

Анизотропия крипа при движении вихрей вдоль плоскостей границ двойников в монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

А. В. Бондаренко, А. А. Продан, М. А. Оболенский, Р. В. Вовк

Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина
E-mail: Aleksandr.V.Bondarenko@univer.kharkov.ua

Т. Р. Ароури

Physics Department of Bir-Zeit University, P. O. Box 15, Bir-Zeit, West Bank, Israel

Статья поступила в редакцию 19 сентября 2000 г.

Экспериментально исследована анизотропия крипа магнитного потока при его движении параллельно плоскостям границ двойников. Показано, что в относительно небольших магнитных полях скорость крипа не зависит от магнитного поля и угла $\alpha \equiv \angle \mathbf{H}, ab$. Обнаружено, что дифференциальное сопротивление $\rho_d \equiv dE/dJ$ при больших транспортных токах стремится к насыщению и его величина примерно равна сопротивлению вязкого течения вихрей в модели Бардина—Стефена. В небольших магнитных полях при ориентации магнитного поля в окрестности ab -плоскости кристалла наблюдался захват вихревых нитей между сверхпроводящими плоскостями CuO .

Експериментально досліджено анізотропію крипу магнітного потоку при його русі паралельно площинам меж двійників. Показано, що в відносно невеликих магнітних полях швидкість крипу не залежить від магнітного поля і кута $\alpha \equiv \angle \mathbf{H}, ab$. Виявлено, що диференціальний опір $\rho_d \equiv dE/dJ$ при великих транспортних струмах прямує до насичення і його величина приблизно дорівнює опорі в'язкої течії вихорів в моделі Бардіна—Стефена. В невеликих магнітних полях при орієнтації магнітного поля поблизу ab -площини кристала спостерігається захоплення вихрових ниток між надпровідними площинами CuO .

PACS: 74.72.Bk, 74.60.Jg

Несмотря на многочисленные экспериментальные исследования динамики магнитного потока в высокотемпературном сверхпроводнике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$, которые интенсивно проводились в течение последних десяти лет, ряд вопросов, связанных с фазовым состоянием, пиннингом и динамикой абрикосовских вихрей, остается открытым. Одним из таких вопросов является анизотропия пиннинга и крипа магнитного потока. Это обусловлено тем, что при магнитных исследованиях интерпретация экспериментальных результатов неоднозначна. Действительно, при ориентации магнитного поля неколлинеарно оси \mathbf{c} наведенные токи в монокристаллических образцах протекают как вдоль ab -плоскости, так и вдоль оси \mathbf{c} . При протекании тока вдоль оси \mathbf{c} сила Лоренца параллельна ab -плоскости, а при протекании тока вдоль ab -плоскости она направлена от ab -плоскости. Поскольку соотношение

величин токов, протекающих в ab -плоскости и вдоль оси \mathbf{c} , изменяется с углом $\alpha \equiv \angle \mathbf{H}, ab$, и соотношение сил Лоренца также изменяется. Поэтому интерпретация результатов магнитных измерений затруднительна, так как неизвестно, в каком именно направлении, вдоль ab -плоскости или от ab -плоскости, реализуется преимущественный крип магнитного потока.

Наиболее корректным способом исследования анизотропии пиннинга и динамики магнитного потока являются резистивные измерения, в которых определено направление протекания транспортного тока. Однако интерпретация результатов измерений монокристаллов YBaCuO затруднена, поскольку в них проявляется дополнительная анизотропия, обусловленная наличием границ двойников (ГД), являющихся двумерными дефектами. Визуализация движения магнитного потока показывает, что пиннинг на двойниках мини-

