

Механизмы диссипации в джозефсоновской среде на основе ВТСП под действием магнитного поля

© Д.А. Балаев, С.И. Попков, К.А. Шайхутдинов, М.И. Петров

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

E-mail: smp@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 3 июня 2005 г.)

Приведены результаты экспериментального исследования влияния магнитного поля (0–60 кОе) на вид зависимостей $R(T)$ композитов $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7 + CuO$. Данные композиты представляют собой сеть джозефсоновских переходов туннельного типа, в которых несверхпроводящий компонент (CuO) формирует границы (барьеры) между ВТСП-кристаллитами. Зависимости $R(T)$ композитов имеют двухступенчатую структуру, характерную для гранулярных сверхпроводников: резкий скачок сопротивления при критической температуре ВТСП-кристаллитов и плавный переход в сверхпроводящее состояние, вызванный влиянием границ между ВТСП-кристаллитами. Полученные зависимости $R(T)$ проанализированы в рамках модели Амбегаокара–Гальперина (АГ) для тепловых флуктуаций в джозефсоновских переходах и модели термоактивационного течения потока (крипа потока). Наблюдается кроссовер указанных механизмов с ростом магнитного поля. В диапазоне слабых магнитных полей $0–10^2$ Ое зависимости $R(T)$ хорошо описываются выражением, следующим из модели АГ. В диапазоне сильных полей $10^3–6 \cdot 10^4$ Ое диссипация следует закону Аррениуса $R \sim \exp(-U(H)/T)$, характерному для модели крипа потока с температурно-независимой энергией пиннинга $U(H)$. Определены величины эффективной энергии джозефсоновской связи и пиннинга, соответствующие режимам АГ и течения потока.

PACS: 74.81.Fa, 74.50.+r

Исследование влияния магнитного поля на транспортные свойства высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), начатое вскоре после их открытия [1–5], продолжает оставаться актуальным (см., например, [6–15]), поскольку процессы диссипации и разрушения сверхпроводимости транспортным током и магнитным полем в ВТСП-материалах весьма многообразны и могут быть вызваны множеством причин [16]. В поликристаллических ВТСП резистивный переход имеет двухстадийный характер [1,8–12,17]: резкий скачок сопротивления R , который заметно уширяется только в сильных (10–60 кОе) магнитных полях и отражает переход ВТСП-кристаллов в сверхпроводящее состояние, а также затянутый „хвост“ зависимости $R(T)$, уширяющийся уже в слабых (десятки эрстед) полях, который определяется протеканием транспортного тока через трехмерную сеть межкристаллитных границ. Эти границы являются слабыми связями джозефсоновского типа, что и определяет высокую чувствительность электросопротивления поликристаллов ВТСП к слабым магнитным полям. К сети джозефсоновских контактов, реализующихся в гранулярных ВТСП, применим термин „джозефсоновская среда“ [18].

Для описания транспортных свойств гранулярных ВТСП в магнитных полях был предложен ряд механизмов (см., например, [16]). В настоящей работе мы рассматриваем диапазоны применимости двух из них: модели Амбегаокара–Гальперина (АГ) [19] и механизма крипа магнитного потока [20]. В модели АГ [19] тепловые флуктуации в джозефсоновском переходе приводят к разрушению фазовой когерентности между двумя сверхпроводниками, образующими джозефсоновский пе-

реход. При этом разность фаз волновых функций сверхпроводников изменяется скачком — „проскальзывает“ на 2π , что приводит к появлению ненулевого падения напряжения на контакте. К аналогичному результату приводит рассмотрение термоактивационного движения вихрей в джозефсоновской среде, что было впервые показано в работе [3]. Перескоки вихрей через потенциальные барьеры также вызывают проскальзывание фазы на 2π и появление добавочного сопротивления, что также описывается в рамках модели АГ [3]. Отношение энергии джозефсоновской связи

$$E_J(T) = \hbar I_C(T)/e \quad (1)$$

(где $I_C(T)$ — температурная зависимость критического тока джозефсоновского перехода в отсутствие флуктуаций) к величине $k_B T$ является мерой подавления сверхпроводящих свойств джозефсоновского перехода. В случае малого транспортного тока $j \ll I_C$ модель АГ предсказывает следующее выражение для сопротивления, вызванного тепловыми флуктуациями [19]:

$$R = \{I_0(E_J(T)/2k_B T)\}^{-2}, \quad (2)$$

где I_0 — модифицированная функция Бесселя. Представим (2) в виде

$$R = \{I_0(C(H)J_C(T)/2T)\}^{-2}, \quad (3)$$

где $J_C(T) = I_C(T)/I_C(0\text{K})$, $C(H)$ — параметр, характеризующий „силу“ джозефсоновской связи, зависящий от приложенного магнитного поля,

$$C(H) = \hbar I_C(H, 0\text{K})/k_B e = E_J(H, 0\text{K})/k_B. \quad (4)$$

Модель АГ применялась для описания транспортных свойств как одиночных джозефсоновских перехо-

дов [21,22], так и поликристаллических ВТСП [8,23–25] и ВТСП-композитов [16,26] в магнитных полях. В двух последних случаях трехмерная сеть джозефсоновских переходов заменяется эффективным контактом; правомочность такого подхода обсуждалась в работах [16,23,25].

