

Доминирующее влияние эффекта сжатия магнитного потока в межгранулярной среде гранулярного ВТСП на процессы диссипации во внешнем магнитном поле

© Д.А. Балаев, С.В. Семенов, М.И. Петров

Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН,
Красноярск, Россия

E-mail: smp@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 16 апреля 2013 г.)

Представлены эксперименты, демонстрирующие влияние сжатия магнитного потока в межгранулярных границах гранулярного ВТСП, помещенного во внешнее магнитное поле, на процессы диссипации. Сжатие потока происходит вследствие диамагнитного поведения гранул сверхпроводника и реализации джозефсоновской среды в межгранулярных границах. За счет этого межгранулярные границы находятся в некотором эффективном поле, зависящем от магнитного состояния (намагниченности) сверхпроводящих гранул. На основании анализа совокупности экспериментальных данных (зависимостей электросопротивления R , намагниченности от поля и температуры T , а также вольт-амперных характеристик) делается вывод, что именно температурная эволюция эффективного поля в межгранулярной среде в основном определяет вид зависимостей $R(T)$ в слабых (до $\sim 10^3$ Ое) внешних полях. Это необходимо учитывать при интерпретации экспериментов по магниторезистивным эффектам в гранулярных ВТСП в рамках различных теорий. Сделанный вывод предполагает также серьезную корректировку полученных ранее результатов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 13-02-00358.

1. Введение

Гранулярные высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) по отношению к транспортным и магнитным свойствам представляют собой „двухфазную“ систему. ВТСП-гранулы вносят доминирующий вклад в магнитные свойства (петля гистерезиса намагниченности, левитирующая способность материала) таких объектов в полях от нескольких эрстед и выше. Однако транспортные свойства в основном ограничены тем, что сверхпроводящий ток с неизбежностью протекает через вторую подсистему — межгранулярные границы. Малость геометрической протяженности границ (порядка нанометра) обуславливает возможность реализации слабой джозефсоновской связи между ВТСП-гранулами. С одной стороны, существование межгранулярных границ значительно уменьшает плотность критического тока объемных ВТСП-материалов по сравнению с монокристаллами, а с другой стороны, дает возможность изучить процессы протекания сверхпроводящего тока и диссипации в так называемой джозефсоновской среде [1] — совокупности межгранулярных границ. Отметим, что магнитный отклик от джозефсоновской среды, т.е. характерный для сверхпроводников второго рода гистерезис намагниченности, проявляется в полях порядка нескольких эрстед при низких температурах ($T/T_C \sim 0.05$, где T_C — критическая температура) и в полях порядка поля Земли и меньших вблизи T_C [2,3] (при $T/T_C \sim 0.7-0.8$, что соответствует диапазону вблизи температуры кипения жидкого азота).

Факт реализации джозефсоновской среды в объемном материале привлек значительное внимание исследова-

телей после открытия ВТСП. Резистивный переход в гранулярном ВТСП отражает вклады от двух указанных подсистем: 1) ВТСП-гранул, им соответствует резкое падение сопротивления и очень слабое влияние внешних полей до $\sim 10^3$ Ое; 2) межгранулярных границ, проявляющих значительное магнитосопротивление в слабых полях [4–9]. На основании экспериментальных исследований магниторезистивных эффектов в этих материалах [5–29] был предложен ряд механизмов диссипации. К ним относятся крип и течение потока [30] (здесь вместо классических вихрей Абрикосова рассматривается движение джозефсоновских вихрей [1,27]), термоактивационное проскальзывание фазы сверхпроводящего параметра порядка [31] (характерного для джозефсоновских переходов), модель вихревого стекла [32], пиннинг на межгранулярных границах с фрактальной геометрией [33,34] и т.д. В большинстве случаев при анализе магниторезистивных свойств оперируют с количественной характеристикой пиннинга вихрей — потенциалом пиннинга U_p , который может зависеть от температуры и магнитного поля [35]. Сама диссипация (появление падения напряжения при протекании транспортного тока) может наблюдаться, когда тепловые флуктуации становятся сравнимыми с потенциалом пиннинга. Функциональная зависимость потенциала пиннинга от поля и температуры $U_p(H, T)$ извлекается из экспериментальных данных по вольт-амперным характеристикам (ВАХ), зависимостям электросопротивления $R(T)$ во внешних полях, изотермам магнитосопротивления $R(H)$, и зачастую вид $U_p(H, T)$ дает основания судить о применимости какой-либо модели.

В то же время давно известно [36], что изотермы магнитосопротивления $R(H)$ имеют гистерезисный характер. Ясно, что это может приводить к влиянию термомагнитной предыстории на ВАХ [37–39] и зависимости $R(T)$ [19]. К настоящему времени можно считать установленным, что гистерезис магнитосопротивления $R(H)$ гранулярного ВТСП определяется влиянием магнитных моментов ВТСП-гранул на межгранульную среду [17,18,40–43]. На каждую точку межгранульной среды действует локальное поле, являющееся суперпозицией внешнего поля и поля, индуцированного магнитными моментами соседних ВТСП-гранул (см. рисунки, показывающие схематическое представление линий магнитной индукции в межгранульной границе в работах [17,42]). Упрощая такое сложное распределение линий магнитной индукции в межгранульной среде, можно ввести усредненное по всем межгранульным промежуткам поле — „эффективное“ поле B_{eff} . В простейшем случае можно предположить пропорциональность этого эффективного поля магнитному моменту $M(H)$ всего образца. Тогда получим

$$B_{\text{eff}}(H) = H + \alpha \times 4\pi M(H).$$

Параметр α в этом выражении возникает ввиду влияния размагничивающих факторов гранул. Применительно к процессам диссипации в межгранульной среде (для которых неважен знак эффективного поля) получается следующее выражение:

$$B_{\text{eff}}(H) = |H - \alpha \times 4\pi M(H)|, \quad (1)$$

в котором учтено, что при $H > 0$ и $dH/dt > 0$ магнитный момент ВТСП гранул $M < 0$. А поскольку магнитосопротивление является функцией эффективного поля: $R = f(B_{\text{eff}})$, ввиду гистерезиса $M(H)$ зависимость $R(H)$ также проявляет гистерезис.

