

НЕМОНОТОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ, ГИСТЕРЕЗИС $R(H)$ И НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ ТЕПЛОЕМКОСТЬ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ СВЕРХПРОВОДНИКА $\text{BaPb}_{0.75}\text{V}_{0.25}\text{O}_3$. ВОЗМОЖНОЕ ПРОЯВЛЕНИЕ ФАЗОВОГО РАССЛОЕНИЯ

Д. А. Балаев^{a,b}, А. А. Дубровский^a, С. И. Попков^{a,b},
К. А. Шайхутдинов^{a,b}, О. Н. Мартьянов^c, М. И. Петров^a*

^a *Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук
660036, Красноярск, Россия*

^b *Сибирский федеральный университет
660041, Красноярск, Россия*

^c *Институт катализа им. Г. К. Борескова Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 13 мая 2009 г.

Для выяснения механизмов, определяющих немонотонное поведение и гистерезис магнитосопротивления $R(H)$ сверхпроводника $\text{BaPb}_{0.75}\text{V}_{0.25}\text{O}_3$ ($T_C \approx 11.3$ К), целенаправленно исследованы транспортные свойства (зависимости $R(T)$, $R(H)$) при различных плотностях транспортного тока и в диапазоне магнитных полей до 65 кЭ) и низкотемпературная теплоемкость в магнитных полях до 90 кЭ. Характер гистерезисных зависимостей $R(H)$ $\text{BaPb}_{0.75}\text{V}_{0.25}\text{O}_3$ аналогичен тому, что наблюдается на гранулярных ВТСП, однако, в отличие от классических ВТСП-систем, полевая ширина гистерезиса магнитосопротивления поликристаллического $\text{BaPb}_{0.75}\text{V}_{0.25}\text{O}_3$ зависит от транспортного тока. Это указывает на то, что хотя механизмы, ответственные за гистерезис магнитосопротивления в этих объектах идентичны (влияние магнитного потока, захваченного в сверхпроводящих областях на эффективное поле в джозефсоновских прослойках), в случае $\text{BaPb}_{0.75}\text{V}_{0.25}\text{O}_3$ транспортный ток может существенно влиять на диамагнитный отклик сверхпроводника. Обнаружено значительное влияние транспортного тока на величину поля, при котором зависимости $R(H)$ демонстрируют максимум и проявляют гистерезисные свойства. Такое поведение может быть адекватно интерпретировано в рамках модели пространственно-неоднородного состояния сверхпроводник–диэлектрик, предложенной в работе Горбачевича и др. Немонотонное поведение величины C/T (C — теплоемкость) в зависимости от магнитного поля, обнаруженное в настоящей работе, также согласуется с выводами данной модели.

1. ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на продолжительную историю исследований системы $\text{BaPb}_{1-x}\text{V}_x\text{O}_3$ (сверхпроводимость в системе $\text{BaPb}_{1-x}\text{V}_x\text{O}_3$ была открыта в 1975 г. [1]), ряд вопросов остался невыясненным. Максимальное значение $T_C \approx 12$ К наблюдается при $x \approx 0.25$. В области значений x , при которых существует сверхпроводимость, на поликристаллических образ-

цах $\text{BaPb}_{1-x}\text{V}_x\text{O}_3$ был обнаружен ряд интересных магниторезистивных эффектов: возвратная сверхпроводимость [2, 3], характерные для джозефсоновских структур вольт-амперные характеристики (ВАХ) [4, 5]. Эти особенности объяснялись гранулярностью образцов и существованием джозефсоновских связей на межгранулярных границах. Кроме того, было обнаружено аномальное поведение магнитосопротивления, т. е. максимум на зависимости $R(H)$ (при $T = \text{const}$) [6, 7]. Подобные свойства были обна-

*E-mail: smp@iph.krasn.ru

ружены в системе $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ ($T_C \approx 30$ К) [8]. В цитированной работе [8] было также предложено возможное объяснение немонотонного поведения магнитосопротивления $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ на основе модели пространственно-неоднородного состояния сверхпроводник–диэлектрик [9]. Ввиду схожести этих систем можно предположить, что эта модель [9] также может объяснить аномалии $R(H)$ в $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$. Целью данной работы было исследование магниторезистивных свойств и низкотемпературной теплоемкости поликристаллического $\text{BaPb}_{0.75}\text{Bi}_{0.25}\text{O}_3$ в широком диапазоне магнитных полей.

Дополнительный интерес к магниторезистивным свойствам $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ вызван тем, что магнитосопротивление этого материала демонстрирует полевой гистерезис, который не был объяснен в ранних работах [6, 7]. Джозефсоновские свойства межгранульных границ в поликристаллическом $\text{BaPb}_{0.75}\text{Bi}_{0.25}\text{O}_3$ [4] делают эту систему до некоторой степени схожей с гранулярными ВТСП. Поэтому можно предположить, что и механизм, ответственный за гистерезисное поведение магнитосопротивления, будет подобен таковому в гранулярных ВТСП. Для них гистерезис $R(H)$ вызван тем, что межгранульные границы находятся в эффективном поле — суперпозиции внешнего поля и полей, индуцированных дипольными магнитными моментами сверхпроводящих гранул [10–12], которые сами обладают магнитным гистерезисом. В большинстве случаев для гранулярных ВТСП-материалов критическая плотность транспортного тока j на несколько порядков меньше критической плотности тока сверхпроводящих гранул j_{CG} . Поэтому транспортный ток не может повлиять на закрепление вихрей в гранулах и варьирование транспортного тока приводит только к изменению самой величины магнитосопротивления, т. е. диссипации на межгранульных границах, а полевая ширина гистерезиса $R(H)$ определяется только магнитным состоянием сверхпроводящих гранул и не зависит от транспортного тока. Представляет отдельный интерес выявить сходство и различия с гистерезисным поведением $R(H)$ $\text{BaPb}_{0.75}\text{Bi}_{0.25}\text{O}_3$ и гранулярных ВТСП. В этом плане исследование влияния транспортного тока на гистерезисное поведение $R(H)$ гранулярного $\text{BaPb}_{0.75}\text{Bi}_{0.25}\text{O}_3$ является логическим продолжением работ [10,12].

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Поликристаллический $\text{BaPb}_{0.75}\text{Bi}_{0.25}\text{O}_3$ был синтезирован методом твердофазного синтеза из

BaO_2 , PbO и Bi_2O_3 . Авторы отказались от применения BaCO_3 , так как он разлагается до BaO при $T \geq 1400$ °С. При столь высоких температурах PbO заметно летуч и синтез Ba-Pb-Bi-O проблематичен. Использование перекиси бария позволяет избежать этой трудности и провести синтез при достаточно низких температурах, где давление паров PbO приемлемо низкое. Первичный отжиг тщательно перемешанных и спрессованных окислов был проведен при $T = 650$ °С в течение 18 ч. Полученный промежуточный продукт перемалывался, прессовался и отжигался в течение 12 ч при $T = 700$ °С. Рентгеноструктурные измерения показали только рефлексы от структуры перовскита. На рис. 1 приведены результаты сканирующей электронной микроскопии (SEM) естественного скола исследованного образца $\text{BaPb}_{0.75}\text{Bi}_{0.25}\text{O}_3$. На данном рисунке хорошо видно, что в исследуемом образце кристаллиты имеют один характерный размер, около 1 мкм, причем в качестве межкристаллитных границ выступают области спайности, сформированные в процессе роста микрокристаллитов.

