

Пиннинг вихрей Абрикосова на дислокациях и критический ток в высокотемпературных сверхпроводниках

Э. А. Пашицкий, В. И. Вакарюк

Институт физики НАН Украины, пр. Науки 46, г. Киев, 03022, Украина
E-mail: pashitsk@iop.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 6 сентября 2001 г.

Рассмотрены микроскопические механизмы одночастичного кор-пиннинга квантовых вихрей на диэлектрических ядрах одиночных дислокаций как при параллельном, так и при наклонном взаимном расположении вихря и дислокации, а также на бесконечной периодической цепочке краевых дислокаций. Полученные теоретические результаты приводят к согласующимся с экспериментом температурным и ориентационным зависимостям критического тока депиннинга в слабых магнитных полях, когда взаимодействие между вихрями экспоненциально мало, а также предсказывают сильную анизотропию силы пиннинга вдоль и поперек цепочек краевых дислокаций.

Розглянуто мікроскопічні механізми одночастинкового кор-пінінгу квантових вихорів на діелектричних ядрах поодиноких дислокацій як при паралельному, так і при нахиленому взаємному розташуванні вихору та дислокації, а також на нескінченному періодичному ланцюжку крайових дислокацій. Одержані теоретичні результати приводять до таких температурних та орієнтаційних залежностей критичного струму депінінгу, які добре узгоджуються з експериментом в слабких магнітних полях, коли взаємодія між вихорами є експоненційно малою, а також передбачають сильну анізотропію сили пінінгу вздовж і поперек ланцюжка крайових дислокацій.

PACS: 74.72.Bk, 74.76.Bz, 74.25.Na

Введение

Во внешнем магнитном поле критический ток в сверхпроводниках второго рода определяется силой пиннинга вихревой решетки на дефектах и неоднородностях кристаллической решетки [1,2]. При этом элементарные силы пиннинга отдельных вихрей могут быть обусловлены различными причинами: взаимодействием нормального остова вихря с микроскопическими полостями (порами) в сверхпроводнике [3,4], магнитным взаимодействием вихревых токов с их зеркальными изображениями вблизи поверхности сверхпроводника [5] и с ферромагнитными частицами малых размеров [6], локальным изменением параметра Гинзбурга–Ландау κ или верхнего критического поля H_{c2} за счет неоднородности длины свободного пробега электронов [2,7] при рассеянии на то-

чечных дефектах (так называемый δl -пиннинг), пара- и диэластическим взаимодействием вихрей с дислокациями и с другими дефектами кристаллической решетки, которое возникает вследствие изменения удельного объема и модулей упругости при фазовом переходе из нормального N в сверхпроводящее S состояние [8–11], а также за счет изменения электростатической энергии взаимодействия нормальной сердцевины вихрей с заряженными ядрами дислокаций в ионной решетке металла в результате изменения экранирующих свойств электронов проводимости при N – S переходе [12].

Особую актуальность вопрос о величине критического тока приобрел после открытия высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [13]. Решению проблемы повышения плотности критического тока j_c в ВТСП материалах на основе

слоистых купратных металлооксидных соединений (МОС) и изучению конкретных физических механизмов, которые приводят к ограничению сверхпроводящих (СП) токов в различных ВТСП образцах, посвящено колоссальное количество работ (см., например, обзоры [14,15]). В частности, нужно понять, почему плотность критического тока j_c в тонких пленках купратных МОС, как правило, гораздо выше, чем в достаточно совершенных кристаллах [16–18]. Ключом к разгадке этой проблемы может служить наблюдаемое с помощью электронной и сканирующей туннельной микроскопии различие систем и типов структурных дефектов кристаллической решетки в тонких пленках и в массивных образцах [15].

При выращивании слоистых *кристаллов* купратных МОС может возникать крупномасштабная блочная структура с достаточно большими углами взаимной разориентации блоков ($\theta \geq 5^\circ$) как в плоскости слоев ab , так и относительно направления оси c . При этом на границах между блоками могут образовываться слабые джозефсоновские связи, которые приводят к существенному подавлению СП тока и к сильной зависимости j_c от магнитного поля.

Эпитаксиальные *пленки* купратных МОС, напыляемые с помощью различных методов на монокристаллические подложки с близкими значениями постоянной решетки, как правило, содержат некоторое число винтовых дислокаций (ВД) роста и гораздо большее число краевых дислокаций (КД), ориентированных как вдоль оси c , так и в плоскости ab , параллельной двумерным слоям CuO_2 . В процессе полигонизации или термического отжига пленок скопления параллельных оси $c \parallel z$ и перпендикулярных подложке линейных КД энергетически выгодно выстраиваться в квазипериодические цепочки (дислокационные стенки) с векторами Бюргера \mathbf{V} , перпендикулярными плоскости стенки, поскольку в этом случае энергия упругих деформаций кристаллической решетки минимальна из-за взаимной компенсации (аннигиляции) упругих напряжений (дилатаций) разного знака от соседних КД [19]. В результате этого эпитаксиальная пленка по всей толщине разбивается на систему слаборазориентированных в плоскости ab монокристаллических блоков, разделенных малоугловыми границами с углами разориентации соседних блоков $\theta \leq 5^\circ$ и со средними расстояниями между КД соответственно $d \approx |\mathbf{V}|/\theta \geq 45 \text{ \AA}$ при $|\mathbf{V}| \approx a \approx 4 \text{ \AA}$. В то же время характерные размеры блоков, т. е. длины L малоугловых границ раздела (ГР), в разных пленках могут изменяться от нескольких сотен до

нескольких тысяч ангстрем ($L \approx 300\text{--}3000 \text{ \AA}$) в зависимости от структуры подложки, метода напыления и толщины пленки.