Кроме механизма АГ термоактивационное движение вихрей также описывается моделью крипа магнитного потока [20]. Зависимость $R(H, T)$ в этой модели выражается законом Аррениуса [2]

$$R = R_0 \exp(-U(H, T)/k_B T), \quad (5)$$

где R_0 — предэкспоненциальный множитель, $U(H, T)$ — полевая и температурная зависимость потенциала пиннинга, т.е. средняя величина энергетического барьера, который преодолевает вихрь (или связка вихрей) магнитного потока при движении в межгранульном пространстве, что в конечном счете приводит к появлению электросопротивления. Результаты ряда экспериментов на поликристаллических ВТСП (вторая часть зависимости $R(T)$) были интерпретированы в рамках указанного подхода [4,11,12,27]. В некоторых случаях наблюдается „классическое“ температурно-независимое поведение $U(H, T) = U(H)$ [4,27].

Однако в указанных работах, посвященных поликристаллам и композитам, использованные диапазоны полей, на наш взгляд, не достаточны для выявления полной картины поведения транспортных свойств джозефсоновской среды в магнитном поле. Данные по $R(T)$ были измерены и анализировались в следующих диапазонах: 0–130 Ое [23], 0–75 Ое [25], 0–3.5 кОе [26], 1–17 кОе [8] (в рамках модели АГ); 0.3–20 кОе [11], 0–10 кОе [12], 0–300 Ое [27] (в рамках модели крипа потока).

В настоящей работе приводятся результаты измерений и интерпретация зависимостей $R(T)$ композитов из ВТСП $Y_{3/4}Lu_{1/4}B_2Cu_3O_7$ и оксида меди CuO в диапазоне магнитных полей от 0 до 60 кОе. Двухфазные композиты на основе ВТСП представляют собой искусственно созданную сеть джозефсоновских переходов [28,29]. Роль материала, формирующего барьеры между сверхпроводящими гранулами (т.е. джозефсоновскую связь) в композитах, выполняет несверхпроводящий компонент причем „силу“ (энергию джозефсоновской связи) можно регулировать соотношением объемов компонентов. Поскольку при температурах ниже 100 К сопротивление CuO велико ($> 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$), в композитах из ВТСП и CuO реализуется сеть контактов туннельного типа

Композиты были приготовлены методом быстрого спекания, описанным в работе [28]. Температурный режим: 2 min при 910°C, затем 3 h при 350°C. Транспортные свойства образцов в отсутствие магнитного поля приведены в работе [28]. Обозначим далее композиты как $YBCO + V\text{CuO}$, где V — концентрация CuO (в vol.%) в композите; содержание сверхпроводника — 100% — V . Зависимости $R(T)$ измерялись стандартным четырехзондовым методом в режиме отогрева образца, предварительно охлажденного до 4.2 К. Магнитное поле H

