

Резистивные исследования крипа, контролируемого пластической деформацией вихревой решетки

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

Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4.
E-mail: mikhail.a.obolenskii@univer.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 21 июля 1997 г.

Измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ) монокристаллов YBaCuO при ориентации вектора магнитного поля под углом 45° к плоскостям двойников. Из ВАХ определены токовая и полевая зависимости потенциала пиннинга. Полученные зависимости свидетельствуют о том, что в области относительно высоких магнитных полей крип потока контролируется пластической деформацией вихревой решетки.

Виміряно вольт-амперні характеристики (ВАХ) монокристалів YBaCuO при орієнтації вектора магнітного поля під кутом 45° до площин двійників. З отриманих ВАХ характеристик визначено струмову і кутову залежності потенціалу пінінга. Одержані залежності свідчать про те, що в області відносно високих магнітних полів крип потоку контролюється пластичною деформацією вихорової ґратки.

PACS : 74.72.Bk

Магнитные исследования монокристаллов YBaCuO в области температур $80 \text{ K} < T < 85 \text{ K}$ показали, что динамика магнитного потока в слабых и сильных магнитных полях существенно различна [1]. При $T = 85 \text{ K}$ в слабых полях ($H \leq 3 \text{ кЭ}$) эффективный потенциал пиннинга возрастает с увеличением магнитного поля как $B^{6/5}$ (B — индукция поля), что качественно согласуется с теорией коллективного пиннинга [2]. Однако в области сильных полей ($H \geq 5 \text{ кЭ}$) потенциал пиннинга уменьшался с увеличением магнитного поля. Такое поведение авторы интерпретировали крипом, контролируемым пластической деформацией вихревой решетки (ВР).

Токовая зависимость потенциала пиннинга при крипе, контролируемом диффузией дислокаций, дается выражением [3]

$$U_{\text{pl}}(J) = U_{\text{pl}}^0(B) \left[1 - (J/J_{\text{pl}})^\mu \right], \quad (1)$$

где $\mu = 1/2$, а J_{pl} — критический ток депиннинга, соответствующий пластическому движению. Если

считать, что токовая зависимость потенциала пиннинга определяется соотношением (1), то этот потенциал уменьшается с ростом магнитного поля как $B^{-0,7}$ [1], что качественно согласуется с полевой зависимостью потенциала пиннинга при пластической деформации вихревой решетки [4]

$$U_{\text{pl}}^0(B) \approx \epsilon \epsilon_0 a_0 \sim B^{-1/2}. \quad (2)$$

Здесь $\epsilon = (m/M)$ — параметр анизотропии; $\epsilon_0 = (\Phi_0/4\pi\lambda)$ — энергия вихревой нити; $a_0 \approx (\Phi_0/B)^{1/2}$ — межвихревое расстояние; Φ_0 — квант магнитного потока; λ — глубина проникновения магнитного поля.

Отметим, что при анализе экспериментальных данных по релаксации намагниченности методически сложно выделить токовую и полевую зависимость потенциала пиннинга, поскольку в процессе измерений в образце изменяются как плотность наведенного тока, так и индукция магнитного поля. Этот недостаток отсутствует при резистивных измерениях. Кроме того, резистивные измерения позволяют оценить

величину критического тока депиннинга [5] в рамках модели Бардина–Стефена, что имеет важное значение при количественных оценках параметров пиннинга. К настоящему времени имеется ограниченное число резистивных исследований монокристаллических образцов YBaCuO при больших плотностях транспортных токов [5,6], а анализ результатов измерений с позиций пластической деформации ВР не проводился.

