

PACS numbers: 74.20.De, 74.25.Op, 74.25.Sv, 74.25.Uv, 74.25.Wx, 74.62.Dh, 74.72.-h

Пиннинг и динамика вихрей в $3D$ -анизотропных сверхпроводниках с линейными дефектами

А. Л. Касаткин, В. П. Цветковский

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,
бульв. Акад. Вернадского, 36,
03680, ГСП, Киев-142, Украина*

Решается задача о срыве упругой вихревой нити с протяжённого s -ориентированного линейного дефекта в $3D$ -анизотропном (слоистом) сверхпроводнике с толщиной $d > 2\lambda$ ($\lambda \equiv \lambda_{ab}$ — лондоновская глубина проникновения) при низких температурах под действием транспортного тока. Эта задача рассматривается в рамках классической механики как задача о поведении упругой вихревой струны, помещённой в потенциальную яму, создаваемую линейным дефектом, и подверженной действию силы Лоренца, экспоненциально распределённой в слое λ вблизи поверхности образца. Исследуется проблема механической устойчивости вихревой струны в потенциальной яме пиннинга линейного дефекта и находится порог неустойчивости, связанный с достижением критического тока депиннинга. Возникающая неустойчивость приводит к депиннингу вихря вблизи поверхности с последующим распространением этого процесса вглубь образца. Помимо этого, вычисляются энергия активации вихря $U_c(j)$ и соответствующая вольт-амперная характеристика сверхпроводника с линейными дефектами в режиме крипа вихрей в слабом магнитном поле. Полученные результаты также используются для расчёта зависимости критического тока от угла разориентации в бикристаллах высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) с дислокационной малоугловой границей наклона [001]. Результаты предложенной модели хорошо согласуются с данными ряда экспериментов на ВТСП-материалах.

Розв'язується задача про зрив пружної вихорної нитки з протяжного s -орієнтованого лінійного дефекту в $3D$ -анізотропному (шаруватому) надпровіднику за низьких температур під дією транспортного струму. Ця задача розглядається в межах класичної механіки як задача про поведінку пружної вихорної струни, що знаходиться в потенціальній ямі, що створюється лінійним дефектом, а також під дією Лорентцевої сили, експоненційно розподіленої в поверхневому шарі з товщиною λ ($\lambda \equiv \lambda_{ab}$ — Лондонова глибина проникнення) поблизу поверхні зразка. Досліджується пробле-

ма механічної стійкості вихорної струни в потенціальній ямі, що створюється лінійним дефектом, і знаходиться поріг нестійкості, пов'язаний з досягненням критичного струму депіннгу. Виникнення нестійкості призводить до депіннгу вихору поблизу поверхні з подальшим поширенням цього процесу вглиб надпровідника. Окрім цього, розраховується енергія активації вихру $U_c(j)$ і відповідна вольт-амперна характеристика надпровідника з лінійними дефектами в режимі крипу вихорів у слабкому магнетному полі. Одержані результати також використовуються для розрахунку залежності критичного струму від кута дезорієнтації в бікристалах високотемпературного надпровідника (ВТНП) з дислокаційною малокутовою межею нахилу [001]. Результати запропонованого моделю добре узгоджуються з даними низки експериментів на ВТНП-матеріалах.

The problem of Abrikosov vortex depinning at low temperatures from extended c -oriented linear defect in 3D anisotropic (layered) superconductor under the surface transport current influence is solved. This problem is considered within the scope of classical mechanics as behaviour of an elastic vortex string, which is settled in the potential well of linear defect and exerted to exponentially distributed Lorentz force action within the screening layer of width λ ($\lambda \equiv \lambda_{ab}$ is the London penetration depth) near the specimen surface. The mechanical stability problem is solved for the vortex string inside the potential well created by linear defect, and conditions of the instability threshold caused by attainment of depinning critical value of transport current are obtained. Besides, the vortex activation energy $U_c(j)$ and corresponding current–voltage characteristic in the flux creep regime are calculated for superconductor with linear defects in a weak magnetic field. The obtained results are also applied for calculation of critical current dependence on the disorientation angle in high-temperature superconductor (HTS) bicrystal with a dislocation low-angle [001] tilt grain boundary. The results of suggested model agree well with experimental data obtained on HTS materials.

Ключевые слова: высокотемпературный сверхпроводник (ВТСП), бикристалл, линейный дефект, вихрь Абрикосова, пиннинг, энергия активации, крип, критический ток.

(Получено 19 сентября 2012 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Протяжённные однонаправленные линейные дефекты в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), такие как столбчатые ('columnar') дефекты, создаваемые при облучении образца тяжёлыми ионами с высокой энергией (1–10 ГэВ) [1], краевые и винтовые дислокации, образующиеся в процессе роста в эпитаксиальных ВТСП плёнках [2–9], а также, интенсивно исследуемые в последнее время так называемые «наностержни» ('nanorods'), образующиеся за счёт самоорганизации имплантированных в материал ВТСП плёнки наноразмерных частиц диэлектрической фазы (например, BaZrO_3 ,

Y_2O_3 и т.п.) [10, 11], способны обеспечивать высокие значения плотности критического тока j_c ($j_c(78 \text{ K}) \cong 10^6\text{--}10^7 \text{ A/cm}^2$) благодаря сильному пиннингу вихрей Абрикосова на подобных дефектах. В достаточно слабых полях, когда число абрикосовских вихрей значительно меньше числа линейных дефектов, можно пренебречь коллективными эффектами в вихревом ансамбле, обусловленными межвихревым взаимодействием. В этом случае динамика вихрей под действием транспортного тока с плотностью $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ и электродинамические характеристики сверхпроводника с протяжёнными линейными дефектами в смешанном состоянии определяются взаимодействием отдельных упругих вихревых нитей с этими эффективными центрами пиннинга и неоднородно распределённой силой Лоренца $\mathbf{F}_L = [\mathbf{j}(\mathbf{r}) \times \phi_0]$, действующей на вихри со стороны транспортного тока ($\phi_0 = \frac{\pi\hbar}{e} \approx 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Тл}\cdot\text{м}^2$ — квант магнитного потока, переносимого вихрем Абрикосова). Обычно условием применимости «одновихревой» динамики в сверхпроводниках с протяжёнными линейными дефектами является условие $B \ll B_\phi$, где $B = n_v \phi_0$ — индукция магнитного поля в сверхпроводнике (n_v — двумерная концентрация вихрей), $B_\phi = n_d \phi_0$ — поле совместимости (так называемое ‘matching field’), n_d — концентрация линейных дефектов. Типичные значения для B_ϕ лежат в диапазоне 1–10 Тл [1]. Таким образом, «одновихревое» приближение может быть достаточным во многих практически важных случаях. В рамках этого подхода, не учитывая взаимодействие вихрей между собой, было показано, что при конечных температурах срыв вихрей с линейных дефектов и их последующая динамика в присутствии транспортного тока с плотностью j происходит благодаря механизму флуктуационного образования термоактивированных частично депиннигованных вихревых петель в объёме сверхпроводника [2, 12, 13], или вихревых полупетель («языков») вблизи поверхности [14] с размером, превышающим некоторое критическое значение $l_c(j)$ и, соответственно, с энергией возбуждения, большей критического значения $U_c(j)$ — энергии активации термоактивированного депиннинга вихревой нити с линейного дефекта. Такие петлевые или поверхностные полупетлевые возбуждения являются источниками развития неустойчивости запиннигованного состояния вихря, поскольку при $l > l_c(j)$ они начинают увеличиваться в размере под действием силы Лоренца, действующей на вихревую нить при протекании транспортного тока, обеспечивая тем самым сползание вихря с линейного дефекта и его перемещение на соседний линейный дефект, расположенный в направлении силы Лоренца (рис. 1). При малых токах, когда $l_c \gg r_p$ (r_p — радиус потенциальной ямы пиннинга: $r_p \geq \xi$;

