

# Влияние электрического поля на вольт-амперные характеристики ВТСП-керамик $\text{DyBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{O}_y/1 \text{ wt.}\% \text{ Pt}$

© Т.С. Орлова, Б.И. Смирнов, J.Y. Laval\*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\*Laboratoire de Physique du Solide, CNRS ESPCI,  
75231 Paris, France

E-mail: orlova.t@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 22 ноября 2000 г.)

Экспериментально исследовалось влияние магнитного ( $B \leq 70 \text{ G}$ ) и электрического ( $E = 120 \text{ MV/m}$ ) полей на критический ток  $I_c$  и вольт-амперные характеристики (ВАХ) ВТСП-керамик  $\text{DyBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{O}_y$  ( $x = 0$  и  $0.2$ ), как чистых, так и допированных  $1 \text{ wt.}\% \text{ Pt}$ . Установлено, что при  $77 \text{ K}$  в керамиках стехиометрического состава ( $x = 0$ ) уже при очень малых значениях  $B \leq 1 \text{ G}$  происходит резкое (более чем на порядок) уменьшение  $I_c$ . В керамиках с дефицитом меди ( $x = 0.2$ ) величина  $I_c$  с ростом  $B$  уменьшается постепенно, при этом в образцах с Pt на спадающей зависимости  $I_c(B)$  наблюдается пик-эффект, т.е. не падение, а увеличение  $I_c$  в области  $B \approx 10 \text{ G}$ . Что касается влияния электрического поля на  $I_c$  и ВАХ ( $E$ -эффект), то в керамиках стехиометрического состава оно отсутствует. В образцах  $\text{DyBa}_2\text{Cu}_{2.8}\text{O}_y$  под действием электрического поля происходит существенное увеличение  $I_c$  и уменьшение сопротивления  $R$  при  $I > I_c$ . В случае  $\text{DyBa}_2\text{Cu}_{2.8}\text{O}_y/\text{Pt}$  электрическое поле на  $I_c$  практически не влияет, однако  $R$  при  $I > I_c$  понижается. При этом в магнитном поле наблюдается корреляция величины  $E$ -эффекта с зависимостью  $I_c(B)$ . В частности, в образцах с Pt при увеличении магнитного поля  $E$ -эффект уменьшается не плавно, а с демонстрацией максимума в области  $B \approx 10 \text{ G}$ , т.е. в области пик-эффекта на зависимости  $I_c(B)$ . На основании полученных данных сделан вывод о корреляции между эффектом электрического поля и величиной пиннинга магнитных вихрей в керамиках, демонстрирующих слабые связи типа сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (SIS).

Величина критического тока  $I_c$  в гранулированных высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) в значительной степени определяется наличием в них слабых связей (в первую очередь на границах зерен), поведение которых может существенно зависеть от ряда факторов, в частности от электрического поля.

Обычно влияние электрического поля на  $I_c$  и критическую температуру  $T_c$  изучается на тонких пленках (см. обзоры [1–4]); это обусловлено тем, что эффект поля связывается с изменением концентрации носителей в приповерхностном слое образца. В то же время оказалось, что обратимый эффект поля возрастает при введении в совершенную тонкую пленку большеугловой границы [5], а также что он наблюдается и в толстых поликристаллических пленках [3,6] и даже в керамиках [7–10]. В [8,9] было высказано предположение, что в Y123-керамиках указанный эффект связан с наличием в них слабых связей, в первую очередь типа сверхпроводник–изолятор–сверхпроводник (SIS). Далее в [11,12] была установлена прямая корреляция эффекта электрического поля с типом слабых связей. Она заключается в том, что электрическое поле существенно влияет на вольт-амперные характеристики (ВАХ) и критический ток в образцах, где слабые связи в границах зерен ведут себя как связи SIS-типа. В образцах, проявляющих SNS (сверхпроводник–металл–сверхпроводник)-тип слабых связей, эффект электрического поля отсутствовал. В керамиках, допированных серебром, наличие сегрегации серебра на границах, которое, по-видимому, и обес-

печило SNS-характер слабых связей, было экспериментально подтверждено локальным химическим анализом (EDX) [13]. Однако природа эффекта электрического поля в керамиках до сих пор не ясна. В настоящее время с достаточным основанием его можно лишь связывать с наличием и поведением слабых связей в границах зерен. Поэтому исследования этого эффекта в совокупности с изучением структуры и поведения границ зерен могли бы выявить его природу. Так, допирование керамических систем различными элементами может влиять на структуру границ зерен, поэтому изучение эффекта поля в таких образцах представляет особый интерес.

