Физика низких температур, 1995, т. 21, № 12, с. 1200–1207 УДК 538.945

Сверхпроводящие параметры и динамика вихрей в допированных алюминием монокристаллах YBaCuO, содержащих однонаправленные двойники

М. А. Оболенский, А. В. Бондаренко, В. А. Шкловский, М. Эль-Сиидави, Р. В. Вовк, А. В. Самойлов

Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4

Д. Ниархос, М. Писсас, Г. Каллиас

Institute of Materials Science, NCSR «Demokritos», 15310 Ag. Paraskevi, Attiki, Greece

А. Г. Сиваков

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47

Статья поступила в редакцию 13 сентября 1995 г.

В магнитных полях исследованы резистивные переходы и вольт-амперные характеристики легированных алюминием монокристаллов YBaCuO, содержащих границы двойников, ориентированные в одном направлении. На основании измерений вольт-амперных характеристик определены температурные, полевые и угловые зависимости критического тока и эффективного потенциала пиннинга. Температурные и полевые зависимости обсуждаются в рамках теории коллективного пиннинга на мелкомасштабных дефектах с учетом тепловых колебаний вихревой решетки. Угловые зависимости интерпретируются в рамках модели зигзагообразной структуры вихревых нитей в магнитных полях, наклонных относительно границ двойников. Обсуждаются причины отсутствия уширения резистивных переходов в магнитных полях.

В магнітних полях досліджено резистивні переходи та вольт-амперні характеристики, легованих алюмінієм монокристалів YBaCuO, які містять межі двійників, орієнтовані в одному напрямку. На основі вимірів вольт-амперних характеристик визначено температурні , польові та кутові залежності критичного струму і ефективного потенціалу пінінгу. Температурні і польові залежності обмірковуються в рамках теорії колективного пінінгу на дрібномасштабних дефектах з урахуванням теплових коливань вихорової гратки. Кутові залежності інтерпретуються в рамках моделі зигзагоподібної структури вихорових ниток в магнітних полях, похилих відносно меж двійників. Обмірковуються причини відсутності уширення резистивних переходів в магнітних полях.

Токонесущая способность высокотемпературных сверхпроводников существенно анизотропна и определяется не только анизотропией кристаллической структуры, но и дефектностью образцов. Плотность критического тока в пленках и в текстурированных литых образцах YBaCuO максимальна при ориентации вектора магнитного поля **H** параллельно *ab*-плоскости [1,2]. В монокристаллических образцах проявляется дополнительная анизотропия, обусловленная повышенным пиннингом вихрей на двойниковых границах (ДГ). Эта анизотропия проявляется в виде максимума критического тока вблизи ориентации **H** ‖ ДГ, если вектор **H** и вектор транспортного тока **I** параллельны *ab*-плоскости [3]. При вращении вектора поля относительно оси *c* угловая зависимость критического тока $I_c(\theta)$, где θ — угол между векторами **H** и плоскостями ДГ, также зависит от ориентации вектора тока **I** относительно плоскостей двойникования и от напряженности электрического поля E_c на образце, на котором определяется критический ток I_{cE}. Например, если вектор тока **I** перпендикулярен границам двойников, то для малых величин E_c при $\theta = 0$ на зависимости $I_{cE}(\theta)$ наблюдается максимум, который постепенно переходит в минимум по мере увеличения E_c [4]. Ситуация противоположна в случае, когда вектор **I** ориентирован под углом 45° или 15° относительно ДГ: для малых значений E_c при $\theta = 0$ наблюдается минимум I_{cE}, который переходит в максимум для больших величин E_c [5]. Причина такого диаметрально противоположного поведения угловых зависимостей критического тока при изменении ориентации вектора тока относительно ДГ к настоящему моменту не выяснена.

Хорошо известно, что критические параметры сверхпроводника YBaCuO также зависят от содержания примесей. Легирование элементами, замещающими атомы меди в плоскостях CuO, как правило, приводит к уменьшению критических параметров. Например, легирование алюминием приводит к уменьшению критической температуры и второго критического поля [6–8]. Одной из особенностей легированных алюминием монокристаллов является отсутствие уширения резистивных переходов в магнитном поле [6,7], которое всегда присутствует в чистых образцах YBaCuO. Выяснение причин этого представляет интерес как с научной, так и с прикладной точек зрения.

Монокристаллы $YBa_2Cu_{3-x}Al_xO_{7-y}$ выращивали раствор-расплавным методом в золотом тигле при слабом градиенте температуры вдоль тигля [9]. Этот метод позволяет выращивать кристаллы размерами до 5×5 мм в *ab*-плоскости и толщиной 0,02–0,05 мм. Для получения монокристаллов с добавкой алюминия в исходную шихту вводили 0,2 вес.% Al_2O_3. В качестве исходных компонентов использовали соединения Y_2O_3, $BaCO_3$, CuO, Al_2O_3 (все марки ОСЧ). Насыщение кристаллов кислородом осуществляли отжигом в потоке кислорода при температуре 430 °C в течение трех суток. После такой термообработки удельное электросопротивление в *ab*-плоскости составило около 400 мкОм·см.