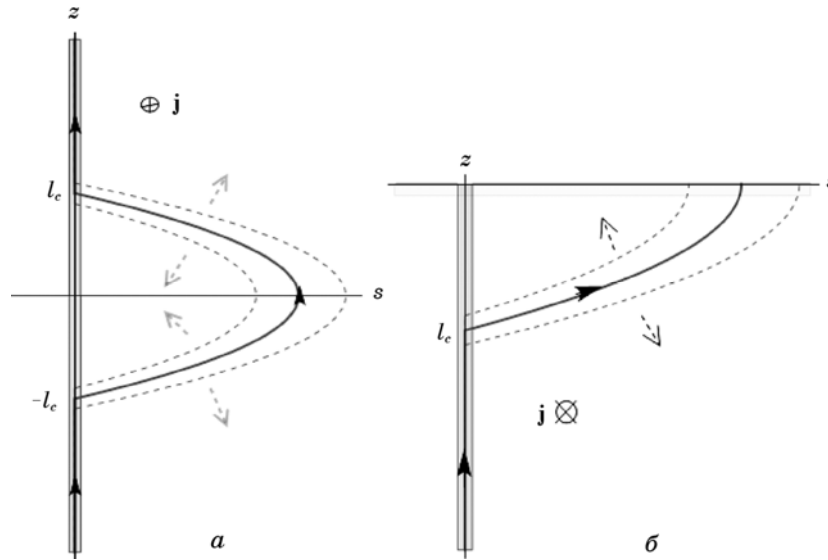


Рис. 1. Флуктуационное образование возбуждений запиннигованной на линейном дефекте вихревой нити: *a* — вихревая петля в объёме сверхпроводника; *б* — вихревая полупетля вблизи поверхности. $l_c(j)$ — критический размер, соответствующий порогу неустойчивости состояния пиннинга вихря.

ξ — длина когерентности) и потенциал пиннинга можно аппроксимировать дельта-функцией: $U_p(\mathbf{r}) = -U_{p0}\delta_2(\mathbf{r})$, зависимость $l_c(j)$, $U_c(j)$ от плотности тока j имеет вид: $l_c(j) \propto U_c(j) \propto j^{-1}$ [2, 12–14].

В настоящей работе решается задача о депиннинге упругой вихревой нити с протяжённого линейного дефекта в массивной пластине анизотропного сверхпроводника толщиной $d \gg \lambda$ ($\lambda \equiv \lambda_{ab}$ — лондоновская глубина проникновения) при больших значениях плотности транспортного тока на поверхности образца. Предполагается, что сверхпроводящая пластина расположена в слое $-d < z < 0$, и вдоль её поверхности течёт транспортный мейссеровский ток с плотностью $j(z) = j_0 \exp(z/\lambda)$. Задача рассматривается в рамках классической механики как задача о поведении упругой вихревой струны, находящейся в потенциальной яме сил пиннинга линейного дефекта и подверженной действию неоднородно распределённой силы Лоренца, действующей на конец вихря в экранирующем слое толщиной λ вблизи поверхности образца.

В работе вычисляется критический ток депиннинга j_c , соответствующий порогу устойчивости запиннигованного состояния вихревой нити. Согласно предлагаемой модели, возникающая неустойчивость приводит к депиннингу вихря вблизи поверхности и после-

дующему распространению этого процесса вглубь образца, что согласуется с результатами экспериментов на монокристаллах ВТСП со столбчатыми дефектами [15, 16]. Кроме того, для рассматриваемого случая вычисляется энергия активации процесса депиннинга вихревой нити $U_c(j_0)$ при достаточно больших (в отличие от прежних работ [2, 12–14]) амплитудах транспортного тока на поверхности сверхпроводника: $j_0 \leq j_c$. Показано, что энергия активации $U_c(j_0)$ быстро убывает с ростом амплитуды j_0 . В интервале значений амплитуды плотности мейсснеровского тока $j_0 = (0,3-0,6)j_c$ зависимость $U_c(j_0)$ может быть аппроксимирована как $U_c(j_0) = U_c(j_c/j_0)^\mu$, $\mu \cong 1,5$. Этот результат существенно отличается от полученной ранее в [2, 12–14] зависимости $U_c(j)$ такого же вида, но с показателем степени $\mu = 1$. Полученный результат согласуется с данными недавних экспериментов [17, 18] по исследованию крипа вихрей в ВТСП плёнках.

В рамках предложенной модели исследуется также зависимость критического тока от угла разориентации в бикристаллах ВТСП с малоугловой границей наклона [001], образованной линейным рядом с-ориентированных краевых дислокаций [19]. Показано, что при сравнительно малых углах θ разориентации кристаллических блоков по обе стороны границы ($\theta \leq 10-15^\circ$) критический ток и возникновение резистивного состояния бикристалла определяется механизмом депиннинга абрикосовских вихрей (возникших за счёт приложенного внешнего магнитного поля, или индуцированных протекающим транспортным током), захваченных краевыми дислокациями вдоль бикристаллической границы. В этом случае резистивное состояние определяется переносом вихрей вдоль дислокационного ряда, формирующего малоугловую границу, перпендикулярно направлению транспортного тока, текущего через границу. Найдена угловая зависимость критического тока депиннинга, хорошо согласующаяся с экспериментальными результатами, полученными на бикристаллах Y-Ba-Cu-O с малоугловой [001] границей наклона [19–21].