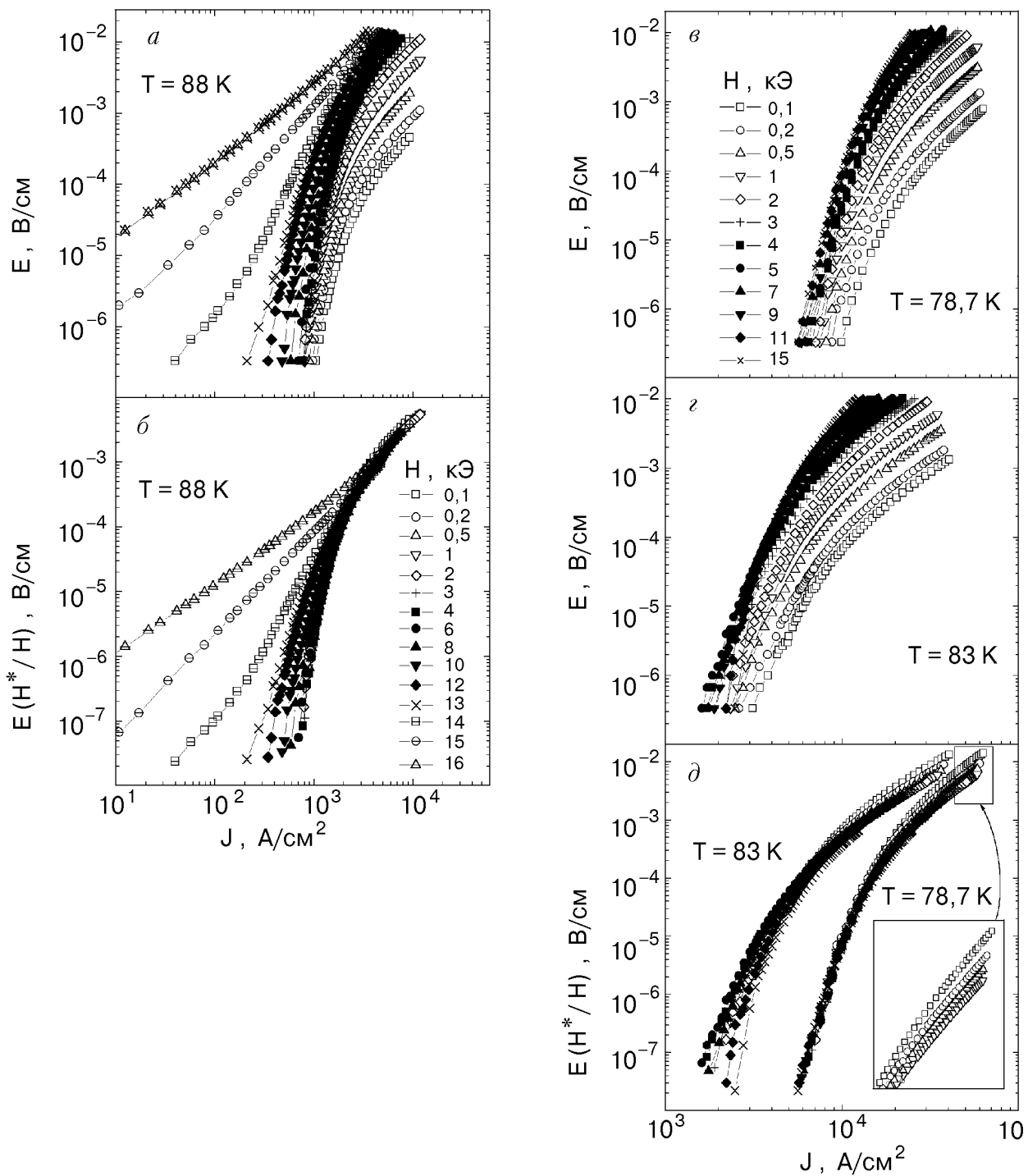


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики, полученные в поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ при различных H и T , К: 88 (а), 83 (г), 78,7 (в); соответствующие им ВАХ, нормированные на величину магнитного поля, $E(H^*/H)$, где $H^* = 1$ кЭ (б, д).

мален при движении магнитного потока вдоль плоскостей ГД и велик при его движении перпендикулярно плоскости ГД, что вызвано различными механизмами формирования силы пиннинга на двойниках. Пиннинг идеальной плоскости ГД при параллельном движении равен нулю, и он в основном определяется плотностью точечных дефектов, которая на ГД может быть большей, чем в объеме кристалла. При движении же вихрей перпендикулярно плоскости ГД пиннинг обуслов-

лен подавлением параметра порядка на двойниках и может оказаться большим [1]. Сопоставление ВАХ, измеренных при движении магнитного потока параллельно и перпендикулярно плоскости ГД, показывает, что в последнем случае пиннинг примерно в десять раз больше, чем в первом [2].

Пиннинг на двойниках проявляется и при повороте вектора поля \mathbf{H} от плоскости ГД. Это связано с тем, что в наклонных полях при углах

$\theta \equiv \angle \mathbf{H}$, ГД, меньших некоторого критического значения θ_{cr} , часть вихревой нити оказывается захваченной плоскостью ГД [3]. Как показывают экспериментальные исследования, величина критического угла может достигать 50° [4] и даже 70° [5].

Предшествующие резистивные исследования анизотропии крипа в монокристаллах YBaCuO проводили в геометрии, когда сила Лоренца неколлинеарна с плоскостью ГД [5,6]. В этом случае магнитный поток будет двигаться вдоль направления силы Лоренца, если движущая сила достаточно большая для того, чтобы сорвать с плоскостей ГД захваченные вихревые сегменты. В противном случае крип будет отсутствовать либо магнитный поток будет двигаться параллельно составляющей силы Лоренца, направленной вдоль плоскости ГД. Такое движение действительно наблюдается при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ [7] и в наклонных по отношению к плоскости ГД магнитных полях [5]. Приведенные аргументы и упомянутые данные экспериментальных исследований показывают, что при углах $\theta \leq \theta_{cr}$ в зависимости от ориентации силы Лоренца относительно плоскости ГД измеренные величины могут оказаться различными, что подтверждается сопоставлением результатов в [5] и [6].

Целью настоящей работы является исследование анизотропии крипа магнитного потока при его движении вдоль плоскостей ГД, т.е. в направлении наилегчайшего движения вихрей, когда влияние ГД на динамику магнитного потока, по-видимому, минимально. Измерение вольт-амперных характеристик (ВАХ) проводили на мостике, вырезанном из монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Границы двойников в измеряемой части мостика были ориентированы в одинаковом направлении. Критическая температура образца составляла 93 К при ширине сверхпроводящего перехода 0,3 К. Вектор транспортного тока \mathbf{J} был параллелен ab -плоскости кристалла и ориентирован перпендикулярно плоскости ГД. Вектор магнитного поля \mathbf{H} поворачивали от оси \mathbf{c} к ab -плоскости таким образом, чтобы он всегда был ориентирован параллельно плоскости ГД, эта параллельность устанавливалась с точностью $0,3^\circ$ по минимуму, который наблюдался на угловых зависимостях электросопротивления при температурах, слегка превышающих температуру плавления вихревой решетки. Точность установки угла $\alpha \equiv \angle \mathbf{H}$, ab составляла $0,1^\circ$. Стабильность температуры при измерениях $\approx 0,03$ К, а магнитного поля была не хуже 0,05%. Измерения образца в нормальном состоянии показали, что его перегрев

при наивысшем уровне диссипации энергии, 10^{-4} Вт, не превышал 0,05 К.