Однако достаточно неожиданным оказалось то, что для согласования параметров гистерезисной зависимости $B_{\text{eff}}(H)$ с параметрами гистерезиса $R(H)$ необходимо, чтобы значение α значительно превосходило единицу [41,42]. Например, для $YBa_2Cu_3O_7$ было показано, что $\alpha \approx 12$ [42]. Это можно считать проявлением сжатия магнитного потока в межгранульной среде. Как следствие, величина эффективного поля может на порядок превышать значение H для области слабых полей. Этот вывод может привести к серьезной корректировке вида полевых и температурных зависимостей потенциала пиннинга $U_p(H, T)$, получаемых на основе магниторезистивных данных. Действительно, ввиду того, что $\alpha \gg 1$, второй член выражения (1) в области малых полей является доминирующим, и эффективное поле в межгранульной среде значительно превышает внешнее [41,42].

В работе [19] было показано и качественно объяснено различие зависимостей $R(T)$, измеренных в режиме охлаждения в поле и охлаждения без поля. Как оказалось, для иттриевого ВТСП при значениях внешнего

поля, больших ~ 5 кОе, различие между указанными режимами пропадает, т.е. второй член выражения (1) не вносит весомого вклада в эффективное поле в межгранульной среде. В настоящей работе целенаправленно при определенной температуре ($T = 77.4$ К) задается такая магнитная предыстория образца, чтобы при различных значениях внешнего поля эффективное поле в межгранульной среде было одинаковым. Затем помимо измерений зависимостей $R(T)$ при заданной магнитной предыстории исследуются зависимости $M(T)$, что позволяет анализировать температурную эволюцию эффективного поля в межгранульной среде до критической температуры.

2. Эксперимент

Образец $YBa_2Cu_3O_7$ был приготовлен по стандартной технологии твердофазного синтеза. Данные рентгеноструктурного анализа показали наличие рефлексов только от структуры 1-2-3. Образец имел типичные для поликристаллического иттриевого ВТСП значения удельного сопротивления (~ 1 мОм·см при 100 К, ~ 1.8 мОм·см при 300 К) и плотности критического тока (~ 50 А/см² при 77.4 К). Плотность образца составила $\sim 85\%$ от теоретической.

Магнитные и транспортные измерения были проведены на одном и том же образце размером $\sim 1 \times 1 \times 8$ мм. Зависимости магнитосопротивления $R(H) = U(H)/I$ (U — падение напряжения, I — транспортный ток), сопротивления от температуры $R(T)$, ВАХ были измерены стандартным четырехзондовым методом. Во время измерений зависимостей $R(H)$ при значении $I = 150$ мА, а также ВАХ до значений 350 мА образец находился в среде жидкого азота, что позволило избежать эффектов саморазогрева (об этом свидетельствовало совпадение прямого и обратного хода ВАХ). Магнитные измерения проводились с помощью вибрационного магнитометра [44]. Магнитные данные приведены в единицах G , получаемых с учетом массы и плотности образца.

ВАХ, температурные зависимости $R(T)$, $M(T)$ были измерены при заданной магнитной предыстории. Для этого образец охлаждался в нулевом внешнем магнитном поле до температуры жидкого азота. Затем внешнее магнитное поле задавалось соленоидом с медной обмоткой со скоростью ~ 2 Ое/с до определенных значений, которые выбирались как при возрастающем (H_{inc} при $dH/dt > 0$), так и после приложения $H_{\text{max}} = 500$ Ое при убывающем поле (H_{dec} при $dH/dt < 0$).

3. Результаты и обсуждение

3.1. Гистерезис магнитосопротивления и намагниченности, оценка степени сжатия магнитного потока в межгранульной среде. На рис. 1 приведена гистерезисная зависимость

магнитосопротивления $R(H)$ исследованного образца, на вставке к рис. 1 подробно показан ход этой зависимости в области малых полей. В этих измерениях внешнее поле увеличивалось до значения $H_{\max} = 500$ Oe, затем уменьшалось до нуля, а потом

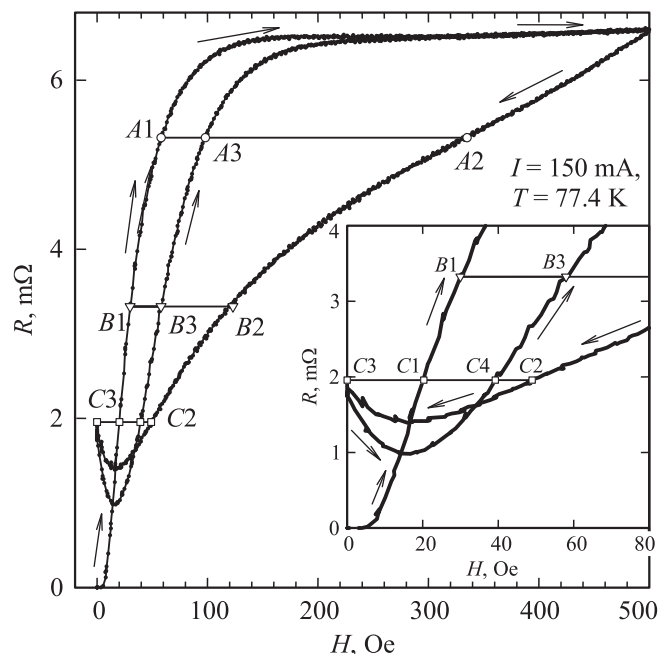


Рис. 1. Гистерезисная зависимость магнитосопротивления $R(H)$ исследованного гранулярного ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ при $T = 77.4$ К. Стрелки показывают направление изменения внешнего поля H . Группы точек (A1–A3, B1–B3, C1–C4) при $R = \text{const}$ (горизонтальные линии) соответствуют магнитной предыстории для экспериментальных данных по ВАХ и зависимостям $M(T)$ и $R(T)$. Значения внешнего поля для точек A1–A3, B1–B3, C1–C4 приведены в таблице. На вставке более подробно показана зависимость $R(H)$ в диапазоне полей до 80 Oe.