При пропускании транспортного СП тока через эпитаксиальные пленки малоугловые ГР могут играть двоякую роль. С одной стороны, они приводят к ограничению величины j_c благодаря рассмотренному в [20] эффекту локального подавления СП параметра порядка ψ вдоль ГР в некотором слое, толщиной порядка нескольких длин когерентности ξ , и, соответственно, к понижению локальной плотности тока распаривания $j_0 \sim \psi^3$, протекающего через СП каналы между несверхпроводящими (диэлектрическими) ядрами КД в малоугловых ГР. Полученные в [20,21] теоретические зависимости j_c от угла разориентации блоков θ и параметра $\tau = 1 - T/T_c$ (где T_c – температура СП перехода) хорошо согласуются с соответствующими экспериментальными зависимостями $j_c(\theta)$ и $j_c(\tau)$ в отсутствие внешнего магнитного поля [21,22].

С другой стороны, пластически деформированные диэлектрические ядра линейных КД, расположенных вдоль малоугловых ГР, могут служить эффективными центрами пиннинга квантовых вихрей Абрикосова и, тем самым, способствовать повышению критических СП токов во внешних магнитных полях и в собственном поле СП тока, особенно в случае параллельной ориентации вихрей и дислокаций. Это подтверждается экспериментальными данными по ориентационной зависимости j_c от угла θ между направлением магнитного поля \mathbf{H} и осью c [23,24]. Эмпирические зависимости $j_c(\theta)$ для пленок характеризуются, как правило, наличием двух максимумов (пиков) при углах $\theta = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$, что соответствует максимальному пиннингу вихрей на КД, ориентированных вдоль оси c и в плоскости ab . Наличие максимума в зависимости $j_c(\theta)$ при $\theta = 90^\circ$ может быть также объяснено пиннингом вихрей на диэлектрических прослойках между сверхпроводящими слоями CuO_2 (intrinsic pinning) [25]. Однако для ВТСП соединения YBaCuO , где длина когерентности ξ больше расстояния между соседними слоями CuO_2 , этот эффект, по-видимому, не является доминирующим.

В настоящей работе рассмотрены микроскопические механизмы одночастичного кор-пиннинга вихрей на диэлектрических ядрах одиночных КД и ВД как при параллельном, так и при наклонном взаимном расположении вихря и дислокации, а также на бесконечной периодической цепочке КД. Обсуждается возможность взаимодействия вихрей с упругими дилатационными полями, создава-

емыми дислокациями. Полученные теоретические результаты приводят к согласующимся с экспериментом температурным и ориентационным зависимостям j_c в слабых полях, когда взаимодействие между вихрями экспоненциально мало, и предсказывают сильную анизотропию силы пиннинга вдоль и поперек цепочек КД.

Одночастичный пиннинг вихрей на ядрах дислокаций

Ядро дислокации в ионных кристаллах купратных МОС типа YBaCuO в общем случае имеет довольно сложную структуру, но в простейшем приближении его можно представить как несверхпроводящий металлический или диэлектрический канал радиусом r_0 . Задача об электромагнитном взаимодействии вихря с цилиндрической диэлектрической (или пустотелой) полостью рассматривалась ранее Мкртчяном и Шмидтом [4] при условии $r_0 \gg \xi$. Однако для дислокационного ядра это неравенство не выполняется, и поэтому необходим более детальный анализ кор-пиннинга вихрей на дислокациях.

Согласно [14], в рамках теории Гинзбурга–Ландау (ГЛ) энергия пиннинга одиночного вихря определяется локальным подавлением объемного СП параметра порядка вблизи дефекта. Так, энергия пиннинга вихря на протяженном структурном дефекте кристаллической решетки, который характеризуется цилиндрической симметрией, например на цилиндрическом канале (радиационном треке), созданном быстрым ионом, либо на диэлектрическом ядре КД (или ВД), в случае параллельного взаимного расположения вихря и оси дефекта определяется выражением (в расчете на единицу длины)

$$\epsilon_{\text{pin}}(\mathbf{u}) = - \int d^2r U_{\text{pin}}(\mathbf{r}) p_V(\mathbf{r} - \mathbf{u}). \quad (1)$$

Здесь $p_V(r) = 1 - |\Psi_V(r)|^2$ – структурный фактор вихря; $\Psi_V(r)$ – нормированное на объемное значение Ψ_0 радиальное распределение безразмерного СП параметра порядка внутри кора вихря, а $U_{\text{pin}}(\mathbf{r})$ – эффективный потенциал пиннинга, который для пустотелого канала или диэлектрического дислокационного ядра радиусом $r_0 > \xi$ может быть представлен в виде

$$U_{\text{pin}}(r) = \begin{cases} U_0, & r \leq r_0; \\ 0, & r > r_0 \end{cases} \quad U_0 = \epsilon_0 / 2\pi\xi^2, \quad (2)$$