Измерения транспортных свойств проводились стандартным четырехзондовым методом, образец охлаждался в нулевом внешнем поле. Потенциальные и токовые контакты — прижимные, золоченые. Параметры образца при измерениях в полях до 7 кЭ были около $1 \times 1 \times 9$ мм³ (на рисунках промаркировано как образец № 1), при измерениях в полях до 65 кЭ примерно $0.5 \times 0.2 \times 5$ мм² (промаркировано как образец № 2). Ввиду того, что для образца № 2 площадь поперечного сечения и расстояние между потенциальными контактами определяются со значительной погрешностью, данные по магнитосопротивлению $R(H) = U(H)/I$ приводятся либо в абсолютных величинах, либо нормированы на величину сопротивления сразу за переходом $R(T_C)$.

При измерениях магнитосопротивления $R(H) = U(H)/I$ поле прикладывалось перпендикулярно направлению транспортного тока I . Вольт-амперные характеристики (образец № 1) измерялись в режиме стабильного тока. По результатам магнитных измерений (использовался вибрационный магнитометр [13]) температура перехода составила 11.3 К, см. вставку к рис. 2б. Величина $\rho(T_C = 11.3$ К) (полученная из данных для образца № 1) составила около 0.13 Ом·см. Плотность критического тока при $T = 4.2$ К по критерию $U = 1$ мкВ/см составила около 10 А/см².

Измерения теплоемкости были проведены на установке PPMS-6000 (Quantum Design). Величина теплоемкости измерялась релаксационным мето-

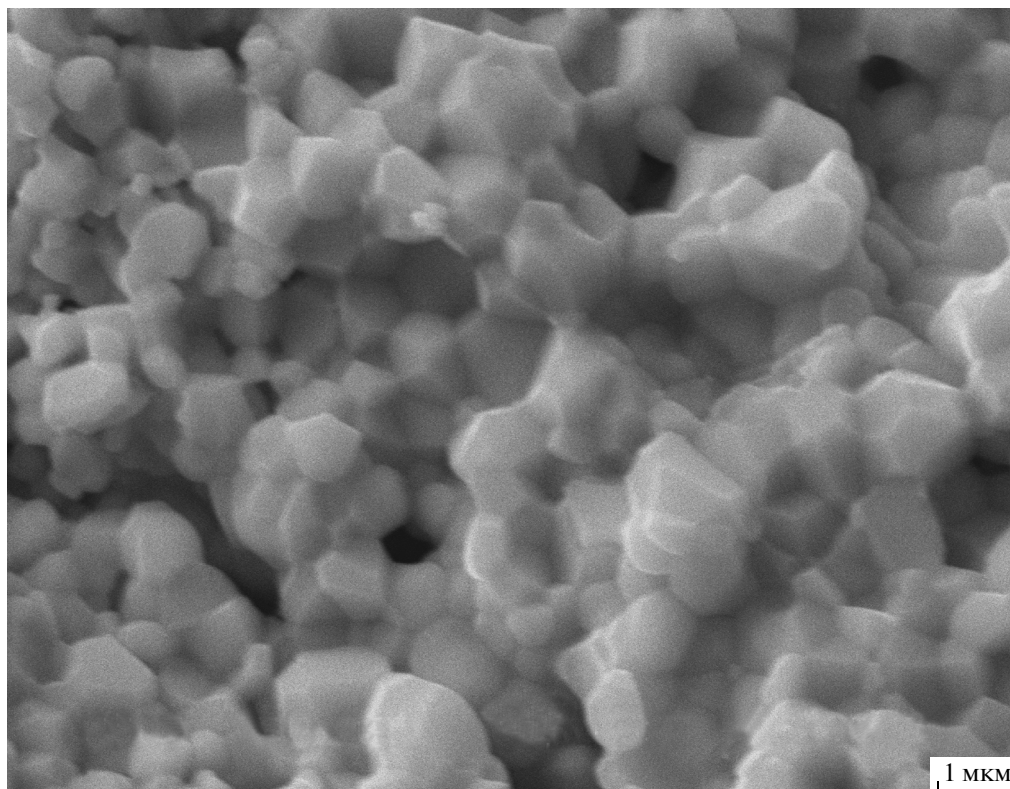


Рис. 1. Микрофотография поверхности исследованного образца $\text{BaPb}_{0.75}\text{Bi}_{0.25}\text{O}_3$

дом в режиме возрастания температуры в постоянных приложенных магнитных полях 0, 1, 10, 20, 35, 90 кЭ. Для температур $T = 2.0, 4.0, 6.0$ К зависимости $C(H)$ были измерены в режиме возрастания магнитного поля. Для температур $T = 3.0, 5.0, 7.0$ К зависимости $C(H)$ были построены по температурным зависимостям теплоемкости.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Немонотонное поведение $R(H)$. Влияние транспортного тока

На рис. 2 приведены зависимости $R(T)/R(T_C = 11.3 \text{ К})$ при различных значениях внешнего магнитного поля. Видно, что кроме обычного уширения перехода в магнитных полях до $H \approx 1$ кЭ, в полях $H \approx 2\text{--}30$ кЭ имеет место квазиполупроводниковый рост сопротивления в низких температурах. Однако при $H = 31$ кЭ рост сопротивления становится менее выраженным, чем в меньших полях, а

при $H \approx 50$ кЭ зависимость $R(T)$ продолжает практически независимый от температуры ход, который наблюдается выше T_C .

ВАХ образца при $T = 4.2$ К в отсутствие внешнего поля при относительно больших величинах транспортного тока характеризуется гистерезисом, см. вставку к рис. 2а. Во время измерения ВАХ образец находился в среде жидкого гелия. В диапазоне тока выше скачка напряжения прямой и обратный ход $U(I)$ совпадают, а форма ВАХ повторяется при различных скоростях варьирования тока. Эти факты позволяют утверждать, что наблюдаемый гистерезис не вызван саморазогревом образца. Величина дифференциального сопротивления R_{diff} в области токов и напряжений, больших скачка U , составляет около 0.75 от величины сопротивления выше T_C , что коррелирует со значением магнитосопротивления в поле около 50 кЭ (рис. 2б). Похожий гистерезис ВАХ наблюдался на $\text{BaPb}_{0.75}\text{Bi}_{0.25}\text{O}_3$ [3–5], а также на $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ [8]. Считается [4], что подобная гистерезисная особенность проявляет множественную джозефсоновскую структуру, реализуемую в гранулярном сверхпроводнике.

