими полями $H_c > H_t - H$ в сверхпроводящее состояние, тогда как второй — к переходу слабых связей с $H_c < H - H_t$ в нормальное состояние.

При достаточно больших эффективных захваченных полях первый фактор оказывается определяющим для слабых полей H и приводит к падению сопротивления сетки слабых связей и возникновению ОМС, а второй становится доминирующим в достаточно сильных полях H и приводит к увеличению сопротивления и изменению знака магнитосопротивления при $H \sim T_{eff}$. Сочетание этих двух тенденций при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{H}_i$ в соответствии с экспериментальными результатами приводит к возникновению ОМС и немонотонной полевой зависимости магнитосопротивления.

Изложенные соображения подтверждаются модельным расчетом. Действительно, очевидно, что сопротивление токовых каналов определяется функцией распределения слабых связей по критическим полям $g(H_c)$ и функцией распределения захваченных полей вблизи слабых связей $f(H_t)$. Учитывая, что слабые связи переходят в нормальное состояние, когда их критические поля H_c становятся меньше локальных результирующих полей $H_r = |\mathbf{H}_t - \mathbf{H}|$ ($\mathbf{J} \perp \mathbf{H}$ и $\mathbf{J} \perp \mathbf{H}_t$), запишем магнитосопротивление среды в виде

$$\Delta R(H) = R(H) - R(0), \quad (1)$$

где

$$R(H) = \int_0^{H_i} f(H_t) \int_0^{H_r} g(H_c) dH_c dH_t.$$

Для сопоставления с экспериментальными данными при численном расчете использовали нормальное распределение слабых связей по критическим полям и экспоненциальное распределение захваченных полей:

$$g(H_c) \sim \exp \left[- \left(\frac{H_c - H_{cm}}{\sqrt{2} \Delta H_c} \right)^2 \right],$$

$$f(H_t) \sim \exp \left(- \frac{H_t}{H_{teff}} \right),$$

H_{cm} — среднее критическое поле, ΔH_c — полуширина функции распределения.

Результаты модельного расчета полевых и угловых зависимостей магнитосопротивления образца с ЗМП, проведенного с помощью выражения (1), представлены на рис. 3 и 4 сплошными линиями. Используемые значения параметров $H_{teff} = 6,1$ Э, $H_{cm} = 5$ Э и $\Delta H_c = 4$ Э были близки к найденным из измерений замороженного магнитосопротивления и полевых зависимостей магнитосопротивления в отсутствие ЗМП.

Следует отметить разумное согласие результатов расчета с экспериментальными данными.

Таким образом, было обнаружено, что захват магнитного потока в гранулированных ВТСП при-

водит к анизотропии магнитосопротивления, его немонотонным полевым и угловым зависимостям и возникновению отрицательного магнитосопротивления. Эти результаты последовательно объяснены в рамках модели джозефсоновской среды, в которой захват магнитного потока происходит в гранулах или сверхпроводящих контурах и захваченные магнитные поля являются сильнонеоднородными и знакопеременными.

1. *Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников*, Д.М. Гинзберг (ред.), Мир, Москва (1990).
2. K.A. Muller, M. Takashige, and J.G. Bednorz, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1143 (1987).
3. K.Y. Chen and Y.J. Qian, *Physica* **C159**, 131 (1989).
4. А.А. Суханов, В.И. Омельченко, *ФНТ* **27**, 826 (2001).
5. Е.З. Мейлихов, *УФН* **163**, 27 (1993).

Anisotropy of magnetoresistance on trapping magnetic fields in granular HTSC

A.A. Sukhanov and V.I. Omelchenko

The features of magnetoresistance in Bi (Pb)-HTSC ceramics with the magnetic fields trapped are investigated. It is found that on trapping magnetic flux the magnetoresistance in granular HTSC becomes anisotropic. Moreover, for magnetic fields \mathbf{H} parallel and currents perpendicular to field \mathbf{H}_i which induces the trapping the magnetoresistance field dependence $\Delta R(H)$ is nonmonotonic and the magnetoresistance is negative for small fields $H < H_{inv}$. The effect of trapped field and transport current and their orientations on the dependence $\Delta R(H)$ is investigated. In particular, it is found that the field of magnetoresistance sign inversion H_{inv} almost linearly grows with increase of the effective trapped magnetic fields. H_{inv} decreases down to zero as the angle between fields \mathbf{H} and \mathbf{H}_i increases up to $\pi/2$ and slightly decreases with increasing transport current. The results are treated in terms of the model of magnetic flux trapping in superconducting grains or «loops» embedded in a matrix of weak links.