

# Процесс проникновения магнитного поля в высокотемпературный сверхпроводник $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ : магнитосопротивление в слабых магнитных полях

© В.В. Дервянко, Т.В. Сухарева, В.А. Финкель

Национальный научный центр „Харьковский физико-технический институт“,  
61108 Харьков, Украина

E-mail: finkel@kipt.kharkov.ua

(Поступила в Редакцию 10 февраля 2004 г.)

Процессы проникновения магнитного поля в сверхпроводящие гранулы и слабые связи керамических образцов ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  изучались с помощью измерений поперечного и продольного магнитосопротивления при  $T = 77.3 \text{ К}$ ,  $0 \leq H \leq \sim 500 \text{ Ое}$  в зависимости от величины транспортного тока  $\sim 0.01 \leq I/I_c \leq \sim 0.99$ . Обнаружены и интерпретированы эффекты, связанные с полным проникновением вихрей Джозефсона в слабые связи ВТСП в полях  $H_{c2J}$ , с началом проникновения вихрей Абрикосова в сверхпроводящие гранулы в полях  $H_{c1A}$ , с фазовым переходом первого рода „брэгтовское стекло-вихревое стекло“ в полях  $H_{BG-VG}$ . Построены фазовые  $I-H$ -диаграммы ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  для  $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$  и  $\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}$ .

Изучение эффектов, связанных с проникновением вихрей магнитного потока в высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) в магнитном поле  $H$ , с формированием и эволюцией вихревой структуры, с пинингом магнитного потока, с плавлением вихревой решетки и т.п., представляет большой интерес. Проведенное нами ранее [1] исследование резонансных и магнитных свойств керамических образцов ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , находящихся в сверхпроводящем состоянии, в слабых магнитных полях ( $T = 77.3 \text{ К}$ ,  $0 \leq H \leq 600 \text{ Ое}$ ) позволило обнаружить корреляции между полевыми зависимостями параметров спектров внутреннего трения — логарифмического декремента затухания  $Q^{-1}$  и резонансной частоты  $f$  — и величиной захваченного магнитного потока  $\Delta M$ , а также установить положение границ областей существования различных магнитных состояний *сверхпроводящих гранул*.

К сожалению, результаты изучения резонансных и магнитных свойств, так же как и измерения критических токов (см. например, [2]), как правило, не несут информации о процессах проникновения магнитного поля в квазидвумерные межзеренные контакты ВТСП — джозефсоновские *слабые связи* (*weak links*), для которых критические температуры ( $T_c$ ), нижние ( $H_{c1}$ ) и верхние ( $H_{c2}$ ) критические поля существенно ниже, чем у сверхпроводящих гранул (см., например, [3]):  $T_{cJ} \leq T_{cA}$ ,  $H_{c1J} \ll H_{c1A}$ ,  $H_{c2J} \ll H_{c2A}$  (индексы „J“ и „A“ относятся к слабым связям и сверхпроводящим гранулам, т.е. соответственно к джозефсоновской и абрикосовской средам). Очевидно, более эффективным путем изучения процесса проникновения магнитного поля в слабые связи и сверхпроводящие гранулы керамических ВТСП является применение более чувствительного метода измерения *магнитосопротивления* в слабых магнитных полях.

Следует отметить, что несмотря на высокие потенциальные возможности этого метода для изучения как фундаментальных параметров сверхпроводимости

(имеются в виду нижние  $H_{c1}$  и верхние критические поля  $H_{c2}$ , см., например, обзор [4]), так и динамики магнитных вихрей (см., например, обзоры [5–7]) измерения магнитосопротивления занимают сравнительно скромное место в исследованиях „вихревой материи“ в ВТСП (по сравнению, в частности, и измерениями критических токов). Принципиальным преимуществом метода измерения магнитосопротивления (т.е. получения  $V-H$ -характеристик при  $I = \text{const}$ ) по сравнению с измерениями критических токов (т.е. получением  $V-I$ -характеристик при  $H = \text{const}$ ) является возможность проведения измерений в области весьма слабых токов  $I \ll I_c$ , где  $I_c$  — критический ток, т.е. в условиях, когда создаваемые транспортными токами магнитные поля относительно малы.

Анализ результатов измерений магнитосопротивления ВТСП достаточно сложен — ориентационная зависимость  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H)$  описывается тензором четвертого ранга [8]. В этой связи при интерпретации результатов изучения магнитосопротивления  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H, T)$  гранулярных ВТСП объекты исследования, как правило, рассматривают в качестве некоей сплошной среды, состоящей из смеси сверхпроводящей ( $S$ ) и нормальной ( $N$ ) фаз [9–13]. Весьма продуктивным также оказываются совместное применение к гранулярным ВТСП аппроксимации эффективной среды — ЕМА (*effective-medium approximation*) [14] — и использование применительно к проблеме переноса заряда в  $SN$ -среде представлений теории перколяции [15].

