

Взаимодействие вихря Абрикосова с границами гранул вблизи H_{c1} . I. Потенциальные барьеры в поликристаллических ВТСП

Л.В. Белевцов

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 84114, Украина*

E-mail: apmath@dgma.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 1 апреля 2003 г., после переработки 20 июля 2004 г.

Исследованы эффекты взаимодействия вихря Абрикосова с границами гранул в рамках модели, в которой вихрь, зерно и границы зерен трактуются на единой основе. Найдено точное решение для вихревой ламинарной модели. Предсказаны новые типы потенциальных барьеров для вхождения вихря в сверхпроводящий поликристалл. Подобно традиционному барьеру Бина–Ливингстона, в этих материалах величина «краевого» барьера зависит от величины внешнего поля и дополнительно от характерного размера зерна, интенсивности связи между зернами и анизотропии, а также от степени «зеркальности» материала в случае супермелкозернистых сверхпроводящих материалов.

Досліджено ефекти взаємодії вихору Абрикосова з границями гранул у рамках моделі, в якій вихор, зерно та границі зерен трактуються на єдиній основі. Знайдено точне рішення для вихревої ламінарної моделі. Завбачено нові типи потенційних бар'єрів для входження вихору у надпровідний полікристал. Подібно традиційному бар'єрові Біна–Лівінгстона у цих матеріалах величина «крайового» бар'єра залежить від величини зовнішнього поля та додатково від характерного розміру зерна, інтенсивності зв'язку між зернами й анізотропії, а також від ступеню «дзеркальності» матеріалу у разі супердрібнозернистих надпровідних матеріалів.

PACS: 74.80.Vj, **74.60.-w**

1. Введение

Исследования проникновения магнитного поля в сверхпроводящие керамику Y–Ba–Cu–O и недавно открытый поликристалл MgB₂ с различной структурой поверхности гранул позволило сделать заключение о том, что поверхностный барьер в этих материалах может иметь иную природу, чем барьер Бина–Ливингстона [1–3]. Особенность проникновения вихрей в поликристаллический сверхпроводник заключается в том, что индуцированные токи, порождаемые вихрями Абрикосова, сильно взаимодействуют с множеством дефектов на границах зерен. В результате проникновение магнитного потока сильно отличается от того, что может наблюдаться в изотропных сверхпроводниках [4,5]. Точное измерение первого критического поля H_{c1} остается проблематичным в связи с существованием «краевых»

барьеров. Поэтому важно устранить влияние таких барьеров на результаты измерения H_{c1} [6].

Цель настоящей работы — изучение взаимодействия абрикосовского вихря (АВ) с границами гранулы в сверхпроводящих поликристаллах в магнитных полях вблизи H_{c1} . В первой части работы рассмотрена вихрь-ламинарная модель для описания динамики АВ в отдельной грануле, а именно влияния на «краевые» барьеры АВ характерного размера зерна, параметра интенсивности связи между зернами, анизотропии и магнитного поля, а также степени «зеркальности» материала. Вторая часть работы будет посвящена магнитным и транспортным свойствам рассматриваемой системы, вытекающим из результатов использования вихрь-ламинарной модели и проявляющимся в виде отклика системы на изменения указанных параметров среды и внешнего магнитного

поля. Теория этих эффектов в упрощенной модели построена автором в работах [7–10].

2. Теоретическая модель

Взаимодействие вихревой нити с границами гранул будем рассматривать на основе вихрь-ламинарной модели, как показано на рис. 1. Каждая гранула представляет собой однородный сверхпроводник толщиной a и отделена от других гранул изолирующей прослойкой (джозефсоновский контакт) толщиной t , величина которой значительно больше толщины кора вихря. Магнитное поле H_y^{app} приложено вдоль оси Y параллельно поверхностям гранул. Токи, индуцируемые внешним полем, протекают в плоскости XZ . Пунктирная линия отображает профиль проникновения поля на глубину проникновения в зерно λ_{ab} с эффективной глубиной проникновения $\lambda_J^{\text{eff}} (> \lambda_{ab})$ в границы зерен. Со стороны джозефсоновского контакта магнитное поле проникает в гранулу на глубину λ_c — глубина проникновения поля вдоль кристаллографической оси c . Пунктирная петля показывает контур, который используется в интеграле выражения (6).