На рис. 1 представлены вольт-амперные характеристики, измеренные при $T = 88, 83$ и $78,7$ К в разных магнитных полях при ориентации вектора поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. Видно, что при 88 К и 78,7 К зависимости $E(J)$ непрерывно смещаются в область меньших транспортных токов при увеличении магнитного поля. При $T = 83$ К и в магнитных полях до 7 кЭ зависимости $E(J)$ также смещаются в область меньших транспортных токов с ростом поля. При дальнейшем же увеличении магнитного поля наблюдается существенное увеличение крутизны ВАХ, так что верхние участки зависимостей $E(J)$ по-прежнему смещаются в область меньших транспортных токов, а нижние участки, соответствующие малой плотности тока, — в область больших токов. Таким образом, если определять критический ток J_E по уровню измеряемого электрического поля $E = \text{const}$ при малом уровне диссипации энергии, например при $E = 10^{-6}$ В/см, то при температурах 88 К и 78,7 К ток J_E будет непрерывно уменьшаться с ростом магнитного поля, а при $T = 83$ К зависимость $J_E(H)$ будет немонотонна, как это показано на рис. 2.

На рис. 1, б и д показаны ВАХ, нормированные на величину магнитного поля, $E(H^*/H)(J)$, где $H^* = 1$ кЭ. Видно, что при $T = 88$ К в магнитных полях $H \leq 5$ кЭ зависимости $E(H^*/H)$ от J совпадают с универсальной кривой. При понижении температуры интервал магнитных полей, в котором наблюдается полевой скейлинг ВАХ, увели-

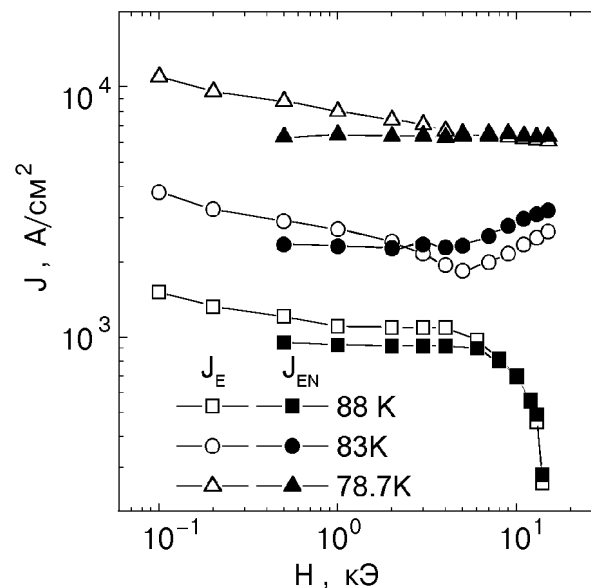


Рис. 2. Полевые зависимости «критического» тока J_E , определяемого по уровням электрических полей $E = 10^{-6}$ В/см и $E_N \equiv E(H^*/H) = 10^{-5}$ В/см, нормированного на величину магнитного поля.