Целью настоящей работы является исследование динамики магнитного потока в монокристаллах YBaCuO при пиннинге на точечных дефектах. Представлены результаты измерений вольт-амперных характеристик мостика, содержащего систему однонаправленных двойников, при ориентации вектора \mathbf{J} параллельно ab -плоскости и почти параллельно плоскостям границ двойников (ГД) (угол разориентации между вектором \mathbf{J} и плоскостью ГД составлял 7°). Измерения проводили при $T = 85,1$ К, т. е. ниже температуры плавления вихревой решетки. Вектор магнитного поля был ориентирован под углом $\theta = 45^\circ$ по отношению к оси c кристалла. Такой выбор обусловлен тем, что при углах разориентации θ между вектором \mathbf{V} и плоскостями ГД меньше некоторого критического значения θ^* часть вихревых нитей оказывается захваченной плоскостью ГД, что может существенно повлиять на динамику магнитного потока. При углах $\theta > \theta^*$ двойники не деформируют вихревую нить [2], поэтому пиннинг на ГД эквивалентен пиннингу на точечных дефектах. Как легко показать, в рамках модели Блаттера и соавторов [7] величина критического угла в анизотропном случае определяется соотношением $\theta^* = \varepsilon^{-1} \text{tg} (2\Delta U/U)^{1/2}$, где U — линейное натяжение вихревой нити в объеме сверхпроводника, а ΔU — разность энергий вихря в объеме сверхпроводника и вихря, локализованного на границе двойника. В монокристаллах YBaCuO отношение $\Delta U/U \approx 10^{-2}$ [8,9] и, полагая $\varepsilon = 1/6$, получаем $\theta \approx 50^\circ$. Термические флуктуации и межвихревое взаимодействие уменьшают величину θ^* . Исследования угловой зависимости параметров пиннинга показали, что в исследуемой области магнитных полей $\theta^* \approx 15\text{--}20^\circ$ [6]. Таким образом, в исследуемой геометрии эксперимента пиннинг реализуется на точечных дефектах.

Критическая температура образца $T_c = 92$ К при ширине перехода в нулевом магнитном поле $\Delta T_c = 0,3$ К. Ширина мостика составляла 0,2 мм,

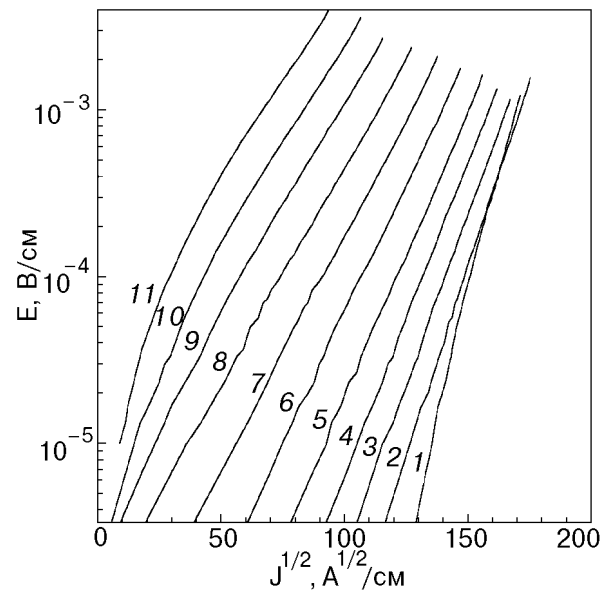


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики монокристалла YBaCuO, измеренные при $T = 85,1$ К при различных H , кЭ: 4,7; 5,3; 6,5; 7,5; 8,6; 9,7; 10,8; 12,0; 13,2; 14,3; 15,4 (соответственно кривые 1–11).

а толщина 20 мкм. Для улучшения теплоотвода образец приклеивали к массивной медной подложке клеем БФ-2. Измерения в нормальном состоянии показали, что при максимальной мощности 70 мкВт, выделяемой на образце в процессе измерений, отклонение температуры образца от равновесной не превышает 10^{-2} К. Измерения ВАХ проводили на постоянном токе.

На рис. 1 представлены ВАХ в координатах $\lg E - J^{-1/2}$. Видно, что в интервале полей $5,3 \text{ кЭ} \leq H \leq 13,2 \text{ кЭ}$ зависимости $E(J)$ хорошо описываются соотношением (1) при $\mu = 1/2$. При увеличении ($H > 14$ кЭ) или уменьшении ($H < 5$ кЭ) магнитного поля на зависимостях $E(J)$ наблюдается отрицательная кривизна, что свидетельствует об уменьшении величины показателя степени μ . Полевая зависимость μ представлена на рис. 2 кривой 1.