Цель настоящей работы — изучение процессов проникновения магнитных вихрей в сверхпроводящие гранулы и межзеренные контакты гранулярного (керамического) сверхпроводника  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  и эволюции его вихревой структуры в магнитном поле путем измерения полевых зависимостей продольного ( $\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}$ ) и поперечного ( $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$ ) магнитосопротивления  $\frac{\Delta\rho}{\rho}(H)$  при  $T = 77.3 \text{ К}$  в диапазоне значений напряженности магнитного поля

$0 \leq H \leq \sim 500$  Ое, охватывающем область критических полей  $H_{c1J}$ ,  $H_{c2J}$  и  $H_{c1A}$ .

## 1. Образцы и методика эксперимента

Объектами исследования служили образцы ВТСП состава  $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$ , синтезированные по „стандартной“ керамической технологии (см., например, [16]). Размеры исследуемых образцов составляли  $\sim 20 \times 3 \times 2$  мм. Низкоомные токовые и потенциальные серебряные контакты наносили при помощи проводящего клея на основе серебра. Для аттестации образцов использовали методы рентгеноструктурного анализа, резистивных и магнитных измерений критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c$ , измерений критических токов  $I_c$  ( $T = 77.3$  К,  $H = 0$ ).

Исследуемые образцы были практически однофазными. Рентгенографически наблюдалась относительно слабая кристаллографическая структура, близкая к текстуре базисной плоскости (001) орторомбической решетки [17,18], формирующаяся, очевидно, на стадии одноосного прессования порошков, предшествующей заключительной операции синтеза — спеканию в окислительной атмосфере. Для всех образцов температура середины сверхпроводящего перехода,  $T_c^{\frac{1}{2}}$ , составляла 92.6 К, ширина перехода  $\Delta T_c = 0.4$  К; величина критического тока  $I_c$  варьировалась в достаточно широких пределах. В связи с существенными отличиями величин критических токов исследуемых образцов и некоторыми отличиями сопротивления их в нормальном состоянии  $R_{273K}$  (типичные значения:  $R_{273K} \sim 100 \mu\Omega\text{см}$ ,  $j_c \sim 100$  А/см<sup>2</sup>) в настоящей работе, как правило, рассматриваются относительные величины токов и сопротивлений  $I/I_c$  и  $\rho/\rho_{273K}$ . Забегая вперед, отметим, что при таком представлении результатов данные, полученные на различных образцах, согласуются достаточно хорошо.

Суть проводимых экспериментов заключалась в проведении прецизионных измерений электросопротивления  $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$  при постоянной температуре  $T = 77.3$  К в зависимости от величины изменения магнитного поля  $\mathbf{H}$ . Как отмечалось выше, измерения проводились при двух ориентациях магнитного поля:  $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$  и  $\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}$ . Отличительными особенностями настоящей работы является то, что при снятии  $V-H$ -характеристик величина измерительного (транспортного) тока  $I$  варьировалась в достаточно широких пределах  $\sim 0.01 \leq I/I_c \leq \sim 0.99$ .

Для снятия  $V-H$ -характеристик при  $I = \text{const}$  на базе ЭВМ типа ИМВ РС/АТ 386 была разработана специальная установка [2], состоящая из блока управления током источника магнитного поля (соленоида)  $I_{\text{sol}}$  и блока управления измерительным (транспортным) током  $I_{\text{meas}}$ , протекающим через образец. Наполненный жидким азотом сосуд Дьюара с расположенным в нем поворотным устройством — держателем образца — помещался в

соленоид. С помощью поворотного устройства угол между осями образца и соленоида можно было задавать с точностью  $\sim 2^\circ$ .

Все измерения производились в автоматическом режиме: при заданном значении транспортного тока  $I_{\text{meas}}$  ток через соленоид  $I_{\text{sol}}$  плавно увеличивался до определенной величины, соответствующей заданному значению максимальной напряженности магнитного поля  $H_{\text{max}}$ . Полученная информация в виде зависимостей  $R(H)$  при  $I = \text{const}$  записывалась в память ЭВМ. (Погрешность в измерениях относительного магнитосопротивления  $\partial R/R(H)$  не превышала  $10^{-2}\%$ ). Затем транспортный ток сбрасывался, образец отогревался до  $T > T_c$ , задавалось следующее значение  $I_{\text{meas}}$  и цикл измерений повторялся.