2. УПРУГАЯ ВИХРЕВАЯ НИТЬ В ПОТЕНЦИАЛЕ ПИННИНГА ЛИНЕЙНОГО ДЕФЕКТА В ПРИСУТСТВИИ НЕОДНОРОДНОЙ СИЛЫ ЛОРЕНЦА

Энергия одиночного вихря в потенциальной яме сил пиннинга $U_p(s)$, создаваемой линейным дефектом в 3D-анизотропном сверхпроводнике, в присутствии мейсснеровского тока $j(z) = j_0 \exp(z/\lambda)$ и с учётом упругих свойств вихревой нити, может быть записана в виде функционала [22–24]:

$$W_v \{s(z)\} = \int_{-d}^0 \left\{ \frac{P}{2} \left(\frac{\partial s}{\partial z} \right)^2 - \phi_0 j(z) s(z) + U_p [s(z)] \right\} dz, \quad (1)$$

где $s(z)$ — смещение вихря относительно оси линейного дефекта (оси z); P — линейное натяжение вихревой нити; $U_p(s)$ — потенциал пиннинга линейного дефекта; Φ_0 — квант потока; d — толщина сверхпроводника (в дальнейшем предполагается $d \gg \lambda$). Второй (отрицательный) член под знаком интеграла описывает работу сил Лоренца $\mathbf{F}_L(z) = [\mathbf{j}(z) \times \Phi_0]$ по смещению вихря $s(z)$ относительно оси дефекта. При этом сила Лоренца действует только на конец вихря в слое λ , где течёт мейсснеровский ток. Для потенциала пиннинга, который рассчитывался в разных теоретических моделях (см., например, обзор [22]), будем использовать модельное выражение достаточно общего вида, позволяющее аналитически решать задачу о депиннинге вихря:

$$U_p(s) \approx \begin{cases} -U_{p0} + \frac{\alpha_L s^2}{2}, & s < r_p, \\ U_p' + \Phi_0 j_{c0}(s - r_p) - \frac{\beta}{2}(s - r_p)^2, & r_p < s < R_{\max}, \end{cases} \quad (2)$$

$$U_p' = U_p'(r_p) = -U_{p0} + \frac{\alpha_L r_p^2}{2}, \quad \beta < \alpha_L.$$

Здесь U_{p0} — глубина потенциальной ямы (энергия пиннинга); r_p — точка перегиба потенциала пиннинга: $\left. \frac{\partial^2 U_p}{\partial s^2} \right|_{s=r_p} = 0$; j_{c0} — плотность критического тока депиннинга абсолютно жёсткого вихря, определяемая условием:

$\Phi_0 j_{c0} = \max \left[\frac{\partial U_p}{\partial s} \right] = \alpha_L r_p$; α_L — коэффициент

жёсткости потенциальной ямы (параметр Лабуша): $\alpha_L = \left. \frac{\partial^2 U_p}{\partial s^2} \right|_{s \rightarrow 0}$;

коэффициент β описывает кривизну потенциальной ямы при $s > r_p$: $-\beta = \left. \frac{\partial^2 U_p}{\partial s^2} \right|_{s \geq r_p}$ (в дальнейшем предполагается, что $\beta < \alpha_L$). Глубина

потенциальной ямы U_{p0} может быть оценена как [23, 24]:

$$U_p = \varepsilon \frac{\Phi_0^2}{4\pi\mu_0\lambda_{ab}^2} \leq J(0); \quad \varepsilon = 0,5 + \ln \left(\frac{R}{\xi_{ab}} \right) \leq 1, \quad (3)$$

где R — радиус внутренней (несверхпроводящей области) вблизи оси линейного дефекта, $R \geq \xi_{ab}$ (ξ_{ab} — длина когерентности в плоскости двумерных сверхпроводящих слоёв в ВТСП); $J(0)$ — собственная энергия вихря, ориентированного вдоль оси s .

Процедура минимизации функционала (1)

$$\min W_v \{s(z)\} \Rightarrow \frac{\delta W_v}{\delta s} = 0$$

приводит к уравнению, определяющему равновесную форму вихревой нити в потенциальной яме $U_p(s)$ [13, 25–27] (см. рис. 2):

$$P \frac{\partial^2 s}{\partial z^2} + \phi_0 j(z) - \frac{\partial U_p(s(z))}{\partial s} = 0; \quad s(-\infty) = 0; \quad s'(0) = 0. \quad (4)$$

Для модельного потенциала пиннинга, описываемого выражением (2), уравнение (4) является линейным (при $s < r_p$ и $s > r_p$), и его приближенное аналитическое решение может быть записано следующим образом: решение (4) можно разделить на две части — для малых и больших величин смещения s_0 конца вихря на поверхности образца ($s_0 < r_p$ и $s_0 > r_p$ соответственно).

1) При малых плотностях тока, а именно $j_0 < j_{c0}$, решение (4) имеет вид:

$$s(z) = \frac{j_0}{j_{c0}} \frac{r_p \left[e^{z/\lambda} - \frac{L_p}{\lambda} e^{z/L_p} \right]}{1 - \left(\frac{L_p}{\lambda} \right)^2} \cong \frac{j_0}{j_{c0}} r_p \left[e^{z/\lambda} - \frac{L_p}{\lambda} e^{z/L_p} \right], \quad (5)$$

где

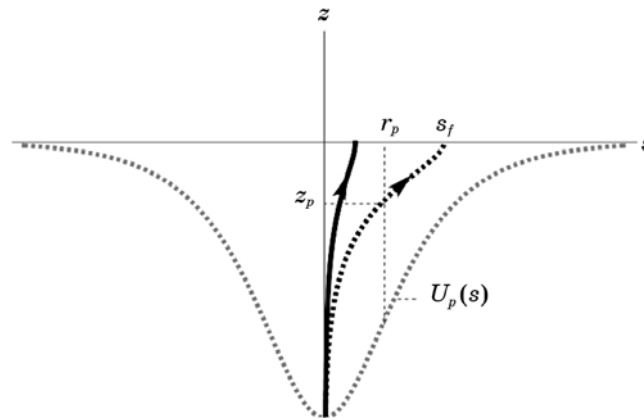


Рис. 2. Вихревая нить в потенциальной яме сил пиннинга $U_p(s)$ линейного дефекта в присутствии текущего в поверхностном слое мейснеровского транспортного тока $j(z)$. Пунктирная линия соответствует отклонению вихря от оси дефекта за счёт токовых флуктуаций. r_p — эффективный радиус потенциальной ямы $U_p(s)$.

$$L_p = \left(\frac{P}{\alpha_L} \right)^{1/2} \leq r_p \ll \lambda. \quad (6)$$

Решение (5) описывает равновесную форму вихревой линии, локализованной вблизи дна потенциальной ямы пиннинга (2) при всех z : $s(z) < r_p$ для малых токов ($j_0 < j_{c0}$). Максимальное смещение вихревой линии от оси линейного дефекта s_0 возникает на поверхности образца ($z = 0$) и достигает значения r_p при $j_0 = j_{c1}$:

$$s_0 \equiv s(0) = \frac{j_0 r_p}{j_{c0}} \left[1 + \frac{L_p}{\lambda} \right]^{-1} = \frac{j_0}{j_{c1}} r_p; \quad j_{c1} = j_{c0} \left[1 + \frac{L_p}{\lambda} \right] \geq j_{c0}. \quad (7)$$