Полученная в интервале полей $5,3 \text{ кЭ} \leq H \leq 13,2 \text{ кЭ}$ величина показателя степени $\mu = 1/2$ может свидетельствовать о реализации крипа, контролируемого диффузией дислокаций ВР. Для определения величины потенциала пиннинга $U_{pl}^0(B)$ из экспериментальных зависимостей $E(J)$ необходимо знать величину критического тока J_{pl} . Величину J_{pl} можно оценить в рамках модели Бардина–Стефена. Действительно, экспериментальные исследования ВАХ монокристаллов YBaCuO при ориентации поля $\mathbf{H} \parallel c$ [5] показали, что величина

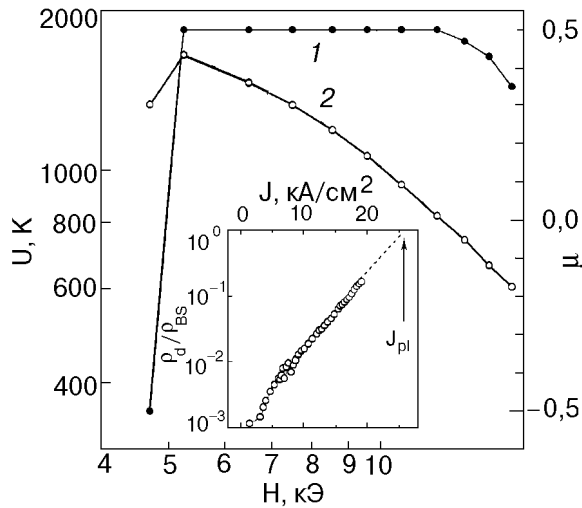


Рис. 2. Полевые зависимости показателя степени μ (кривая 1) и потенциала пиннинга (кривая 2). На вставке – токовая зависимость потенциала пиннинга, нормированного на сопротивление вязкому течению потока в рамках модели Бардина–Стефена.

дифференциального электросопротивления $\rho_d(J) = dE(J)/dJ$ при транспортных токах, превышающих критический ток депиннинга, не зависит от тока и удовлетворительно описывается моделью Бардина–Стефена [10]:

$$\rho_d = \rho_{BS} = \rho_N B/H_{c2} \quad (3)$$

Поэтому величину критического тока J_{pl} можно оценить путем экстраполяции отношения $\rho_d(J)/\rho_{BS}$ к значению равному единице.

Величина удельного электросопротивления ρ_N при температуре 85 К, определяемая путем экстраполяции линейного по температуре участка зависимости $\rho(T)$, составляла $6 \cdot 10^{-5}$ Ом·см. Величину второго критического поля H_{c2} можно оценить, полагая, что $dH_{c2}^{\parallel}/dT = -1,8$ Тл/К при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$, а зависимость от угла и температуры определяется соотношением $H_{c2}(\theta, T) = (dH_{c2}^{\parallel}/dT)(T - T_c)/\epsilon(\theta)$, где $\epsilon(\theta) = (\epsilon^2 \cos^2\theta + \sin^2\theta)^{1/2}$ и $\epsilon = 1/6$. Определенное таким способом $H_{c2} \approx 180$ кЭ при $T = 85,1$ К и $\theta = 45^\circ$. В качестве примера на вставке рис. 2 представлена токовая зависимость $\rho_d(J)/\rho_{BS}$, полученная при измерениях в магнитном поле $H = 10,8$ кЭ. Видно, что в исследованном интервале токов отношение $\rho_d(J)/\rho_{BS} < 1$, а токовая зависимость в полулогарифмических координатах почти линейна.

Учитывая вышеизложенное, величину J_{pl} мы определяли путем линейной экстраполяции отношения $\rho_d(J)/\rho_{BS}$ к значению равному

единице, как это показано на вставке рис. 2. Подставив найденные таким способом значения J_{pl} в соотношение (1) и проинтерполировав экспериментальные кривые этим уравнением, мы получили полевую зависимость потенциала пиннинга, представленную на рис. 2 кривой 2. Видно, что в магнитных полях $H \geq 5,3$ кЭ потенциал пиннинга U_{pl}^0 уменьшается с ростом магнитного поля. Эту зависимость $U_{pl}^0(B)$ нельзя описать степенной $U_{pl}^0(B) \sim B^{\nu}$ с постоянным значением показателя степени ν . Как следует из рисунка, показатель степени ν постепенно уменьшается от значения $-0,55$ при $H \approx 6$ кЭ до $-1,1$ при $H \geq 11$ кЭ. Величина $\nu \approx -0,55$ близка к теоретическому значению $-0,5$. Возможные причины увеличения абсолютного значения ν вблизи температуры плавления вихревой решетки обсуждались в работе [1].