## 2. Результаты исследований

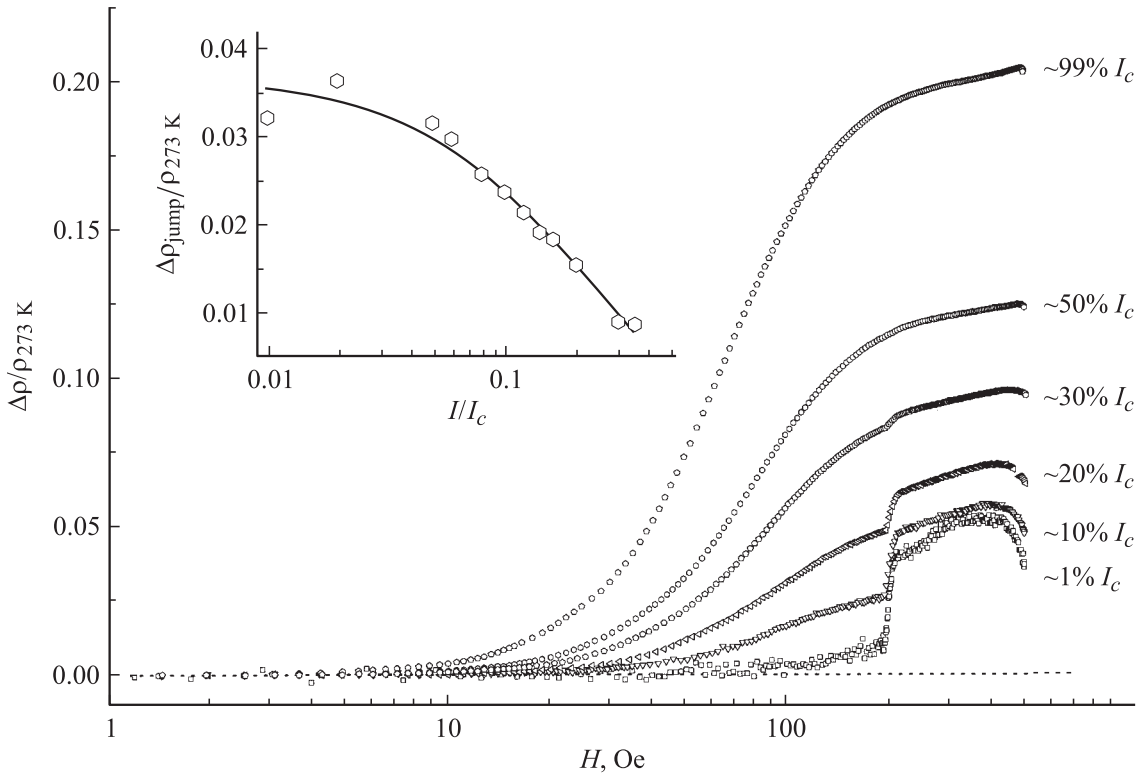
2.1. Поперечное магнитосопротивление ( $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$ ). Типичные кривые зависимости величины поперечного магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho_{273K}(H)$  ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$  от напряженности магнитного поля  $0 \leq H \leq 500$  Ое при  $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$  представлены на рис. 1.

Характерные особенности поведения зависимостей  $\Delta\rho/\rho_{273K}(H)$  заключаются в следующем. При всех величинах транспортного тока ( $\sim 0.01 \leq I/I_c \leq \sim 0.99$ ) появление магнитосопротивления наблюдается в достаточно слабых магнитных полях (соответствующее критическое поле условно обозначим  $H^1$ ). При дальнейшем повышении  $H$  наблюдается рост  $R$ , причем на зависимостях  $\Delta\rho/\rho_{273K}(H)$  отчетливо выражено наличие точек перегиба при  $H = H^2$ , хотя точное определение положения точек перегиба крайне затруднительно. В полях  $H_{\text{jump}} \gg H^1$  величина  $R$  скачкообразно (а точнее в очень узком диапазоне значений  $H$ ) возрастает. Отметим также, что на кривых  $\Delta\rho/\rho(H)$ , полученных при низких плотностях транспортного тока ( $I/I_c \gtrsim 0.3$ ), при  $H > H_{\text{jump}}$  наблюдаются максимумы.

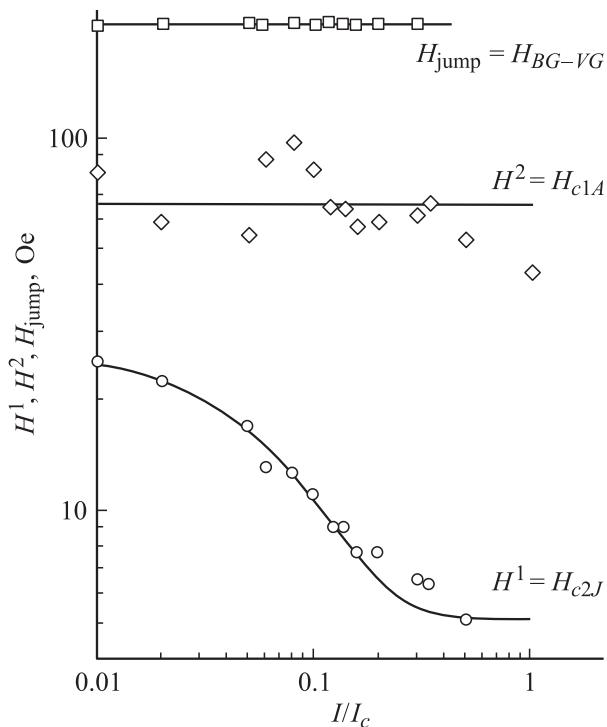
По мере роста величины транспортного тока  $I$  наблюдаются следующие тенденции: а) повышение общей величины магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho_{273K}$ ; б) сильное понижение критического поля  $H^1$ ; в) уменьшение, а затем и практически полное исчезновение скачка ( $\Delta\rho_{\text{jump}}/\rho_{273K}$ ) на кривых  $\Delta\rho/\rho_{273K}(H)$  (см. врезку на рис. 1); г) сглаживание, а затем и полное исчезновение максимума на кривых  $\Delta\rho/\rho_{273K}(H)$ ; е) критические поля  $H^2$  и  $H_{\text{jump}}$  в пределах точности измерений от тока не зависят.