В настоящей работе изучалось влияние сильного электрического поля на критический ток и ВАХ допированной платиной диспрозиевой ВТСП-керамики с известной микроструктурой и характеристикой границ.

## 1. Экспериментальная методика

Исследуемые чистые  $\text{DyBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{O}_y$  и допированные платиной  $\text{DyBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{O}_y/1 \text{ wt.}\% \text{ Pt}$  керамики ( $x = 0$  и  $0.2$ ) были приготовлены следующим образом [14]. Порошки  $\text{Dy}_2\text{O}_3$ ,  $\text{CuO}$  и  $\text{BaCO}_3$  с порошком платины и без него смешивались в необходимом соотношении, тщательно перетирались и прессовались в таблетки. Затем таблетки отжигались трижды при  $920^\circ\text{C}$  на воздухе в течение  $10 \text{ h}$ , каждый раз подвергаясь перетиранию и прессованию для полноты химических реакций и улучшения однородности материала. Далее таблетки отжи-

гались в потоке кислорода сначала при  $960^\circ\text{C}$  в течение 62 h, а затем 5 h при  $500^\circ\text{C}$  с последующим охлаждением в печи. Кроме того, в отличие от [14] была проведена дополнительно следующая термообработка в потоке кислорода. Сначала таблетки медленно нагревались до  $560^\circ\text{C}$  и выдерживались 4 h при этой температуре, а затем проводилось медленное охлаждение до комнатной температуры с промежуточными выдержками при 500 и  $400^\circ\text{C}$  в течение 4 h.

Фазовый состав образцов определялся на автоматическом рентгеновском дифрактометре "Philips". Для анализа состава и микроструктуры использовались просвечивающий электронный (ТЕМ/Jeol 2000 FX) и сканирующий микроскопы с рентгеновскими приставками для локального анализа [14,15].

Для измерения сверхпроводящих характеристик (ВАХ и зависимости сопротивления  $R$  от температуры) использовались образцы размером примерно  $1.5 \times 2 \times 4 \text{ mm}$ , на боковую поверхность которых ( $2 \times 4 \text{ mm}$ ) наносились четыре индиевых контакта. Перед нанесением контактов с поверхности образца удалялся слой толщиной около 0.2 mm.

Эксперименты по влиянию внешнего электрического поля напряженностью  $E = U/t$  проводились в системе электрод–изолятор–сверхпроводник аналогично [7] при 77 K, т.е. при  $T < T_c$ . Высокое отрицательное напряжение  $U = 6 \text{ kV}$  прикладывалось к металлическому электроду, который был изолирован от образца фторопластовой пленкой толщиной  $t = 50 \mu\text{m}$ . Через токовые контакты пропускался транспортный ток  $I$  и измерялось напряжение  $V$  на потенциальных контактах. Значения критического тока определялись по уровню  $1 \mu\text{V/mm}$ .

При исследовании эффекта электрического поля последнее могло включаться как до начала эксперимента, так и в процессе измерения ВАХ при некотором значении  $I$ . Аналогичные опыты могли проводиться и в магнитном поле  $B \leq 70 \text{ G}$ , которое было направлено параллельно электрическому полю и создавалось катушками с током.

## 2. Экспериментальные результаты и обсуждение

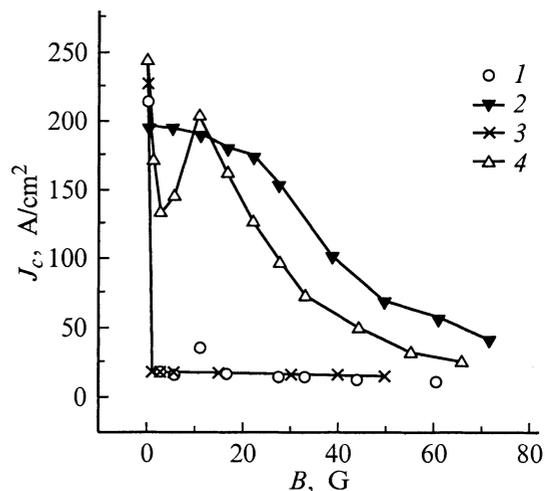
Данные, характеризующие исследованные керамики, представлены в табл. 1. Видно, что критическая температура  $T_c$  только слегка понижается при отклонении от стехиометрии в составе керамик. При этом удельное сопротивление при комнатной температуре ( $\rho_{300}$ ) несколько возрастает, как и дифференциальное удельное сопротивление при 77 K ( $\rho_f$ ), отражающее эффективное сопротивление сетки межзеренных связей — границ и стыков зерен [14,16]. Это хорошо согласуется с тем фактом, что размер зерна сильно уменьшается при отклонении состава керамики от стехиометрического (табл. 1), т.е. суммарная протяженность границ растет. Что касается эффекта легирования платиной, то он