где $\epsilon_0 = (\Phi_0 / 4\pi\lambda)^2$, Φ_0 – квант магнитного потока, $\lambda = \lambda_0 / \sqrt{\tau}$ – лондоновская глубина проникнове-

ния магнитного поля, а $\xi = \xi_0 / \sqrt{\tau}$ – длина когерентности. В дальнейшем используются полученные с помощью вариационных и численных методов [26] аппроксимирующие зависимости

$$|\Psi_V(r)| = \frac{r}{\sqrt{r^2 + 2\xi^2}}; \quad p_V(r) = 2 \frac{\xi^2}{r^2 + 2\xi^2}. \quad (3)$$

Подставляя выражения (2) для $U_{\text{pin}}(r)$ и (3) для $p_V(r)$ в (1) и выполняя интегрирование, получаем

$$\epsilon_{\text{pin}}(\tilde{u}) = - \epsilon_0 \ln \left[W(\tilde{u}, \tilde{r}_0) - \tilde{u}^2 + \tilde{r}_0^2 + \frac{1}{2} \right], \quad (4)$$

где

$$W(\tilde{u}, \tilde{r}_0) = \left[\tilde{r}_0^4 + (1 - 2\tilde{u}^2)\tilde{r}_0^2 + \left(\frac{1}{2} + \tilde{u}^2 \right) \right]^{1/2}; \quad (5)$$

$$\tilde{u} = u/2\xi; \quad \tilde{r}_0 = r_0/2\xi.$$

При соосном положении вихря и канала или кора дислокации (т.е. при $u = 0$) выражение (4) сводится к приведенному в [14] минимальному значению потенциала пиннинга:

$$\epsilon_{\text{pin}}(0) = - \epsilon_0 \ln (1 + r_0^2/2\xi^2), \quad (6)$$

а при параллельном смещении вихря на край канала или ядра дислокации ($u = r_0$), согласно (4) и (5), находим:

$$\epsilon_{\text{pin}}(r_0) = - \epsilon_0 \ln \left(\frac{1}{2} + \sqrt{1/4 + 2(r_0/2\xi)^2} \right). \quad (7)$$

На рис. 1,а показаны зависимости $\epsilon_{\text{pin}}(u)$, вычисленные по формулам (4) и (5) для разных значений отношения $r_0/2\xi$, а на рис. 1,б – соответствующие силы пиннинга $f_{\text{pin}}(u) = -d\epsilon_{\text{pin}}(u)/du$. Как видно, максимальное значение силы кор-пиннинга при $r_0 > \xi$ достигается для смещений $u = r_0$.

Для цилиндрического канала (поры) большого радиуса ($r_0 \gg \xi$) энергия пиннинга как в центре канала (6), так и на его границе (7), возрастает с увеличением r_0 и при $r_0 \rightarrow \infty$ логарифмически расходится. Формально это означает, что для вихря, локализованного вблизи плоской границы сверхпроводника, возникает бесконечно высокий потенциальный барьер для входа в объем сверхпроводника. При этом, однако, максимальная сила пиннинга на границе канала при $u = r_0 \rightarrow \infty$ стремится к постоянному пределу $\sqrt{2}\epsilon_0/\xi$.

Логарифмическая расходимость потенциалов (6) и (7) при $r_0 \rightarrow \infty$ связана со степенным (квад-

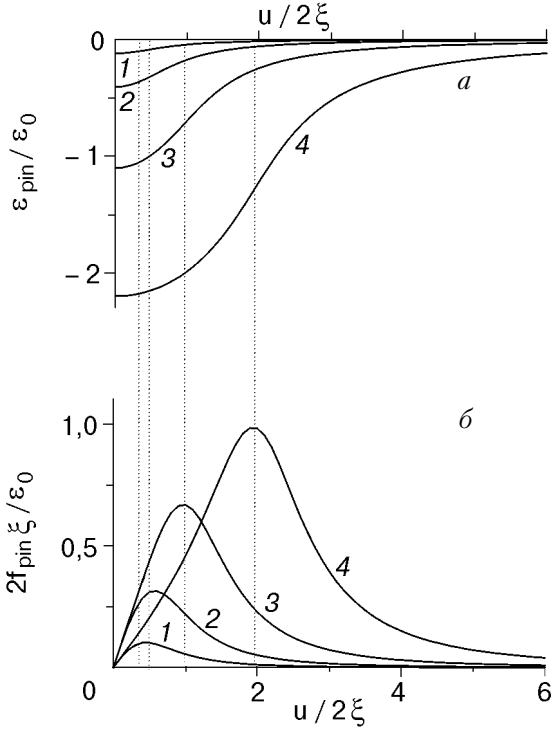


Рис. 1. Энергия (а) и соответствующая сила пиннинга (б) как функции смещения u для одиночного вихря на параллельном диэлектрическом канале при различных значениях безразмерного параметра $\alpha = r_0/2\xi$: 0,25 (1); 0,5 (2); 1 (3); 2 (4).