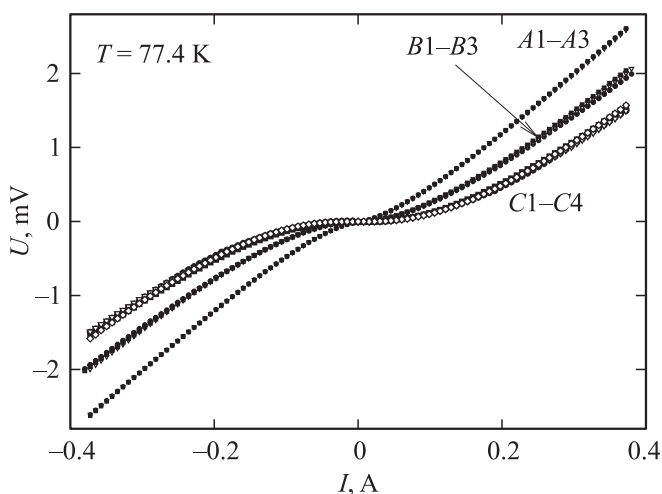


Рис. 2. ВАХ исследованного гранулярного ВТСП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ при $T = 77.4$ К и магнитной предыстории, соответствующей точкам A1–A3, B1–B3, C1–C4 на рис. 1.

Обозначения характерных точек A1–A3, B1–B3, C1–C4 на зависимостях $R(H)$ и $M(H)$ (рис. 1, 3) и соответствующие этим точкам значения внешнего поля H

Точка	Поле
C1	$H_{\text{inc}} = 20$ Oe
C2	$H_{\text{dec}} = 49$ Oe*
C3	$H_{\text{dec}} = 0$ Oe*
C4	$H_{\text{inc2}} = 39$ Oe**
B1	$H_{\text{inc}} = 30$ Oe*
B2	$H_{\text{dec}} = 123$ Oe*
B3	$H_{\text{inc2}} = 58$ Oe**
A1	$H_{\text{inc}} = 58$ Oe
A2	$H_{\text{dec}} = 335$ Oe*
A3	$H_{\text{inc2}} = 98$ Oe**

Примечание. H_{inc} и H_{dec} — возрастающее и убывающее внешнее поле. Звездочки соответствуют различной магнитной предыстории при $T = 77.4$ К: * — после приложения максимального поля 500 Oe; ** — после увеличения поля до 500 Oe и дальнейшего уменьшения до нуля. При указанной магнитной предыстории были получены зависимости $M(T)$ (рис. 4), $B_{\text{eff}}(T)$ (рис. 5) и $R(T)$ (рис. 6–9).

опять увеличивалось до значения H_{\max} (обозначим в этом случае $H = H_{\text{inc2}}$). При указанных условиях зависимость $R(H)$ отвечает последовательности $H_{\text{inc}} = 0$ (здесь $R = 0$) \rightarrow C1 \rightarrow B1 \rightarrow A1 $\rightarrow H_{\max} = 500$ Oe \rightarrow A2 \rightarrow B2 \rightarrow C2 \rightarrow C3 (здесь $H_{\text{dec}} = 0$) \rightarrow C4 \rightarrow B3 \rightarrow A3 $\rightarrow H_{\max} = 500$ Oe. Заметим, что при $H_{\text{inc2}} \approx 300$ Oe зависимость $R(H_{\text{inc2}})$ совпадает с начальным ходом магнитосопротивления — зависимостью $R(H_{\text{inc}})$, и в дальнейшем при циклировании внешнего поля до $H_{\max} = 500$ Oe и до $H_{\text{dec}} = 0$ зависимость $R(H)$ отвечает последовательности A2 \rightarrow B2 \rightarrow C2 \rightarrow C3 \rightarrow C4 \rightarrow B3 \rightarrow A3 \rightarrow A2.

Указанные и обозначенные на рис. 1 группы точек (A1–A3, B1–B3, C1–C4) являются „срезами“ зависимости $R(H)$ при условиях $R = \text{const}$. Значения внешнего поля и магнитная предыстория для этих выбранных точек указаны в таблице. Равенство сопротивления для точек из одной группы (A1–A3), (B1–B3), (C1–C4) подтверждается измерениями ВАХ в большом диапазоне транспортного тока (рис. 2). Можно заключить, что в пределах погрешности ВАХ одинаковы для выбранных условий измерения, соответствующих группам точек (A1–A3), (B1–B3), (C1–C4).

Равенство сопротивления образца при различной магнитной предыстории (например, для ветвей H_{inc} , H_{dec} , H_{inc2} гистерезисной зависимости $R(H)$) может рассматриваться как равенство эффективных полей в межгранульной среде при различном магнитном состоянии. Оценим значение α по выражению (1) для данного образца. Для этого целесообразно рассматривать не величину $\Delta R = R(H_{\text{inc}}) - R(H_{\text{dec}})$ („высоту“ гистерезисной зависимости $R(H)$), поскольку она зависит от транспортного тока I , а не зависящий от тока параметр — ширину гистерезиса $\Delta H = H_{\text{dec}} - H_{\text{inc}}$ [17,18]. Этот пара-