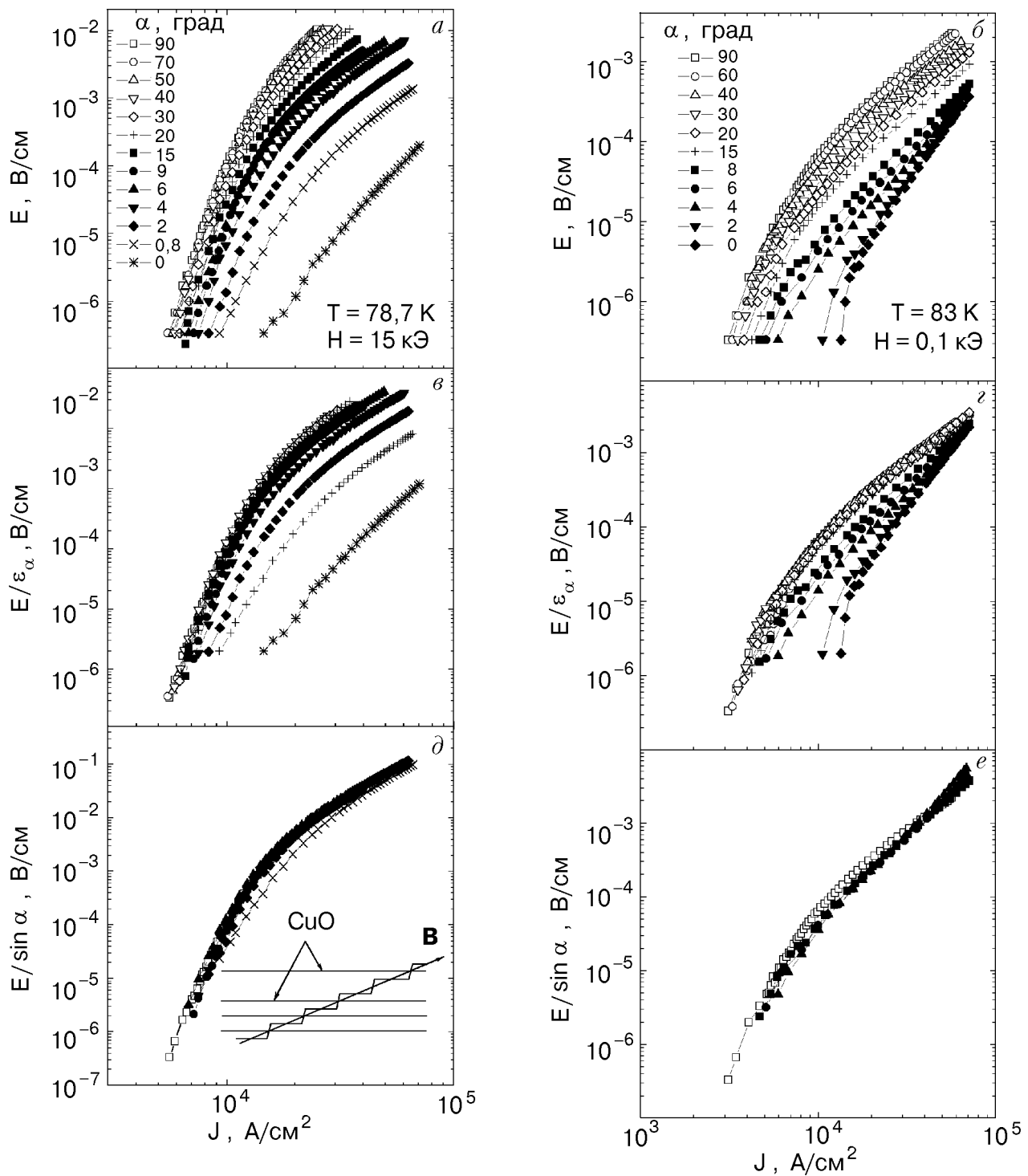


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики, измеренные при $T = 78,7$ К в поле 15 кЭ (a) и при $T = 83$ К и $H = 0,1$ кЭ (b) при различных углах $\alpha \equiv \angle \mathbf{H}$, ab ; соответствующие им ВАХ, нормированные на параметр анизотропии ϵ_α (b, z); ВАХ, измеренные при $\alpha = 90^\circ$ и при $1^\circ \leq \alpha \leq 15^\circ$, нормированные на величину $\sin \alpha$ (d, e). На вставке рис. 3, d показана ступенчатая структура вихревой нити, которая реализуется при углах $\alpha \leq 15^\circ$.

чивается: при $T = 83$ К скейлинг наблюдается в интервале полей $H \leq 9$ кЭ, а при $78,7$ К — во всем исследованном интервале магнитных полей, $H \leq 15$ кЭ. При ориентации магнитного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ электрическое поле дается соотношением $E = vB$, где v — скорость движения магнитного

потока, B — индукция магнитного потока. Поэтому наблюдаемый полевой скейлинг ВАХ свидетельствует о том, что скорость движения вихрей в слабых магнитных полях не зависит от величины магнитного поля.

На рис. 3,а показаны ВАХ, измеренные при разных углах α в магнитном поле 15 кЭ при 78,7 К, а на рис. 3,б — ВАХ измеренные в магнитном поле 0,1 кЭ при 83 К. Видно, что электрическое поле непрерывно увеличивается с ростом угла α . Это означает, что J_E уменьшается с ростом угла α . На рис. 3,в и г представлены те же вольт-амперные характеристики, нормированные на зависящий от угла α параметр анизотропии $\epsilon_\alpha \equiv (\epsilon^2 \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha)^{1/2}$, который для сверхпроводника YBaCuO приблизительно равен 1/6. Видно, что при $\alpha \geq 15^\circ$ зависимости $E/\epsilon_\alpha(J)$ совпадают с универсальной кривой. Согласно модели Бардина—Стефена [8], диссипация энергии происходит благодаря обычным резистивным процессам в ядрах вихрей, размер которых примерно равен длине когерентности ξ . В слоистом сверхпроводнике длина когерентности вдоль ab -плоскости не зависит от α , а в перпендикулярном направлении она уменьшается как $\xi \epsilon_\alpha$. Следовательно, площадь поперечного сечения вихрей, соответственно и суммарный объем коров, уменьшаются с углом α как ϵ_α . Поэтому в слоистом сверхпроводнике электрическое поле при движении вихрей со скоростью v дается соотношением $E = Bv\epsilon_\alpha$, в котором сомножитель ϵ_α определяет анизотропию вязкого трения вихревых нитей. Наблюдаемый же угловой скейлинг ВАХ свидетельствует о том, что при углах $\alpha > 15^\circ$ скорость вихрей не зависит от α .