ратичным) законом убывания форм-фактора $\rho_V \propto r^{-2}$ при $r \rightarrow \infty$, согласно (3). Однако если выражение (3) для $|\psi_V(r)|$ обрезать на расстоянии $r = \lambda$, а в области $r > \lambda$ формально дополнить его экспоненциальной асимптотикой вида

$$|\psi_V(r)| = 1 - \frac{\pi\lambda}{2\kappa^2 r} \exp(-r/\lambda), \quad (8)$$

соответствующей экспоненциальному убыванию вихревого СП тока (здесь $\kappa = \lambda/\xi$ — параметр Гинзбурга–Ландау), то значение потенциала пиннинга (1) при $r_0 \rightarrow \infty$ остается конечным и практически совпадает с полученным в [4] значением электромагнитной энергии пиннинга вихря (барьер Бина–Ливингстона) на границе полубесконечного сверхпроводника:

$$\epsilon_{\text{pin}}^{\text{el-m}}(u) = -\epsilon_0 \begin{cases} \ln(\lambda/u), & \xi < u < \lambda \\ \sqrt{\pi\lambda/2u} \exp(-u/\lambda), & u \gg \lambda \end{cases}. \quad (9)$$

С другой стороны, при условии $r_0 < \xi$, которое выполняется для ядер КД и ВД, из (4) и (5) следуют простые выражения для потенциала и силы пиннинга:

$$\epsilon_{\text{pin}}(u) = -\epsilon_0 \frac{r_0^2}{u^2 + 2\xi^2}; \quad f_{\text{pin}}(u) = -\epsilon_0 \frac{2ur_0^2}{(u^2 + 2\xi^2)^2}. \quad (10)$$

Результат (10) получается также непосредственно из (1) с учетом (3) с помощью δ -образного $2D$ потенциала для диэлектрического ядра дислокации малого радиуса $r_0 \rightarrow 0$:

$$U_{\text{pin}}(r) = U_0 \pi r_0^2 \delta^2(r). \quad (11)$$

Однако следует заметить, что при $r_0 \leq \xi$ необходимо учитывать эффект близости, так что минимальный эффективный радиус дислокационного ядра по порядку величины равен ξ (см. [14]).

Согласно (10), максимальная сила пиннинга вихря на ядре КД (или ВД) достигается при смещении вихря $u = \sqrt{2/3}\xi$ и равна

$$f_{\text{pin}}^{\text{max}} = \frac{9}{32} \left(\frac{2}{3}\right)^{1/2} \frac{\epsilon_0 r_0^2}{\xi^3}. \quad (12)$$

Предполагая, что в тонких пленках в слабых магнитных полях основную роль играет пиннинг вихрей на ядрах дислокаций, а не на точечных дефектах решетки (см. [15]), с помощью соотношения (12) можно оценить максимальный критический ток депиннинга при $r_0 > \xi$ для YBaCuO: $j_c = c f_{\text{pin}}^{\text{max}} / \Phi_0 \approx 2 \cdot 10^7 r_0^2 / \xi_0^2 \tau^{5/2}$ А/см² при $\xi_0 \approx 12 \text{ \AA}$, $\lambda_0 \approx 1000 \text{ \AA}$. Если радиус диэлектрического ядра дислокации порядка или меньше ξ , то в качестве величины r_0 в (12) с учетом эффекта близости следует подставлять ξ , следовательно, температурная зависимость $j_c \propto \tau^{3/2}$ (ср. с [21]).

В заключение этого раздела отметим, что в ВТСП материалах в результате сильной анизотропной зависимости критической температуры T_c от давления, которая проявляется при одноосном сжатии или растяжении кристаллов [27, 28], создаваемое дислокациями поле упругих напряжений может приводить к локальному изменению T_c и СП параметра порядка. Так, например, поле упругой деформации вокруг одиночной КД, параллельной оси $\mathbf{c} \parallel z$, определяется дилатацией:

$$\epsilon(r) = \frac{|B|(1-2\sigma) \sin \varphi}{2\pi(1-\sigma)r}, \quad (13)$$

где σ — коэффициент Пуассона; φ — азимутальный угол в плоскости ab , отсчитываемый от направления $\mathbf{B} \parallel y$, а $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. С учетом анизо-

тропии барической зависимости T_c , характерной для кристаллов $YBaCuO$, локальное изменение T_c как функции r и φ в поле дилатации (13) имеет вид [20]

$$\delta T_c(r, \varphi) = -\frac{|\mathbf{B}|C \sin \varphi}{2\pi(1-\sigma)r} [(1-2\sigma) + 2\beta \cos^2 \varphi], \quad (14)$$

где

$$C = (C_a + C_b)/2; \beta = (C_a - C_b)/(C_a + C_b); \\ C_a = -\partial T_c / \partial \epsilon_a; C_b = -\partial T_c / \partial \epsilon_b, \quad (15)$$