**Таблица 1.** Некоторые характеристики исследуемых керамических образцов:  $\rho_{300}$  — удельное сопротивление при 300 K,  $T_{co}$  — температура перехода образца, при которой его сопротивление обращается в нуль,  $\rho_f$  — дифференциальное удельное сопротивление при 77 K,  $L$  — средний размер зерна

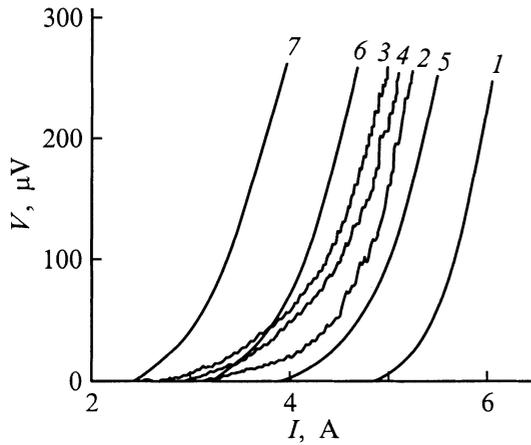
Образец	$T_{co}, \text{K}$	$\rho_{300}, \Omega \cdot \text{cm}$	$\rho_f, \Omega \cdot \text{cm}$	$L, \mu\text{m}$
$\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$	93.8	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-5}$	31
$\text{DyBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y/\text{Pt}$	93.5	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$7.7 \cdot 10^{-5}$	33
$\text{DyBa}_2\text{Cu}_{2.8}\text{O}_y$	92	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$7.0 \cdot 10^{-4}$	4–5
$\text{DyBa}_2\text{Cu}_{2.8}\text{O}_y/\text{Pt}$	91.7	$1.9 \cdot 10^{-3}$	$8.5 \cdot 10^{-4}$	2–3

заключается в образовании внутризеренных выделений вторичных фаз, содержащих Pt. Эти выделения имели субмикронный размер и были равномерно распределены внутри 123-матрицы. В нестехиометрических керамиках Pt находилась дополнительно в межзеренных выделениях  $\text{BaCuO}_3$ . При этом Pt не оказывала влияния на размер и распределение выделений 211. Следы Pt наблюдались в Dy123-зернах при  $x = 0$  и 0.2. Распределение Pt в матрице было неоднородным, причем максимальное содержание Pt в зернах не превышало 0.05 mol. Увеличения концентрации Pt в границах по сравнению с концентрацией в зернах не наблюдалось.

На рис. 1 показано изменение плотности критического тока  $J_c$  образцов во внешнем магнитном поле  $B$  при 77 K. Оказывается, что в случае керамик стехиометрического состава уже при очень малых значениях  $B$  происходит резкое (более чем на порядок) уменьшение  $J_c$ , что, по-видимому, свидетельствует о практическом отсутствии в них пиннинга магнитных вихрей при 77 K. В то же время в керамиках с дефицитом меди критический ток с ростом  $B$  изменяется постепенно, хотя и довольно быстро. При этом в образцах с Pt наблюдается еще и так называемый пик-эффект [17,18], когда на зависимости



**Рис. 1.** Зависимость плотности критического тока от магнитного поля при 77 K для образцов  $\text{DyBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{O}_y$  (1, 2) и  $\text{DyBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{O}_y/1 \text{ wt.\% Pt}$  (3, 4) при  $x = 0$  (1, 3) и 0.2 (2, 4).



**Рис. 2.** Вольт-амперные характеристики образцов  $\text{DyBa}_2\text{Cu}_{2.8}\text{O}_y/1 \text{ wt.}\% \text{ Pt}$  для различных значений магнитного поля  $B$ , G: 1 — 0, 2 — 1, 3 — 2.8, 4 — 5.5, 5 — 11, 6 — 16.5, 7 — 22.