При $\alpha < 15^\circ$, как видно на рис. 3,в и г, электрическое поле уменьшается с углом α быстрее, чем это дается соотношением $E = Bv\epsilon_\alpha$ в предположении, что $v = \text{const}$. Наиболее вероятной причиной такого поведения является собственный пиннинг. Этот тип пиннинга реализуется в слоистых сверхпроводниках и обусловлен модуляцией параметра порядка вдоль оси c . Предполагается, что при ориентации вектора \mathbf{H} параллельно ab -плоскости вихревые нити располагаются между сверхпроводящими слоями CuO благодаря минимизации коровой энергии [9]. Поэтому они находятся в поле периодического потенциала, максимумы которого соответствуют положению коров вихревых нитей в плоскостях CuO. Считается, что в наклонном магнитном поле при углах $\alpha \leq \epsilon$ реализуется ступенчатая структура вихревых нитей. Часть вихревой нити по-прежнему заключена между плоскостями CuO, а часть ориентирована параллельно оси c , как это показано на вставке рис. 3,д. Если пиннинг вихревых сегментов L_{ab} , ориентированных вдоль ab -плоскости, очень велик, то диссипация энергии может возникать благодаря движению вихревых сегментов

L_c . Действительно, поскольку сегменты L_{ab} и L_c взаимно ортогональны, они не взаимодействуют друг с другом и поэтому могут двигаться независимо друг от друга [10]. При движении вихревых сегментов L_c электрическое поле можно представить соотношением $E = B_c v$, где $B_c = B \sin \alpha$ — индукция магнитного поля вдоль оси c . На рис. 3,д и е показаны ВАХ, измеренные при $\alpha = 90^\circ$ и углах $\alpha \leq \epsilon$ ($\alpha \leq 15^\circ$) и нормированные на величину $\sin \alpha$. Видно, что в магнитном поле 15 кЭ в интервале углов $1^\circ \leq \alpha \leq 15^\circ$ нормированные ВАХ ложатся на универсальную кривую, которая совпадает с зависимостью $E(J)$, измеренной при $\alpha = 90^\circ$. Это означает, что скорость вихревых сегментов L_c ($v = E/B \sin \alpha$) не зависит от угла α и равна скорости движения вихрей при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel c$. Аналогичное поведение наблюдается и в магнитном поле $H = 0,1$ кЭ в интервале углов $4^\circ \leq \alpha \leq 15^\circ$. При углах же $\alpha \leq 2^\circ$ (см. рис. 3,б) электрическое поле не зависит от угла α . Такое поведение ВАХ в очень слабых магнитных полях можно объяснить захватом вихревых нитей между сверхпроводящими плоскостями CuO. Считается, что при углах α , меньших угла захвата α_L , вихревые линии локализованы между сверхпроводящими плоскостями CuO благодаря минимизации коровой энергии. Поэтому пиннинг магнитного потока в области углов $\alpha < \alpha_L$ не зависит от ориентации вектора поля \mathbf{H} . Величина угла захвата дается соотношением $\alpha_L \equiv 2vH_{c1}/H$ [11], где $v \equiv l_c/l_{ab}$ — фактор размагничивания, H_{c1} — нижнее критическое поле, а l_c и l_{ab} — размеры образца соответственно вдоль оси c и вдоль ab -плоскости. Размагничивающий фактор исследуемого образца примерно равен 0,05, поле $H_{c1}^c \approx 100$ Э при $T = 82$ К, следовательно, в магнитном поле 100 Э величина угла захвата оценивается как $\alpha_L \equiv 0,1$ ($\alpha_L \equiv 3^\circ$). Полученная из эксперимента величина $\alpha_L(100 \text{ Э}) \equiv 2^\circ$ удовлетворительно согласуется с теоретическими оценками. В магнитном же поле 15 кЭ угол захвата очень мал, $\alpha_L \equiv 0,1^\circ$, поэтому в пределах точности эксперимента захват вихревых нитей не наблюдается.

Перейдем к обсуждению полученных результатов. Как было показано, в слабых магнитных полях и при углах $\alpha > \epsilon$ скорость движения магнитного потока не зависит от величины магнитного поля и от угла α . С точки зрения теории коллективного пиннинга (ТКП) [1] это свидетельствует о реализации крипа невзаимодействующих вихрей. Действительно, согласно ТКП, при углах $\alpha < \epsilon$ сила Лоренца и сила пиннинга определяются соотношениями $F_L = J\Phi_0 L(\alpha)/c$ и

$F_p = U_0 / r_p$, в которых длина корреляций $L(\alpha) = L_0 / \epsilon_\alpha$, радиус пиннинга в исследуемой геометрии эксперимента $r_p \approx \xi \epsilon_\alpha$, а длина корреляций L_0 и потенциал пиннинга U_0 , соответствующие ориентации поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$, не зависят от величины магнитного поля. Поэтому, приравнивая силу Лоренца силе пиннинга, получаем величину критического тока $J_c = U_0 c / \Phi_0 L_0$, которая не определяется ни величиной магнитного поля, ни углом α .