а ϵ_a и ϵ_b — диагональные компоненты тензора деформации вдоль осей \mathbf{a} и \mathbf{b} (при $\mathbf{B} \parallel \mathbf{a}$). Из (14) можно найти область, внутри которой локальное значение $T_c(r, \varphi) = T_{c0} + \delta T_c(r, \varphi)$ (где T_{c0} — критическая температура недеформированного кристалла) ниже температуры образца T :

$$r_n(\varphi, T) = R_0(T) |\sin \varphi (1 + \beta_0 \cos^2 \varphi)|, \quad (16)$$

где

$$R_0(T) = \frac{C|\mathbf{b}|(1-2\sigma)}{2\pi T_{c0}(1-\sigma)\tau}; \beta_0 = \frac{\beta}{1-2\sigma}; \\ \tau = 1 - T/T_{c0}. \quad (17)$$

Для значений параметров, характерных для оптимально допированного анизотропного в плоскости ab кристалла $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($C_a \approx -220$ К; $C_b \approx 320$ К; $\sigma \approx 0,28$; $T_{c0} \approx 92$ К), получаем оценки для эффективного радиуса нормального металлического домена $R_0(T) \approx 0,43/\tau$ Å и параметра анизотропии $\beta \approx -25$. При $T \approx 77$ К ($\tau \approx 0,16$) максимальное значение радиуса (16) в направлении $\varphi = -\pi/4$ равно $r_n^{\max} \approx 25$ Å. Для почти изотропного в плоскости слоев ab кристалла $BiSrCaCuO$ с $T_c \approx 110$ К, $C_a \approx C_b \approx 300$ К, $\beta \approx 0$ и $\sigma \approx 0,25$ получаем оценку $R_0(T) \approx 1,33/\tau$ Å.

Локальные изменения СП параметра порядка ψ в окрестности границы (16) нормальной области, возникающей вблизи КД в поле упругой дилатации, могут быть найдены только с учетом эффекта близости путем решения уравнения ГЛ с неоднородными коэффициентами. При этом область подавленных значений ψ вблизи r_n размывается на масштабе порядка ξ , так что соответствующая производная от потенциала U_{pin} по r , определяющая в конечном счете силу пиннинга, существенно уменьшается по абсолютной величине. Это означает, что пиннинг вихрей на металлических доменах в полях упругих дилатаций КД и

ВД, как правило, гораздо менее эффективен, чем на ядрах дислокаций, находящихся в диэлектрическом состоянии.

Пиннинг вихрей на цепочках дислокаций

Как отмечалось выше, малоугловые ГР между слаборазориентированными монокристаллическими блоками в эпитаксиальных пленках купратных МОС представляют собой квазипериодические цепочки КД с расстоянием между соседними дислокациями $d(\theta) \approx |\mathbf{B}|/\theta \geq 45$ Å, если углы разориентации блоков $\theta \leq 5^\circ$. Такие особенности кристаллической структуры могут играть роль центров пиннинга вихрей во внешнем магнитном поле практически любой напряженности $H \neq 0$, поскольку фактор размагничивания тонкой пленки близок к единице и магнитная индукция $B \approx H$.

Потенциал пиннинга, создаваемый бесконечной периодической вдоль оси x цепочкой диэлектрических ядер КД, с учетом (10) принимает вид

$$\epsilon_{\text{pin}}(x, y) = -\epsilon_0 r_0^2 \sum_{n=-\infty}^{\infty} [(nd+x)^2 + y^2 + 2\xi^2]^{-1}, \quad (18)$$

где x и y характеризуют положение вихря относительно центральной КД в точке $x = y = 0$. Заметим, что упругие дилатации соседних КД в цепочке имеют противоположные знаки и взаимно компенсируют друг друга, так что пиннинг вихрей на коллективной дилатации цепочки КД подавлен еще в большей степени, чем для одиночных КД.

Выполняя суммирование в (18) с помощью известной формулы

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} (n+z)^{-1} = \pi \operatorname{ctg}(\pi z), \quad (19)$$

получаем выражение для потенциала пиннинга вихря на периодической цепочке КД:

$$\epsilon_{\text{pin}}(x, y) = -\epsilon_0 \frac{2\pi^2 r_0^2}{d^2 \sqrt{\xi^2 + y^2}} \frac{\operatorname{sh} \sqrt{\xi^2 + \tilde{y}^2}}{\operatorname{ch} \sqrt{\xi^2 + \tilde{y}^2} - \cos \tilde{x}}, \quad (20)$$

где

$$\tilde{\xi} = 2\pi \sqrt{2} \xi/d, \quad \tilde{x} = 2\pi \sqrt{2} x/d, \\ \tilde{y} = 2\pi \sqrt{2} y/d. \quad (21)$$

На рис. 2,а изображена форма этого потенциала в плоскости $xу$. Как видно на рисунке, потенциал имеет форму глубокого «оврага» с пространственной периодической модуляцией «дна» вдоль оси \tilde{x} . Показаны сечения потенциала в различных плоскостях, соответствующих периодическому поведению потенциала вдоль «оврага» (рис. 2,б) и минимуму и максимуму модуляции в поперечном сечении (рис. 2,в).