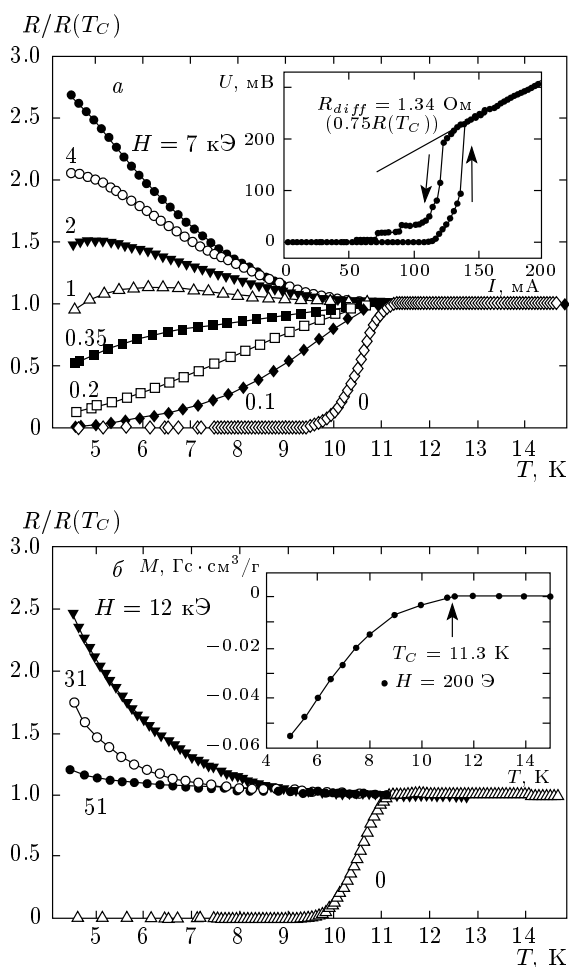


Рис. 2. Зависимости $R(T)$ поликристаллического $\text{BaPb}_{0.75}\text{Bi}_{0.25}\text{O}_3$ при различных значениях внешних магнитных полей, измеренные на образце № 1 при $I = 1 \text{ мА}$ (а) и № 2 при $I = 0.1 \text{ мкА}$ (б). На вставках: а — ВАХ при $H = 0$, $T = 4.2 \text{ К}$, стрелки показывают направление сканирования по току; б — зависимость $M(T)$, указано значение T_C из магнитных измерений

Зависимости $R(H)$, измеренные в диапазоне полей до нескольких килоэрстед при различных величинах транспортного тока I , также характерны для сети джозефсоновских переходов с квазитуннельной проводимостью. Во-первых, величина магнитосопротивления R в постоянном поле — немонотонная функция транспортного тока. Это видно на рис. 3, на котором приведены зависимости $R(H) = U(H)/I$ при $T = 4.2 \text{ К}$, измеренные в диапазоне до $H = 5 \text{ кЭ}$ в условиях, когда внешнее поле увеличивалось. В слабых внешних полях ($H \lesssim 300 \text{ Э}$) наблюдается рост R при увеличении тока. При $H > 300 \text{ Э}$ величина R имеет максимум

при некотором токе. Такое поведение проявляется на ВАХ, измеренных во внешних магнитных полях, см. вставку к рис. 3. Немонотонное изменение «эффективного сопротивления» $R(I) = U(I)/I$ при увеличении транспортного тока во внешнем постоянном поле может происходить из-за процессов протекания тока через джозефсоновские прослойки, обладающие полупроводниковыми свойствами [14]. Это коррелирует с квазиполупроводниковым поведением $R(T)$ в полях 1–30 кЭ (рис. 2)¹. Во-вторых, наибольший рост магнитосопротивления происходит в достаточно слабых полях ($H \lesssim 1 \text{ кЭ}$). Это характерно и для гранулярных ВТСП-систем.

Таким образом, характер зависимостей $R(T)$, $R(H)$ и $R(I)$ указывают на то, что магнитосопротивление в области слабых и промежуточных полей ($H \lesssim 10 \text{ кЭ}$) обусловлено диссипацией в «несверхпроводящих» прослойках.

Как следует из данных рис. 2, при $T = \text{const}$ зависимость $R(H) = U(H)/I$ является немонотонной функцией внешнего поля. Зависимости $R(H)$, измеренные при различных величинах транспортного тока в области значений полей до 65 кЭ при $T = 4.2 \text{ К}$, приведены на рис. 4. На этом рисунке видно, что при малых величинах транспортного тока (1–100 мкА) сопротивление образца в области промежуточных полей ($H \approx 10 \text{ кЭ}$) превышает сопротивление образца в нормальном состоянии. Кроме того, заметно влияние величины транспортного тока на поле, при котором наблюдается максимум сопротивления, H_{max} (см. рис. 4). Поскольку в данном диапазоне магнитного поля диссипация обусловлена процессами в джозефсоновских переходах, сопротивление этих джозефсоновских переходов при низких температурах во внешнем поле существенно превышает их сопротивление выше T_C .

В работе [16] было обнаружено, что для бикристаллов $\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ с $x = 0.27 \pm 0.03$ сопротивление при $T = 4.2 \text{ К}$ на порядок превышает сопротивление выше T_C . Такое поведение объяснялось процессами одночастичного туннелирования через межгранулярные границы.

По мнению авторов, возможен альтернативный подход к интерпретации полученных результатов в связи с полученными в настоящей работе данными как по $R(T)$, $R(H)$, так и по гистерезису магнитосопротивления и низкотемпературной теплоемкости.

¹ Подобный вид ВАХ и $R(T)$ наблюдался на гранулярных ВТСП-композитах $\text{Y-Ba-Cu-O} + \text{Cu}_{1-x}\text{Li}_x\text{O}$ [15], в которых джозефсоновские прослойки между ВТСП-гранулами сформированы полупроводниковым ингредиентом $\text{Cu}_{1-x}\text{Li}_x\text{O}$.