Как уже отмечалось, при углах $\alpha < \epsilon$ вольт-амперные характеристики, построенные в координатах $E / \sin \alpha - J$, ложатся на универсальную кривую, которая совпадает с зависимостью $E(J)$, измеренной при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. Полученный угловой скейлинг является экспериментальным подтверждением реализации ступенчатой структуры вихревых нитей при ориентации магнитного поля в окрестности ab -плоскости. При этом предполагается, что пиннинг вихревых сегментов, захваченных между сверхпроводящими плоскостями CuO , достаточно велик, так что крип магнитного потока определяется движением вихревых сегментов L_c , ориентированных вдоль оси \mathbf{c} . Согласно ТКП, угловая зависимость критического тока и потенциала пиннинга сегментов L_c определяются соотношениями $J_c(\alpha) = J_c \epsilon / |\alpha|$ и $U(\alpha) = U_0 |\alpha| / \epsilon$, в которых критический ток J_c^c и потенциал пиннинга U_0 соответствуют ориентации поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. Отметим, что в слабых магнитных полях измеренные ВАХ хорошо описываются уравнением

$$E = E_0 \exp[-U/k_B T (J_c / J)^\mu] \quad (1)$$

при значении показателя степени $\mu = 1$. При подстановке зависимостей $u(\alpha)$ и $J_c(\alpha)$ в это уравнение оказывается, что показатель экспоненты $U(\alpha)J_c(\alpha)$ при $\mu = 1$ не зависит от угла α и совпадает с ее величиной при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. Таким образом, угловой скейлинг зависимостей $E(J)$ во всем интервале углов $\pi/2 \leq \alpha \leq 0$ можно объяснить с позиций ТКП.

Отметим, что в предшествующих резистивных исследованиях анизотропии крипа магнитного потока [5,6] такой угловой скейлинг ВАХ не наблюдался. Наиболее вероятной причиной этого различия является влияние двойников. В исследуемой геометрии эксперимента вихри движутся параллельно плоскости ГД и их пиннинг определяется только взаимодействием с точечными дефектами. В предыдущих же экспериментах сила Лоренца была ориентирована под углом 45° [6] или перпендикулярно [5] плоскости ГД. При такой вза-

имной ориентации силы Лоренца и плоскости ГД в наклонных магнитных полях сила пиннинга вдоль вихревых нитей существенно неоднородна, а пиннинг вихревых сегментов, захваченных плоскостями ГД, определяется подавлением параметра порядка на двойниках. При движении вихревых нитей перпендикулярно плоскости ГД этот пиннинг очень велик и их влияние сказывается уже при углах $\alpha \geq 20^\circ$ [5]. Поэтому отличие полученных экспериментальных данных от ранее опубликованных представляется вполне закономерным.

Как уже отмечалось, полевой скейлинг ВАХ реализуется в ограниченном интервале магнитных полей. Рассмотрим возможные причины нарушения скейлинга ВАХ, измеренных при разных температурах. Как видно на рис. 1, ∂ , при $T = 78,7$ К зависимости $E(J)$, нормированные на величину внешнего поля, при не очень больших значениях транспортного тока совпадают с универсальной кривой. При больших же транспортных токах полевой скейлинг реализуется в магнитных полях $H \geq 1$ кЭ, а в слабых полях ($H \leq 0,5$ кЭ) при уменьшении магнитного поля наблюдается незначительный рост нормированного электрического поля. Такое поведение, вероятно, вызвано влиянием двойников. В магнитном поле $0,1$ кЭ межвихревое расстояние $a_0 \equiv (\Phi_0 / B)^{1/2} \approx 450$ нм сравнимо с расстоянием между двойниками. Поскольку параметр порядка в плоскости ГД подавлен [12], можно ожидать, что в слабых магнитных полях значительная часть вихревых нитей оказывается захваченной плоскостями ГД, а керны захваченных вихревых нитей деформированы [13]: размер керна в направлении параллельном плоскости дефекта увеличивается, а в перпендикулярном направлении он по-прежнему равен длине когерентности ξ . Поскольку объем керна захваченных вихрей увеличивается, растет и сила вязкого трения этих вихрей. Поэтому при одинаковой скорости движения электрическое поле, индуцируемое вихревой нитью, захваченной плоским дефектом, будет больше электрического поля, индуцируемого вихрем, который локализован вне плоского дефекта. Этому обстоятельству соответствует и рост дифференциального электросопротивления $\rho_d \equiv dE/dJ$ в слабых магнитных полях (см. рис. 4). На рис. 4 показаны зависимости $\rho_d(J)$, нормированные на сопротивление вязкому течению магнитного потока в модели Бардина—Стефена, $\rho_{BS} = \rho_N B / B_{c2}$ [8], где ρ_N — сопротивление образца в нормальном состоянии; B_{c2} — индукция второго критического поля. Величину ρ_N мы определя-

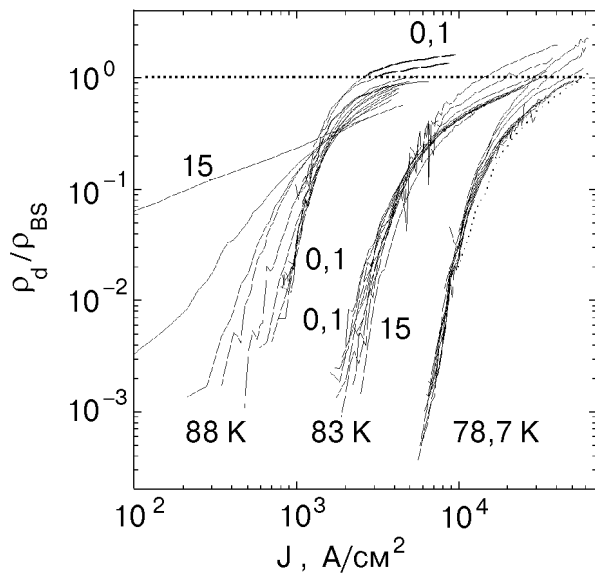


Рис. 4. Токовые зависимости нормированного дифференциального сопротивления, полученные для ВАХ, представленных на рис. 1.