На рис. 3,а показаны зависимости максимальных сил пиннинга $f_{pin\parallel}^{max}$ и $f_{pin\perp}^{max}$ вдоль и поперек цепочки КД от междислокационного расстояния d при фиксированном значении длины когерентности ξ , а на рис. 3,б — отношение этих сил как функция параметра ξ/d . Как видно, при $d \leq 2\xi$ существует сильная анизотропия сил пиннинга, действующих на вихрь вдоль и поперек цепочки КД, а при $d \leq \xi$ продольная сила пиннинга экспоненциально мала, т.е. дно «оврага» становится почти гладким, что способствует свободному «проскальзыванию» вихрей вдоль цепочки КД. В

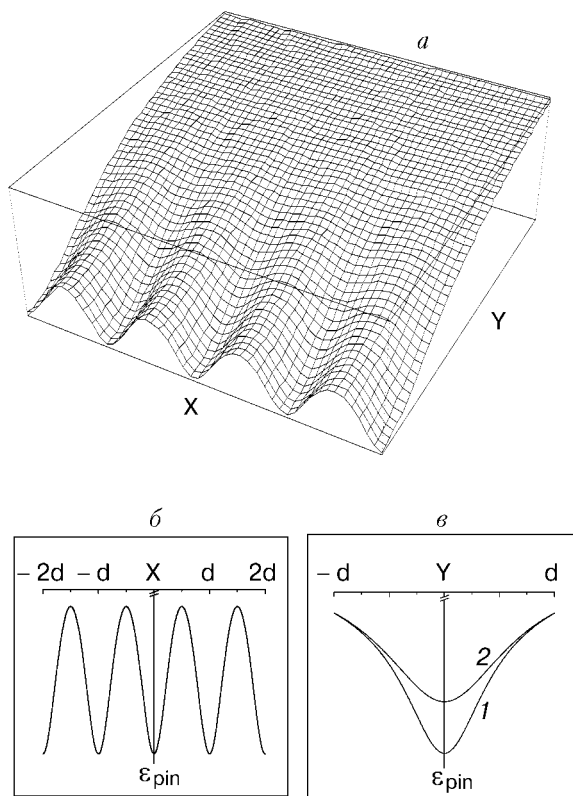


Рис. 2. Форма потенциала пиннинга одиночного вихря на периодической бесконечной цепочке КД (а); сечение потенциала вдоль «оврага» (плоскость $\tilde{y} = 0$) (б); поперечные сечения потенциала в плоскостях, соответствующих минимуму и максимуму продольного периодического потенциала (плоскости $\tilde{x} = 0$ (кривая 1) и $\tilde{x} = d/2$ (кривая 2) (в)).

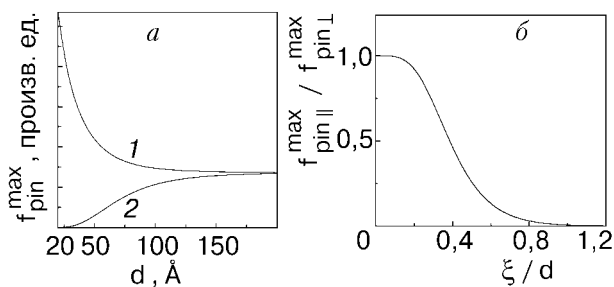


Рис. 3. Силы пиннинга одиночного вихря на периодической бесконечной цепочке КД, рассчитанные по формуле (20): (а) — сила пиннинга поперек (кривая 1) и вдоль (кривая 2) цепочки как функции расстояния d между соседними дислокациями (при $\xi = 30 \text{ \AA}$); (б) — отношение продольной и поперечной сил пиннинга в зависимости от параметра ξ/d .

поперечном направлении потенциальный барьер и сила пиннинга убывают при $T \rightarrow T_c$ по степенному закону, который определяет температурную зависимость критического тока. В частности, при $\tau \ll 1$ и $\xi \gg d$ из (20) следует, что $j_c \propto \tau^{1/2}$ при $\xi > r_0$ (ср. с [21]).

Пиннинг вихрей на дислокациях в наклонном магнитном поле

Как отмечалось во введении, критический ток j_c в эпитаксиальных пленках купратных МОС, с ориентированной перпендикулярно подложке осью \mathbf{c} , во внешнем магнитном поле \mathbf{H} демонстрирует сильно анизотропную зависимость от угла θ между направлениями \mathbf{H} и \mathbf{c} . Как правило, в таких пленках наблюдается два максимума (пика) зависимости $j_c(\theta)$ для углов $\theta = 0^\circ$ ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$) и $\theta = 90^\circ$ ($\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$), что свидетельствует, по-видимому, о существовании двух четко выраженных систем протяженных дефектов (дислокаций), ориентированных вдоль оси \mathbf{c} и в плоскости ab , и об эффективности механизма пиннинга вихрей Абрикосова на таких дефектах.

Покажем, что простейшая модель одночастичного кор-пиннинга вихрей на δ -образном дислокационном ядре с потенциалом вида (11) в наклонном магнитном поле позволяет правильно описать экспериментальные ориентационные зависимости $j_c(\theta)$ в купратных эпитаксиальных пленках [15,23,24].