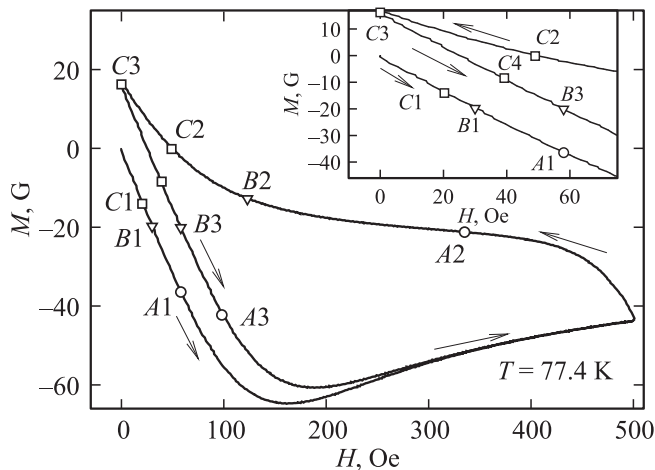


Рис. 3. Гистерезисная зависимость магнитного момента $M(H)$ гранулярного $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ при $T = 77.4 \text{ K}$. Стрелки показывают направление изменения внешнего поля H . Точки $A1-A3$, $B1-B3$, $C1-C4$ на зависимости $M(H)$ соответствуют аналогичным точкам на рис. 1. На вставке более подробно показана зависимость $M(H)$ в диапазоне полей до 80 Oe .

метр определяется при условии $R = \text{const}$. Для полевой ширины гистерезиса ΔH из (1) получается следующее выражение [17,18]:

$$\Delta H = H_{\text{dec}} - H_{\text{inc}} = \alpha \times 4\pi (M(H_{\text{inc}}) - M(H_{\text{dec}})). \quad (2)$$

В этом выражении в первом приближении взят не зависящий от внешнего поля параметр α . Гистерезисная зависимость магнитного момента $M(H)$, измеренная при условиях, аналогичных зависимости $R(H)$ (рис. 1), приведена на рис. 3. На этой зависимости также указаны группы точек $A1-A3$, $B1-B3$, $C1-C4$, соответствующие условиям $R = \text{const}$ на зависимости $R(H)$. Путем сопоставления данных по полевой ширине гистерезиса ΔH , полученной из экспериментальной зависимости $R(H)$ и из зависимости $M(H)$ на рис. 3), установлено, что в большом диапазоне внешних полей данные хорошо согласуются при $\alpha \sim 11.8$. Подобная процедура сопоставления была подробно описана в работе [42] на примере высокоплотного $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (95% от теоретической плотности).

3.2. Температурная эволюция магнитного момента $M(T)$ и эффективного поля $B_{\text{eff}}(T)$ в межгранулярной среде. Были проведены измерения магнитного момента в зависимости от температуры $M(T)$ при заданной магнитной предыстории. Эта предыстория задавалась при $T = 77.4 \text{ K}$ и соответствовала точкам $A1-A3$, $B1-B3$, $C1-C4$ на рис. 1, 3 (см. также таблицу). Далее будем обозначать зависимости $M(T)$ (а также зависимости $B_{\text{eff}}(T)$ и $R(T)$) как соответствующие определенной магнитной предыстории (например, $A1$).

Зависимости $M(T)$ приведены на рис. 4. Сделаем несколько замечаний относительно вида $M(T)$. Согласно

общепринятым представлениям (модель Бина или ее модификации), магнитный момент образца складывается из различных вкладов: мейсснеровских токов (диамагнетизм) и захваченного потока (абрикосовские вихри, дающие магнитный момент $M > 0$ при $H > 0$). Распределение захваченного потока меняется в зависимости от условий. Например, при $H = H_{\text{dec}}$ магнитный поток перераспределяется к центру сверхпроводника. В случае гранулярного ВТСП указанные процессы происходят в гранулах, а отклик от межгранулярной среды в использованном диапазоне температур и в полях, превышающих поле Земли, пренебрежимо мал. Поэтому положительные значения намагниченности на рис. 4 соответствуют влиянию захваченного магнитного потока внутри ВТСП-гранул. Вклады от мейсснеровских токов и захваченного потока различным образом зависят от температуры. Это обстоятельство может приводить к немонотонной зависимости $M(T)$, что видно на примере зависимости $M(T)$ для предыстории $C2$ (рис. 4). Для этой зависимости суммарный магнитный момент при $T = 77.4 \text{ K}$ близок к нулю, что означает примерное равенство вкладов, соответствующих мейсснеровским токам и захваченному потоку. Однако при больших температурах вклад от захваченного потока уменьшается быстрее (можно сравнить с зависимостью $M(T)$ предыстории $C3$, при которой внешнее поле равно нулю), что приводит к существованию минимума на зависимости $M(T)$.

Из зависимостей $M(T)$ (рис. 4) по выражению (1) были построены температурные зависимости эффективного поля в межгранулярной среде $B_{\text{eff}}(T)$, которые

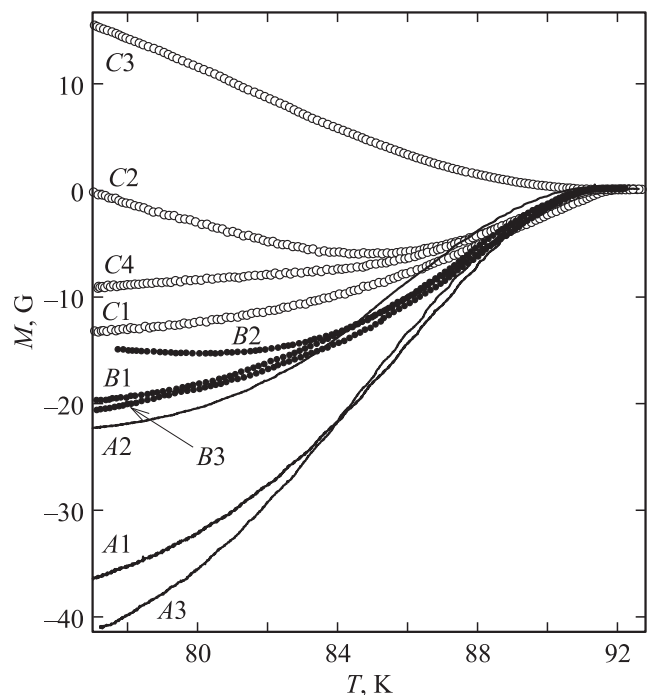


Рис. 4. Зависимости $M(T)$ при различной магнитной предыстории, соответствующей точкам $A1-A3$, $B1-B3$, $C1-C4$ на рис. 1.