$J_c(B)$  в некоторой области значений  $B$  происходит не падение, а увеличение  $J_c$ . В данном случае этот пик наблюдается при  $B_p \approx 10 \text{ G}$  после резкого падения  $J_c$  в области  $B < 3 \text{ G}$ . Соответствующий эффект при возрастании  $B$  имеет место и на ВАХ при  $I > I_c$ , причем в области минимума на ВАХ наблюдаются биения (рис. 2).

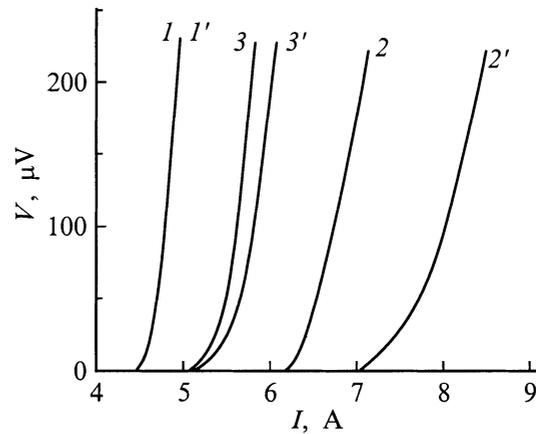
Проявление в 123 ВТСП-керамиках указанного пик-эффекта обычно объясняется [19,20] наличием в них различного рода дефектов, а именно: двойников, выделений других фаз, а также скоплений кислородных вакансий и дислокаций. В нашем случае четко выраженный пик-эффект в образцах  $\text{DyBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{O}_y/\text{Pt}$ , скорее всего, обусловлен пиннингом на вакансионных кластерах и двойниках, концентрация которых может отличаться в допированных и недопированных керамиках в результате хотя и ограниченной, но зафиксированной растворимости Pt в матрице. Действительно, ранее нами наблюдались локальные области с большой плотностью двойников в подобных нестехиометрических керамиках, допированных Pt [14,15]. Уменьшение расстояния между двойниками в результате легирования Pt полученных из расплава 123-керамик отмечалось также в [21,22].

Ранее в [14,15] с целью оценки типа слабых связей в диспрозиевых керамиках были проведены исследования температурных зависимостей  $J_c$  в области  $T_c$ . Было показано, что для всех изученных керамик эта зависимость описывается соотношением

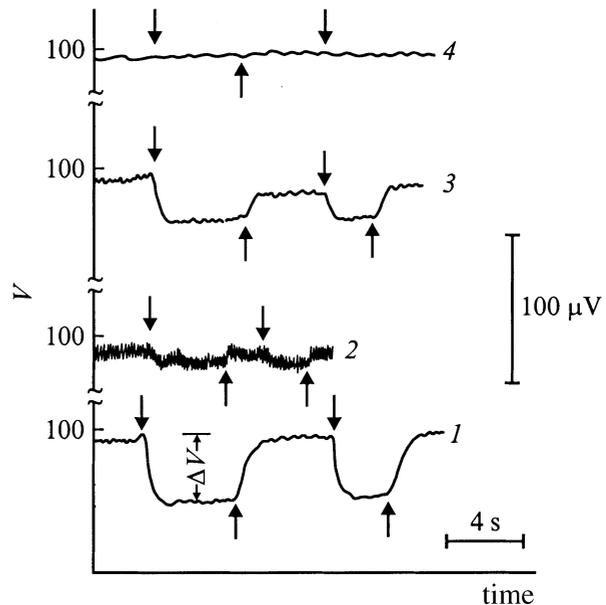
$$J_c(T) = \text{const}(T_c - T),$$

что, согласно [23], соответствует SIS-типу слабых связей. Иначе говоря, в диспрозиевых керамиках ни нарушение стехиометрии (по Cu), ни допирование Pt не влияют на характер слабых связей, которые всегда остаются связями типа SIS.