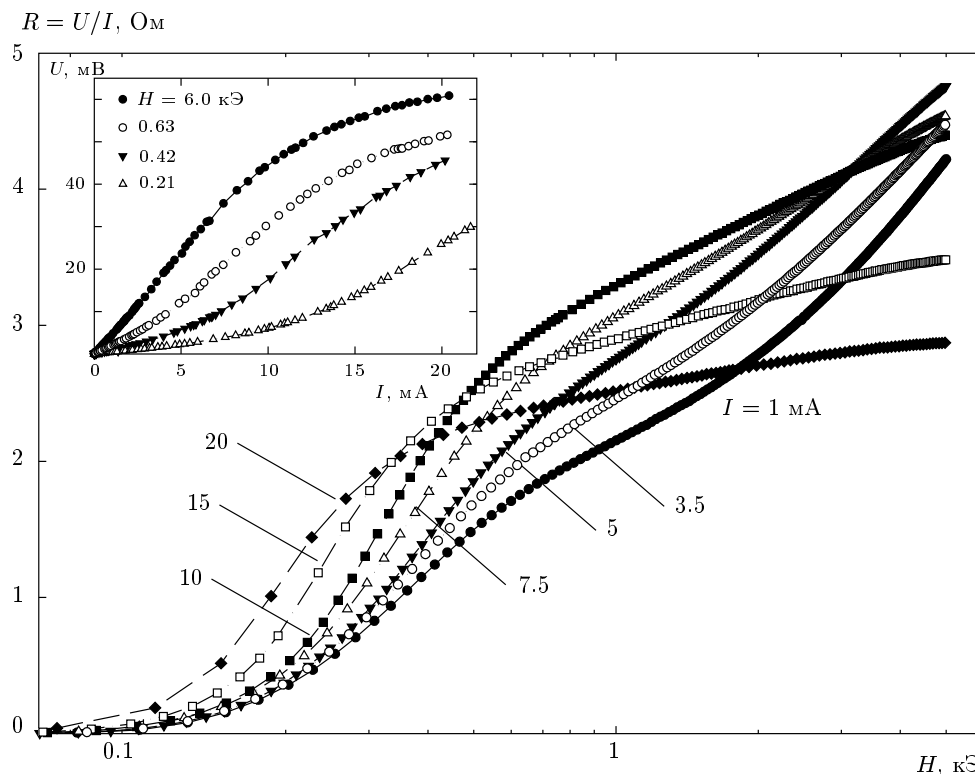


Рис. 3. Зависимости $R(H) = U(H)/I$ (образец № 1), измеренные при различных величинах транспортного тока в условиях, когда внешнее поле возрастает. На вставке ВАХ этого образца при различных внешних полях и $T = 4.2$ К

Немонотонное поведение магнитосопротивления, а также близость значений $R(H)$ и R_{diff} при разрушении сверхпроводимости большим магнитным полем и транспортным током соответственно могут быть интерпретированы в рамках подхода на основе модели пространственно-неоднородного состояния сверхпроводник-диэлектрик [9], впервые использованного в работе [8]. В таких системах, как Ва-Рb-Bi-O, Ва-K-Bi-O, а также Nd-Ce-Cu-O, которые можно считать сильно вырожденными полупроводниками [8], уровень Ферми расположен вблизи запрещенной зоны, что может привести к фазовому расслоению на «диэлектрические» и сверхпроводящие области при появлении сверхпроводимости [9]. Диэлектрические области могут выполнять роль джозефсоновских прослоек между сверхпроводящими «островами». В этих диэлектрических областях ширина запрещенной зоны больше и уменьшается количество свободных носителей. Логично предположить предпочтительное формирование диэлектрических прослоек в областях межгранульных границ, где может быть отклонение стехиометрии по кислороду, либо локальное изменение концентрации висмута [16], хотя фазовое расслоение наблюда-

лось и в монокристаллическом Ва_{0.6}К_{0.4}BiO₃ [17]. В магнитном поле, прежде всего, переходит в резистивное состояние слабая сверхпроводимость в джозефсоновских связях, и это приводит к тому, что значение магнитосопротивления становится больше, чем в нормальном состоянии ввиду диэлектрического характера джозефсоновских связей. Разрушение сверхпроводимости магнитным полем, транспортным током, или температурой одновременно приводит и к исчезновению диэлектрических областей. Это проявляется в немонотонном поведении магнитосопротивления при $T = \text{const}$ [9], что наблюдалось для систем ВаPb_{1-x}Bi_xO₃ [6, 7], Ва_{0.6}К_{0.4}BiO₃ [8, 17], Nd_{1-x}Ce_xCuO₄ [18]. Существование пространственно-неоднородного состояния в Ва_{0.6}К_{0.4}BiO₃ было подтверждено магнитооптическими исследованиями [19, 20].

На рис. 4 видно, что увеличение транспортного тока сдвигает также в область меньших значений и поле H_{Rmax} , при котором наблюдается максимум магнитосопротивления. Согласно модели [9] зависимость $R(H)$ отражает два противоборствующих механизма: 1) увеличение магнитосопротивления под действием поля, которое обусловлено переходом в

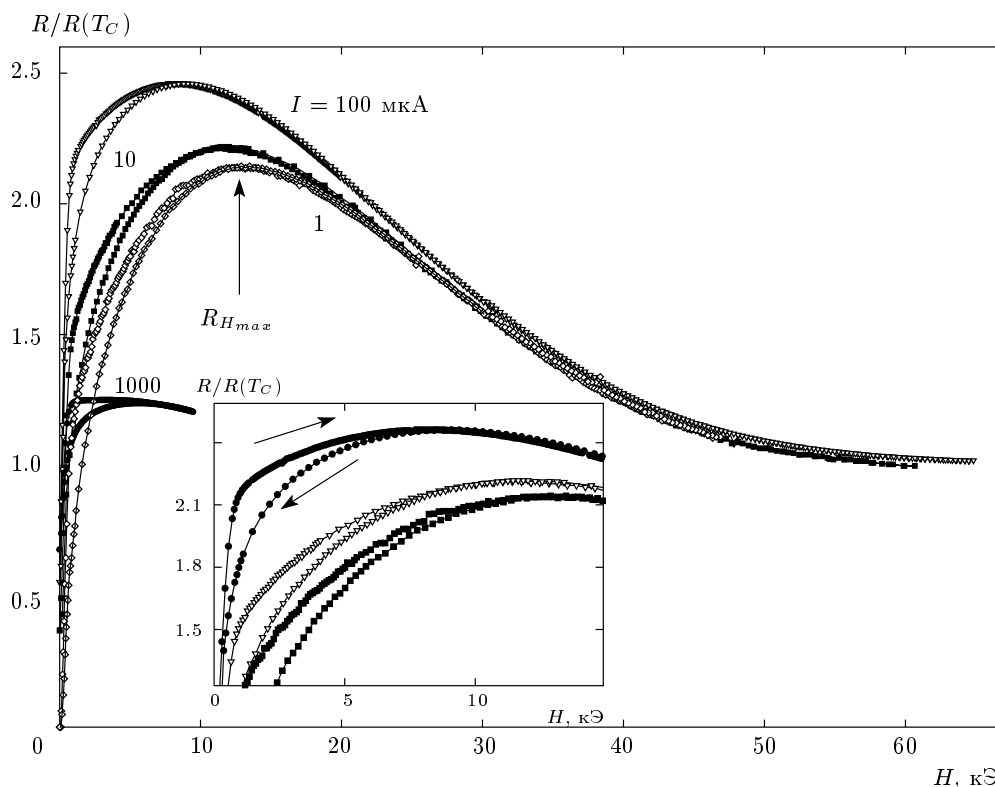


Рис. 4. Зависимости $R(H)$ (образец № 2) при различных значениях транспортного тока I и $T = 4.2$ К. На вставке гистерезис $R(H)$ (направление изменения поля показано стрелками) в увеличенном масштабе

нормальное состояние джозефсоновских контактов, и возможным дополнительным вкладом из-за диссипации в сверхпроводящих областях; 2) уменьшение «нормального» сопротивления джозефсоновских контактов по сценарию модели [9]. Очевидно, что в диапазоне полей, меньших H_{Rmax} , доминирует первый механизм, а в полях, больших H_{Rmax} уменьшение сопротивления с ростом поля происходит благодаря второму механизму. Уменьшение величины H_{Rmax} с ростом измерительного тока свидетельствует о том, что транспортный ток совместно с магнитным полем разрушает сверхпроводимость в сверхпроводящих областях и второй механизм начинает доминировать в области меньших полей.