2) В случае больших токов ($j_0 \geq j_{c1} \geq j_{c0}$) смещение вихря вблизи поверхности выходит за пределы параболической части потенциальной ямы: $s_0 > r_p$. В этом случае решение (4) состоит из двух частей — $s_1(z)$ и $s_{II}(z)$, соответствующих различному виду потенциала пиннинга (2) при $s(z) < r_p$ и $s(z) \geq r_p$:

$$\begin{aligned} P \frac{\partial^2 s_I}{\partial z^2} + \phi_0 j(z) - \alpha_L s_I &= 0, \quad -\infty < z < z_p; \\ P \frac{\partial^2 s_{II}}{\partial z^2} + \phi_0 j(z) - \alpha_L r_p + \beta(s_{II} - r_p) &= 0, \quad z_p < z < 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Решения $s_I(z)$ и $s_{II}(z)$ гладко сшиваются в точке $z = z_p$. При этом должны выполняться граничные условия:

$$s(z_p) = s_{II}(z_p) = r_p; \quad s'_{I,z}(z_p) = s'_{II,z}(z_p); \quad s_I(-\infty) = 0; \quad s'_{II,z}(0) = 0. \quad (9)$$

Решения уравнений (8) можно записать в общем виде:

$$s_I(z) = \frac{j_0}{j_{c0}} r_p \frac{e^{\frac{z}{\lambda}}}{1 - \left(\frac{L_p}{\lambda} \right)^2} + a_0 e^{\frac{z}{L_p}} \approx \frac{j_0}{j_{c0}} r_p e^{\frac{z}{\lambda}} + a_0 e^{\frac{z}{L_p}}, \quad z < z_p; \quad (10a)$$

$$\begin{aligned} s_{II}(z) &\equiv r_p + \frac{\phi_0 j_{c0}}{2P} \left[\frac{j_0}{j_{c0}} - 1 \right] (z_p^2(j_0) - z^2) = \\ &= r_p \left[1 + \frac{\left(\frac{j_0}{j_{c0}} - 1 \right) (z_p^2(j_0) - z^2)}{2L_p^2} \right], \quad z_p \leq z \leq 0. \end{aligned} \quad (10b)$$

Из (10б) следует, что положение конца вихря на поверхности s_0 определяется как

$$s_0 \equiv s(0) = r_p \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{j_0}{j_{c0}} - 1 \right) \frac{z_p^2(j_0)}{L_p^2} \right]. \quad (11)$$

Из условий гладкой сшивки $s_I(z)$ и $s_{II}(z)$ (9) для координаты $z_p = z_p(j_0)$ следует

$$z_p \approx -2\lambda \frac{j_{c1}}{j_0} \left(\frac{j_0}{j_{c1}} - 1 \right) = -2\lambda \left(1 - \frac{j_{c1}}{j_0} \right) (j_0 > j_{c1}). \quad (12)$$

3. КРИТИЧЕСКИЙ ТОК И ЭНЕРГИЯ АКТИВАЦИИ ПРОЦЕССА ДЕПИННИНГА ВИХРЕВОЙ НИТИ С ЛИНЕЙНОГО ДЕФЕКТА

Рассмотрим случай достаточно толстой ($d \gg \lambda$) пластины 3D-анизотропного сверхпроводника с c -ориентированными линейными дефектами, по поверхности которого течёт транспортный мейссеровский ток с амплитудой $j_0 < j_{c0}$ (см. разд. 2). При этом будем предполагать, что сверхпроводник находится в состоянии так называемого «бозе-стекла» [12, 22], т.е. все вихри запиннигованы на линейных дефектах и отклоняются от оси дефектов под действием транспортного тока, оставаясь при этом в потенциальной яме пиннинга, как это следует из формулы (5) и показано на рис. 2 (сплошная кривая). Энергия такого исходного равновесного состояния вихревой нити $W_0(j_0)$, отсчитанная от энергии полностью запиннигованного состояния вихревой нити ($s(z) = 0$), определяется интегралом (1). Подставляя в (1) выражение (5) для функции $s(z)$, справедливое для малых токов ($j_0 < j_{c0}$), находим

$$W_0 = -\frac{U'_p}{2} \left(\frac{j_0}{j_{c0}} \right)^2 \lambda \left[1 - \frac{L_p}{\lambda} \right]. \quad (13)$$

Для исследования устойчивости найденного решения для $s(z)$, описываемого выражениями (5), (10), рассмотрим вторую вариацию функционала энергии вихря W , описываемого выражением (1)

$$\delta^{(2)}W = \int_{-d}^0 \left[P (\delta s'_z(z))^2 + \frac{\partial^2 U_p}{\partial s^2} \delta s^2(z) \right] dz, \quad (14)$$

где $\delta s(z)$ — малое смещение вихревой линии относительно её равновесного положения $s(z)$, определяемого выражениями (5), (10) при малых и больших токах, соответственно. Для выбранного модельного потенциала пиннинга $U_p(s)$ (2) имеем

$$\frac{\partial^2 U_p(s)}{\partial s^2} = \begin{cases} \alpha_L, & z < z_p; \\ -\beta, & z_p < z < 0. \end{cases} \quad (15)$$

Как следует из (14), (15), решение (5) для формы вихревой линии $s(z)$ при малых токах ($j_0 < j_{c0}$) соответствует устойчивому состоянию пиннинга, поскольку в этом случае $\delta^{(2)}W > 0$ для любых малых возмущений $\delta s(z)$. Однако, при больших значениях тока ($j_0 > j_{c1} \geq j_{c0}$) решение (10), описывающее в этом случае равновесную форму вихревой линии $s(z)$, становится неустойчивым, когда плотность транспортного тока на поверхности j_0 превышает некоторое критическое значение j_c ($j_c > j_{c1}$), поскольку при этом $\delta^{(2)}W < 0$. Пороговое значение плотности тока j_c , которое находится из условия $\delta^{(2)}W = 0$, определяет критический ток депиннинга вихря с линейного дефекта. При этом процесс депиннинга начинается на поверхности образца и распространяется вглубь сверхпроводника. Используя пробную функцию для $\delta s(z)$ в виде: $\delta s(z) = \delta s_0 \exp(z/l)$, $|z_p| \leq l \ll \lambda$ и вычисляя интеграл в (14) как $\int_{-d}^0 [...] dz = \int_{-d}^{z_p} [...] dz + \int_{z_p}^0 [...] dz$, получаем для $\delta^{(2)}W$:

$$\delta^{(2)}W = \delta s_0^2 \frac{l}{2} \left\{ \frac{P}{2l^2} + (\alpha_L + \beta) e^{2z_p/l} - \beta \right\}. \quad (16)$$