Согласно соотношению (2), величина U_{pl}^0 в магнитном поле $H = 5,3$ кЭ для $\lambda(T = 85K) \approx 3\ 000 - 4\ 000$ Å находится в интервале 1 100–1 900 К. Таким образом, полученное из эксперимента значение U_{pl}^0 ($H = 5,3$ кЭ) $\approx 1\ 600$ К хорошо согласуется с теоретическими оценками.

Наблюдаемое в магнитном поле $H = 4,7$ кЭ изменение знака показателя степени μ , вероятно, свидетельствует о переходе к крипу, контролируемому упругой деформацией, что подтверждается уменьшением величины потенциала пиннинга с уменьшением магнитного поля, предсказанным теорией коллективного пиннинга [2].

Остановимся кратко на различиях результатов, полученных в настоящей работе и в [1]. В работе [1] показатель степени μ всегда был отрицателен, хотя при обработке экспериментальных результатов предполагалось, что токовая зависимость потенциала пиннинга описывается уравнением (1) при $\mu = 1/2$. В настоящей же работе получено значение $\mu = 1/2$ в достаточно широком интервале полей ($5,3$ кЭ $\leq H \leq 13,2$ кЭ). Как упоминалось выше, это различие в величине показателей степени μ может быть вызвано трудностью выделения токовой и полевой зависимости потенциала пиннинга. Отметим также, что в работе [1] ничего не говорится о наличии или отсутствии границ двойников. Если кристаллы содержали двойники, то при исследовавшейся геометрии эксперимента ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{c} \parallel \text{ГД}$), существенное влияние на динамику магнитного потока мог оказать повышенный пиннинг на плоскостях ГД. В частности, полученные в работе [1] примерно в два раза

бóльшие значения потенциала пиннинга могут быть связаны именно с присутствием двойников.

Суммируя изложенные экспериментальные результаты, можно сделать следующие выводы. Токковая зависимость потенциала пиннинга хорошо соответствует модели диффузии дислокаций вихревой решетки, а величина потенциала пиннинга — энергии пластической деформации вихревой решетки. Полевая зависимость потенциала пиннинга хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями для крипа, контролируемого неупругой деформацией вихревой решетки, вдали от температуры плавления вихревой решетки. По мере приближения к точке плавления потенциал пиннинга уменьшается с ростом поля быстрее, чем это предсказывает теория.

1. Y. Abulafia, A. Shaulov, Y. Wolfus, R. Prozorov, L. Burlachkov, Y. Yeshurun, D. Majer, E. Zeldov, V. B. Geshkenbein, and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1596(1996).
2. G. Blatter, M. V. Feigelman, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
3. V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, M. V. Feigelman, and V. M. Vinokur, *Physica C* **162–164**, 239 (1989).
4. J. P. Hirth and J. Lothe, *Theory of Dislocations*, John Wiley & Sons, New-York (1982), Chap. 15.

5. A. В. Бондаренко, В. А. Шкловский, Р. В. Вовк, М. А. Оболенский, А. А. Продан, *ФНТ* **23**, 1281 (1997).
6. V. F. Solovjov, V. M. Pan, and H. C. Freyhard, *Phys. Rev.* **B50**, 13724 (1994).
7. G. Blatter, J. Rhyner, and V. M. Vinokur, *Phys. Rev.* **B43**, 7826 (1991).
8. L. Y. Vinnikov, I. V. Grigor'eva, L. A. Gurevich, and A. E. Koshelev, *Superconductivity* **3**, 1120 (1990).
9. L. A. Dorosinskii, V. I. Nikitenko, A. A. Polyanskii, and V. K. Vlasko-Vlasov, *Physica C* **246**, 238 (1995).
10. J. Bardeen and M. J. Stephen, *Phys. Rev.* **A140**, 1179 (1965).

Resistive investigations of creep controlled by plastic deformation of vortex lattice

M. A. Obolenskii, A. V. Bondarenko,
V. A. Shklovskij, R. V. Vovk, and A. A. Prodan

The current-voltage characteristics of YBaCuO single crystals were measured in a magnetic field applied at the angle 45° with respect to the twin planes. The current and field dependences of the pinning potential were derived from the obtained curves. The obtained dependences indicate that flux creep in the region of high magnetic fields is controlled by plastic deformation of the vortex lattice.