Соответствующая фазовая  $I-H$ -диаграмма представлена на рис. 2.

2.2. Продольное магнитосопротивление ( $\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}$ ). Эволюция хода кривых продольного магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho_{273K}(H)$  при  $\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}$ , ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$  в зависимости от величины транспортного тока представлена на рис. 3.



**Рис. 1.** Зависимость поперечного магнитосопротивления ( $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$ ) образца ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$  от транспортного тока. На врезке — зависимость скачка магнитосопротивления от транспортного тока при  $H = H_{\text{jump}}$ .



**Рис. 2.** Зависимость критических полей  $H^1$  ( $H_{c2J}$ ),  $H^2$  ( $H_{c1A}$ ) и  $H_{\text{jump}}$  ( $H_{\text{BG-VG}}$ )  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{\sim 6.95}$  от транспортного тока. Поперечное магнитосопротивление ( $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$ ).

Хотя качественно зависимости  $\Delta\rho/\rho_{273\text{K}}(H)$  для продольного магнитосопротивления подобны кривым  $\Delta\rho/\rho_{273\text{K}}(H)$ , приведенным на рис. 1, некоторые достаточно существенные количественные отличия имеют место.

а) Общий уровень магнитосопротивления при  $\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}$  несколько ниже, чем при  $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$ .

б) Критические поля  $H^1$  при  $\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}$  несколько выше, чем при  $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$ .

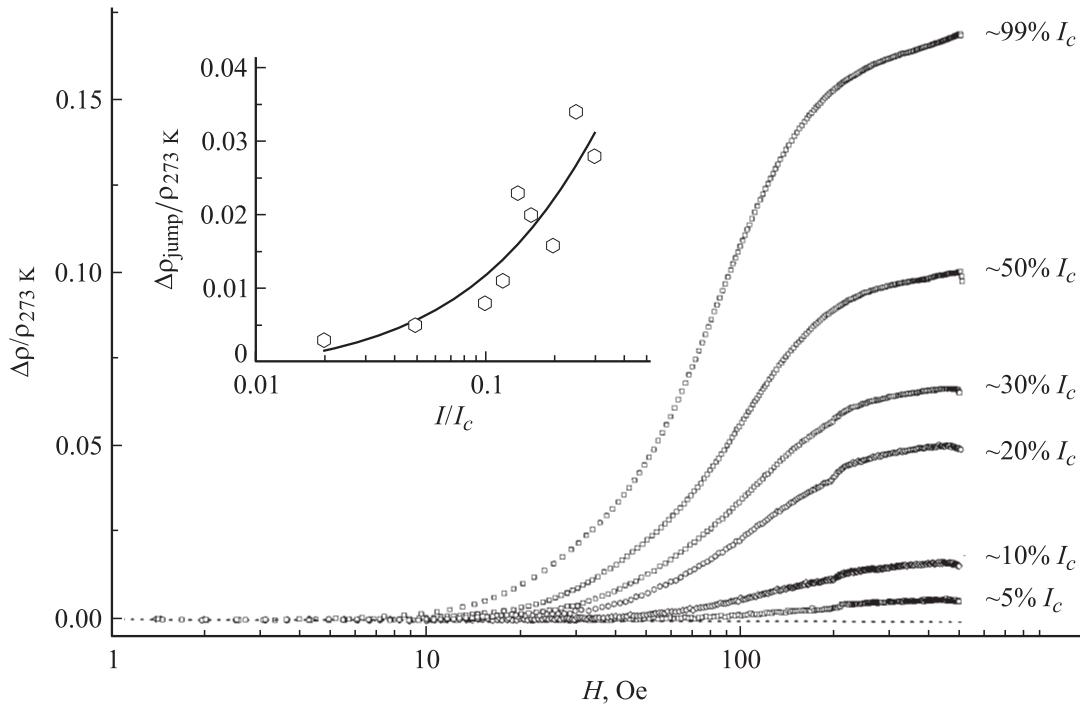
в) Скачки на кривых  $\Delta\rho/\rho_{273\text{K}}(H)$  в полях  $H_{\text{jump}}$  при  $\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}$  существенно меньше, чем при  $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$ .