Согласно (16), условие для порога неустойчивости состояния пиннинга $\delta^{(2)}W = 0$ приводит к выражению для координаты z_p

$$z_p = \frac{l}{2} \ln \left(\frac{\beta - \frac{P}{2l^2}}{\alpha_L + \beta} \right). \quad (17)$$

При этом предполагается, что $\beta - P/(2l^2) > 0$; в противном случае, как следует из (16), $\delta^{(2)}W > 0$ для всех z_p . Таким образом, коротковолновые возмущения с $l < \sqrt{P/(2\beta)} \equiv R_p/\sqrt{2}$, где $R_p = \sqrt{P/\beta} \geq L_p$, оказываются устойчивыми. Предполагая $l > R_p/\sqrt{2}$, из сопоставления (17) и (12), получаем уравнение для определения j_c :

$$z_p = -\frac{L_p}{2} - 2\lambda \left(\frac{j_0 - j_{c1}}{j_0} \right) = \frac{l}{2} \ln \left(\frac{\beta - \frac{P}{2l^2}}{\alpha_L + \beta} \right). \quad (18)$$

Решение (18) определяет величину $j_0 = j_c(l)$:

$$\frac{j_c(l) - j_{c1}}{j_c(l)} = \frac{1}{2\lambda} \left\{ \frac{l}{2} \ln \left[\frac{1 + \frac{R_p^2}{L_p^2}}{1 - \frac{R_p^2}{2l^2}} \right] - \frac{L_p}{2} \right\} \equiv \frac{1}{4} \left\{ \frac{R_p}{\lambda} F \left(\frac{l}{R_p}; \frac{R_p}{L_p} \right) - \frac{L_p}{\lambda} \right\}; \quad (19)$$

$$F(x, n) = x \ln \left(\frac{1 + n^2}{1 - \frac{1}{2x^2}} \right), \quad n \equiv \frac{R_p}{L_p} \geq 1, \quad x = \frac{l}{R_p} > \frac{1}{\sqrt{2}}.$$

Очевидно, что критический ток депиннинга j_c может быть определён как $j_c = \min_l j_c(l)$:

$$\frac{j_c - j_{c1}}{j_c} = \frac{1}{4} \left[\frac{R_p}{\lambda} \min_x F(x, n) - \frac{L_p}{\lambda} \right] = \frac{1}{4} \frac{L_p}{\lambda} [nf(n) - 1] \ll 1, \quad (20)$$

$$f(n) \equiv \min_x F(x, n), \quad f(n) \sim 2-3.$$

Как следует из (20), при предполагаемых значениях $n \geq 1$, критическая плотность тока депиннинга на поверхности j_c лишь слегка превышает величины j_{c1}, j_{c0} , определённые выше в (4), (7): $j_c \geq j_{c1} \geq j_{c0}$.

При конечных температурах за счёт флуктуаций вихревая нить испытывает отклонения от равновесного положения (5), как это показано пунктирной линией на рис. 2. Так же, как и в случае достаточно малых значений транспортного тока [2, 12–14], существуют определённые критический размер и энергия $l_c(j), U_c(j)$ для таких отклонений, выше которых теряется устойчивость запиннированного состояния вихревой нити. Будем предполагать, что основной вклад в термоактивированный депиннинг вихрей вносят низкочастотные флуктуации тока в области расположения линейного дефекта $j_f(z, t) = j_f(t) \exp(z/\lambda)$ ($j_f(t) > j_0$). При этом форма вихревой нити $s_f(z; t)$ адиабатически следует за изменением тока и в любой момент времени t может быть описана выражениями (5) или (10а), (10б) с заменой $j_0 \rightarrow j_f(t)$. Энергия возбуждённого состояния вихря $W_f(j_0)$, соответствующая всплеску локального значения плотности тока $j_f(z, t)$, описывается выражением аналогичным выражению (1):

$$W_f = \int_{-d}^0 \left\{ \frac{P}{2} \left(\frac{\partial s_f}{\partial z} \right)^2 - \phi_0 j(z) s_f(z) + U_p[s_f(z)] \right\} dz. \quad (21)$$

В этом выражении транспортный ток $j(z) = j_0 \exp(z/\lambda)$, а функция $s_f(z)$ является решением (5) или (10) с током $j_f(z, t) = j_f(t) \exp(z/\lambda)$

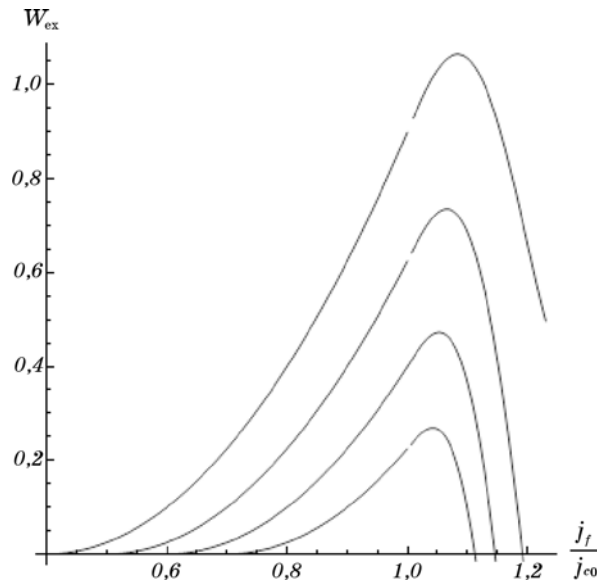


Рис. 3. Зависимость энергии возбуждения W_{ex} вихревой нити от амплитуды плотности флуктуационного тока j_f на поверхности образца, нормированной на плотность тока депиннинга j_{c0} при четырёх разных значениях поверхностной плотности транспортного мейсснеровского тока j_0 . Максимум зависимости $W_{\text{ex}}(j_f)$ соответствует энергии активации U_c вихря.

$(j_f(t) > j_0)$.