Электрические контакты создавали нанесением серебряной пасты на поверхность кристаллов с последующим подсоединением серебряных проводников и трехчасовым отжигом при температуре 200 °C в атмосфере кислорода. Проводники для токовых контактов изготавливали из фольги толщиной 0,1 мм и шириной 2 мм, а для потенциальных контактов использовали провод диаметром 0,05 мм. Такая технология позволяла получать малое переходное сопротивление электрических контактов и проводить резистивные измерения при транспортных токах до 1 А без омического перегрева токовых контактов.

После насыщения кислородом и изготовления электрических контактов из кристалла толщиной 0,02 мм вырезали мостик, как это показано на рис. 1. Ширина мостиков составляла 0,2 мм, а расстояние между потенциальными контактами 0,3 мм. Двойниковые границы внутри мостика были ориентированы в одном направлении. При этом мостик вырезали таким образом, чтобы вектор транспортного тока I был параллелен плоскостям двойников.

Измерения электросопротивления и вольт-амперных характеристик (ВАХ) проводили на постоянном токе. Магнитное поле до 13 кЭ создавали электромагнитом. Вращением магнита можно было изменять ориентацию поля относительно кристалла. Точность ориентации поля относительно образца не хуже 0,2°. Мостик монтировался в измерительной ячейке таким образом, чтобы вектор поля H всегда был перпендикулярен вектору транспортного тока, как это показано на рис. 1. Точность измерения температуры 0,005 К, стабильность температуры при измерениях ВАХ не хуже 0,01 К.

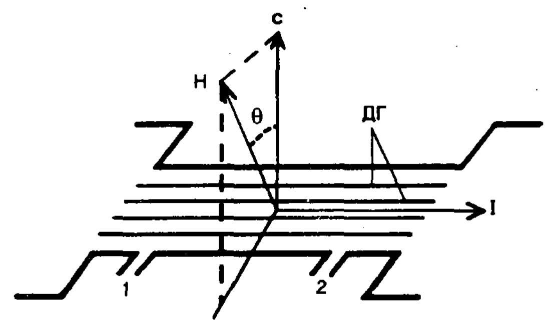

Рис. 1. Схематическое изображение мостика и геометрии эксперимента. Цифрами обозначены потенциальные контакты.

Резистивные переходы в магнитных полях до 12,7 кЭ при ориентации вектора поля H ∥ c и H ⊥ c представлены на рис. 2. Измерения проводили при плотности транспортного тока $j = 2$ А/см^2. Видно, что критическая температура T_c кристалла в нулевом магнитном поле, определяемая по середине резистивного перехода, равна 92,2 К при ширине перехода $\Delta T_c \simeq 0{,}5$ К. В отличие от чистых монокристаллов, резистивные переходы в магнитном поле почти не уширяются, что позволяет определить температурную зависимость верхнего критического поля $H_{c2}(T)$. Определяя $H_{c2}(T)$ по середине резистивного перехода, мы получаем зависимости, представленные на рис. 3. В области температур близких к T_c, $(T_c - T) \le 1$ К, зависимости $H_{c2}(T)$ имеют положительную кривизну, а при более низких температурах становятся линейными. Производные второго критического поля по температуре на линейных участках равны $dH_{c2}^{\parallel}/dT \simeq 3{,}6$ кЭ/К и $dH_{c2}^{\perp}/dT \simeq 17{,}3$ кЭ/К для H ∥ c и H ⊥ c соответственно. Величина анизотропии $dH_{c2}(T)/dT$ на линейных участках составляет $(dH_{c2}^{\perp}/dT)/(dH_{c2}^{\parallel}/dT) \simeq 4{,}8$, что согласуется с величиной анизотропии для чистых кристаллов.

Известно, что легирование алюминием приводит к уменьшению T_c, уширению резистивных переходов в нулевом магнитном поле, увеличению удельного электросопротивления и к уменьшению абсолютных значений производных $dH_{c2}(T)/dT$ [6,7]. Полученные нами результаты согласуются с

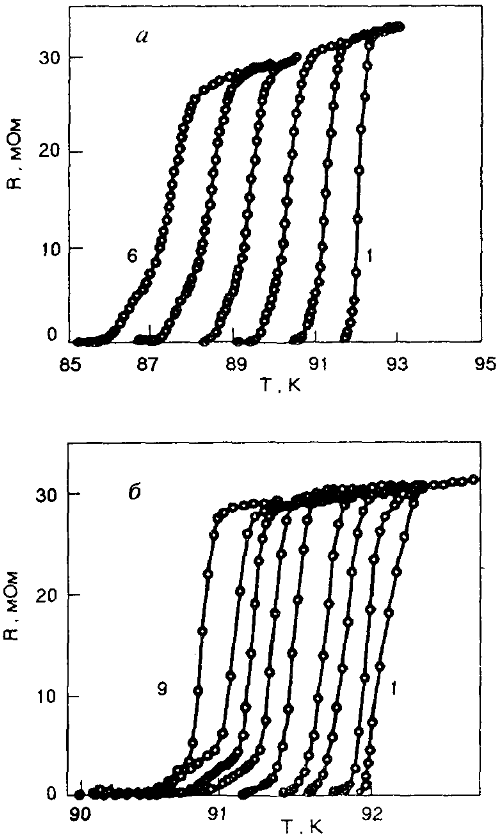

Рис. 2. Резистивные переходы при ориентации вектора поля H ∥ с (для H, кЭ: 0 (*1*); 1,9 (*2*); 4,5 (*3*); 7,3 (*4*); 10 (*5*); 12,7 (*6*)) (*а*) и H ⊥ с (для H, кЭ: 0 (*1*); 0,9 (*2*); 1,7 (*3*); 2,7 (*4*); 4,5 (*5*); 6,4 (*6*); 8,2 (*7*); 10 (*8*); 12,7 (*9*)) (*б*).