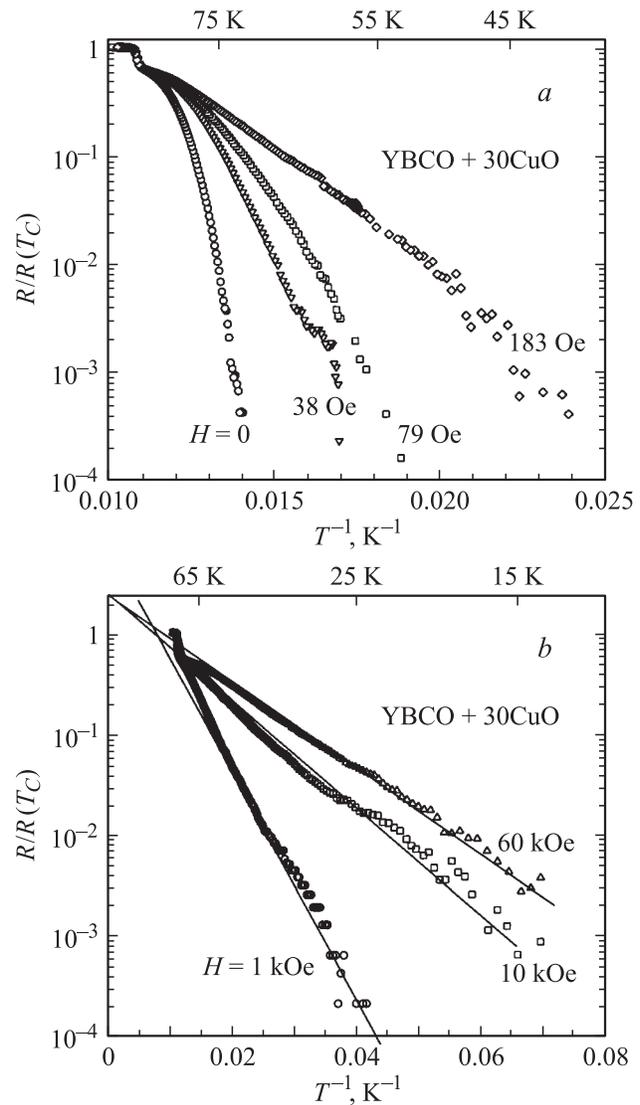


Рис. 1. Температурные зависимости электросопротивления образца YBCO + 30CuO, измеренные в диапазоне магнитных полей 0–183 Ое (а) и 1–60 кОе (б).

прикладывалось перпендикулярно направлению тока, образцы охлаждались в нулевом поле. Величина плотности транспортного тока составляла $j \sim 0.03 \text{ A/cm}^2$, что соответствовало значению, меньшему 1% от критического тока образцов при 4.2 К ($j_c(4.2 \text{ K}) = 3\text{--}6 \text{ A/cm}^2$). Это, по нашему мнению, обеспечивало условие $j \ll j_c$. Уменьшение величины плотности измерительного тока ниже указанной величины уже практически не влияло на вид зависимости $R(T)$. Увеличение j , напротив, вело к уширению резистивного перехода.

На рис. 1,2 приведены зависимости $R(T)$ композитов YBCO + 30CuO, YBCO + 15CuO в координатах $\lg R - T^{-1}$. Видно, что в полях, меньших ~ 200 Ое (рис. 1,а и 2,а), эти зависимости не имеют линейного участка, а в больших полях (1, 10, 60 кОе для образца YBCO + 30CuO (рис. 1,б) и 0.4, 1.1, 5.0 кОе для образца YBCO + 15CuO (рис. 2,б)) они, напротив,

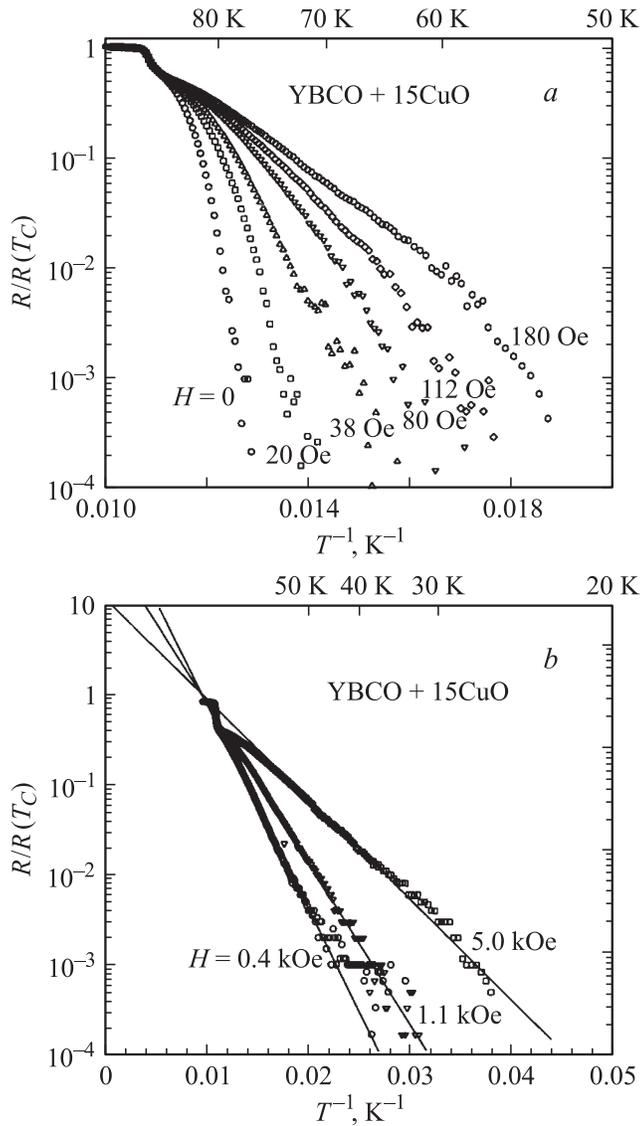


Рис. 2. Температурные зависимости электросопротивления образца YBCO + 15CuO, измеренные в диапазоне магнитных полей 0–180 Oe (a) и 0.4–5.0 kOe (b).