Определим энергию возбуждения вихря как $W_{\text{ex}} = W_f - W_0$, где W_0 , W_f определены согласно (13), (21). Проводя численные расчёты интеграла (21), находим зависимость W_{ex} от амплитуды возбуждающего флуктуационного тока j_f ($W_{\text{ex}}(j_f)$) при разных значениях амплитуды плотности транспортного тока j_0 . Эта зависимость показана на рис. 3. Как видно из этого рисунка, зависимость $W_{\text{ex}}(j_f)$ имеет максимум при амплитудах плотности тока j_f слегка превышающих величину j_{c0} (j_{c0} — плотность критического тока депиннинга абсо-

лютно жёсткого вихря: $\phi_0 j_{c0} = \max \left[\frac{\partial U_p}{\partial s} \right] = \alpha_L r_p$, определённая вы-

ше в разд. 2). Значение функции $W_{\text{ex}}(j_f)$ в максимуме является энергией активации — $U_c(j_0)$, необходимой для освобождения вихря из потенциальной ямы. Зависимость энергии активации $U_c(j_0)$ от амплитуды плотности транспортного мейсснеровского тока на поверхности сверхпроводника, j_0 , показана на рис. 4 в двойных логарифмических координатах для изменения j_0 в интервале $(0,3-1)j_{c0}$. Как видно из этого рисунка, спад величины U_c с ростом j_0 происходит гораздо быстрее, чем в режиме слабых токов ($j_0 \ll j_{c0}$) для которого

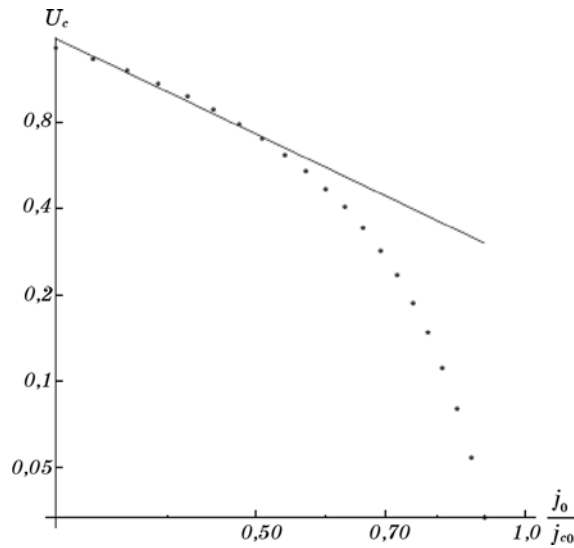


Рис. 4. Зависимость энергии активации вихревой нити U_c от поверхностной плотности транспортного мейснеровского тока j_0 (нормированной на плотность тока депиннинга j_{c0}), построенная в двойных логарифмических координатах. Прямая линия соответствует зависимости $U_c(j_0) = U_c(j_c/j_0)^\mu$, $\mu \cong 1,5$.

$U_c(j_0) \propto j_0^{-1}$ [2, 12–14]. В интервале токовых значений $j_0 = (0,3–0,6)j_{c0}$ зависимость $U_c(j_0)$ можно аппроксимировать степенной зависимостью вида (прямая линия на рис. 4):

$$U_c(j_0) = U_c \left(\frac{j_c}{j_0} \right)^\mu, \quad \mu \cong 1,5. \quad (22)$$

Зависимость $U_c(j)$ вида (22) характерна для многих режимов крипа абрикосовских вихрей, например, для режима коллективного крипа вихрей в сверхпроводниках с точечными дефектами, для состояния так называемого «вихревого стекла» и «вихревого кристалла» в статистическом ансамбле абрикосовских вихрей, или же для сверхпроводников с протяжёнными линейными и плоскими дефектами [22, 24]. Экспериментально зависимость $U_c(j)$ вида (15) проявляется в специфическом виде нелинейной вольт-амперной характеристики сверхпроводника

$$E(j) = E_c \exp \left[- \left(\frac{j_c}{j} \right)^\mu \right], \quad (23)$$

где E — электрическое поле, j — плотность тока в резистивном со-

стоянии сверхпроводника, обусловленном крипом вихрей. Показатель степени μ , входящий в это выражение, является весьма важным параметром для физики смешанного состояния сверхпроводников, поскольку характеризует механизм пиннинга и режим крипа абрикосовских вихрей. Согласно (23), он может быть непосредственно определён из транспортных измерений в резистивном состоянии сверхпроводника. Кроме того, параметр μ может быть определён из измерений скорости релаксации магнитного момента сверхпроводника $M(t)$ в режиме крипа с энергией активации вида (22) [17, 18, 22, 24]:

$$S = -\frac{d \ln M(t)}{d \ln t} = \frac{k_B T}{U_0 + \mu k_B T \ln \left(\frac{t}{t_0} \right)}. \quad (24)$$

Как правило, в большинстве экспериментов, выполненных на купратных ВТСП-материалах, определялись значения $\mu \leq 1$, в соответствии с теорией коллективного крипа, а также крипа в случае линейных дефектов при малых токах [22, 24]. В то же время, в недавних работах по измерению скорости релаксации магнитного момента в ВТСП-плёнках (Y,Gd)-Ba-Cu-O [17] и Nd-Ba-Cu-O-(BZO) со столбчатыми линейными дефектами, образованными имплантированными наночастицами фазы BaZrO₃-(BZO) [18], были найдены значения $\mu \cong 1,5$. Объяснение этих результатов возможно в рамках модели, предложенной в настоящей работе, поскольку, как известно, в эпитаксиальных ВТСП-плёнках с высокими значениями плотности критического тока основным механизмом пиннинга вихрей является пиннинг на линейных дефектах, как обсуждалось выше во введении.

4. КРИТИЧЕСКИЙ ТОК БИКРИСТАЛЛА ВТСП С ДИСЛОКАЦИОННОЙ ГРАНИЦЕЙ [001]

Рассмотрим задачу о критическом токе депиннинга вихрей в модели периодического потенциала пиннинга $U_p(s)$, создаваемого краевыми дислокациями, формирующими малоугловую границу наклона [001] вдоль оси x в бикристалле ВТСП.

Следуя работам [22, 28], выражение для потенциала $U_p(s)$ можно записать в виде:

$$U_p(s) = -\int V_p(r) \left[1 - \frac{|\Psi(r-s)|^2}{\Psi_\infty} \right] d^2 r, \quad (25)$$

где $\Psi(r)$ — параметр порядка сверхпроводящего состояния; $V_p(r)$ —

потенциал распаривания электронов, характеризующий неоднородность материала, приводящую к локальному подавлению сверхпроводимости.

В модели (δT_c) -пиннинга потенциал $V_p(r)$ можно записать в виде [22]

$$V_p(r) = |\Psi_\infty|^2 \delta\alpha(r),$$

где $\alpha \equiv \alpha'(T - T_c)$ — параметр теории Гинзбурга–Ландау. В рассматриваемом случае периодического потенциала $V_p(r)$, создаваемого дислокационным рядом, будем использовать приближение

$$V_p(r) = \sum_n V_{p0}(r - nd), \quad V_{p0}(r) = V_0 \pi r_p^2 \delta_2(r).$$

Для ряда c -ориентированных краевых дислокаций с вектором Бюргера \mathbf{b} , образующего малоугловую границу наклона $[001]$ вдоль оси x в бикристалле ВТСП, расстояние между соседними дислокациями определяется формулой Франка

$$d = d(\theta) = \frac{b}{2 \sin \frac{\theta}{2}}; \quad \mathbf{d} = d\hat{\mathbf{x}}; \quad b = |\mathbf{b}|. \quad (26)$$