этими наблюдениями. В частности, значение электросопротивления в ab-плоскости при комнатной температуре примерно в два раза больше, а абсолютные значения производных $dH_{c2}(T)/dT$ примерно в два раза меньше соответствующих величин, полученных для чистых монокристаллов. Высокое значение критической температуры $T_c = 92{,}2$ К соответствует концентрации алюминия в кристалле $x < 0{,}1$ [8] и дефициту кислорода $y \leq 0{,}1$ [10], а относительно узкая ширина перехода $\Delta T_c \simeq 0{,}5$ К свидетельствует о равномерном распределении кислорода и алюминия по объему кристалла. Как уже отмечалось, отличительной особенностью кристаллов, легированных алюминием, является отсутствие уширения резистивных переходов в магнитном поле [6,7]. Критическая температура кристаллов, исследованных в работах [6,7], была меньше 90 К. Полученные в настоящей работе результаты показывают, что такое поведение характерно также для кристаллов с незначительными добавками алюминия, $x < 0{,}1$, имеющими высокую критическую температуру, $T_c \simeq 92$ К.

Исследование резистивных переходов и ВАХ чистых монокристаллов YBaCuO в магнитном поле

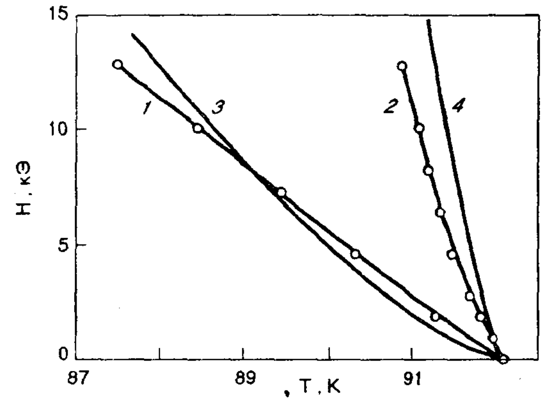

Рис. 3. Температурные зависимости второго критического поля для H ∥ с (*1*) и H ⊥ с (*2*). Линии плавления вихревой решетки [13,15] при ориентации поля H ∥ с (*3*) и H ⊥ с (*4*).

показало, что ниже линии $H_{c2}(T)$ вольт-амперные характеристики линейны вплоть до некоторой линии $T_M(H)$, ниже которой они становятся существенно нелинейными [11,12]. Такое поведение было приписано переходу от состояния незапиннингованной вихревой жидкости, испытывающей вязкое течение под действием силы Лоренца, в состояние запиннингованного вихревого стекла с сильно нелинейной ВАХ [11]. Подтверждением этой точки зрения является наличие гистерезиса на температурных и полевых зависимостях электросопротивлении вблизи $T_M(H)$ [13–15], что свидетельствует о фазовом переходе первого рода вблизи этой температуры. Линия перехода из незапиннингованного жидкого состояния в запиннингованное в несдвойникованных кристаллах YBaCuO определяется соотношениями $H_M^{\parallel}(T) = 103(1 - T/T_c)^{1,41}$ Тл для H ∥ с и $H_M^{\perp}(T) = 842(1 - T/T_c)^{1,37}$ Тл для H ⊥ с [13,15]. Зависимости $H_M^{\parallel}(T)$ и $H_M^{\perp}(T)$ показаны на рис. 3 (кривые *2* и *4* соответственно). Как видно, линия $H_{c2}^{\perp}(T)$ расположена ниже $H_M^{\perp}(T)$, а линия $H_{c2}^{\parallel}(T)$ — вблизи $H_M^{\parallel}(T)$. Однако необходимо отметить, что в сдвойникованных кристаллах при ориентации поля H ∥ с переход из незапиннингованого в запиннингованное состояние смещен в область высоких температур относительно линии $H_M^{\parallel}(T)$ для несдвойникованных кристаллов. Это свидетельствует о том, что положение линии $H_M(T)$ зависит от дефектности кристаллов и наличие таких сильных плоских дефектов, как ДГ, приводит к смещению $H_M^{\parallel}(T)$ в область высоких температур при H ∥ ДГ. Поэтому можно ожидать, что и в легированных алюминием монокристаллах при ориентации поля

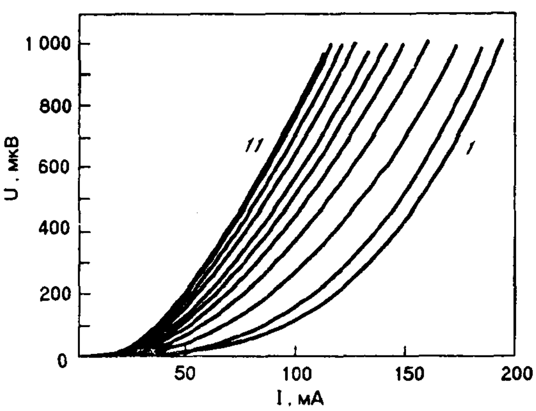

Рис. 4. Вольт-амперные характеристики, измеренные в магнитном поле 12,7 кЭ при $T = 81,9$ К для разных углов θ, град: 0 (*1*); 1,8 (*2*); 3,6 (*3*); 5,4 (*4*); 7,2 (*5*); 9 (*6*); 10,8 (*7*); 14,4 (*8*); 18 (*9*); 24,8 (*10*); 31,5 (*11*).