3.2. Механизм гистерезиса $R(H)$

Кроме немонотонного поведения магнитосопротивления, зависимости $R(H)$ обладают гистерезисом, см. вставку на рис. 4. На рис. 5 гистерезис $R(H)$ подробно показан для области промежуточных полей при различных величинах транспортного тока (для образца № 1). Для всех измерений на этом ри-

сунке максимально приложенное поле $H = 5$ кЭ. Магнитосопротивление при возрастании поля больше, чем R при убывании H : $R(H_{\uparrow}) > R(H_{\downarrow})$ (индексы \uparrow и \downarrow обозначают случаи, когда внешнее поле соответственно возрастает или убывает). В этом плане гистерезис зависимостей $R(H)$ $\text{BaPb}_{0.75}\text{V}_{0.25}\text{O}_3$ подобен тому, который наблюдается на гранулярных ВТСП [10–12].

Авторы считают, что подход, применяемый к объяснению гистерезисных зависимостей гранулярных ВТСП [10, 12], может быть применен и к анализу зависимостей $R(H)$ гранулярного $\text{BaPb}_{0.75}\text{V}_{0.25}\text{O}_3$. Зависимость магнитного момента $\text{BaPb}_{0.75}\text{V}_{0.25}\text{O}_3$ от магнитного поля имеет гистерезисный вид, типичный для сверхпроводников второго рода, рис. 6. Диамагнитный сигнал создают сверхпроводящие области. Линии магнитной индукции от дипольных моментов сверхпроводящих областей должны замкнуться через диэлектрические прослойки (подобно картине для гранулярного ВТСП, см. [10]). Логично считать, что диссипация при протекании транспортного тока в $\text{BaPb}_{0.75}\text{V}_{0.25}\text{O}_3$ в магнитном поле в основном

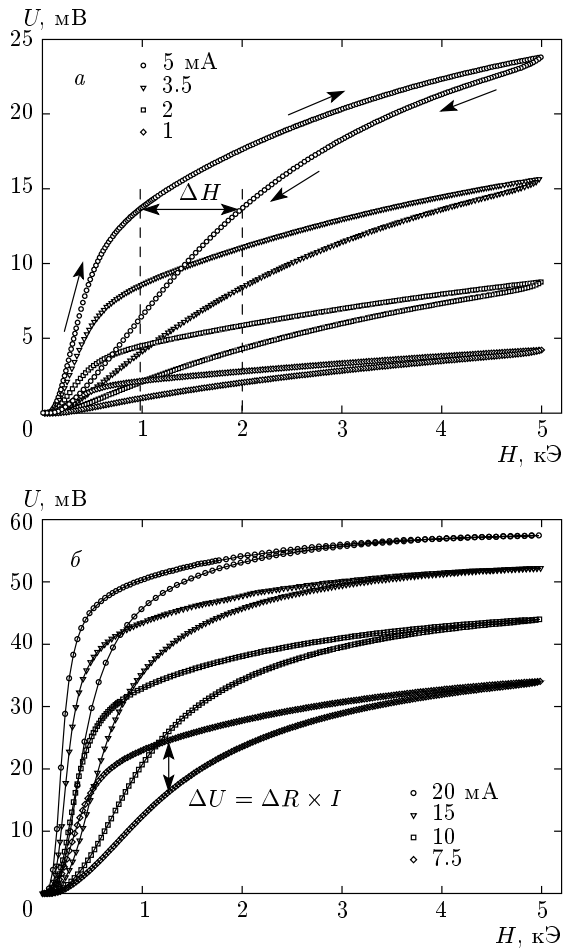


Рис. 5. Зависимости $U(H)$ (образец № 1) при различных значениях транспортного тока I и $T = 4.2$ К. Максимально заданное поле составляет 5 кЭ для всех измерений. Стрелки на рис. а показывают направление изменения внешнего поля, также приведен пример определения параметра $\Delta H = R(H_{\downarrow}) - R(H_{\uparrow})$ при $H_{\downarrow} = 2$ кЭ. На рис. б показан пример определения разности $\Delta R = \Delta U / I = R(H_{\uparrow}) - R(H_{\downarrow})$

происходит в слабых связях — диэлектрических прослойках, через которые происходит джозефсоновское туннелирование. Можно говорить об эффективном поле внутри джозефсоновских прослоек: $\mathbf{V}_{eff} = \mathbf{H} + \mathbf{V}_{ind}$, причем поле V_{ind} , индуцированное магнитными моментами сверхпроводящих областей, пропорционально магнитному моменту сверхпроводника M , а вектор \mathbf{V}_{ind} параллелен \mathbf{H} , если $M < 0$ [10]. Гистерезис $M(H)$, вызванный процессами пиннингования абрикосовских вихрей в сверхпроводящих областях, приводит к тому, что \mathbf{V}_{ind} , а следовательно и \mathbf{V}_{eff} имеют разные вели-

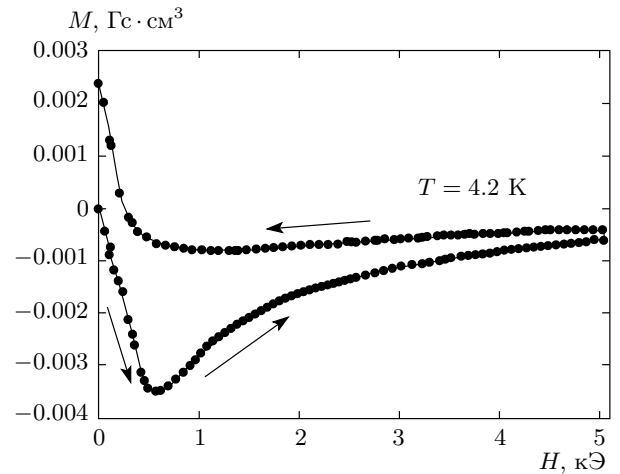


Рис. 6. Зависимости $M(H)$ при $T = 4.2$ К (масса образца 18.5 мг). Максимально введенное поле показывает 5 кЭ. Стрелки показывают направление изменения внешнего поля

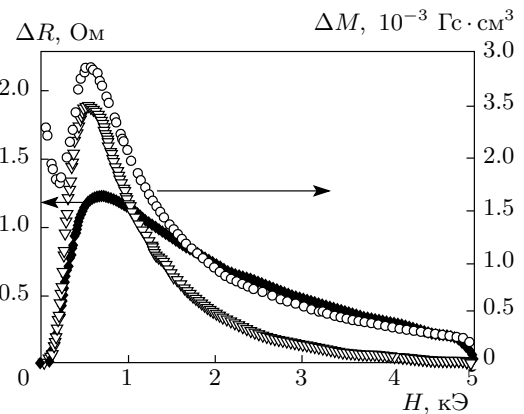


Рис. 7. Зависимости $\Delta R(H) = R(H_{\uparrow}) - R(H_{\downarrow})$, полученные из данных рис. 5 ($I = 1$ мА (♦), 10 мА (▽)) и $\Delta M(H) = |M(H_{\uparrow}) - M(H_{\downarrow})|$, полученные из данных рис. 6 (○)

чины при возрастании и убывании внешнего поля, причем в широком диапазоне полей (по крайней мере, больших поля H , при котором $M(H_{\downarrow}) = 0$) при $H_{\uparrow} = H_{\downarrow}$, $B_{eff}(H_{\uparrow}) > B_{eff}(H_{\downarrow})$. А поскольку диссипация определяется величиной B_{eff} , $R \sim B_{eff}$, то магнитосопротивление демонстрирует гистерезис.