Рассмотрим вихревую нить, токи которой достигают поверхности и берегов контакта. Положению вихря отвечают координатные точки (x_0, z_0) . Будем считать $a \gg 1$, ось вихря совпадает с осью Y и параллельна поверхности образца и внутренним границам гранул. В отсутствие вихря распределение магнитного поля в грануле найдено в работе [11]. Вихрь добавляет свое магнитное поле, которое искажается поверхностями так, чтобы, во-первых, не создавалось добавочное поле ни на поверхности, ни

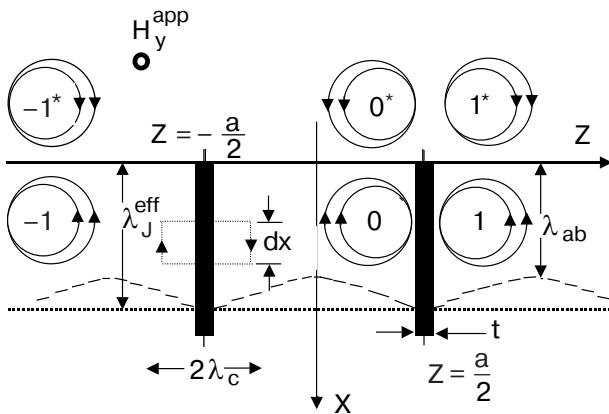


Рис. 1. Поперечное сечение ламинарной модели изображает вихрь Абрикосова, его зеркальные изображения и изображения изображений в анизотропной сверхпроводящей грануле толщиной a , отделенной от соседних зерен межгранульными границами толщиной t в пределе больших гранул $a/2\lambda_c \gg 1$.

в джозефсоновских контактах (поскольку поле на поверхности задано и равно H_y^{app} , а в контактах $H_y^{\text{app}} \exp(x/\lambda_J)$), а во-вторых, нормальный к поверхностям ток обращался в нуль. Это можно осуществить, если добавить к вихрю его зеркальные изображения относительно поверхностей с противоположным направлением поля и тока (рис. 1). Основная энергия вихря сосредоточена в области $\xi_{ab} \ll x \ll \lambda_{ab}$ и $\xi_c \ll z \ll \lambda_c$. При этом для рассмотрения задачи не обязательно знать структуру кора вихря. Существенно лишь то, что параметр порядка и ток, связанный с ним, уменьшаются с расстоянием и становятся равными нулю в центре кора. Поле вихря будет удовлетворять анизотропному лондоновскому уравнению с $2(2L + 1)$ источниками (здесь L — число рассматриваемых координационных зон, отсчитываемых от вихря до его изображений и изображений изображений; на рис. 1 показаны три сверхпроводящие ламины: $\{-1\}$, $\{0\}$ и $\{1\}$, что отвечает одной координационной зоне $L = 1$, а в общем случае $L \rightarrow \infty$):

$$\nabla \times [\lambda^2] \mathbf{J} + \mathbf{H} = \Phi_0 \mathbf{e}_y \left\{ \sum_{n=-L}^L [(-1)^n \delta(\rho - \rho_n^{(+)}) + (-1)^{n+1} \delta(\rho - \rho_n^{(-)})] \right\}, \quad (1)$$