линейны в широком интервале температур. Это указывает на выполнение закона (5) при приблизительно температурно-независимой энергии пиннинга. Подобно тому как это было сделано авторами ряда работ (см., например, [11,25]), можно найти функциональную зависимость $U(T)$ в виде $U(T) = (1 - T/T_C)^q$ в слабых магнитных полях. Действительно, можно определить, что $q \approx 2.9$ при $H = 0$ Oe, $q \approx 2.3$ при $H = 38$ Oe, $q \approx 2.2$ при $H = 79$ Oe, $q \approx 1.6$ при $H = 180$ Oe для этого образца (причем такой подход не позволяет описать область малых значений сопротивления $R/R(T_C) < 10^{-2}$). Однако далее показано, что возможен другой подход к описанию $R(T)$ композитов в диапазоне слабых (< 200 Oe) магнитных полей.

Для описания экспериментальных $R(T)$ в рамках модели АГ необходимо определить зависимость $J_C(T)$. Мы

использовали классическую зависимость Амбегаокара–Баратова (АБ) [30] для туннельного джозефсоновского перехода. Ранее именно она была использована при описании $R(T)$ композитов ВТСП + CuO в отсутствие магнитного поля [28] в рамках модели АГ. Таким образом, кроме слабо варьируемых параметров: $R(T_{CJ})$ — сопротивления барьеров, разделяющих ВТСП-кристаллиты (величина второй ступени $R(T)$), и величины T_{CJ} — критической температуры, при которой все ВТСП-кристаллиты уже перешли в сверхпроводящее состояние, остается только один подгоночный параметр — $C(H)$, определяемый выражением (4). На рис. 3, 4 приведены результаты подгонки экспериментальных зависимостей $R(T)$ в магнитных полях по модели АГ с помощью выражения (3) для композитов YBCO + 30CuO и YBCO + 15CuO соответственно. Оси X, Y и Z соответствуют температуре, магнитному полю и сопротивлению, нормированному на значение R в начале перехода ВТСП-кристаллитов ($T_C = 93.5$ K), неизменному для всех композитов. Зависимости $R(T)$ композитов характеризуются двухступенчатой структурой (см. выше). Теория АГ описывает температурное поведение второй, плавной части $R(T)$. Наблюдается хорошее согласие между экспериментом и теоретическими кривыми для полей до ~ 150 Oe. Оно сохраняется и в диапазоне малых значений R , на три порядка меньших величины $R(T_{CJ})$, что хорошо видно из рис. 3, b и 4, b, на которых данные по сопротивлению приведены в логарифмической шкале. Обращает на себя внимание несовпадение эксперимента и теории АГ в полях, больших ~ 150 Oe (см. зависимости $R(T)$ при $H = 180$ Oe на рис. 3, a и 4, a). В полях 0.4, 1, 5, 10 и 60 kOe это расхождение для исследованных образцов увеличивается и достигает $\sim 100\%$.

На основании результатов, приведенных выше, можно заключить, что в полях до $\sim 10^2$ Oe диссипация в сети джозефсоновских переходов происходит по сценарию модели АГ, а в сильных магнитных полях, больших $\sim 10^3$ Oe, имеет место крип магнитного потока, в этом случае R определяется выражением (5). Такая картина представляется авторами реалистичной, и существует несколько возможных объяснений такого поведения на качественном уровне. Во-первых, согласно широко признанной модели джозефсоновской среды [18], уже в нулевом поле мейснеровское состояние в подсистеме межкуристаллитных границ является разрушенным: магнитное поле проникает в образец в виде малоподвижных сетчатых гипервихрей, размеры которых уменьшаются, а их число растет с увеличением поля. При достижении некоторого поля H_J гипервихри трансформируются в вихри Джозефсона [7,18]. В работе [7] это поле H_J было сопоставлено с полем необратимого поведения зависимости намагниченности от магнитного поля $H_{ит}$ в магнитных измерениях. Значения $H_{ит}$ из работы [7] и других экспериментов на иттриевой ВТСП-системе [9,31] составляют десятки эрстед в районе 77 K. Ясно, что в окрестности H_J или $H_{ит}$, где происходит