Все изученные образцы были испытаны на наличие в них эффекта электрического поля. Оказалось, что керамики со стехиометрическим составом (как допированные, так и не допированные платиной) не проявляют эффекта электрического поля. Совсем иначе ведут себя образцы с дефицитом Cu. Влияние электрического поля на ВАХ некоторых диспрозиевых керамик демонстрирует рис. 3. Видно, что в образцах Dy123 эффект поля отсутствует. В образцах  $\text{DyBa}_2\text{Cu}_{2.8}\text{O}_y/\text{Pt}$  электрическое поле на критический ток практически не влияет, однако понижает сопротивление  $R$  при  $I > I_c$ . В случае кера-



**Рис. 3.** Вольт-амперные характеристики образцов  $\text{DyBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{O}_y$  (1, 1', 2, 2') и  $\text{DyBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{O}_y/1 \text{ wt.}\% \text{ Pt}$  (3, 3') при  $x = 0$  (1, 1') и 0.2 (2, 2', 3, 3') для различных значений электрического поля  $E$ , MV/m: 1-3 — 0, 1'-3' — 120.



**Рис. 4.** Изменение напряжений  $V$  на ВАХ при включении ( $\downarrow$ ) и выключении ( $\uparrow$ ) электрического поля  $E = 120 \text{ MV/m}$  у образцов  $\text{DyBa}_2\text{Cu}_{2.8}\text{O}_y/1 \text{ wt.}\% \text{ Pt}$  для различных значений магнитного поля  $B$ , G: 1 — 0, 2 — 5.5, 3 — 11, 4 — 27.5.  $I = \text{const}$ , исходное напряжение  $V_0 \approx 100 \mu\text{V}$ .

**Таблица 2.** Сравнительные данные по эффекту электрического поля в ВТСП моно- и бикристаллических пленках и массивных образцах

Образец	$h$	$\Delta I_c/I_c, \%$	$T, K$	$E, MV/m$	$\Delta I_c/I_c E, 10^{-3} m/MV$	Литературная ссылка
Монокристалл Y123	15 nm	0.15	4.2	5	0.3	[25]
Бикристалл Y123, симметричная граница, $\theta = 24^\circ$	15 nm		4.2		$\approx 0.8$	[25]
симметричная граница, $\theta = 36.8^\circ$	15 nm	2	4.2	5	4.0	[25]
асимметричная граница, $\theta = 45^\circ$	15 nm	8	4.2	5	16	[25]
Монокристалл Y123:211 (35 vol%)	1.2 mm	4	77	120	0.3	[26]
Керамика YBa <sub>2</sub> Cu <sub>2.6</sub> O <sub>y</sub>	1.2 mm	7	77	120	0.6	[11]
Керамика DyBa <sub>2</sub> Cu <sub>2.8</sub> O <sub>y</sub>	1.2 mm	16	77	120	1.3	Наст. раб.

мики DyBa<sub>2</sub>Cu<sub>2.8</sub>O<sub>y</sub> под действием электрического поля происходят существенное увеличение  $I_c$  и понижение  $R$  при  $I > I_c$ .

Что касается влияния магнитного поля, то в [24] было установлено, что для синтезированных Y123-керамик величина эффекта электрического поля при возрастании  $B$  убывает, и уже при значениях  $B \approx 20-30$  G эффект практически исчезает. В нашем случае на образцах DyBa<sub>2</sub>Cu<sub>2.8</sub>O<sub>y</sub>, не проявляющих пик-эффекта,  $E$ -эффект также уменьшался с увеличением магнитного поля и исчезал при  $B \approx 50$  G. В связи с этим особый интерес представлял случай демонстрации образцами DyBa<sub>2</sub>Cu<sub>2.8</sub>O<sub>y</sub>/Pt пик-эффекта. На рис. 4 показано изменение напряжений  $V$  на ВАХ для этих образцов при включении и выключении электрического поля  $E = 120$  MV/m в условиях  $I_c < I = \text{const}$  и для различных магнитных полей. Видно, что с увеличением магнитного поля  $E$ -эффект (изменение напряжения  $\Delta V$  в электрическом поле) вначале падает, затем в области  $V_p$  возрастает, а при  $B > V_p$  вновь уменьшается и далее пропадает. При этом следует заметить, что в области  $V_{\min} \approx 3$  G при  $I = \text{const}$  на ВАХ наблюдаются колебания (биения) напряжений  $V$ .

Таким образом, в диспрозиевых керамиках нестехиометрического состава в той или иной степени наблюдается эффект электрического поля, а в стехиометрических керамиках он отсутствует. В то же время, как уже отмечалось, те и другие образцы демонстрируют слабые связи типа SIS.