В принципе, максимальное значение разницы $\Delta M = |M(H_{\uparrow}) - M(H_{\downarrow})|$ должно совпадать с максимальной величиной $\Delta R = R(H_{\uparrow}) - R(H_{\downarrow})$ при $H_{\uparrow} = H_{\downarrow}$. Действительно, такая корреляция имеет место. На рис. 7 приведена величина ΔM в зависимости от H . Зависимости $\Delta R(H)$, приведенные на рис. 5 (для $I = 1$ мА, 10 мА), также демонстрируют максимумы в районе $H \sim 0.5$ кЭ. Однако на зави-

симости $R(H)$, помимо B_{eff} , сильное влияние оказывает и транспортный ток (рис. 3). Поэтому полного совпадения экстремумов зависимостей $\Delta R(H)$ и $\Delta M(H)$ не ожидается. В области слабых полей зависимость $\Delta M(H)$ имеет еще один максимум, однако на зависимостях $R(H)$ нет дополнительных особенностей. Это не противоречит предлагаемой модели гистерезиса магнитосопротивления, поскольку R пропорционально векторной сумме \mathbf{V}_{ind} и \mathbf{H} .

Существование гистерезиса зависимостей $R(H)$ в области полей, меньших H_{Rmax} , в рамках данного подхода подразумевает, что эффективное поле B_{eff} в межгранульных границах имеет различные значения в точках H_{\uparrow} и H_{\downarrow} (при $H_{\uparrow} = H_{\downarrow}$), и есть влияние этого поля на туннелирование носителей. Поскольку в режиме одночастичного туннелирования влияние магнитного поля на сопротивление контакта маловероятно, можно утверждать, что туннелируют именно куперовские пары, и одночастичное туннелирование носителей не вносит доминирующего вклада в диссипацию.

В рамках подхода, объясняющего гистерезис $R(H)$ [10], во внешнем поле, при котором исчезает гистерезис намагниченности, одновременно исчезает и гистерезис зависимости $R(H)$. Для $\text{BaPb}_{0.75}\text{Bi}_{0.25}\text{O}_3$ поле необратимости при $T = 4.2$ К из наших магнитных измерений составляет около 27 ± 3 кЭ и эта величина совпадает с данными работы [21] для такой же гранулярной системы. Однако из данных рис. 4 (вставка к нему) поле «необратимости» H^* для магниторезистивных измерений гораздо меньше: 12.0 ± 0.5 кЭ при $I = 1$ мА, 10.0 ± 0.5 кЭ при $I = 10$ мА, 8.5 ± 0.5 кЭ при $I = 0.1$ мА и 7.0 ± 0.5 кЭ при $I = 1$ мА. Кроме того, при увеличении транспортного тока уменьшается и величина этого поля. Для большинства зависимостей $R(H)$ на рис. 4 (исключая данные для $I = 1$ мА) поле необратимого поведения магнитосопротивления H^* в пределах точности измерений совпадает с полем H_{Rmax} .

Ранее [10, 12] для анализа гистерезисных зависимостей $R(H)$ гранулярных ВТСП был введен параметр — полевая ширина гистерезиса магнитосопротивления $\Delta H = H_{\downarrow} - H_{\uparrow}$ при $R(H_{\uparrow}) = R(H_{\downarrow})$ (здесь $H_{\uparrow} \neq H_{\downarrow}$). Условие $R(H_{\uparrow}) = R(H_{\downarrow})$ для зависимости $R(H)$, измеренной при некотором токе, означает, что эффективные поля в точках H_{\uparrow} и H_{\downarrow} равны: $B_{eff}(H_{\uparrow}) = B_{eff}(H_{\downarrow})$. Следовательно, величина ΔH пропорциональна разнице магнитного момента в точках H_{\uparrow} и H_{\downarrow} [10, 12]. При измерениях магнитосопротивления гранулярных ВТСП внутригранулярный критический ток j_{CG} обычно на несколько

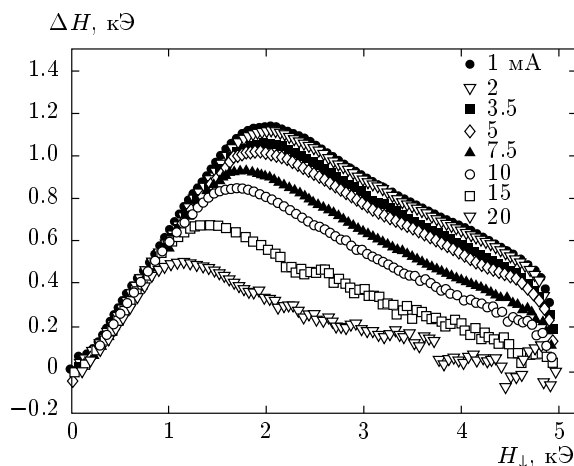


Рис. 8. Зависимости полевой ширины гистерезиса магнитосопротивления $\Delta H = H_{\downarrow} - H_{\uparrow}$ от H_{\downarrow} , полученные из данных рис. 5 при различных величинах транспортного тока

ко порядков превышает транспортный ток, который может быть использован в эксперименте. Поэтому транспортный ток не влияет на закрепление вихрей внутри гранул ВТСП и, следовательно, на диамагнитный отклик гранул. Поэтому для гранулярных ВТСП (по крайней мере, классических составов Y-Ba-Cu-O , Bi-Ca-Sr-Cu-O , La-Sr-Cu-O) полевая ширина гистерезиса магнитосопротивления $\Delta H = R(H_{\downarrow}) - R(H_{\uparrow})$ не зависит от тока [12].

В исследуемой системе $\text{BaPb}_{0.75}\text{Bi}_{0.25}\text{O}_3$ наблюдается другое поведение. В поле H^* , при котором прямой и обратный ходы зависимостей $R(H)$ начинают совпадать, полевая ширина гистерезиса $\Delta H = 0$, а величина H^* зависит от транспортного тока (рис. 4). Зависимость $\Delta H(H)$ при различных значениях I в области полей, меньших H^* , дает дополнительное подтверждение влиянию тока на гистерезис магнитосопротивления. На рис. 8 приведены зависимости $\Delta H(H_{\downarrow})$ для данных $R(H)$ на рис. 5. Пример определения полевой ширины гистерезиса $R(H)$ при $H_{\downarrow} = 2$ кЭ показан на рис. 5а. Видно, что практически во всей исследованной области полей транспортный ток влияет на ΔH . Увеличение I , помимо влияния на величину $R = U/I$ (рис. 3), приводит к значительному уменьшению ширины гистерезиса магнитосопротивления в области полей, меньших H_{Rmax} .