ли экстраполяцией линейного по температуре участка зависимости $\rho(T)$, а величину $B_{c2} = - (dB_{c2}/dT)(T_c - T)$ оценивали, используя значение $dB_{c2}/dT = -1,8$ Тл/К [14]. Как видно на рис. 4, при температуре 78,7 К в магнитных полях $H \geq 1$ кЭ отношения ρ_d/ρ_{BS} как функции тока не зависят от его плотности и при больших токах $\rho_d \rightarrow \rho_{BS}$. Последнее свидетельствует о том, что плотность тока близка к критической. В магнитных же полях $H \leq 0,5$ кЭ при больших значениях транспортных токов дифференциальное сопротивление превышает величину ρ_{BS} и отношение ρ_d/ρ_{BS} увеличивается с уменьшением поля. Также в исследованном интервале токов ρ_d непрерывно растет с увеличением тока. Последнее, вероятно, свидетельствует о том, что критический ток вихрей, захваченных плоскостями ГД, выше, чем для вихрей, погруженных в объем кристалла, что согласуется с предшествующими экспериментальными исследованиями. Рост же дифференциального сопротивления при неизменной плотности тока обусловлен увеличением доли вихревых нитей, захваченных плоскостями ГД с уменьшением магнитного поля.

Аналогичное поведение ВАХ и дифференциального сопротивления при больших транспортных токах наблюдается и при $T = 83$ К. Отличие же между ВАХ, измеренными при 78,7 и 83 К, заключается в том, что при 83 К в полях $H \geq 8$ кЭ при малой плотности транспортного тока зависимости $E(J)$ смещаются в область больших транспортных токов. Этому факту соответствует немонотонная полевая зависимость измере-

мого «критического» тока J_E и J_{EN} . В настоящее время широко обсуждаются два механизма, которые предсказывают рост измеряемого тока с увеличением магнитного поля. Один из них основывается на ТКП и предполагает, что критический ток депиннинга не зависит от магнитного поля, а наблюдаемое увеличение измеряемого тока J_E обусловлено переходом от крипа невзаимодействующих вихрей, который реализуется при больших транспортных токах, к крипу вихревых связок при малых токах. Этот кроссовер реализуется при токах $J < J_b \approx J_0(L_c/\epsilon a_0)^{7/5} \propto B^{0,7}$. Поскольку при $J < J_b$ энергия активации вихревых связок быстро уменьшается с уменьшением транспортного тока, $U(J) \propto J^{5/2}$, скорость крипа вихрей и электрическое поле быстро уменьшаются, а измеряемый ток J_E увеличивается. Экспериментальные данные, представленные на рис. 1, согласуются с предсказаниями ТКП: ток кроссовера и ток J_E , действительно, растут с увеличением магнитного поля. Второй механизм [15] предполагает переход от квазиупорядоченной вихревой решетки, которая реализуется в слабых магнитных полях, к сильно разупорядоченной вихревой системе в больших полях, которая характеризуется переплетением вихревых нитей. До настоящего времени динамические свойства и пиннинг такой разупорядоченной вихревой системы теоретически не исследованы, поэтому сделать какие-либо выводы о возможности интерпретации представленных экспериментальных данных в рамках этой модели не представляется возможным.

Различия ВАХ, измеренных при 88 К и при более низких температурах, заключаются в том, что в магнитных полях $H > 8$ кЭ зависимости $E(H^*/H)(J)$ отклоняются от универсальной. При малых плотностях тока электрическое поле непрерывно растет с увеличением магнитного поля. Этому факту соответствует уменьшение тока J_{EN} . Также, как видно на рис. 1, а, б, отрицательная кривизна ВАХ в магнитных полях до 8 кЭ во всем исследованном интервале токов при $H > 8$ кЭ заменяется положительной при малых токах. Последнее свидетельствует о том, что при описании ВАХ зависимостью (1) показатель степени μ изменяет знак: в слабых полях $\mu > 0$, а в больших полях $\mu < 0$. Переход от положительных значений показателя степени μ к отрицательным свидетельствует об изменении токовой зависимости энергии активации крипа и, соответственно, о смене механизма крипа. Этот переход согласуется с предшествующими резистивными исследованиями [16], которые показали, что при высоких температурах при увеличении магнитно-

го поля упругий крип, для которого показатель $\mu > 0$, заменяется пластическим крипом, обусловленным движением дислокаций вихревой решетки, с показателем степени $\mu = -1/2$. Поскольку при пластическом крипе энергия активации уменьшается с ростом магнитного поля [16,17], скорость вихрей и электрическое поле при этом увеличиваются, а ток J_E уменьшается.