Для выяснения возможной природы эффекта электрического поля в керамиках нами было проведено количественное сравнение  $E$ -эффекта в массивных образцах и тонких пленках (моно- и бикристаллах) с различным углом разориентации  $\theta$ , существенно отличающихся толщиной  $h$ . В табл. 2 представлены экспериментальные данные, относительно недавно полученные на пленках в [25] и на массивных образцах в [11,26] и в настоящей работе. Видно, что для монокристаллических объектов

$E$ -эффект ( $\Delta I_c/I_c E$ ) оказывается одинаковым и для пленок, и для массивных образцов, однако в последнем случае в кристалле содержится большое количество выделений изолирующей фазы Y211 [26]. При наличии в пленке симметричной межзеренной границы  $E$ -эффект возрастает примерно в 3 раза при  $\theta = 24^\circ$  и на порядок при  $36.8^\circ$ . Асимметричная граница с большим углом разориентации ( $\theta = 45^\circ$ ) приводит к дальнейшему увеличению эффекта в 4 раза. В керамических образцах величина  $E$ -эффекта находится в области его значений для случаев симметричных границ в пленках. Правда, при этом нужно иметь в виду, что диэлектрическая постоянная изолятора (подложки SrTiO<sub>3</sub>) при исследовании  $E$ -эффекта в бикристаллических пленках гораздо больше, чем в наших опытах с керамиками (фторопласт).

Как уже отмечалось выше, в первых работах на монокристаллических пленках наличие  $E$ -эффекта связывалось с изменением концентрации носителей в приповерхностном слое образца под действием электрического поля. Увеличение эффекта поля, наблюдаемого в бикристаллах, более чем на порядок привело к необходимости учета дополнительных факторов, например таких, как структурные свойства границ зерен, отклонение от идеальной стехиометрии, эффект  $d$ -симметрии, изгиб зонной структуры на границе и др. [27–29]. В результате, как было показано в [28,29], на границе может образовываться слой с пониженной концентрацией носителей (изолятор), причем такие слои наблюдались и экспериментально [30]. Сам же  $E$ -эффект в этой модели связывается с воздействием внешнего электрического поля на параметры указанного слоя (слабая связь SIS-типа), в частности на его ширину [27–29]. В то же время, по мнению авторов [31], наблюдаемый эффект поля в бикристаллах связан с изменением диэлектрической постоянной изолятора-подложки в поле и причиной его появления может быть большой пьезоэлектрический эффект в SrTiO<sub>3</sub> при низких температурах.

Фактически вопрос о природе эффекта поля в содержащих границы зерен ВТСП до сих пор остается открытым. Имеющиеся экспериментальные данные для пленок и керамик однозначно свидетельствуют лишь о корреляции наблюдаемого  $E$ -эффекта с наличием в них слабых связей  $SIS$ -типа. Однако наличие этих связей является, по-видимому, необходимым, но не достаточным.

В соответствии с имеющимися экспериментальными данными для 123-керамик для проявления  $E$ -эффекта необходим достаточный пиннинг магнитных вихрей. Об этом свидетельствуют корреляция между величиной (или наличием)  $E$ -эффекта и зависимостью  $I_c$  от магнитного поля, а также подавление  $E$ -эффекта магнитным полем в образцах  $Y123$  [24] и  $DuBa_2Cu_{2.8}O_y$ . С этим фактором, скорее всего, связаны отсутствие  $E$ -эффекта в наших экспериментах со стехиометрическими диспрозиевыми керамиками (наличие зависимости магнитного поля от транспортного тока) и появление пик-эффекта на зависимости  $\Delta V$  от величины магнитного поля (рис. 4) при наличии  $I_c(B)$ -пик-эффекта (рис. 1) в керамике  $DuBa_2Cu_{3-x}O_y/1$  wt.% Pt.

Таким образом, на основании полученных в настоящей работе данных можно сделать более общий вывод о корреляции между эффектом электрического поля и величиной пиннинга магнитных вихрей в керамиках, демонстрирующих слабые связи типа  $SIS$ .