Полная объемная энергия пиннинга вихря, наклоненного под углом θ к дислокационной линии, параллельной оси z , в декартовых координатах определяется выражением

$$\tilde{\varepsilon}_{\text{pin}}(\mathbf{u}') = \int dx \int dy \int dz U_{\text{pin}}(x, y) p_V(\mathbf{r}' + \mathbf{u}'), \quad (22)$$

где форм-фактор p_V записан в повернутой на угол θ вокруг оси y системе координат. При этом смещениями вихря вдоль осей x и z (или x' и z') можно пренебречь, поскольку они соответствуют параллельному переносу бесконечно длинного вихря относительно прямолинейной дислокации, а смещение $u_y \equiv u_y \equiv u$.

Вводя δ -образный потенциал пиннинга на дислокационном ядре малого радиуса типа (11) с $\delta^2(r) \equiv \delta(x)\delta(y)$ и учитывая очевидное соотношение $x' = z \sin \theta$, для форм-фактора (3) в результате интегрирования в (22) получаем (при $\theta \neq 0$):

$$\begin{aligned} \tilde{\varepsilon}_{\text{pin}}(u, \theta) &= -2\pi r_0^2 U_0 \xi^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dz}{z^2 \sin^2 \theta + u^2 + 2\xi^2} = \\ &= - \frac{\pi \varepsilon_0 r_0^2}{|\sin \theta| \sqrt{u^2 + 2\xi^2}}. \end{aligned} \quad (23)$$

Выражение (23) расходится в точке $\theta = 0$, т.е. при параллельном расположении бесконечно длинных вихря и дислокации. Для устранения этой расходимости необходимо ограничить интегрирование по z в (23) некоторой конечной длиной прямолинейного участка дислокации и (или) вихря. В частности, для симметричных пределов $L/2$ и $-L/2$ получаем выражение

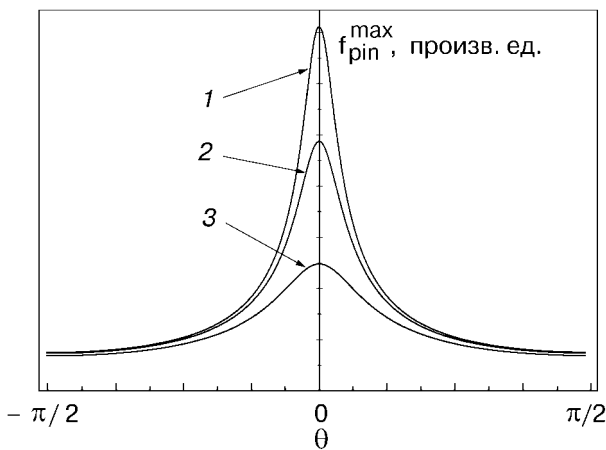


Рис. 4. Зависимость силы пиннинга прямолинейного одиночного вихря на дислокационном ядре от угла наклона θ вихря к дислокации для различных значений параметра $\beta = L/\xi$: 20 (1); 15 (2) и 7 (3).

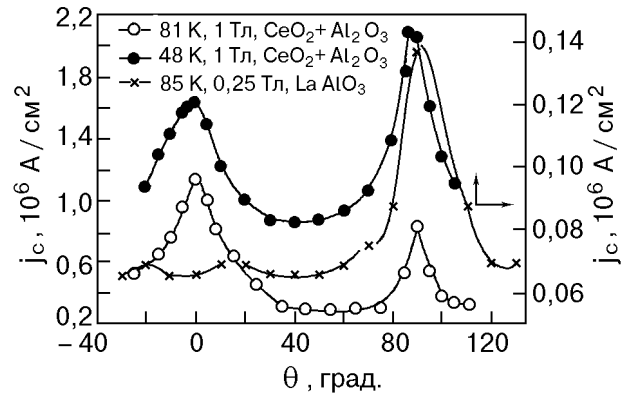


Рис. 5. Экспериментально измеренные зависимости $j_c(\theta)$ для пленок YBaCuO [15].

$$\tilde{\varepsilon}_{\text{pin}}(u, \theta) = - \frac{2\varepsilon_0 r_0^2}{|\sin \theta| \sqrt{u^2 + 2\xi^2}} \arctg \frac{L|\sin \theta|}{2\sqrt{u^2 + 2\xi^2}}, \quad (24)$$

которое остается конечным при $\theta = 0$ и равно (ср. с (10)):

$$\tilde{\varepsilon}_{\text{pin}}(u, 0) = - \varepsilon_0 \frac{r_0^2 L}{u^2 + 2\xi^2}. \quad (25)$$

На рис. 4 показана теоретическая угловая зависимость максимальной силы пиннинга $f_{\text{pin}}^{\text{max}}(\theta)$, вычисленной на основе выражения (24) для разных значений безразмерного параметра L/ξ в интервале углов $-\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2$. Как видно, теоретическая зависимость $f_{\text{pin}}^{\text{max}}(\theta)$ вполне удовлетворительно согласуется с экспериментальными зависимостями $j_c(\theta)$ в эпитаксиальных пленках YBaCuO (рис. 5). Различие экспериментальных угловых зависимостей для разных систем дислокаций (параллельных и перпендикулярных оси c) и в разных пленках может быть обусловлено как различной длиной линейных участков дислокационных (или вихревых) линий, так и разной величиной радиуса ядра r_0 .