Авторы интерпретируют такое поведение как влияние транспортного тока на магнитный момент сверхпроводящих областей. Это может быть связано с дополнительным срывом вихрей в сверх-

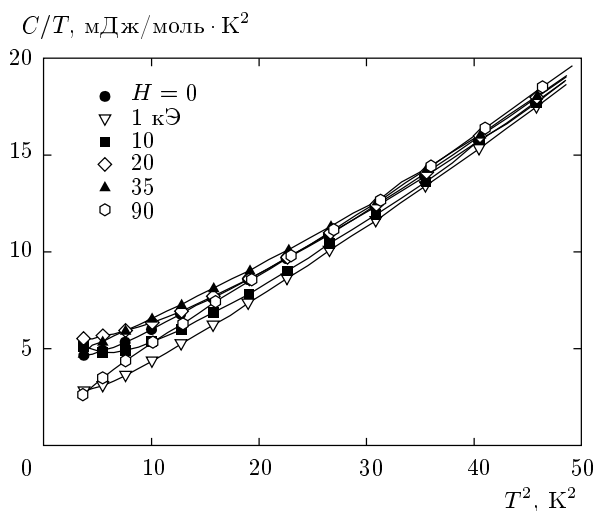


Рис. 9. Зависимости C/T от T^2 при различных магнитных полях

проводящих областях при протекании транспортного тока под действием силы Лоренца. Действительно, из ВАХ в нулевом внешнем поле при $T = 4.2$ К (рис. 2а) критический ток I_C (по критерию 1 мкВ/см) составляет ≈ 110 мА, а при токе I , большем ≈ 140 мА ВАХ выходит на линейный участок. Поэтому можно считать, что этот ток (140 мА, ≈ 13 А/см²) по порядку величины соответствует j_{CG} (в данном случае $j_{CG} \sim 140$ мА×с, где s — площадь поперечного сечения «сверхпроводящих областей»). Транспортный ток в измерениях $R(H)$ (рис. 5) по порядку величины близок к значению j_{CG} .

3.3. Низкотемпературная теплоемкость в магнитных полях

На рис. 9 приведена зависимость C/T от T^2 , по которой можно приближенно получить величину электронной теплоемкости из линейной части данной зависимости. Для сверхпроводников второго рода трудно получить линейный коэффициент γ для точного определения электронной составляющей теплоемкости из уравнения $C_{el} = \gamma T$. Однако поскольку известно, что электронная составляющая теплоемкости сверхпроводников второго рода может описываться данным уравнением [22–25], можно качественно оценить поведение зависимости электронной теплоемкости от температуры. Зависимость C/T от T^2 при низких температурах показывает характерное для сверхпроводников второго рода отклонение в сторону увеличения теплоемкости с уменьшением температуры [22–25].

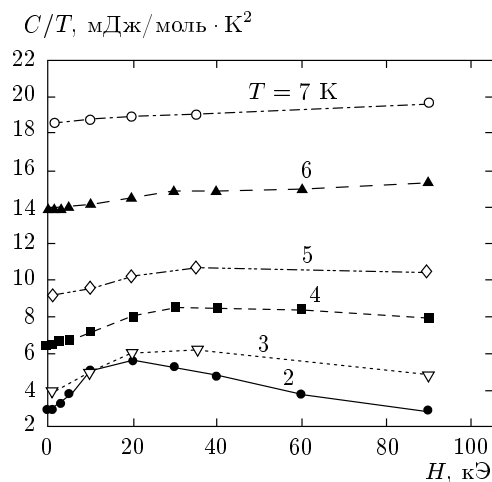


Рис. 10. Зависимости C/T от H при различных температурах. Для температур $T = 2, 4, 6$ К зависимости $C(H)$ измерены непосредственно в режиме возрастания магнитного поля. Для температур $T = 3, 5, 7$ К зависимости $C(H)$ были построены из данных рис. 9

На рис. 10 приведена зависимость C/T от H при разных температурах. Для температур $T = 2.0, 4.0, 6.0$ К зависимости $C(H)$ были измерены в режиме возрастания магнитного поля. Для температур $T = 3.0, 5.0, 7.0$ К зависимости $C(H)$ были построены из температурных зависимостей теплоемкости. Из рисунка видно, что данные, как построенные из зависимостей $C(T)$, так и измеренные непосредственно (зависимости $C(H)$), показывают идентичный характер.

Заметно, что при низких температурах величина C/T с ростом магнитного поля сначала возрастает, затем, пройдя некоторую максимальную величину, снова уменьшается. С ростом температуры данный эффект постепенно пропадает, зависимость характеризуется слабым ростом величины C/T с возрастанием магнитного поля. Поскольку электронная теплоемкость зависит от плотности состояний на поверхности Ферми, т. е. от концентрации носителей заряда на единицу объема [26]:

$$C_{el} = \frac{1}{3} \pi^2 k_B^2 \eta(\varepsilon_F) T = \frac{k_B^2 m}{\hbar^2} \left(\frac{V^2 \pi^2 N}{9} \right)^{1/3} T,$$

где N — общее число носителей заряда в системе, $\eta(\varepsilon_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми, m — масса заряда, V — объем вещества, можно говорить, что при низких температурах (2–4 К) в зависимости от приложенного поля меняется концентрация носителей заряда сначала в сторону увеличения, затем

в сторону уменьшения, тогда как при более высоких температурах (5–7 К), концентрация носителей заряда медленно увеличивается с ростом приложенного магнитного поля.

Такое поведение можно интерпретировать следующим образом. При низких температурах в небольших магнитных полях образец находится в состоянии фазового расслоения [9], о чем говорилось выше, т. е. существуют локальные сверхпроводящие области, где концентрация свободных носителей заряда высока, и диэлектрические области, где электроны локализованы [9]. С ростом приложенного магнитного поля до некоторой величины (около 20 кЭ) при сохранении сверхпроводящей фазы диэлектрические области переходят в состояние полуметалла (см. рис. 2). Таким образом, увеличивается и концентрация свободных электронов, т. е. носителей заряда, что влияет на электронную составляющую теплоемкости. При дальнейшем возрастании магнитного поля нарушается уже сверхпроводящее состояние образца, который также приобретает свойства полуметалла, из-за чего уменьшается и концентрация носителей заряда. При более высоких температурах (5–7 К) немонотонное поведение C/T от H не наблюдается, хотя более быстрый рост C/T от H имеет место в области полей примерно до 20 кЭ. Видимо, в этой области температур фазовое расслоение проявляется в меньшей степени, чем при более низких температурах и небольшое увеличение магнитного поля переводит образец в нормальное состояние. Таким образом, в данном диапазоне температур происходит постепенный переход от полупроводникового состояния к состоянию полуметалла, что приводит к слабому возрастанию концентрации носителей заряда и, соответственно, к слабому росту величины электронной теплоемкости, что видно на рис. 10.

4. ВЫВОДЫ

Суммируя полученные в данной работе экспериментальные результаты по исследованию магниторезистивного эффекта в поликристаллическом $\text{BaPb}_{0.75}\text{Bi}_{0.25}\text{O}_3$, можно заключить следующее. При температурах ниже сверхпроводящего перехода магнитосопротивление имеет немонотонный характер, и обнаружено, что увеличение плотности транспортного тока приводит к сдвигу максимума зависимости $R(H)$ в область меньших полей.