Кроме того, в (25) используем выражение для локального изменения параметра порядка $\psi(r)$ на масштабах длины когерентности ξ в окрестности кора вихря, приведённое в [22]:

$$f(r) = \left| \frac{\psi(r)}{\Psi_\infty} \right| \cong \frac{r}{\sqrt{r^2 + 2\xi^2}}.$$

В соответствии с этим, выражение для периодического потенциала пиннинга $U_p(s)$ запишем в виде [28]:

$$\begin{aligned} U_p(s) &= -V_0 \pi r_p^2 \int d^2 r \sum_n \delta_2(r - nd) \left[1 - \frac{(r-s)^2}{(r-s)^2 + 2\xi^2} \right] = \\ &= -V_0 \pi r_p^2 \sum_n \frac{2\xi^2}{(nd + s_x)^2 + s_y^2 + 2\xi^2}. \end{aligned} \quad (27)$$

Проводя суммирование в (27), с использованием известной формулы суммы ряда

$$\sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{1}{k+a} = \pi \operatorname{ctg}(\pi a),$$

находим [28]

$$U_p(s) = -V_0 \pi r_p^2 \frac{2\pi\xi^2}{d\sqrt{s_y^2 + 2\xi^2}} \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{2\pi\sqrt{s_y^2 + 2\xi^2}}{d}\right)}{\operatorname{ch}\left(\frac{2\pi\sqrt{s_y^2 + 2\xi^2}}{d}\right) - \cos\left(\frac{2\pi s_x}{d}\right)}. \quad (28)$$

Из (28) следует выражение для периодического потенциала пиннинга вдоль плоскости границы

$$U_p(s_x) = -V_0 \pi r_p^2 \frac{\sqrt{2\pi\xi}}{d} \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{2\sqrt{2\pi\xi}}{d}\right)}{\operatorname{ch}\left(\frac{2\sqrt{2\pi\xi}}{d}\right) - \cos\left(\frac{2\pi s_x}{d}\right)}. \quad (29)$$

Потенциал пиннинга в (28), (29) зависит от угла разориентации бикристалла θ , что определяется зависимостью $d(\theta)$ (26). Это позволяет найти угловую зависимость плотности критического тока $j_c(\theta)$, определяемого депиннингом вихрей, локализованных на дислокациях вдоль границы (рис. 5)

$$j_c(\theta) = \frac{1}{\phi_0} \max\left(\frac{\partial U_p}{\partial s_x}\right). \quad (30)$$

Следует отметить, что в сверхпроводящих плёнках (пластинах) с толщиной $d > \lambda$ выражение (30) определяет плотность критического тока депиннинга на поверхности образца, при достижении которой возникает неустойчивость состояния пиннинга вихря на линейном

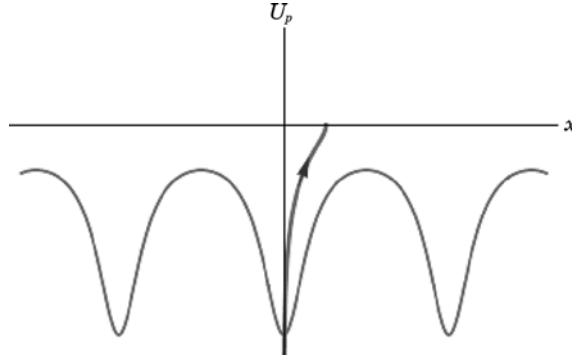


Рис. 5. Вихревая нить в периодическом потенциале пиннинга $U_p(s)$, создаваемого дислокациями вдоль малоугловой наклонной границы [001] бикристалла ВТСП.

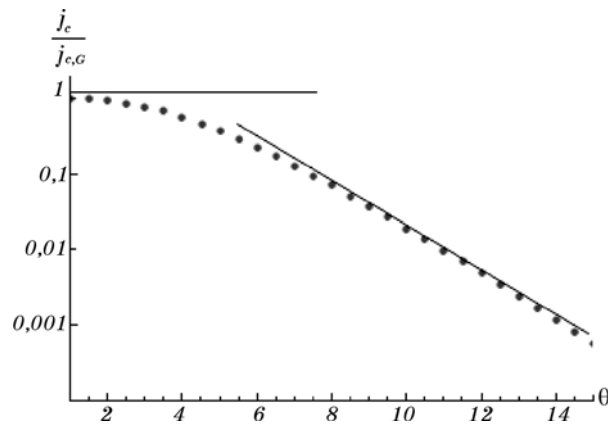


Рис. 6. Зависимость критического тока депиннинга $j_c(\theta)$ от угла разориентации бикристалла (нормированная на значение критического тока массивного образца $j_{c,G}$), рассчитанная для значений параметров: $b = 0,4$ нм, $\xi = 2$ нм.

протяжённом дефекте (дислокации), приводящая к отрыву вихря на поверхности образца и последующему распространению этого процесса вглубь образца, как это было показано в предыдущих разд. 2, 3.

Численный расчёт зависимости $j_c(\theta)$ с использованием выражений (29), (30) показан на рис. 6 в полулогарифмическом масштабе. При этом, в качестве параметров были использованы значения: $b = 0,4$ нм, $\xi = 2$ нм, известные из экспериментов для бикристаллов YBCO [19–21]. Полученный результат для зависимости $j_c(\theta)$ хорошо согласуется с данными экспериментов на бикристаллах YBCO с малугловой границей наклона [001]. Наиболее характерными чертами этой зависимости, согласно экспериментальным данным, является наличие плато при малых углах разориентации ($\theta < 2-3^\circ$) и экспоненциальная зависимость вида: $j_c(\theta) \propto \exp(-\theta/\theta_0)$ (типичные значения $\theta_0 = 1-3^\circ$) [19–21]. Как видно из рис. 6, полученная расчётная зависимость $j_c(\theta)$ проявляет указанные черты и, таким образом, количественно описывает результаты экспериментов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе решается задача о депиннинге вихря с протяжённого линейного дефекта в массивной пластине анизотропного сверхпроводника, толщиной $d \gg \lambda$ (λ — лондоновская глубина проникновения), при больших значениях плотности транспортного тока на поверхности образца. При этом, в отличие от прежних работ [2, 12–14], рассматривается случай, когда амплитуда плотности мейсснеровского тока на поверхности сверхпроводника j_0 сравнима

с величиной плотности тока депиннинга j_c . При этом размеры критической петли (поверхностной полупетли) $l_c(j)$ становятся порядка радиуса потенциальной ямы сил пиннинга линейного дефекта, что приводит к необходимости пересмотра решений, полученных ранее в [2, 12–14], с учётом потенциала пиннинга линейного дефекта, что и было сделано в настоящей работе для модельного потенциала пиннинга $U_p(s)$. Показано, что сам процесс депиннинга вихревой нити с линейного дефекта, перпендикулярного поверхности образца, возникает за счёт смещения вихря от оси дефекта на расстояние, большее некоторого критического значения $l_c(j)$. Так же, как и в случае малых токов [14], этот процесс начинается на поверхности и распространяется вглубь образца. Энергия активации процесса депиннинга при больших значениях плотности транспортного тока на поверхности ($j_0 \leq j_c$) быстро убывает с ростом j_0 . В интервале значений плотности поверхностного тока $j_0 = (0,3-0,6)j_c$ зависимость энергии активации от j_0 может быть аппроксимирована зависимостью: $U_c(j_0) = U_c \left(\frac{j_c}{j_0} \right)^\mu$, $\mu \cong 1,5$. Этот результат существенно отлича-