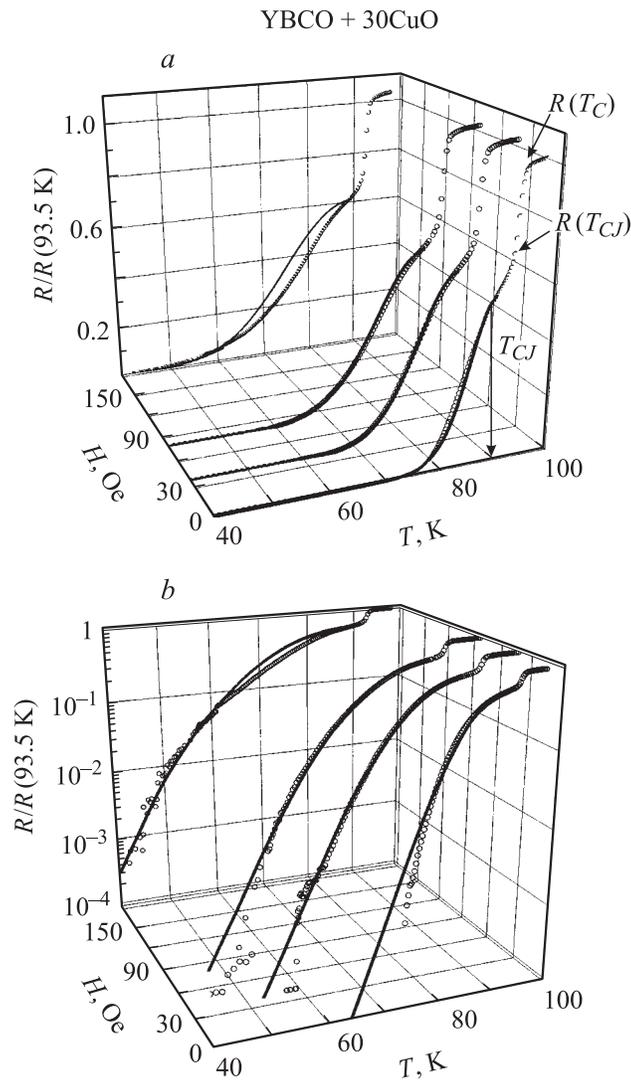


Рис. 3. *a* — температурные зависимости электросопротивления композита $\text{YBCO} + 30\text{CuO}$ в зависимости от приложенного магнитного поля (точки). Сплошные линии — результаты наилучшей подгонки по модели АГ [19]: с помощью выражения (3) при значениях $C(H)$, равных 1760, 1080, 860, 620 при возрастании поля. *b* — то же в логарифмической шкале по R . $R(T_{CJ})$ и T_{CJ} — параметры, использованные для построения теоретических зависимостей $R(T)$.

перестройка структуры вихрей, можно ожидать и изменения характера магнитосопротивления сети слабых связей. В образцах, исследованных в настоящей работе, величина $H_{ит}$ составляет $\approx 38 \text{ Oe}$ при 77 K — как по данным электрических ($R(H)$), так и по данным магнитных измерений. Возможно, что ввиду разброса геометрических параметров сети джозефсоновских переходов в композитах $\text{YBCO} + \text{CuO}$ смена характера магнитосопротивления оказывается трудноопределимой.

Во-вторых, при некоторой величине магнитного поля H_{C1g} для кристаллитов начинается процесс проникновения поля уже в сверхпроводящие гранулы, причем значение H_{C1g} в районе 77 K также может составлять

десятки и сотни эрстед [9,13,15,18]. Становится вероятным процесс взаимодействия двух вихревых подсистем: джозефсоновские вихри из слабых переходят в гранулы в виде абрикосовских вихрей (и наоборот). Эти процессы могут отразиться и на температурном поведении сопротивления сети слабых связей, что видно в эксперименте.

И наконец, как было отмечено в работе [16], формально механизмы АГ и крипа потока различаются только выбором потенциала пиннинга, в модели АГ потенциал периодический (уравнение поведения джозефсоновского контакта эквивалентно описанию броуновской частицы в периодическом потенциале [19]), тогда как в модели крипа потока нет строгих ограничений на расположение центров пиннинга относительно друг друга. С ростом магнитного поля вследствие действия силы Лоренца