В заключение сформулируем основные выводы. Показано, что в относительно невысоких магнитных полях скорость движения вихрей не зависит от величины и ориентации магнитного поля. Полученные результаты свидетельствуют о том, что при ориентации магнитного поля в окрестности ab -плоскости кристалла реализуется ступенчатая структура вихревых нитей. При этом диссипативные процессы возникают благодаря крипу вихревых сегментов, ориентированных вдоль оси c кристалла, а скорость движения этих сегментов равна скорости движения вихрей при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel c$. Эти особенности крипа магнитного потока можно объяснить в рамках теории коллективного пиннинга. Также показано, что при больших транспортных токах и в не очень малых магнитных полях дифференциальное электросопротивление выходит на насыщение и приблизительно равно сопротивлению вязкого течения магнитного потока в модели Бардина—Стефена. В слабых магнитных полях наблюдается отклонение от модели Бардина—Стефена, которое объясняется деформацией коров вихревых нитей захваченных плоскостями границ двойников. Обсуждаются детали поведения полевых зависимостей измеряемого «критического» тока, полученных при разных температурах.

1. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
2. М. А. Оболенский, А. В. Бондаренко, В. И. Белецкий, Р. В. Вовк, А. А. Продан, М. Эль-Синдави, Д. Ниархос, М. Писсас, Г. Каллиас, А. Г. Сиваков, *Функциональные Материалы* **2**, 403 (1995).
3. G. Blatter, J. Rhyner, and V. M. Vinokur, *Phys. Rev.* **B43**, 7826 (1991); E. B. Sonin, *Phys. Rev.* **B48**, 10287 (1993); W. K. Kwok, J. A. Frendrich, V. M. Vinokur, A. E. Koshelev, and G. W. Grabtree, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4596 (1996).
4. R. Hiergeist and R. Hergt, *Phys. Rev.* **B55**, 3258 (1997).
5. A. V. Bondarenko, *Physica* **B284–288**, 833 (2000).

6. V. F. Solovjov, V. M. Pan, and H. C. Freyhardt, *Phys. Rev.* **B50**, 13724 (1994); V. M. Pan, V. F. Solovjov, and H. C. Freyhardt, *Physica* **C279**, 18 (1997).
7. C. Duran, P. L. Gammel, R. Wolfe, V. J. Fratello, D. J. Bishop, J. P. Rice, and D. M. Ginsberg, *Nature* **357**, 474 (1992); A. I. Belyaeva, S. V. Vojtsenya, V. P. Yuriyev, M. A. Obolenskii, and A. V. Bondarenko, *Solid State Commun.* **85**, 427 (1993).
8. J. Bardeen and M. J. Stephen, *Phys. Rev.* **A140**, 1179 (1965).
9. M. Tachiki and S. Takahashi, *Solid State Commun.* **70**, 291 (1989).
10. P. H. Kes, J. Aarts, V. M. Vinokur, and C. J. van der Beek, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1063 (1990); S. Theodorakis, *Phys. Rev.* **B42**, 10172 (1990); L. N. Bulaevskii, L. N. Ledvij, and V. G. Kogan, *Phys. Rev.* **B46**, 366 (1992).
11. B. I. Ivlev, Yu. N. Ovchinnikov, and V. L. Pokrovsky, *Mod. Phys. Lett.* **B5**, 73 (1991); S. S. Maslov and V. L. Pokrovsky, *Europhys. Lett.* **14**, 591 (1991).
12. L. Ya. Vinnikov, I. V. Grigor'eva, A. Gurevich, and A. E. Koshelev, *Superconductivity: Phys. Chem. Techn.* **3**, 1121 (1990).
13. A. Gurevich, *Phys. Rev.* **B46**, 3187 (1992); *ibid.* **48**, 12857 (1993).
14. U. Welp, S. Flesher, W. K. Kwok, J. Downey, G. W. Crabtree, H. Claus, A. Erb, and G. Muller-Vogt, *Phys. Rev.* **B47**, 12369 (1993).
15. D. Etras and D. R. Nelson, *Physica* **C272**, 79 (1996).
16. М. А. Оболенский, А. В. Бондаренко, В. А. Шкловский, Р. В. Вовк, and А. А. Продан, *Low Temp. Phys.* **24**, 53 (1998); A. V. Bondarenko, V. A. Shklovskij, M. A. Obolenskii, R. V. Vovk, and A. A. Prodan, M. Pissas, D. Niarchos, and G. Kallias, *Phys. Rev.* **B58**, 2445 (1998).
17. Y. Abulafia, A. Shaulov, Y. Wolfus, R. Prozorov, L. Burlachkov, Y. Yeshurun, D. Majer, E. Zeldov, H. Wuhl, V. B. Geshkenbein, and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1596 (1996).

Anisotropy of creep for vortex motion along twin planes in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ single crystals

A. V. Bondarenko, A. A. Prodan, M. A. Obolenskii, R. V. Vovk, and T. R. Arouri

Anisotropy of magnetic flux creep was investigated for the flux motion along the twin boundaries. It is shown that in relatively low magnetic fields the velocity of vortex creep does not depend on magnetic field and angle $\alpha \equiv \angle \mathbf{H}, ab$. It is found that the differential resistivity $\rho_d \equiv dE/dJ$ at high transport currents tends to saturation and its value is close to the viscous friction resistivity in the Bardeen-Stephen model. In low magnetic fields for the field applied in the vicinity of the ab -plane of the crystal a lock-in transition of vortices between the superconducting CuO layers was observed.