д) При повышении транспортного тока в случае  $\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}$  величина скачков магнитосопротивления в поле  $H_{\text{jump}}$  *возрастает* (см. врезку на рис. 3), а не убывает, как в случае  $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$ . При  $I/I_c > \sim 0.4$  скачки на кривых  $\Delta\rho/\rho_{273\text{K}}(H)$  не наблюдаются.

е) Максимумы на кривых  $\Delta\rho/\rho_{273\text{K}}(H)$  во всем диапазоне значений  $I$  отсутствуют.

Значения критических полей  $H^1$  в случаях  $\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}$  несколько превышают значения полей  $H^1$  при  $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$ . Так же как и при  $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$ , обнаружить зависимость величин полей  $H^2$  и  $H_{\text{jump}}$  от величины транспортного тока не удастся. Более того, поля  $H^2$  и  $H_{\text{jump}}$  для  $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$  и  $\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}$  совпадают в пределах точности измерений.

Соответствующая  $I$ – $H$ -фазовая диаграмма представлена на рис. 4.



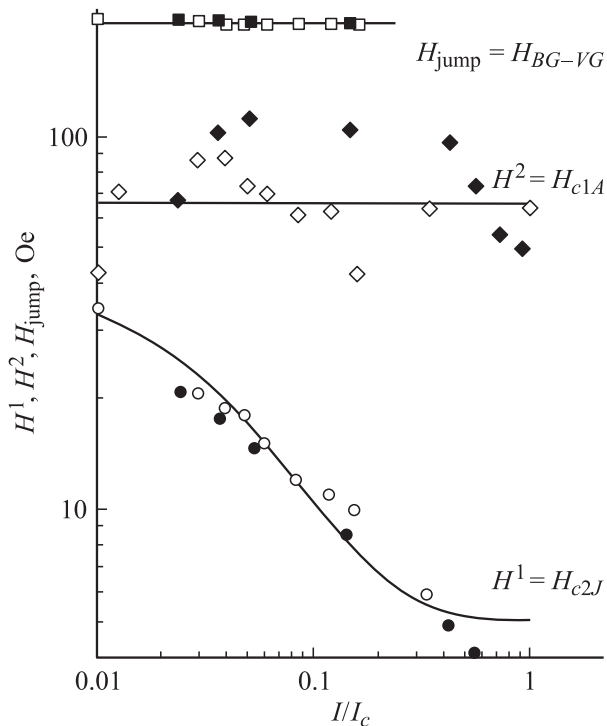
**Рис. 3.** Зависимость продольного магнитосопротивления ( $\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}$ ) образца  $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$  от транспортного тока. На врезке — зависимость скачка магнитосопротивления от транспортного тока при  $H = H_{\text{jump}}$ .

### 3. Обсуждение результатов

Очевидно, что предметом обсуждения должны служить следующие результаты, полученные в работе:

- 1) появление магнитосопротивления керамических ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  в окрестности критических полей  $H^1$ ;
- 2) наличие зависимости величины критических полей  $H^1$  от плотности транспортного тока;
- 3) наличие ориентационной зависимости величины критических полей  $H^1$ ;
- 4) появление аномалий в полевых зависимостях магнитосопротивления в окрестности критических полей  $H^2$ ;
- 5) появление скачков магнитосопротивления в магнитных полях  $H_{\text{jump}}$ , зависимость величины скачков магнитосопротивления от плотности транспортного тока и взаимной ориентации векторов  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{I}$ .

3.1. Магнитосопротивление в окрестности полей  $H_{c2J}$ . Судя по величинам критических полей  $H^1$  ( $H^1 \sim 20$  Ое при минимальных значениях плотности транспортного тока, рис. 2 и 4), появление отличного от нуля магнитосопротивления керамических ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  нельзя связать с началом процесса проникновения магнитного поля в слабые связи — соответствующие критические поля  $H_{c1J}$  при температуре жидкого азота исчезающе малы (см., например, [3,19]). Отметим сразу же, что и в измерениях при гораздо более низких температурах [20], когда значения  $H_{c1J}$  значительно выше, отличия магнитосо-



**Рис. 4.** Зависимость критических полей  $H^1$  ( $H_{c2J}$ ),  $H^2$  ( $H_{c1A}$ ) и  $H_{\text{jump}}$  ( $H_{BG-VG}$ )  $YBa_2Cu_3O_{\sim 6.95}$  от транспортного тока. Продольное магнитосопротивление ( $\mathbf{I} \parallel \mathbf{H}$ ). Светлыми и темными символами представлены результаты измерений на двух образцах, отличающихся по значениям  $R_{273K}$  и  $I_c$ .

противления  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  от нуля в слабых магнитных полях не наблюдалось.