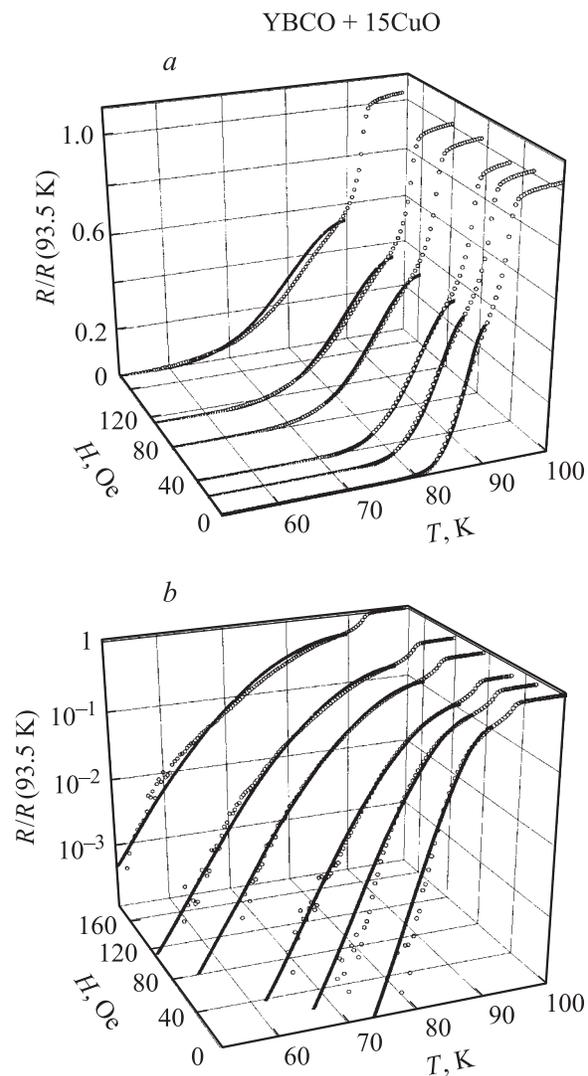


Рис. 4. *a* — температурные зависимости электросопротивления композита $\text{YBCO} + 15\text{CuO}$ в зависимости от приложенного магнитного поля (точки). Сплошные линии — результаты наилучшей подгонки по модели АГ [19]: с помощью выражения (3) при значениях $C(H)$, равных 3000, 1980, 1500, 1150, 1000, 820 при возрастании поля. *b* — то же в логарифмической шкале по R .

изменяется профиль координатной функции потенциала пиннинга, уменьшается сила пиннинга как градиент потенциала. Это приводит к тому, что в больших полях остаются только самые глубокие центры пиннинга. Следовательно, в больших полях ($> 10^3$ Ое) создаются условия, близкие к модели крипа потока. В диапазоне полей 10^2 – 10^3 Ое, видимо, имеет место сосуществование обоих механизмов или происходит кроссовер от поведения, описываемого в рамках модели АГ, к режиму крипа потока.

Из наклонов графиков $\lg R(T^{-1})$ (рис. 1, *b* и 2, *b*) определяется энергия пиннинга джозефсоновских вихрей в межгранульном пространстве $U(H)$. В то же время на основании результатов наилучшей подгонки экспериментальных зависимостей $R(T)$ в рамках теории АГ (значений $C(H)$) можно получить среднюю энергию джозефсоновских связей в сети переходов $E_J(H, 0\text{ К})$. Из (4) следует $E_J(H, 0\text{ К}) = k_B C(H)$. Величины $E_J(H, 0\text{ К})$ и $U(H)$ приведены для композитов в двойной логарифмической шкале на рис. 5. Точки для режимов АГ и крипа потока ложатся на прямые. Это указывает на степенной закон зависимостей $U(H)$ и $E_J(H) \sim H^{-n}$. Для области полей ~ 10 – $2 \cdot 10^2$ Ое $E_J(H) = H^{-0.38}$ для образца YBCO + 30CuO и $E_J(H) = H^{-0.39}$ для образца YBCO + 15CuO. В диапазоне полей 10^3 – $6 \cdot 10^4$ Ое $U(H) = H^{-0.2}$ для YBCO + 30CuO. Для образца YBCO + 15CuO в диапазоне полей $0.4 \cdot 10^3$ – $5 \cdot 10^3$ Ое $U(H) = H^{-0.25}$. Показатели степени для режима АГ близки к значениям, найденным при подобной обработке $R(T)$ в рамках модели АГ для поликристаллов YBa₂Cu₃O₇ [25,26] ($n = 0.3$ – 0.5) и Bi_{1.7}Pb_{0.2}Sb_{0.1}Sr₂Ca₂Cu₃O₁₀ [23] ($n = 0.33$) (также в слабых полях до ~ 200 Ое), причем в [23] полученный показатель степени объясняется на основании усреднения фраунгофферовской зависимости $J_C(H)$ джозефсоновских переходов при учете разброса физических параметров межкристаллитных границ в ВТСП-поликристалле [32]. Смена показателя степени n для различных режимов, обнаруженная в данной работе, также свидетельствует в пользу того, что в переходной области 10^2 – 10^3 Ое происходит смена механизма диссипации.