Не исключая возможности интерпретации полученных результатов в рамках рассмотрения особенностей туннелирования носителей через джозефсо-

новскую сеть в поликристалле $\text{Ba}(\text{Pb},\text{Bi})\text{O}_3$, можно показать, что обнаруженное поведение укладывается в рамки модели пространственно-неоднородного состояния сверхпроводник–диэлектрик [9], согласно которой в такой системе как $\text{BaPb}_{0.75}\text{Bi}_{0.25}\text{O}_3$ возможно фазовое расслоение на сверхпроводящие и диэлектрические области. В сравнительно небольших полях ($H \lesssim 10$ кЭ) диссипация в магнитном поле при протекании транспортного тока происходит в диэлектрических областях, через которые формируются слабые связи джозефсоновского типа. При разрушении сверхпроводимости в сверхпроводящих областях внешним магнитным полем и транспортным током исчезает и фазовое расслоение, т. е. улучшается прозрачность для носителей тока в диэлектрических областях.

В указанной области внешних полей ($H \lesssim 10$ кЭ) магнитосопротивление имеет гистерезисный характер, механизм которого аналогичен механизму гистерезиса $R(H)$ гранулярных ВТСП. Он заключается во влиянии магнитных моментов сверхпроводящих областей на эффективное поле в джозефсоновских прослойках. Отличие от ВТСП заключается в том, что в $\text{BaPb}_{0.75}\text{Bi}_{0.25}\text{O}_3$ из-за низких значений плотности критического тока в сверхпроводящих областях транспортный ток может дополнительно влиять на срыв абрикосовских вихрей. Это приводит к зависимости полевой ширины гистерезиса магнитосопротивления от транспортного тока и уменьшению величины поля, выше которого гистерезис $R(H)$ исчезает, при увеличении транспортного тока.

Экспериментальные данные, полученные из измерений теплоемкости, также подтверждают модель фазового расслоения [9] применительно к исследуемой системе. В области низких температур, 2–4 К, наблюдается немонотонное поведение величины C/T от магнитного поля. Поскольку величина C/T пропорциональна плотности состояний на уровне Ферми, такое поведение иллюстрирует увеличение концентрации свободных электронов в диэлектрических областях в области полей 10–30 кЭ, в которой фазовое расслоение становится менее выраженным ввиду частичного разрушения сверхпроводимости полем в сверхпроводящих областях, и уменьшение концентрации свободных электронов в сильных полях (близких к H_{C2})²⁾.

²⁾ По различным данным (магнитным и магниторезистивным) [4, 20, 27, 28] значение H_{C2} для состава $\text{BaPb}_{0.75}\text{Bi}_{0.25}\text{O}_3$ составляет около 50 кЭ при $T = 4.2$ К, что согласуется с данными рис. 4 (сопротивление становится близким к $R(T_C)$ в поле $H \approx 60$ кЭ).

Авторы выражают благодарность В. В. Валькову, В. И. Зиненко, А. Д. Балаеву за плодотворные дискуссии. Работа выполнена в рамках программы РАН № 5 (проект № 7).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. W. Sleight, J. L. Gillson, and P. E. Bierstedt, *Sol. St. Comm.* **17**, 27 (1975).
2. T. H. Lin, X. Y. Shao, M. K. Wu, P. H. Hor, X. C. Jin, and C. W. Chu, *Phys. Rev. B* **29**, 1493 (1984).
3. В. М. Свистунов, Ю. Ф. Ревенко, Д. П. Моисеев, В. М. Постриков, А. П. Гаевский, *ФНТ* **11**, 1133 (1985).
4. А. М. Габович, Д. П. Моисеев, *УФН* **150**, 599 (1986).
5. М. Бельски, О. Вендик, А. П. Гаевский и др. *ЖТФ* **56**, 389 (1986).
6. Е. А. Протасов, С. В. Зайцев-Зотов, Ю. Н. Веневцев, В. В. Богатко, *ФТТ* **20**, 3503 (1978).
7. С. В. Зайцев-Зотов, Е. А. Протасов, *ФТТ* **26**, 1374 (1984).
8. Н. В. Аншукова, В. Б. Гиноман, А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, Л. И. Иванова, А. П. Русаков, А. М. Цховребов, *ЖЭТФ* **97**, 1635 (1990).
9. А. А. Горбачевич, Ю. В. Копаев, И. В. Токачлы, *Письма в ЖЭТФ* **52**, 736 (1990).
10. Д. А. Балаев, Д. М. Гохфельд, А. А. Дубровский и др., *ЖЭТФ* **132**, 1340 (2007).
11. Т. В. Сухарева, В. А. Финкель, *ЖЭТФ* **134**, 922 (2008).
12. Д. А. Балаев, А. А. Дубровский, К. А. Шайхутдинов и др., *ЖЭТФ* **135**, 271 (2009).
13. А. Д. Балаев, Ю. В. Бояршинов, М. М. Карпенко, Б. П. Хрусталев, *ПТЭ* **3**, 167 (1985).
14. В. Н. Алфеев, *Полупроводники, сверхпроводники и параэлектрики в криоэлектронике*, Сов. Радио, Москва (1979).
15. M. I. Petrov, D. A. Balaev, K. A. Shaikhutdinov, and K. S. Aleksandrov, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, 798 (2001).
16. В. Н. Степанкин, Е. А. Протасов, А. В. Кузнецов, С. В. Зайцев-Зотов, *Письма в ЖЭТФ* **41**, 23 (1985).
17. А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, А. М. Цховребов, *Сборник трудов ФПС-06, Звенигород* (2006), с. 125.
18. А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, А. М. Цховребов, *Сборник трудов ФПС-06, Звенигород* (2008), с. 179.
19. А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, А. М. Цховребов, Л. С. Успенская, *Сборник трудов ФПС-06, Звенигород* (2006), с. 127.
20. А. И. Головашкин, Л. Н. Жерихина, А. М. Цховребов, Л. С. Успенская, *Сборник трудов ФПС-06, Звенигород* (2008), с. 84.
21. D. N. Zheng, Z. X. Zhao, and A. M. Campbell, *Phys. Rev B* **61**, 14804 (2000).
22. S. E. Stupp and D. M. Ginsberg, *Physica C* **158**, 299 (1989).
23. Д. М. Гинзберг, в кн.: *Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников I*, под ред. Д. М. Гинзберга, Мир, Москва (1990), с. 69 (D. M. Ginsberg, in *Physical Properties of High Temperature Superconductors I*, ed. by D. M. Ginsberg, World Scientific (1989)).
24. J. W. Loram, K. A. Mirza, and P. F. Freeman, *Physica C* **171**, 243 (1990).
25. J. W. Loram, K. A. Mirza, J. R. Cooper, and W. Y. Liang, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1740 (1993).
26. Ч. Киттель, *Введение в физику твердого тела*, Наука, Москва (1978).
27. T. D. Thanh, A. Кома, and S. Tanaka, *Appl. Phys.* **22**, 205 (1980).
28. С. В. Зайцев-Зотов, Е. А. Протасов, М. Н. Хлопкин, *ФТТ* **26**, 2933 (1984).