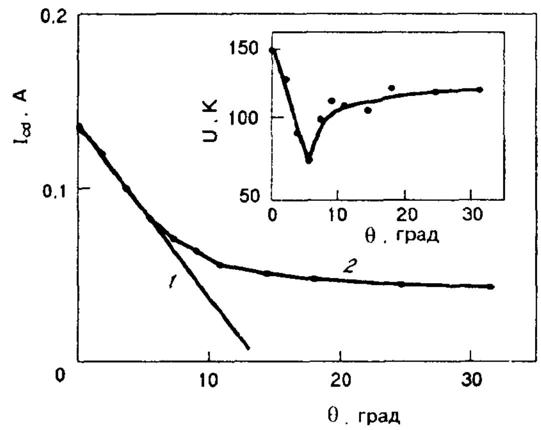

Рис. 5. Угловая зависимость критического тока депиннинга в магнитном поле 12,7 кЭ при $T = 81,9$ К. Кривая *1* является интерполяцией экспериментальной зависимости в области углов $\theta < \theta_{cr}$ уравнением (3). На вставке показана угловая зависимость эффективного потенциала пиннинга.

H || c || ДГ линия $H_M^{||}(T)$ будет расположена выше линии $H_{c2}^{||}(T)$. Таким образом, если предположить, что линия пиннинг-депиннинг $H_M(T)$ в монокристаллах, легированных алюминием, определяется теми же соотношениями, что и для чистых монокристаллов, то этот гипотетический переход должен реализоваться при температурах выше линии $H_{c2}(T)$. Это означает, что в легированных алюминием монокристаллах ниже линии $H_{c2}(T)$ фаза незапиннингованной вихревой жидкости должна отсутствовать, что, вероятно, и приводит к отсутствию уширения резистивных переходов в магнитных полях.

Вольт-амперные характеристики измеряли в интервале температур 78 К $< T <$ 90 К в магнитных полях до 13 кЭ при различных ориентациях вектора поля **H** относительно оси c кристалла. В качестве примера на рис. 4 приведены ВАХ, измеренные в поле 12,7 кЭ при температуре $T \simeq 81,9$ К для разных ориентаций вектора **H** относительно оси c. Видно, что при больших величинах плотности транспортного тока I наблюдаются почти линейные зависимости $E(I)$, соответствующие режиму вязкого течения потока. Этот режим реализуется в случае, когда сила Лоренца $F_L = Bj$ превышает силу пиннинга $F_p = Bj_{cd}$, где j_{cd} — плотность критического тока депиннинга. Таким образом, экстраполируя эти линейные участки ВАХ в нулевое напряжение, мы имели возможность определить величину критического тока депиннинга. В исследованном интервале полей, температур и углов θ соответствующие режиму термоактивируемого крипа нелинейные участки ВАХ, которые реализуются при токах $j < j_{cd}$, удовлетворительно описывались уравнением для фазы вихревого стекла [16,17]

$$E = E_0 \exp\left(\frac{U}{T}\left(1 - j_c/j\right)\right), \tag{1}$$

где U — эффективный потенциал пиннинга, а E_0 — феноменологический параметр, физическая интерпретация которого зависит от рассматриваемой микроскопической модели. Подставляя в уравнение (1) получаемые значения плотности критического тока $j_c = j_{cd}$, мы имели возможность определить температурные зависимости эффективного потенциала пиннинга $U(T)$.

Из измерений ВАХ при разных углах наклона вектора поля **H** относительно ДГ мы получили угловые зависимости критического тока депиннинга и эффективного потенциала пиннинга, представленные на рис. 5. Измерения проводили при температуре 82 К в магнитном поле 12,7 кЭ. Видно, что j_{cd} быстро убывает с увеличением угла θ при $\theta < 15°$ и слабо зависит от θ при $\theta > 15°$. В области углов $\theta < 15°$ наблюдается аномальное поведение эффективного потенциала пиннинга, в то время как при $\theta > 15°$ он почти не зависит от θ. Такие угловые зависимости j_{cd} и U могут быть обусловлены зигзагообразной структурой вихревой нити в наклонных относительно ДГ магнитных полях [18].