Некоторые авторы для процедуры подгонки экспериментальных зависимостей $R(T)$ с помощью модели АГ использовали феноменологическую зависимость $E_J(T) = (1 - T/T_{CJ})^\alpha$, а следовательно, и $J_C(T)$ [8,21–23,25,26]. Мы получали согласие эксперимента и теории, несколько худшее, чем на рис. 3,4, при $\alpha = 0.65$ – 0.75 , т.е. в том случае, когда функция $a(1 - T/T_{CJ})^\alpha$ (где a — константа) в области высоких температур $0.7T/T_{CJ} \leq T \leq 1T/T_{CJ}$ может аппроксимировать зависимость АБ (непосредственно вблизи T_{CJ} , т.е. при $0.93 T/T_{CJ} \leq T \leq 1T/T_{CJ}$, зависимость АБ линейна, $\alpha = 1$ [30]). Однако для образца YBCO + 45CuO даже при $H = 0$ сопротивление появляется уже при $\approx 12\text{ К} \approx 0.13T/T_{CJ}$, и температурный „хвост“ $R(T)$ удовлетворительно описывается в рамках модели АГ именно с использованием зависимости $J_C(T)$ из модели

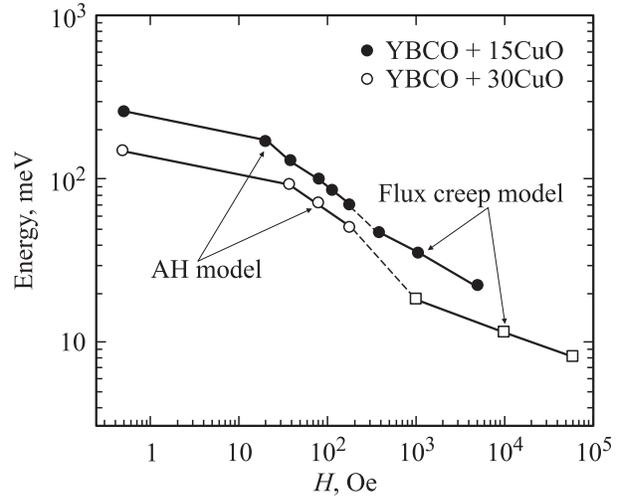


Рис. 5. Зависимости от магнитного поля эффективной джозефсоновской энергии связи $E_J(H, 0\text{ К})$, вычисленные при условии наилучшей подгонки в рамках модели АГ (см. рис. 3,4) из $C(H)$ (выражение (4)), и энергии пиннинга вихрей $U(H)$, полученные из наклонов графиков $\lg R(T^{-1})$ (см. рис. 1, 2) по выражению (5), для композитов YBCO + 15CuO и YBCO + 30CuO.

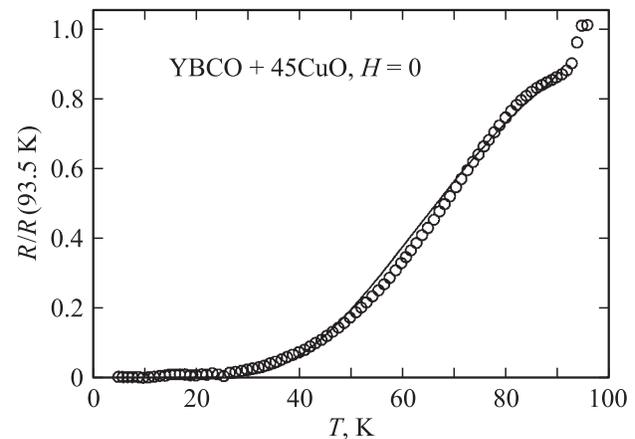


Рис. 6. Температурная зависимость электросопротивления композита YBCO + 45CuO при $H = 0$, $j = 0.003\text{ mA/cm}^2$ (точки). Сплошная линия — наилучшая подгонка в рамках модели АГ (выражение (3)) при значении $C = 280$ с использованием $J_C(T)$ из модели АБ.

АБ (рис. 6). Значит, несогласие эксперимента и теории в области низких температур ($0.1T/T_{CJ} \leq T \leq 0.5T/T_{CJ}$) для полей более ~ 150 Ое не является следствием того, что в этой области $J_C(T)$ подчиняется другому закону. Использование зависимости $J_C(T)$ из модели АБ для описания резистивного перехода сети джозефсоновских контактов туннельного типа в рамках модели АГ представляется авторам логичным.

Таким образом, в настоящей работе на основании измерений зависимостей $R(T)$ как в слабых ($H \sim 0$ – 200 Ое), так и в сильных магнитных полях ($H \sim 10$ – 60 кОе) сделан вывод о смене механизмов

диссипации в сети джозефсоновских переходов с увеличением магнитного поля. Ранее при подобных исследованиях резистивного состояния джозефсоновских сред в магнитных полях (видимо, из-за использования меньших интервалов магнитных полей) авторы ограничивались рассмотрением только одного механизма диссипации [8,11,12,23–25,27]. Результаты обработки экспериментальных зависимостей в рамках $R(T)$ моделей АГ и крипа потока указывают на то, что в диапазоне полей $\sim 0.5 \cdot 10^{-1} - 10^2$ Ое диссипация происходит по механизму АГ, в интервале $10^2 - 10^3$ Ое имеет место смена механизмов диссипации, а в сильных магнитных полях ($\sim 10^3 - 6 \cdot 10^4$ Ое) электросопротивление обусловлено крипом магнитного потока.