С другой стороны, полученные при низких значениях  $I$  значения  $H^1$  достаточно близки к известным значениям полей полного проникновения магнитного потока в слабые связи ( $H_{c2J}$ )  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , определенных с помощью магнитного и других методов (см., например, [3,21,22]). Таким образом, есть все основания полагать, что критическое поле  $H^1 \equiv H_{c2J}$ .

3.2. Зависимость полей  $H_{c2J}$  от транспортного тока. Наблюдаемые эффекты сильного понижения верхних критических полей слабых связей  $H_{c2J}$  и роста магнитосопротивления при повышении транспортного тока  $I$  (рис. 1–4), очевидно, обусловлены переходом слабых связей в резистивное состояние под действием электрического тока [23]. Согласно существующим представлениям [20] условия перехода отдельной слабой связи в резистивное состояние полностью определяются значениями локального магнитного поля  $H_{\text{local}}$  (поле  $H_{\text{local}}$  является суперпозицией полей размагничивания  $H_{\text{demagn}}$ , создаваемых соседними сверхпроводящими зернами, и внешним магнитным полем  $H_{\text{ext}}$  и может существенно превосходить последнее) и локальной плотности тока  $j_{\text{local}}$ .

Зависимость локальной плотности тока от локальной напряженности магнитного поля имеет вид [20]

$$j_{\text{local}} = j_{\text{local},0} \cdot \frac{H_0}{\pi \cdot H_{\text{local}}}, \quad (1)$$

где  $j_{\text{local},0}$  — значение локальной плотности тока в отсутствие магнитного поля,  $H_0$  — параметр, зависящий от микроструктуры гранулярного сверхпроводника.

Очевидно, что критическое значение локального магнитного поля  $H_{\text{local}} = H_{c2J}$ . В таком случае из уравнения (1) следует

$$H_{c2J}(j_{\text{local}}) = H_0 \cdot \frac{j_{\text{local},0}}{\pi \cdot j_{\text{local}}}. \quad (2)$$

Общий характер зависимостей  $H_{c2J(I)}$  (рис. 2,4) — резкое уменьшение критического поля при росте транспортного тока — в целом согласуется с результатами решения уравнения (2). Отклонения от гиперболической зависимости, очевидно, связаны с тем обстоятельством, что условие  $I \sim j_{\text{local}}$ , обеспечивающее выполнение этой зависимости, может выполняться лишь при *нормальном* распределении локальных значений плотности токов в керамических образцах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ; функция же распределения локальных токов в керамиках, как полагают [24], носит *степенной* характер.

3.3. Ориентационная зависимость полей  $H_{c2J}$ . Появление ориентационной зависимости критического поля  $H_{c2J} - H_{c2J}(\mathbf{I} \perp \mathbf{H}) \neq H_{c2J}(\mathbf{I} \parallel \mathbf{H})$  (рис. 2,4) может быть обусловлено рядом факторов: существенными различиями значений размагничивания при разной геометрии эксперимента (хорошо известно, что количественный учет этих полей для керамических ВТСП возможен лишь в простейших случаях, см., например, [25]),

существенными различиями в размерах гранул вдоль и поперек керамических образцов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , наличием текстуры и т.п.

По-видимому, основной причиной анизотропии критических полей слабых связей  $H_{c2J}$  является наличие кристаллографической текстуры образцов, т.е. различной ориентацией вектора напряженности внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  относительно межзеренных контактов — слабых связей, различиями в критических параметрах самих слабых связей в зависимости от их ориентации относительно сверхпроводящих гранул („иерархия слабых связей“ [3]), наличием ориентационной зависимости  $j_{\text{local}}$  и др. Для установления роли различных факторов, приводящих к анизотропии критических полей  $H_{c2J}$ , очевидно, необходимо проведение измерений магнитосопротивления ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  при различных углах между векторами  $\mathbf{I}$  и  $\mathbf{H}$  (подобные измерения в настоящее время проводятся в нашей лаборатории).

3.4. Аномалии магнитосопротивления в окрестности полей  $H_{c2A}$ . Изменение характера зависимостей  $\Delta\rho/\rho_{273\text{K}}(H)$  вблизи критических значений  $H^2$  — появление точек перегиба на кривых, после которых кривые обнаруживают тенденцию к выходу на насыщение (рис. 1,3) — указывает на включение нового механизма магнитосопротивления. Очевидно, что этот механизм связан с *началом* проникновения магнитного потока в сверхпроводящие гранулы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , т.е. с появлением в сверхпроводнике вихрей Абрикосова (см., например, [26]). Иными словами, критическое поле  $H^2 \equiv H_{c1A}$ .