Полагая, что линейное натяжение вихревой нити на ДГ на величину ΔU меньше, чем его величина U в остальном объеме сверхпроводника, авторы работы [18] показали, что при $\theta < |\theta_{cr}|$ вихревая нить является ломаной и состоит из чередующихся прямолинейных участков, ориентированных вдоль ДГ, и участков, ориентированных под углом θ_{cr} по отношению к ДГ. При этом общая ориентация вихревых нитей совпадает с направлением **H**. Величина критического угла определяется соотношением $\theta_{cr} = (2\Delta U/U)^{1/2}$, а отношение длины отрезка вихря r, принадлежащего ДГ, к длине отрезка s вне плоскости ДГ есть $r/s = (1 - |\theta|/\theta_{cr})$. Из резистивных измерений следует, что $\theta_{cr} \leq 15$ [3,19]. В рамках модели зигзагообразной структуры вихревой нити на основании феноменологического описания пиннинга на ДГ угловая зависимость критического тока $I_c(\theta)$ для $|\theta| < \theta_{cr} << 1$ сводится к соотношению

$$I_c(\theta) \simeq \left\{ I_c^b \left(\frac{|\theta|}{\theta_{cr}} \right) + I_c^{\|} \left[1 - \left(\frac{|\theta|}{\theta_{cr}} \right) \right] \right\} \varphi(x) , \qquad (2)$$

где I_c^b и $I_c^{\|}$ — критические токи образца при $\theta = \theta_{cr}$ и $\theta = 0$ соответственно;

$$\varphi(x) = \left[1 - 4\sin^2 (\theta_{cr}/\theta)\, \psi(x) \right]^{1/2} ,$$

где $\psi(x) = 1/(x + x^{-1})^2$ и $x = (\theta_{cr}/\theta - 1)(I_c^b/I_c^{\|})$. При $\theta_{cr} << 1$ множитель $\varphi(x)$ близок к единице. Поскольку при углах $\theta \geq \theta_{cr}$ критический ток практически не зависит от θ, мы оцениваем $I_c^b \simeq 500$ мА и $I_c^{\|} = 182$ мА. Полагая $\theta_{cr} = 14°$, мы получаем зависимость $I_c(\theta)$ в области углов $|\theta| < \theta_{cr}$, представленную на рис. 5 (кривая *1*). Видно, что экспериментальная зависимость удовлетворительно описывается уравнением (2).

Уменьшение величины эффективного потенциала пиннинга при увеличении угла θ можно объяснить повышенным пиннингом локализованных на ДГ участков вихрей r, доля которых уменьшается с увеличением угла θ. Поскольку формула (2) получена для малых углов $\theta_{cr} << 1$, в настоящее время мы не намерены интерпретировать этот результат в рамках модели зигзагообразной структуры вихревой нити, оставляя такой анализ для более подробного сообщения.

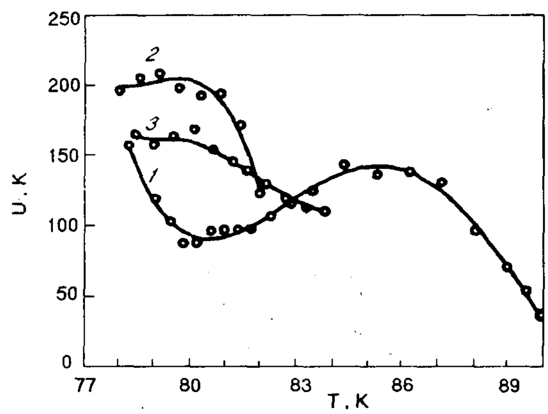

Рис. 7. Температурные зависимости эффективного потенциала пиннинга в наклонных магнитных полях при $\theta = 30°$ для $H =$ 2,7 (*1*) и 12,7 (*2*) кЭ и в магнитном поле $H = 12{,}7$ кЭ при H || c (*3*).

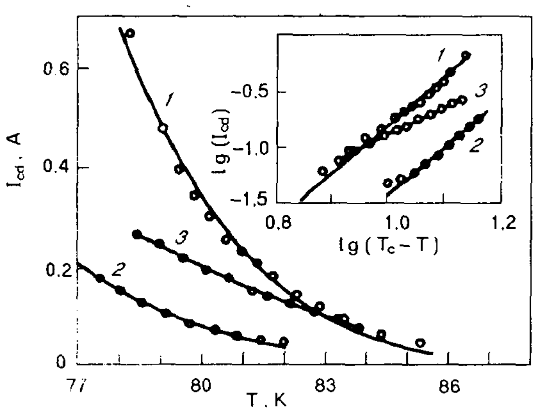

Рис. 6. Температурные зависимости критического депиннинга в наклонных магнитных полях при $\theta = 30°$ для $H = 2{,}7$ (*1*) и 12,7 (*2*) кЭ и в магнитном поле $H = 12{,}7$ кЭ при H || c (*3*). Сплошные линии *1* и *2* являются интерполяцией экспериментальных зависимостей уравнением (3). На вставке представлены те же зависимости в двойном логарифмическом масштабе.

На рис. 6 и 7 представлены температурные зависимости j_{cd} и U соответственно, полученные в магнитном поле $H = 12{,}7$ кЭ при H || c и $\theta = 30°$, и в поле $H = 2{,}5$ кЭ при $\theta = 30°$. Как видно из вставки на рис. 6, в области температур не слишком близких к T_c зависимости $j_{cd}(T)$ близки к линейным в координатах $\lg j_{cd} - \lg (T_c - T)$, что свидетельствует о степенной зависимости критического тока от температуры вида $j_{cd} \sim (T_c - T)^{\alpha}$. Величина показателя α, определяемая углом наклона кривых в двойном логарифмическом масштабе, равна 2,6 для H || c и $\alpha \simeq 4{,}2$ для $\theta = 30°$. Из рис. 7 видно, что эффективный потенциал пиннинга в поле 12,7 кЭ вначале увеличивается с понижением температуры, а при $T < 80$ К он почти не зависит от температуры. В наклонном магнитном поле $H =$ $= 2{,}7$ кЭ зависимость $U(T)$ немонотонна: в области температур 80 К $< T <$ 84 К наблюдается слабый минимум. Возможно, такая температурная зависимость потенциала пиннинга обусловлена переходом от режима крипа крупных вихревых связок при высоких температурах к режиму крипа малых вихревых связок при низких температурах.