ется от полученного ранее [2, 12–14] в модели дельтаобразного потенциала пиннинга $U_p(s)$, где был найден такой же вид зависимости $U_c(j)$, но с показателем степени $\mu = 1$. Можно ожидать, что этот первоначальный результат справедлив лишь при слабых токах ($j_0 \ll j_c$), когда критический размер вихревой петли (поверхностной полупетли) $l_c(j)$ существенно больше радиуса потенциальной ямы сил пиннинга r_p . В то время как при больших токах, сравнимых с током депиннинга, зависимость $U_c(j)$ становится более сильной (см. рис. 4). Результаты недавних экспериментов на ВТСП-плёнках (Y,Gd)-Ba-Cu-O [16] и Nd-Ba-Cu-O-(BZO) [17], в которых обнаружены значения $\mu \cong 1,5$, могут быть объяснены в рамках предложенной модели, поскольку, как уже говорилось ранее во Введении, в ВТСП-плёнках преимущественным механизмом пиннинга абрикосовских вихрей является пиннинг на протяжённых линейных дефектах.

Помимо этого, в работе показано, что ограничение токонесущей способности эпитаксиальных плёнок и бикристаллов ВТСП с границей наклона [001] при небольших углах разориентации θ ($\theta \leq 10-15^\circ$) определяется механизмом депиннинга абрикосовских вихрей (возникших за счёт приложенного внешнего магнитного поля, или индуцированных протекающим транспортным током), захваченных краевыми c -ориентированными дислокациями, формирующими такую границу. В этом случае резистивное состояние определяется переносом вихрей вдоль дислокационного ряда, формирующего малоугловую границу, перпендикулярно направлению транспортного тока, текущего через границу. Зависимость крити-

ческого тока от угла разориентации в бикристаллах ВТСП с малоугловой границей наклона [001] характеризуется наличием плато при малых углах ($\theta \leq 2-3^\circ$) и экспоненциальной зависимостью вида $j_c(\theta) \propto \exp(-\theta/\theta_0)$ с характерными значениями $\theta_0 = 1-3^\circ$. Приведённая в данной работе модель критического тока, определяемого механизмом депиннинга вихрей, находящихся в периодическом потенциале сил пиннинга дислокационной цепочки, формирующей малоугловую границу наклона [001] в бикристалле ВТСП, количественно хорошо согласуется с соответствующей экспериментальной зависимостью, полученной на бикристаллах ВТСП (Y–Ba–Cu–O).

Работа выполнена при поддержке НАН Украины в рамках государственной целевой научно-технической программы «Нанотехнологии и наноматериалы».

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. L. Civale, *Supercond. Sci. Technol.*, **10**: A11 (1997).
2. V. M. Pan, A. L. Kasatkin, V. L. Svetchnikov, and H. W. Zandbergen, *Cryogenics*, **33**, No. 1: 21 (1993).
3. B. Dam, J. M. Huijbregtse, F. C. Klaassen et al., *Nature*, **399**: 439 (1999).
4. A. Gurevich and E. A. Pashitskii, *Phys. Rev. B*, **57**, No. 21: 13878 (1998).
5. J. M. Huijbregtse, B. Dam, R. C. F. van der Geest et al., *Phys. Rev. B*, **62**, No. 2: 1338 (2000).
6. F. C. Klaassen, G. Doornbos, J. M. Huijbregtse et al., *Phys. Rev. B*, **64**: 184523 (2001).
7. B. Dam, J. M. Huijbregtse, and J. H. Rector, *Phys. Rev. B*, **65**: 064528 (2002).
8. Y. V. Fedotov, E. A. Pashitskii, S. M. Ryabchenko et al., *Low Temp. Phys.*, **29**, No. 8: 630 (2003).
9. V. Pan, Y. Cherpak, V. Komashko et al., *Phys. Rev. B*, **73**, No. 5: 054508 (2006).
10. S. R. Foltyn, L. Civale, J. L. MacManus-Driscoll et al., *Nature Mater.*, **6**: 631 (2007).
11. B. Maiorov, S. A. Baily, H. Zhou et al., *Nature Mater.*, **8**: 398 (2009).
12. D. R. Nelson and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. B*, **48**, No. 17: 13060 (1993).
13. E. H. Brandt, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, No. 7: 1105 (1992).
14. A. L. Kasatkin, V. M. Pan, and H. C. Freyhardt, *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **7**, No. 2: 1588 (1997).
15. M. V. Indenbom, C. J. van der Beek, M. Konczykowski, and F. Holtzberg, *Phys. Rev. Lett.*, **84**, No. 8: 1792 (2000).
16. A. W. Smith, H. M. Jaeger, T. F. Rosenbaum et al., *Phys. Rev. Lett.*, **84**, No. 21: 4974 (2000).
17. Ö. Polat, J. W. Sinclair, Y. L. Zuev et al., *Phys. Rev. B*, **84**, No. 2: 024519 (2011).
18. A. O. Ijaduola, S. H. Wee, A. Goyal et al., *Supercond. Sci. Technol.*, **25**, No. 4: 045013 (2012).
19. H. Hilgenkamp and J. Mannhart, *Rev. Mod. Phys.*, **74**, No. 2: 485 (2002).
20. D. Larbalestier, A. Gurevich, D. M. Feldmann, and A. Polyanskii, *Nature*, **414**: 368 (2001).

21. N. F. Heinig, R. D. Redwing, J. E. Nordman, and D. Larbalestier, *Phys. Rev. B*, **60**, No. 2: 1409 (1999).
22. G. M. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.*, **66**, No. 4: 1125 (1994).
23. E. H. Brandt, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, No. 7: 1105 (1992).
24. E. H. Brandt, *Rep. Progr. Phys.*, **58**, No. 11: 1465 (1995).
25. V. Tsvetkovskii, A. Kasatkin, and V. Shabatura, *IOP Journal of Physics: Conf. Ser.*, **43**: 639 (2006).
26. А. Л. Касаткин, В. П. Цветковский, *Металлофиз. новейшие технол.*, **34**, № 7: 1001 (2012).
27. А. Л. Касаткин, В. П. Цветковский, *Металлофиз. новейшие технол.*, **34**, № 11: 1465 (2012).
28. Э. А. Папицкий, В. И. Вакарюк, *ФНТ*, **28**, № 1: 16 (2002).