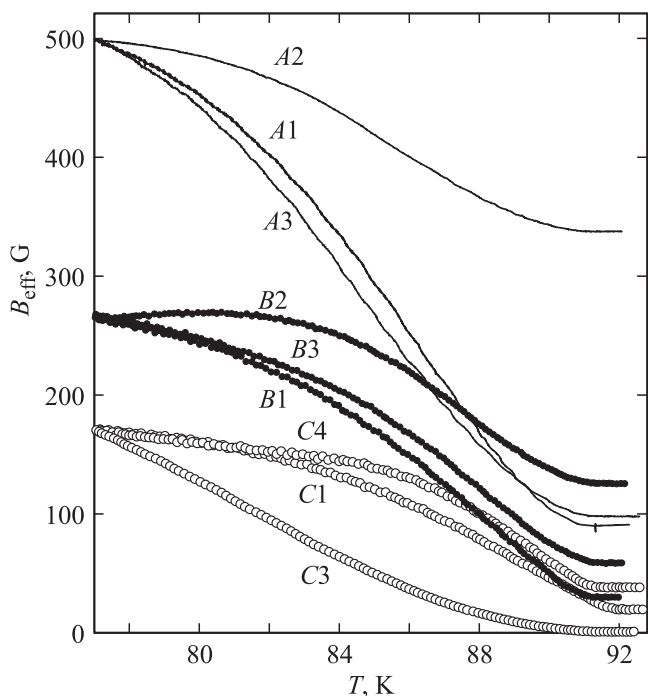


Рис. 5. Температурная эволюция эффективного поля в межгранульной среде $V_{\text{eff}}(T)$, полученная по выражению (1) с использованием данных $M(T)$, приведенных на рис. 4, и условия $V_{\text{eff}}(T = 77.4 \text{ K}) = \text{const}$ при $R = \text{const}$ (рис. 1) (см. подраздел 3.2). Обозначения A1–A3, B1–B3, C1–C4 соответствуют магнитной предыстории на рис. 1, 3 и таблице.

приведены на рис. 5. При построении этих зависимостей принималось, что значение V_{eff} при температуре $T = 77.4 \text{ K}$ должно быть одинаковым для тех типов предыстории, в которых $R = \text{const}$ (рис. 1, 2). Например, $V_{\text{eff}}(77.4 \text{ K})$ одинаковы для предысторий A1–A3, и т.д. Однако считалось, что величина α в выражении (1) не может значительно отличаться от значения $\alpha = 11.8$, полученного выше (см. подраздел 3.1) при сопоставлении значений ΔH . Как оказалось, разброс значений α для различных магнитных предысторий составил около 10% относительно $\alpha = 11.8$ (например, $\alpha = 11.8$ для B1, $\alpha = 9.3$ для B2, $\alpha = 10.1$ для B3)¹. Как видно из рис. 5, поля $V_{\text{eff}}(T)$, соответствующие „срезам“ $R(H)$ на рис. 1, имеют одинаковые значения при $T = 77.4 \text{ K}$ и в разы превосходят значение внешнего поля, задаваемого соленоидом. С ростом температуры имеет место заметное уменьшение эффективного поля в межгранульной среде до соответствующего значения внешнего поля при $T = T_c \approx 91.5 \text{ K}$.

3.3. Температурные зависимости $R(T)$ во внешнем поле. Взаимосвязь с поведением $V_{\text{eff}}(T)$. Теперь перейдем к обсуждению влияния температурной зависимости эффективного поля в межгранульной среде на резистивный переход в гранулярном

¹ Для условий C2 значение $M(T = 77.4 \text{ K})$ близко к нулю, и зависимость между V_{eff} и M имеет более сложный характер, чем выражение (1).

ВТСП. При условиях, идентичных измерению зависимостей $M(T)$ (и построенным зависимостям $V_{\text{eff}}(T)$ на рис. 5), были измерены зависимости $R(T)$. Как указывалось во Введении, резистивный переход гранулярного ВТСП во внешнем магнитном поле отражает вклады от гранул и межгранульных границ. Для подсистемы ВТСП-гранул наблюдается резкое падение сопротивления и очень слабое влияние внешних полей до $\sim 10^3 \text{ Oe}$, а для межгранульных границ имеет место уширение перехода (плавная часть $R(T)$) в слабых полях. Указанное поведение отчетливо видно из экспериментальных данных, приведенных на рис. 6–9 (транспортный ток $I = 2 \text{ mA}$ для всех данных). Резкий скачок сопротивления при $T \approx 91.5 \text{ K}$ соответствует началу резистивного перехода в гранулах и совпадает с появлением

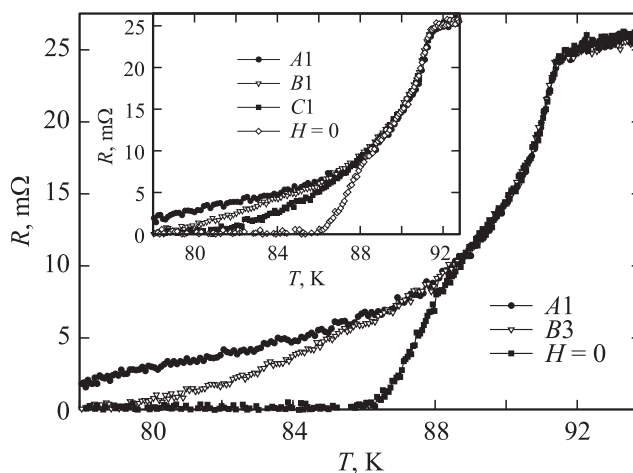


Рис. 6. Зависимости $R(T)$ во внешних полях при различной магнитной предыстории. Обозначения A1, B1, C1, B3 на основном рисунке и вставке соответствуют рис. 1, 3 и таблице.