Экстраполяция линейных участков зависимостей $H_{c2}(T)$ к нулевой температуре дает значения $H_{c2}^{\|}(0) \simeq 280$ кЭ и $H_{c2}^{\perp}(0) \simeq 1360$ кЭ и соответственно значения длин когерентности $\xi_{ab}(0) \simeq 34$ Å и $\xi_c(0) \simeq 7{,}1$ Å. Полагая, что величина параметра Гинзбурга—Ландау χ для исследованного кристалла такая же, как и для чистых кристаллов, $\chi \simeq 50$, измеренные значения критического тока депиннинга всегда удовлетворяют условию $j_{cd} \ll j_0/\chi^2$, где $j_0 \simeq c\Phi_0/(200\lambda^2\xi)$ — критический ток распаривания; $\xi(T) = \xi(0)(1 - T/T_c)^{1/2}$; Φ_0 — квант магнитного потока; λ — глубина проникновения. В этом случае теория коллективного пиннинга на мелкомасштабных дефектах предсказывает зависимость критического тока от поля и температуры вида [20]

$$j_{\rm cd} \simeq 10\left(\frac{j_0}{\chi^2}\right)\left(\frac{\gamma}{\gamma_{\rm max}}\right)^2\left(\frac{H_{c2}}{H}\right)^3\left[\frac{T_{\rm dp}}{T_{\rm dp}+T}\right]^{11/2}, \quad (3)$$

где $\gamma_{\max} = H_c^4\xi^7$ — величина параметра γ, соответствующая предельно сильному мелкомасштабному беспорядку, а температура депиннинга $T_{\rm dp} \simeq \simeq \Phi_0^{3/2}(8\pi\chi)^{-2}B^{1/2}$, которая для индукции магнитного поля $B = 1{,}27$ Тл оценивается равной 110 К, а для $H = 2{,}7$ кЭ она равна 50 К. Необходимо отметить, что уравнение (3) получено для ориентации поля $\mathbf{H} \parallel c$, в то время как измерения проводили в наклонном относительно оси с магнитном поле. Однако, как показано в работе [21], в исследуемых нами наклонных магнитных полях учет анизотропии сводится к умножению значений H_{c2} и $T_{\rm dp}$ на множители порядка единицы. Поэтому применимость уравнения (3) к исследуемой геометрии эксперимента, вероятно, можно считать оправданной.

Вообще говоря, величина отношения $\gamma/\gamma_{\max}$ в конкретной микроскопической модели пиннинга может зависеть от температуры и магнитного поля. Однако если в исследуемом интервале температур и полей пренебречь такой зависимостью, то оказывается, что температурная зависимость критического тока депиннинга в наклонном магнитном поле хорошо описывается уравнением (3) при $\gamma/\gamma_{\max} \simeq 10^{-2}$ для $H = 12{,}7$ кЭ и $\gamma/\gamma_{\max} \simeq 3\cdot10^{-2}$ для $H = 2{,}7$ кЭ. Отметим, что уравнение (3) получено в предположении слабого мелкомасштабного беспорядка и малые значения отношения $\gamma/\gamma_{\max}$ соответствуют этому критерию.

При ориентации поля $\mathbf{H} \parallel c$ критический ток возрастает с понижением температуры существенно медленнее по сравнению с зависимостью, определяемой уравнением (3). Это наглядно видно на вставке рис. 6, показывающей температурные зависимости в координатах $\lg j_{cd} - \lg(T_c - T)$; угол наклона кривой для $\mathbf{H} \parallel c$ существенно меньше угла наклона кривых, полученных в наклонном относительно ДГ магнитном поле. Отличие в температурных зависимостях, вероятно, обусловлено влиянием границ двойников при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel$ ДГ. При такой геометрии эксперимента часть вихрей, $\delta \simeq a_0/d_0$, захвачена ДГ и температурная зависимость j_{cd} определяется не только пиннингом на мелкомасштабных дефектах, но и пиннингом на ДГ. Здесь $a_0 \simeq 1{,}07(\Phi_0/B)^{1/2}$ — межвихревое расстояние и d_0 — расстояние между ДГ. Критический ток, обусловленный пиннингом на границах двойников [21], растет с понижением температуры как $j_c^{Tp}(T) \sim j_0(T_{\rm dp}^{Tp}/T)^4$, где $T_{\rm dp}^{Tp}$ — температура депиннинга на ДГ, т.е. существенно медленнее, чем зависимость, определяемая уравнением (3). Поэтому медленный рост критического тока при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel$ ДГ по сравнению с зависимостью, определяемой уравнением (3), вероятно, обусловлен слабым ростом пиннинга на границах двойников.