Авторы благодарят А.В. Митина за полезные дискуссии. Один из авторов (Д.А. Б.) признателен Л. Ичкитидзе за обсуждение результатов.

Список литературы

- [1] M.A. Dubson, S.T. Herbet, J.J. Calabrese, D.C. Harris, B.R. Patton, J.C. Garland. Phys. Rev. Lett. **60**, 1061 (1988).
- [2] T.T.M. Palstra, B. Batlogg, R.B. van Dover, L.F. Schneemeyer, J.V. Waszczak. Appl. Phys. Lett. **54**, 763 (1989).
- [3] M. Tinkham. Phys. Rev. Lett. **61**, 1658 (1988).
- [4] J.D. Hettinger, A.G. Swanson, J.S. Brooks, Y.Z. Huang, L.Q. Chen, Zhong-Xian Zhao. Supercond. Sci. Technol. **1**, 349 (1989).
- [5] Б.А. Аронзон, Ю.В. Гершанов, Е.З. Мейлихов, В.Г. Шапиро. СФХТ **2**, 83 (1989).
- [6] С.И. Волков, Ю.Е. Григорашвили, Л.П. Ичкитидзе. Изв. вузов. Электроника **4–5**, 128 (2000).
- [7] Н.Д. Кузьмичёв. ФТТ **43**, 11, 1934 (2001).
- [8] H. Shakeripour, M. Akhavan. Supercond. Sci. Technol. **14**, 234 (2001).
- [9] D. Daghero, P. Mazzetti, A. Stepanescu, P. Tura. Phys. Rev. B **66**, 184 514 (2002).
- [10] L. Burlachkov, E. Mogilko, Y. Schlessinger, Y.M. Strel'niker, S. Havlin. Phys. Rev. B **67**, 104 509 (2003).
- [11] M.R. Mohammadzadeh, M. Akhavan. Supercond. Sci. Technol. **16**, 234 (2003).
- [12] H. Khosroabadi, V. Daadmehr, M. Akhavan. Physica C **384**, 169 (2003).
- [13] В.В. Деревянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель. ФТТ **46**, 1740 (2004).
- [14] А.А. Суханов, В.И. Омельченко. ФНТ **30**, 604 (2004).
- [15] P. Mune, F.C. Fonesca, R. Muccillo, R.F. Jardim. Physica C **390**, 363 (2003).
- [16] R.J. Soulen, Jr., T.L. Francavilla, W.W. Fuller-Mora, M.M. Miller. Phys. Rev. B **50**, 478 (1994).
- [17] А.В. Митин. СФХТ **7**, 62 (1994).
- [18] Э.Б. Сонин. Письма в ЖЭТФ **47**, 415 (1988).
- [19] V. Ambegaokar, B.I. Halperin. Phys. Rev. Lett. **22**, 1364 (1969).
- [20] P.W. Anderson. Phys. Rev. Lett. **9**, 309 (1962).
- [21] R. Gross, P. Chaudhari, D. Dimos, A. Gupta, G. Koren. Phys. Rev. Lett. **64**, 228 (1990).
- [22] J. Gao, Yu.M. Boguslavskij, B.B.G. Klopman. J. Appl. Phys. **72**, 575 (1992).
- [23] A.C. Wright, K. Zhang, A. Erbil. Phys. Rev. B **44**, 863 (1991).
- [24] A.C. Wright, T.K. Xia, A. Erbil. Phys. Rev. B **45**, 5607 (1992).
- [25] C. Caffney, H. Petersen, R. Bednar. Phys. Rev. B **48**, 3388 (1993).
- [26] H.S. Gamchi, G.J. Russel, K.N. R. Taylor. Phys. Rev. B **50**, 12950 (1994).
- [27] E. Babic, I. Kusevic, S.X. Dou, H.K. Liu, O.Y. Hu. Phys. Rev. B **49**, 15 312 (1994).
- [28] М.И. Петров, Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов, К.С. Александров. ФТТ **41**, 969 (1999).
- [29] М.И. Петров, Д.А. Балаев, К.А. Шайхутдинов. С.И. Попков. Письма в ЖЭТФ **75**, 166 (2002).
- [30] V. Ambegaokar, A. Baratoff. Phys. Rev. Lett. **10**, 486 (1963); **11**, 104 (1963).
- [31] K.Y. Chen, Y.J. Quian. Physica C **159**, 131 (1989).
- [32] R.L. Peterson, J.W. Ekin. Phys. Rev. B **37**, 9848 (1988).