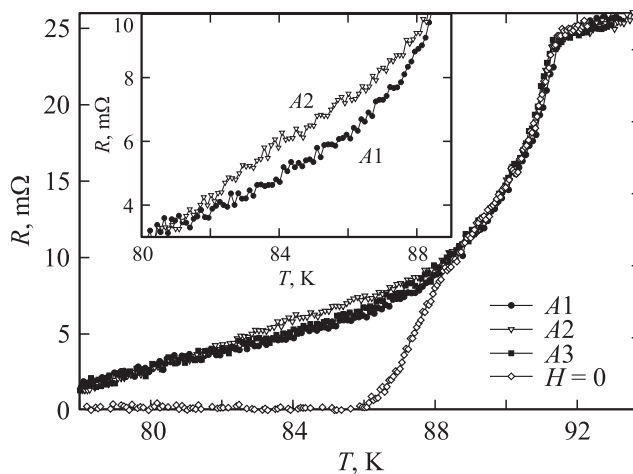


Рис. 7. Зависимости $R(T)$ при различной магнитной предыстории, соответствующей условию $R = \text{const}$ на рис. 1, верхний „срез“ (обозначения приведены в таблице). На вставке в увеличенном виде показан участок, на котором зависимости $R(T)$ при условиях A1 и A2 расходятся.

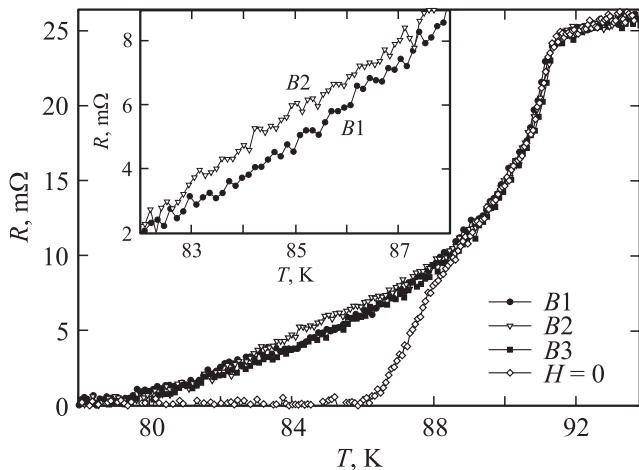


Рис. 8. Зависимости $R(T)$ при различной магнитной предыстории, соответствующей условию $R = \text{const}$ на рис. 1, точки $B1, B2, B3$ (обозначения приведены в таблице). На вставке — фрагмент, на котором зависимости $R(T)$ при условиях $B1$ и $B2$ расходятся.

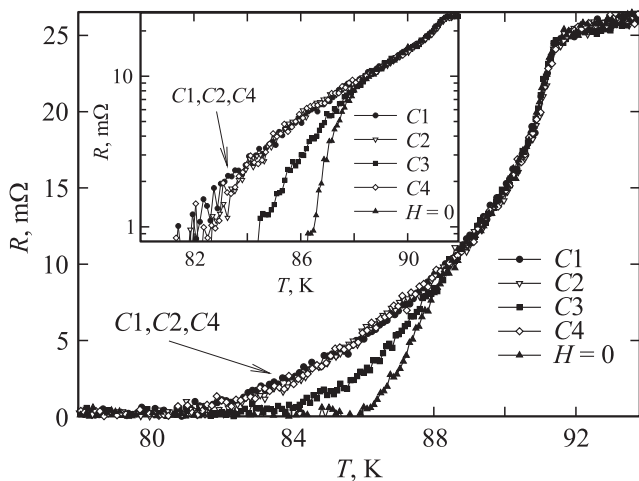


Рис. 9. Зависимости $R(T)$ при различной магнитной предыстории, соответствующей условию $R = \text{const}$ на рис. 1, нижний „срез“ (обозначения приведены в таблице). На вставке — то же в полулогарифмическом масштабе.

диамагнитного сигнала зависимостей $M(T)$ для условий охлаждения без поля (рис. 4).

Вставка на рис. 6 показывает резистивный переход исследованного образца при различных внешних полях (включая также $H = 0$) в условиях охлаждения без поля при дальнейшем приложении поля H . Именно таким образом проводится подавляющее большинство измерений для ВТСП-образцов. Данные, приведенные на вставке к рис. 6, демонстрируют хорошо известную картину: слабое внешнее поле сильно уменьшает температуру перехода в состояние с „нулевым сопротивлением“ ($\sim 10^{-5} \Omega$ в нашем случае). Например, значение этой характерной температуры ($R \approx 0$) изме-

няется от ~ 86 К при $H = 0$ до ~ 81 К при $H = 20$ Ое.² Однако на рис. 6 приведены зависимости, измеренные в одинаковом внешнем поле 58 Ое ($A1$ и $B3$), но при различной магнитной предыстории (см. таблицу), которые отчетливо показывают, что диссипация в случае $A1$ начинается при гораздо меньшей температуре. Объясняет такое поведение сопоставление зависимостей $B_{\text{eff}}(T)$ при условиях $A1$ и $B3$ (рис. 5). Например, при $T = 80$ К значение B_{eff} для случая $A1$ почти в 2 раза больше, чем для $B3$, и сопротивление для предыстории $B3$ при $T = 80$ К только начинает возрастать от „нулевого“ значения.

Рис. 7–9 демонстрируют зависимости $R(T)$, сгруппированные для магнитных предысторий, при которых $R = \text{const}$ при $T = 77.4$ К, т.е. для условий $A1$ – $A3$ (рис. 7), $B1$ – $B3$ (рис. 8), $C1$ – $C4$ (рис. 9). Рассмотрим эти данные подробнее.