## Список литературы

- [1] J. Mannhart. Mod. Phys. Lett. **B6**, 555 (1992).
- [2] X.X. Xi. J. Supercond. **7**, 137 (1994).
- [3] В.В. Леманов, А.Л. Холкин. ФТТ **36**, 1537 (1994).
- [4] J. Mannhart. Supercond. Sci. Technol. **9**, 49 (1996).
- [5] Z.G. Ivanov, E.A. Stepantsov, A.Ya. Tzalenchuk, R.I. Shekhter, T. Claeson. IEEE Trans. Appl. Supercond. **3**, 2925 (1993).
- [6] В.В. Леманов, А.Л. Холкин, А.Б. Шерман. Письма в ЖЭТФ **56**, 580 (1992).
- [7] Б.И. Смирнов, С.В. Криштопов, Т.С. Орлова. ФТТ **34**, 2482 (1992).
- [8] Б.И. Смирнов, Т.С. Орлова, С.В. Криштопов. ФТТ **35**, 2250 (1993).
- [9] T.S. Orlova, B.I. Smirnov. Supercond. Sci. Technol. **6**, 899 (1994).
- [10] T.S. Orlova, A.N. Kudymov, B.I. Smirnov, D.J. Miller, M.T. Lanagan, K.C. Goretta. Physica **C253**, 194 (1995).
- [11] Т.С. Орлова, Б.И. Смирнов, Ж.-И. Лаваль. ФТТ **40**, 1195 (1998).
- [12] T.S. Orlova, B.I. Smirnov, J.Y. Laval, Yu.P. Stepanov. Supercond. Sci. Technol. **12**, 356 (1999).
- [13] T.S. Orlova, J.Y. Laval, A. Dubon, C. Nguyen-van-Huong, B.I. Smirnov, Yu.P. Stepanov. Supercond. Sci. Technol. **11**, 467 (1998).
- [14] T.S. Orlova, J.Y. Laval, C. Nguyen-van-Huong, A. Dubon. Supercond. Sci. Technol. **12**, 1156 (1999).
- [15] T.S. Orlova, J.Y. Laval, B.I. Smirnov. Mater. Phys. Mech. **1**, 39 (2000).
- [16] M.B. Field, D.C. Larbalestier, A. Parikh, K. Salama. Physica **C280**, 221 (1997).

- [17] M.R. Koblishka, A.J.J. van Dalen, T. Higuchi, K. Sawada, S.I. Yoo, M. Murakami. Phys. Rev. **B54**, R6893 (1996).
- [18] S. Shibata, A.K. Pradhan, N. Koshizuka, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, L1169 (1999).
- [19] H. Kupfer, Th. Wolf, C. Lessing, A.A. Zhukov, X. Lancom, R. Meier-Hirmer, W. Schauer, H. Wuhl. Phys. Rev. **B58**, 2886 (1998).
- [20] M. Ullrich, D. Muller, K. Heinemann, L. Niel, H.C. Freyhardt. Appl. Phys. Lett. **63**, 406 (1993).
- [21] M.P. Delamare, M. Hervieu, J. Wang, J. Provost, I. Monot, K. Verbist, G.V. Tendeloo. Physica **C262**, 220 (1996).
- [22] I. Monot, K. Verbist, M. Hervieu, P. Laffez, M.P. Delamare, J. Wong, G. Desgardin, G.V. Tendeloo. Physica **C274**, 253 (1997).
- [23] V. Ambegaokar, A. Baratoff. Phys. Rev. Lett. **10**, 486 (1963).
- [24] Б.И. Смирнов, Т.С. Орлова, А.Н. Кудымов. ФТТ **36**, 1529 (1994).
- [25] B. Mayer, J. Mannhart, H. Hilgenkamp. Appl. Phys. Lett. **66**, 3031 (1996).
- [26] Б.И. Смирнов, Т.С. Орлова, S. Sengupta, K.C. Goretta. ФТТ **42**, 1172 (2000).
- [27] J. Mannhart, H. Hilgenkamp. Mater. Sci. Eng. **B56**, 77 (1998).
- [28] H. Hilgenkamp, J. Mannhart. Appl. Phys. Lett. **73**, 265 (1998).
- [29] H. Hilgenkamp, C.W. Schneider, R.R. Schulz, B. Goetz, A. Schmehl, H. Bielefeldt, J. Mannhart. Physica **C326-327**, 7 (1999).
- [30] N.D. Browning, P.D. Nellist, D.P. Norton, M.F. Chisholm, S.J. Pennycook. Physica **C294**, 183 (1998).
- [31] V. Windt, H. Haensel, D. Koelle, R. Gross. Appl. Phys. Lett. **74**, 1027 (1999).