Немаловажным является следующее обстоятельство: полученные значения поля  $H_{c1A}$  не зависят ни от величины транспортного тока  $I$ , ни от взаимной ориентации векторов  $\mathbf{I}$  и  $\mathbf{H}$  (рис. 2,4). Отметим, что несмотря на низкую точность определения положения точек перегиба на кривых  $\Delta\rho/\rho_{273\text{K}}(H)$  данный результат является статистически значимым. В то же время хорошо известно, что прямые измерения поля  $H_{c1A}$   $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  показывают наличие достаточно сильной анизотропии (см., например, [27–30]). Очевидно, что при измерениях магнитосопротивления перегибу на кривой  $\Delta\rho/\rho_{273\text{K}}(H)$  соответствует минимальное значение поля  $H_{c1A}$ , т.е. нижнее критическое поле сверхпроводящих гранул в базисной плоскости  $\mathbf{ab}$  орторомбической решетки —  $H_{c1A}^{ab}$ . Напомним, что при измерениях поля  $H_{c1A}$  по изменению критического тока  $I_c$  началу отклонения кривой  $I_c(H)$  от  $I_c = \text{max}$  также соответствует поле  $H_{c1A}^{ab}$  [2,18,21,31], причем величина поля  $H_{c1A}^{ab}$ , полученная в настоящей работе, очень близка к величине, полученной в работах [2,18] на образцах ВТСП  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , аналогичных исследуемым в данной работе.

3.5. Скачки магнитосопротивления. Впервые, по-видимому, обнаруженные аномалии на кривых полевой зависимости магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho_{273\text{K}}(H)$  ВТСП-керамик  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  при  $H_{\text{jump}} > H_{c1A}$ , т.е. скачкообразное изменение транспортных свойств в магнитном поле, в первую очередь

свидетельствуют о протекании фазового перехода первого рода „по магнитному полю“. Отметим, что в диапазоне  $I/I_c$ , в котором наблюдаются эти скачки, во всяком случае при  $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$ , при  $H > H_{\text{jump}}$  проявляются и максимумы на зависимостях  $\Delta\rho/\rho_{273\text{K}}(H)$  (рис. 1). Очевидно, что оба эффекта связаны с изменением характера вихревой структуры в сверхпроводящих гранулах. При том следует иметь в виду, что эффекты наблюдаются на керамических образцах, т.е. на объектах с дефектной кристаллической решеткой, а при  $H_{\text{jump}} > H_{c1A}$  и с заведомо несовершенной вихревой решеткой (состояние брегговского стекла, BG-glass [32–35]).

Можно предположить, что скачки магнитосопротивления керамических ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  в слабых магнитных полях связаны с изменением вихревой структуры, т.е. с „плавлением вихревой решетки“ или фазовым переходом первого рода „брегговское стекло–вихревое стекло“ (BG–VG [36–39]). Изменение кинетических свойств при BG–VG-фазовом переходе было предсказано в работе [36]: скачкообразное уменьшение критического тока  $I_c$  вдоль оси  $c$  и резкое возрастание  $I_c$  в базисной плоскости  $ab$ . Критические магнитные поля для плавления вихревой решетки в керамических ВТСП  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8\pm\delta}$  [37] и  $HgBa_2CuO_{4\pm\delta}$  [40] близки к значениям поля  $H_{\text{jump}}$  для ВТСП  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , полученным в настоящей работе. Тенденцию к появлению максимума магнитосопротивления при  $H > H_{\text{jump}}$ , трансформирующуюся в появление „плато“ на зависимостях  $\Delta\rho/\rho_{273\text{K}}(H)$  при высоких плотностях транспортного тока, можно связать с уменьшением силы пиннинга в результате образования фазы вихревого стекла.

Таким образом, есть все основания полагать, что поле  $H_{\text{jump}} \equiv H_{\text{BG-VG}}$ .

Характер полевых зависимостей скачков магнитосопротивления при BG–VG-фазовом переходе первого рода в целом согласуется с теорией [36] (см. врезки на рис. 1 и 3). То обстоятельство, что линии BG–VG-фазовых переходов на  $I$ – $H$ -диаграммах обрываются при  $I/I_c > \sim 0.3$ – $0.4$  (рис. 2, 4), а скачки магнитосопротивления при  $\mathbf{I} \perp \mathbf{H}$  с ростом  $I/I_c$  заметно уменьшаются, указывает на то, что различие между BG- и VG-фазами при росте тока сглаживается, а фазовый переход BG–VG заканчивается в критической точке.