Зависимости $R(T)$ при условиях $A1$ и $A3$ (рис. 7) в пределах точности экспериментальных данных совпадают, несмотря на различие величин внешнего поля (58 и 98 Ое соответственно), и это легко объяснить, рассмотрев температурную эволюцию эффективного поля B_{eff} (рис. 5) для этих условий. Действительно, функции $B_{\text{eff}}(T)$ для $A1$ и $A3$ различаются не более чем на 10%, что не сказывается кардинально на процессах диссипации. Зависимость $B_{\text{eff}}(T)$ для предыстории $A2$ убывает слабее, чем упомянутые зависимости $B_{\text{eff}}(T)$ для $A1$ и $A3$. И это приводит к наблюдаемому на рис. 7 большему сопротивлению на соответствующей зависимости $R(T)$ при условии $A2$ (что проиллюстрировано на вставке к рис. 7).

Подобная картина наблюдается для предыстории, соответствующей группе $B1, B2, B3$ (рис. 8). Зависимости $R(T)$ для предысторий $B1$ и $B3$ практически идентичны, так же как и зависимости $B_{\text{eff}}(T)$ для $B1$ и $B3$ (рис. 5). Однако зависимость $R(T)$ для $B2$ в интервале температур 82–88 К заметно отличается от $R(T)$ при условиях $B1$ и $B3$ (вставка на рис. 8). Это является следствием того, что эффективное поле для условий $B2$ примерно на 40–60 Г (относительно величины ~ 200 Г) превышает B_{eff} для условий $B1$ и $B3$ в этом диапазоне температур. Из рис. 7, 8 также видно, что при $T = 78$ К сопротивление для соответствующих зависимостей ($A1$ – $A3$ и $B1$ – $B3$) одинаково, что совпадает с данными по ВАХ для этих условий (рис. 2).

Зависимости $R(T)$ при условиях $C1, C2, C4$ (рис. 9) в пределах точности эксперимента совпадают, что снова подтверждается близостью зависимостей $B_{\text{eff}}(T)$ для этих условий (см. $B_{\text{eff}}(T)$ на рис. 5 для условий $C1, C4$). Однако диссипация при условиях $C3$ (нулевое внешнее поле после приложения $H_{\text{max}} = 500$ Ое) начинается гораздо выше по температуре, что проиллюстрировано на вставке к рис. 9 (логарифмическая шкала по R). В то же время при $T = 77.4$ К значения сопротивления при

² Значение температуры, при которой $\ll R = 0 \gg$, зависит и от транспортного тока, увеличение тока уменьшает эту температуру.

большом транспортном токе для условий $C1, C2, C3$ и $C4$ одинаковы (рис. 1, 3). И это неудивительно ввиду значительно меньшего эффективного поля в межгранульной среде для условия $C3$ начиная с температуры около 80 К.

Исходя из изложенного можно сделать вывод, что при измерениях $R(T)$ во внешних полях температурная эволюция эффективного поля в межгранульной среде оказывает значительное влияние на вид зависимости $R(T)$. Таким образом, полученные данные подтверждают, что при заданном внешнем поле межгранульные границы находятся в некотором эффективном поле, зависящем от магнитного момента образца, и это эффективное поле оказывает доминирующее влияние на процессы диссипации в межгранульной среде.

4. Заключение

Суммируя результаты, полученные в ходе проведенных исследований, можно заключить, что магнитное состояние ВТСП-гранул оказывает доминирующее влияние на процессы диссипации в межгранульной среде гранулярных ВТСП. Магнитные моменты гранул индуцируют поле в межгранульной среде, которое для слабых внешних полей (до $\sim 10^2$ Ое) может на порядок превосходить внешнее поле. Этот эффект происходит вследствие сжатия магнитного потока в межгранульной среде [42]. Следовательно, температурная эволюция намагниченности ВТСП в постоянном внешнем поле приводит к существенной зависимости эффективного поля в межгранульной среде от температуры. И именно это может быть доминирующим фактором, определяющим вид наблюдаемых в экспериментах зависимостей $R(T)$. Иными словами, при измерениях гранулярного ВТСП во внешнем магнитном поле реальная величина поля (магнитной индукции) в межгранульной среде не является постоянной при изменении температуры. И этот факт ставит под сомнение многочисленные интерпретации поведения зависимостей $R(T)$ и ВАХ гранулярных ВТСП во внешних полях до $\sim 10^2 - 10^3$ Ое, т.е. в диапазоне полей, где влияние магнитных моментов ВТСП-гранул на поле в межгранульной среде значительно. Например, зависимость $R(T)$ может следовать какой-либо из моделей диссипации (из перечисленных во Введении) при определенной температурной зависимости потенциала пиннинга, однако при этом полагается, что магнитное поле постоянно, что не соответствует действительности. Это относится и к скейлингу ВАХ при различных температурах [20–23], следующему из модели вихревого стекла [32], при котором эффективное поле в межгранульной среде также изменяется для различных температур.

Поэтому понимание механизмов, действительно отражающих реальную картину диссипации в джозефсоновской среде гранулярного ВТСП во внешнем поле (несмотря на многочисленные публикации с момента от-

крытия ВТСП), до сих пор остается актуальной задачей, которую можно решить, рассматривая полную картину явлений, включающую учет полей в межгранульной среде, индуцированных магнитными моментами ВТСП-гранул. Также следует отметить, что влияние магнитных моментов ВТСП-гранул и сжатие магнитного потока в межгранульной среде, по-видимому, являются доминирующими факторами, определяющими наблюдаемый в гранулярных ВТСП значительный магниторезистивный эффект.