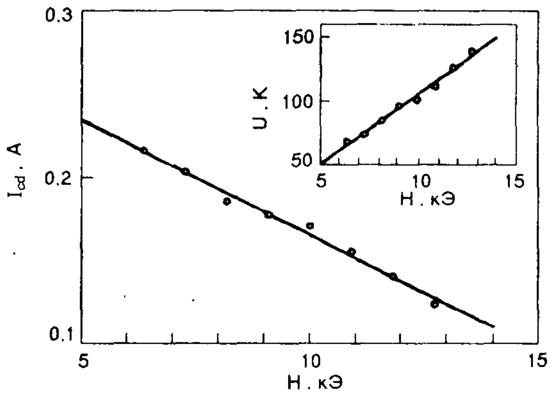

Рис. 8. Полевая зависимость критического тока депиннинга при $\mathbf{H} \parallel c$ и $T = 82$ К. На вставке показана полевая зависимость эффективного потенциала пиннинга при $\mathbf{H} \parallel c$ и $T = 82$ К.

На рис. 8 показаны полевые зависимости критического тока $I_{cd}(H)$ и эффективного потенциала пиннинга $U(H)$, измеренные при температуре 82 К и ориентации поля $\mathbf{H} \parallel c$. Видно, что критический ток депиннинга уменьшается, а эффективный потенциал пиннинга возрастает с увеличением магнитного поля. Уменьшение $I_{cd}(H)$ и увеличение $U(H)$ с ростом магнитного поля качественно согласуются с теорией коллективного пиннинга, однако экспериментальные зависимости изменяются с полем медленнее, чем это предсказывается теорией.

Необходимо отметить, что полевая зависимость критического тока существенным образом зависит от способа его определения. На рис. 9 представлены полевые зависимости критического тока I_{cE}, определяемого по напряжению E_c на образце. Видно, что зависимость $I_{cE}(H)$ существенно немонотонна: по мере увеличения магнитного поля критический ток вначале уменьшается, затем наблюдается его рост в интервале полей 6–9 кЭ, а при

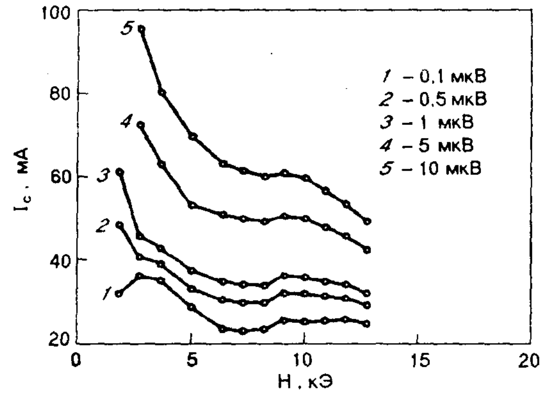

Рис. 9. Полевые зависимости критического тока I_{cE}, определяемого по уровню падения напряжения E_c на образце. Кривые пролучены для разных значений E_c, указанных на рисунке.

дальнейшем увеличении поля наблюдается уменьшение I_{cE}. При этом глубина минимума на зависимости $I_{cE}(H)$ увеличивается с уменьшением напряжения E_c. Такое поведение $I_{cE}(H)$ является следствием пересечения начальных участков ВАХ, соответствующих режиму термоактивируемого крипа, что вызвано, с одной стороны, уменьшением критического тока депиннинга, а с другой стороны, ростом эффективного потенциала пиннинга с увеличением магнитного поля. Необходимо также отметить, что пересечение начальных участков ВАХ наблюдается не только при H || c, но и в наклонных относительно ДГ магнитных полях.

Немонотонная полевая зависимость критического тока в высокотемпературных сверхпроводниках часто наблюдается при измерении петель намагниченности. Это явление получило название пик-эффекта или «fish-tail» эффекта. В настоящее время широко обсуждаются два механизма, позволяющие объяснить это явление. Первый из них объясняет рост критического тока наличием дефицитной по кислороду или иной фазы, которая переходит в нормальное состояние при увеличении магнитного поля [22]. Второй механизм [23] основывается на теории коллективного пиннинга и предполагает отсутствие аномального роста несрелаксировавшего критического тока; рост измеряемого критического тока обусловлен более медленной релаксацией магнитного потока при увеличении магнитного поля, т.е. большей крутизной вольт-амперных характеристик на участках, соответствующих термоактивируемому крипу. Мы считаем, что критический ток депиннинга, получаемый из резистивных измерений, соответствует несрелаксировавшему критическому току, а I_{cE} соответствует критическому току в экспериментах по измерению намагниченности. В этом случае наши измерения согласуются с механизмом, основанном на теории коллективного пиннинга.