## Список литературы

- [1] В.М. Аржавитин, Н.Н. Ефимова, М.Б. Устименкова, В.А. Финкель. ФТТ **42**, 8, 1361 (2000).
- [2] В.А. Финкель, В.В. Деревянко. ФНТ **26**, 2, 128 (2000).
- [3] Н.Н. Ефимова, Ю.А. Попков, М.Б. Устименкова, В.А. Финкель. ФНТ **20**, 4, 343 (1994).
- [4] Е.З. Мейлихов, В.Г. Шапиро. СФХТ **4**, 1437 (1991).
- [5] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.D. Geshkenbein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur. Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
- [6] E.H. Brandt. Rep. Progr. Phys. **58**, 1465 (1995).
- [7] Y. Yeshurun, A. Shaulov, A.P. Malozemoff. Rev. Mod. Phys. **68**, 911 (1996).
- [8] H. Kontani. J. Phys. Soc. Japan **70**, 7, 1873 (2001); Phys. Rev. Lett. **89**, 23, 237 003 (2002).
- [9] C.A.M. dos Santos, A.J.S. Machado. Physica C **354**, 213 (2001).
- [10] G.L. Olivera, C.A.M. dos Santos, C.Y. Shigue, A.J.S. Machado. IEEE Trans. Appl. Supercond. **12**, 1, 1272 (2002).
- [11] Y. Schlesinger, L. Burlachkov, E. Mogilko. Physica C **307**, 291 (1998).
- [12] E. Mogilko, L. Burlachkov, Y.M. Strel'niker, Y. Schlesinger, S. Havlin. Physica B **329-333**, 150 (2003).
- [13] L. Burlachkov, E. Mogilko, Y. Schlesinger, Y.M. Strel'niker, S. Havlin. Phys. Rev. B **67**, 104 509 (2003).
- [14] R. Juretschke, R. Landauer, J.A. Swanson. J. Appl. Phys. **27**, 838 (1956).
- [15] J.P. Clerc, G. Giraud, J.M. Laugier, J.M. Luck. Adv. Phys. **39**, 191 (1990).
- [16] V.A. Finkel', V.M. Arzhavitin, A.A. Blinkin, V.V. Derevyanko, Yu.Yu. Razdovskii. Physica C **235–240**, 303 (1994).
- [17] А.С. Капчерин, И.И. Папилов, П.И. Стоев, В.В. Торьяник, В.А. Финкель, В.А. Шкуропатенко, Т.И. Бухарова. СФХТ **5**, 113 (1992).
- [18] V.A. Finkel', V.V. Toryanik. Functional Mater. **3**, 190 (1996).
- [19] C.Y. Lee, L.W. Song, Y.H. Kao. Physica C **191**, 429 (1992).
- [20] D. Daghero, P. Mazzetti, A. Stepanescu, P. Tura, A. Masoero. Phys. Rev. B **66**, 184 514 (2002).
- [21] E. Althuler, S. Garcia, J. Barroso. Physica C **177**, 61 (1991).
- [22] Q.H. Lam, C.D. Jeffries. Physica C **194**, 37 (1992).
- [23] Y.S. Hascicek, L.B. Testardi. IEEE Trans. on Magnetics **27**, 2, 1186 (1991).
- [24] Е.З. Мейлихов. УФН **163**, 3, 27 (1993).
- [25] M.N. Kunchur, T.R. Askew. J. Appl. Phys. **84**, 6763 (1998).
- [26] C.A.M. dos Santos, M.S. daLuz, B. Ferreira, A.J.S. Machado. Physica C **391**, 4, 345 (2003).
- [27] A.F. Hebard, A.T. Fiory, D.R. Harshman. Phys. Rev. Lett. **62**, 2885 (1989).
- [28] S. Sridhar, Dong-Ho Wu, W. Kennedy. Phys. Rev. Lett. **63**, 1873 (1989).
- [29] L. Krusin-Elbaum, A.P. Malozemoff, Y. Yeshurun, D.C. Crone-meyer, F. Holtzberg. Phys. Rev. B **39**, 2936 (1989).
- [30] Ch. Heinzek, Ch. Neumann, P. Ziemann. Europhys. Lett. **13**, 531 (1990).
- [31] A.A. Zhukov, D.A. Komarkov, G.T. Karapetov. Physica B **169**, 661 (1991).
- [32] T. Giamarchi, P. Le Doussal. Phys. Rev. Lett. **72**, 1530 (1994).
- [33] T. Nattermann, S. Sheidl. Adv. in Physics **49**, 607 (2000).
- [34] T. Klein, I. Joumard, S. Blanchard, R. Cubitt, T. Giamarchi, P. Le Doussal. Nature **413**, 404 (2001).
- [35] D. Domínguez. Phys. Rev. Lett. **82**, 181 (1999).
- [36] A.D. Hernández, D. Domínguez. ArXiv:cind.mat./0308511. V. 1 (2003).
- [37] N. Avraham, B. Khaykovich, Y. Myasoedov, M. Rappaport, H. Shtrikman, D.E. Feldman, E. Zeldov, T. Tamegai, P.H. Kes, M. Li, M. Konczykowski, K. van der Beek. Physica C **369**, 36 (2002).
- [38] A. van Otterlo, R.T. Scalettar, G.T. Zimányi. Phys. Rev. Lett. **81**, 1497 (1998).
- [39] C.J. Olson, C. Reichhardt, R.T. Scalettar, G.T. Zimányi, N. Grønbech-Jensen. Phys. Rev. B **67**, 184 523 (2003).
- [40] D. Stamopoulos, M. Pissas. Phys. Rev. B **65**, 134 524 (2002).