Выводы

Таким образом, простейшие модели одночастичного кор-пиннинга вихрей Абрикосова на ядрах дислокаций в слабых магнитных полях позволяют качественно правильно описать основные закономерности температурных и угловых (ориентационных) зависимостей сил пиннинга и критических токов. Особый интерес представляет одночастичный пиннинг вихрей на малоугловых границах между слаборазориентированными в плоскости ab монокристаллическими блоками в

эпитаксиальных ВТСП пленках. Такие границы представляют собой периодические цепочки КД и обладают сильной анизотропией сил пиннинга вдоль и поперек цепочек при расстояниях между соседними КД $d \leq 2\xi$. В результате этого плотность критического тока депиннинга, протекающего через малоугловую ГР, может быть гораздо меньше, чем j_c , обусловленный объемным пиннингом вихрей на отдельных дислокациях.

В заключение выражаем благодарность В. М. Пану, С. М. Рябченко и А. В. Семенову за полезные обсуждения полученных результатов.

1. А. Кемпбелл, Дж. Иветс, *Критические токи в сверхпроводниках*, Мир, Москва (1975).
2. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, *ЖЭТФ* **65**, 1704 (1973); *Письма ЖЭТФ* **27**, 301 (1978).
3. P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 309 (1962).
4. Г. С. Мкртчян, В. В. Шмидт, *ЖЭТФ* **61**, 367 (1971); *УФН* **112**, 459 (1974).
5. С. Р. Bean and J. D. Livingston, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 14 (1964).
6. Т. Н. Alden and J. D. Livingston. *J. Appl. Phys.* **37**, 3551 (1966).
7. А. И. Ларкин, *ЖЭТФ* **58**, 1466 (1970).
8. W. W. Webb, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 191 (1963).
9. К. Miyahara, F. Irie, and K. Yamafuji, *J. Phys. Soc. Jpn.* **27**, 290 (1969).
10. В. Kronmuller and R. Schmucher, *Phys. Status Solidi* **B57**, 667 (1973).
11. E. J. Kramer, *J. Appl. Phys.* **49**, 742 (1978).
12. Э. А. Пашицкий, *ФТТ* **22**, 608 (1980).
13. J. G. Bednorz and K. A. Muller, *Z. Phys.* **B64**, 189 (1986).
14. G. Blatter, M. V. Feigelman, V. G. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
15. В. М. Пан, *Усп. физ. мет.* **1**, 49 (2000).
16. G. W. Crabtree, J. Z. Liu, A. Umezawa, W. K. Kwok, C. H. Sowers, S. K. Malik, B. W. Veal, D. J. Lam, M. B. Brodsky, and J. W. Downey, *Phys. Rev.* **B36**, 4021 (1987).
17. M. Daenmeling, J. M. Seuntjens, and D. C. Larbalestier, *Nature* **346**, 332 (1989).
18. V. F. Solovjov, V. M. Pan, and H. C. Freyhardt, *Phys. Rev.* **B50**, 13724 (1994).
19. J. B. Hirth and J. Lothe, *Theory of Dislocations*, McGraw-Hill, New York (1968).
20. A. Gurevich and E. A. Pashitskii, *Phys. Rev.* **B57**, 13878 (1998).
21. Э. А. Пашицкий, В. И. Вакарюк, С. М. Рябченко, Ю. В. Федотов, *ФНТ* **27**, 131 (2001).
22. D. Dimos, P. Chaudhari, and J. Manhart, *Phys. Rev.* **B41**, 4038 (1990).
23. A. Diaz, L. Mechin, P. Berghuis, and J. E. Evetts, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3855 (1998).
24. V. A. Komashko, A. G. Popov, V. L. Svechnikov, A. V. Pronin, V. S. Melnikov, A. Yu. Galkin, V. M. Pan, C. L. Snead, and M. Suenaga, *Supercond. Sci. Technol.* **13**, 209 (2000).
25. M. Tachiki and S. Takahashi, *Solid State Commun.* **70**, 291 (1989).
26. J. R. Clem, *J. Low Temp. Phys.* **18**, 427 (1975).
27. C. Meingast, O. Kraut, T. Wolf, H. Wuhl, A. Erb, and G. Muller-Vogt, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1634 (1991).
28. C. Meingast, A. Junod, and E. Walker, *Physica* **C272**, 106 (1996).

Pinning of the Abrikosov vortices on dislocations and critical current in high-temperature superconductors

E. A. Pashitskii and V. I. Vakaryuk

Microscopic mechanisms of single-vortex pinning on dielectric cores of isolated dislocations are considered both for parallel and tilt arrangements of a quantum vortex and a dislocation. The pinning of the vortex on an infinite periodic chain of edge dislocations is also considered. The theoretical results obtained lead to the agreement with experimental data on temperature and orientation dependences of the critical depinning current j_c in weak magnetic fields, where the vortex-vortex interaction is exponentially small, and predict a strong pinning force anisotropy along and across the dislocation chain.