В заключение отметим, что температурные зависимости критического тока в наклонных относительно границ двойников магнитных полях удовлетворительно описываются в рамках теории коллективного пиннинга на мелкомасштабных дефектах с учетом тепловых колебаний вихревой решетки. При ориентации поля H || c сказывается влияние ДГ, что приводит к более слабому росту критического тока при понижении температуры. Угловая зависимость критического тока при небольших углах разориентации вектора H относительно границ двойников удовлетворительно описывается в рамках модели зигзагообразной структуры вихревых нитей. Полевые зависимости критического тока депиннинга и потенциала пиннинга качественно согласуются с зависимостями, предсказываемыми теорией коллективного пиннинга. Немонотонная полевая зависимость критического тока, определяемого по уровню падения напряжения на образце, является следствием конкуренции двух процессов — роста потенциала пиннинга и уменьшения критического тока депиннинга при увеличении магнитного поля. Отсутствие уширения резистивных переходов в магнитном поле в монокристаллах YBaCuO, легированных алюминием, вероятно, обусловлено отсутствием фазы незапиннингованной вихревой жидкости ниже линии $H_{c2}(T)$.

Работа частично финансировалась Научным Советом НАТО и Государственным комитетом Украины по науке и технологиям в рамках проекта «Пиннинг».

1. B. Roas, L. Schultz, and G. Saemann-Ischenko, *Phys. Rev. Lett.* 64, 479 (1990).
2. V. Selvamanickam, M. Mironova, S. Son, and K. Salama, *Physica* C208, 238 (1993).
3. M. A. Obolenskii, A. V. Bondarenko, M. G. Revyakina, and V. A. Shklovskij, Superconductivity: *Phys. Chem., Techn.* 7, 43 (1994).
4. A. V. Bondarenko, M. A. Obolenskii, R. V. Vovk, A. A. Prodan, A. V. Shklovskij, and A. G. Sivakov, in: *Critical Currents in Superconductors, Proc. of the 7th Int. Workshop, 24–27 January 1994*, Austria (1994), p. 177.
5. V. F. Solovjov, V. M. Pan, and H. C. Freyhard, *Phys. Rev.* B50, 13724 (1994).
6. R. B. van Dover, L. F. Schneemeyer, J. V. Waszczak, D. A. Rudman, J. Y. Juang, and J. A. Cutro, *Phys. Rev.* B39, 2932 (1989).
7. А. В. Бондаренко, И. М. Дмитренко, М. А. Оболенский, В. Л. Товажнянский, Н. Я. Фогель, В. Г. Черкасова, *ФНТ* 15, 582 (1989).
8. J. M. Tarascon, P. Barboux, P. F. Miceli, L. H. Greene, G. W. Hull, M. Eibschutz, and S. A. Sunshine, *Phys. Rev.* B37, 7459 (1988).
9. М. А. Оболенский, А. В. Бондаренко, М. О. Зубарева, *ФНТ* 15, 1152 (1989).
10. R. Hauff, V. Breit, H. Claus, D. Herrmann, A. Knerim, P. Schweiss, H. Wuhl, E. Erb, and G. Muller-Vogt, *Physica* C235-240, 1953 (1994).
11. R. H. Koch, V. Foglietti, W. J. Gallagher, G. Koren, A. Gupta, and M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* 63, 1511 (1989).
12. T. K. Worthington, F. Holtzberg, and C. A. Feild, *Cryogenics* 30, 417 (1990).

13. H. Safar, P. L. Gammel, D. A. Huse, and D. J. Bishop, *Phys. Rev. Lett.* 69, 824 (1992).
14. M. Charalambous, J. Chaussy, and P. Lejay, *Phys. Rev.* B45, 5091 (1992).
15. W. K. Kwok, S. Flesher, U. Welp, V. M. Vinokur, J. Downey, G. W. Grabtree, and M. M. Miller, *Phys. Rev. Lett.* 69, 3370 (1992).
16. D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, and D. A. Huse, *Phys. Rev.* B43, 130 (1990).
17. M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, and V. M. Vinokur, *Phys. Rev.* B43, 6363 (1991).
18. G. Blatter, J. Rhyner, and V. M. Vinokur, *Phys. Rev.* B43, 7826 (1991).
19. S. Flesher, W. K. Kwok, U. Welp, V. M. Vinokur, M. K. Smith, J. Downey, and G. W. Grabtree, *Phys. Rev.* B47, 14448 (1993).
20. M. V. Feigel'man and V. M. Vinokur, *Phys. Rev.* B41, 8986 (1990).
21. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* 66, 1125 (1994).
22. M. Daeumling, J. M. Setjens, and D. C. Larbalestier, *Nature (London)* 346, 332 (1990).
23. L. Krusin-Elbaum, L. Civale, V. M. Vinokur, and P. Holtzberg, *Phys. Rev. Lett.* 69, 2280 (1992).

Superconducting parameters and vortex dynamics in aluminum doped YBaCuO single crystals containing unidirectional twins

M. A. Obolenskii, A. V. Bondarenko, V. A. Shklovskij, M. El-Saadawy, R. V. Vovk, A. V. Samoylov, D. Niarchos, M. Pissas, G. Kallias, and A. G. Sivakov

Resistive transitions and current-voltage characteristics of aluminum doped YBaCuO single crystals containing unidirectional twins have been investigated. Temperature, field and angular dependences of the critical current and effective pinning potential were determined on the basis of the measured current-voltage characteristics. Temperature and field dependences are discussed in terms of the theory of collective pinning in the presence of thermal fluctuations of vortex lines. Angular dependences are interpreted in the terms of the stepped structure of vortex lines in tilted with respect to twin planes magnetic fields. The absence of the broadening of the resistive curves in magnetic fields are discussed.