Список литературы

- [1] Э.Б. Сонин. Письма в ЖЭТФ **47**, 8, 415 (1988).
- [2] J. Jung, A.K. Mohamed, S.C. Cheng, J.P. Frank. Phys. Rev. B **42**, 10, 6181 (1990).
- [3] B. Andrzejewski, E. Guilmeau, Ch. Simon. Supercond. Sci. Technol. **14**, 904 (2001).
- [4] M.A. Dubson, S.T. Herbert, J.J. Calabrese, D.C. Harris, B.R. Patton, J.C. Garland. Phys. Rev. Lett. **60** 11, 1061 (1988).
- [5] J.D. Hettinger, A.G. Swanson, J.S. Brooks, Y.Z. Huang, L.Q. Chen, Zhong-Xian Zhao. Supercond. Sci. Technol. **1**, 349 (1989).
- [6] H.S. Gamchi, G.J. Russel, K.N.R. Taylor. Phys. Rev. B **50** 17, 12 950 (1994).
- [7] C. Gaffney, H. Petersen, R. Bednar. Phys. Rev. B **48**, 5, 3388 (1993).
- [8] A.C. Wright, K. Zhang, A. Erbil. Phys. Rev. B **44**, 2, 863 (1991).
- [9] A.C. Wright, T.K. Xia, A. Erbil. Phys. Rev. B **45**, 2, 5607 (1992).
- [10] C.A.M. dos Santos, M.S. da Luz, A.J.S. Machado. Physica C **391**, 345 (2003).
- [11] D. Daghero, P. Mazzetti, A. Stepanescu, P. Tura, A. Masoero. Phys. Rev. B **66**, 184 514 (2002).
- [12] L. Urba, C. Acha, V. Bekkeris. Physica C **279**, 92 (1997).
- [13] M.R. Mohammadzadeh, M. Akhavan. Supercond. Sci. Technol. **16**, 234 (2003).
- [14] H. Shakeripour, M. Akhavan. Supercond. Sci. Technol. **14**, 234 (2001).
- [15] D.A. Balaev, K.A. Shaihtudinov, S.I. Popkov, D.M. Gokhfeld, M.I. Petrov. Supercond. Sci. Technol. **17**, 175 (2004).
- [16] Д.А. Балаев, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ФТТ **48**, 5, 588 (2006).
- [17] Д.А. Балаев, Д.М. Гохфельд, А.А. Дубровский, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ЖЭТФ **132**, 1340 (2007).
- [18] Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, К.А. Шайхутдинов, С.И. Попков, Д.М. Гохфельд, Ю.С. Гохфельд, М.И. Петров. ЖЭТФ **135**, 271 (2009).
- [19] Д.А. Балаев, А.А. Быков, С.В. Семенов, С.И. Попков, А.А. Дубровский, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. ФТТ **53**, 5, 865 (2011).
- [20] T.K. Worthington, E. Olsson, T.M. Nichols, T.M. Shaw, D.R. Clarke. Phys. Rev. B **43**, 105 38 (1991).
- [21] W.M. Tieran, R. Joshi, R.B. Hallock. Phys. Rev. B **48**, 3423 (1993).
- [22] Y. Zhao, X.B. Zuge, J.M. Xu, L. Cao. Phys. Rev. B **49**, 6985 (1994).
- [23] R.J. Joshi, R.B. Hallock, J.A. Taylor. Phys. Rev. B **55**, 9107 (1997).

- [24] R.J. Soulen, T.L. Francavilla, W.W. Fuller-Mora, M.M. Miller, C.H. Joshi, W.L. Carter, A.J. Rodenbush, M.D. Manlief, D. Aized. *Phys. Rev. B* **50**, 478 (1994).
- [25] D.H. Liebenberg, R.J. Soulen, T.L. Francavilla, W.W. Fuller-Mora, P.C. McIntyre, M.J. Cima. *Phys. Rev. B* **51**, 11 838 (1995).
- [26] R.J. Soulen, T.L. Francavilla, A.R. Drews, L. Toth, M.S. Osofsly, W.L. Lechter, E.F. Skelton. *Phys. Rev. B* **51**, 1393 (1995).
- [27] Н.Д. Кузьмичев. *ФТТ*, **43**, 11, 1934 (2001).
- [28] М.А. Васютин. *Письма в ЖТФ* **37**, 16, 1 (2011).
- [29] К.Ю. Терентьев, Д.М. Гохфельд, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. *ФТТ* **53**, 12, 2289 (2011).
- [30] P.W. Anderson. *Phys. Rev. Lett.* **9**, 309 (1962).
- [31] V. Ambegaokar, B.I. Halperin. *Phys. Rev. Lett.* **22**, 1364 (1969).
- [32] M.P.A. Fisher. *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1415 (1989).
- [33] Yu.I. Kuzmin. *Phys. Rev. B* **64**, 094 519 (2001).
- [34] Ю.И. Кузьмин. *ФТТ* **43**, 7, 1157 (2001).
- [35] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur. *Rev. Mod. Phys.* **66**, 4, 1125 (1994).
- [36] Y.J. Quian, Z.M. Tang, K.Y. Chen, B. Zhou, J.W. Qui, B.C. Miao, Y.M. Cai. *Phys. Rev. B* **39**, 4701 (1989).
- [37] M.T. Gonzalez, S.R. Curras, J. Maza, F. Vidal. *Phys. Rev. B* **63**, 224 511 (2001).
- [38] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **48**, 8, 1374 (2006).
- [39] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **53**, 5, 858 (2011).
- [40] Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. *ФТТ* **50**, 6, 961 (2008).
- [41] К.А. Шайхутдинов, Д.А. Балаев, С.И. Попков, М.И. Петров. *ФТТ* **51**, 6, 1046 (2009).
- [42] D.A. Balaev, S.I. Popkov, E.I. Sabitova, S.V. Semenov, K.A. Shaykhutdinov, A.V. Shabanov, M.I. Petrov. *J. Appl. Phys.* **110**, 093 918 (2011).
- [43] Д.А. Балаев, А.А. Дубровский, С.И. Попков, Д.М. Гохфельд, С.В. Семенов, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров. *ФТТ* **54**, 11, 11 (2012).
- [44] А.Д. Балаев, Ю.В. Бояршинов, М.М. Карпенко, Б.П. Хрусталев. *ПТЭ* **3**, 167 (1985).