где \mathbf{e}_y — единичный орт вдоль оси y ; $\Phi_0 = hc/2e$ — квант магнитного потока; $\delta(\rho - \rho_n)$ — двумерная дельта-функция Дирака в XZ плоскости; $\rho_n^{(+)} = [x_0, (-1)^n z_0 - na]$ — положение вихря ($n = 0$) и изображений ($n \neq 0$) в области сверхпроводящих гранул (вдоль оси Z), где « $+n$ » и « $-n$ » отвечают отсчету по координационным зонам вправо и влево от вихря соответственно; $\rho_n^{(-)} = [-x_0, (-1)^n z_0 - na]$ — положение изображений, расположенных в несверхпроводящей области ($x < 0$); $[\lambda^2]$ — тензор, описывающий анизотропию материала, который будем полагать диагональным. Положим $a \gg \xi_{ab}, \xi_c$ и, таким образом, можно пренебречь влиянием границ зерен на параметр порядка в них. Используя уравнение Максвелла $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}$ для геометрии, изображенной на рис. 1, получаем следующее уравнение для распределения поля в грануле:

$$\lambda_c^2 \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + \lambda_{ab}^2 \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} - H_y = -\Phi_0 \sum_{n=-L}^L \{ (-1)^n \delta[x - x_0] \delta[z - (-1)^n z_0 - na] + (-1)^{n+1} \delta[x + x_0] \delta[z - (-1)^n z_0 - na] \}. \quad (2)$$

Существенным отличием данного уравнения от анизотропного уравнения Лондонов [12] является наличие источников для вихря, несущего один квант магнитного потока Φ_0 и его зеркальных изображений.

Границы гранул будем рассматривать как область, при переходе которой происходит изменение фазы. Тогда для плотности джозефсоновского тока между зернами i и j имеем $J = J(\chi, t)$, где

$$\chi_{ij} = \Delta\varphi - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_i^j A_z dz$$

— изменение фазы параметра с z -компонентой A_z вектора-потенциала \mathbf{A} . Между зернами i и j зависимость J от χ и t задается свойством связи между гранулами. При этом в пределе малых токов джозефсоновское отношение принимает вид $J = J_c \sin \chi \cong J_c \chi$. В дальнейшем это отношение будем учитывать везде. Как будет показано, электродинамика задачи весьма чувствительна к отношению долей сверхпроводящих фаз в грануле и джозефсоновском контакте, что соответствует силе связи между зернами и дается отношением $\lambda_{ab}^2/\lambda_J^2$. Так, например, $\lambda_{ab}^2/\lambda_J^2 \ll 1$ отвечает слабой связи. Этот параметр возникает при сравнении индуктивности межгранульных границ и индуктивности гранул с подобной длиной. Индуктивность на единицу объема гранулы выражается джозефсоновским отношением $\alpha_J = \Phi_0/2\pi J_c$ (индуктивность определяется отношением α_J к объему). Со стороны джозефсоновского контакта в гранулу будет проникать поле на расстояние λ_c , что соответствует полуширине изолирующей прослойки. Индуктивность сверхпроводящих гранул на единицу длины равна $\mu_0 \lambda_{ab}^2$, тогда на длине $2\lambda_c$ индукция $\alpha_S = 2\mu_0 \lambda_{ab}^2 \lambda_c$. Отношение этих двух параметров индукции соответствует отношению долей сверхпроводящих фаз на межгранульных границах и в гранулах и дает параметр силы связи между гранулами: $\alpha_S/\alpha_J = \lambda_{ab}^2/\lambda_J^2$.

Уравнение второго порядка (2) следует дополнить граничными условиями. Три первых граничных условия имеют вид [11]

$$H_y(x=0) = H_y^{\text{app}}, \quad (3)$$

$$H_y(x \rightarrow \infty) = 0, \quad (4)$$

$$H_y\left(z = \frac{a}{2} - \frac{t}{2}\right) = H_y\left(z = -\frac{a}{2} + \frac{t}{2}\right). \quad (5)$$

Условие (5) отражает симметрию задачи относительно центра гранулы (поле вихря в изолирующей прослойке равно нулю). Последнее граничное условие может быть найдено из условия отсутствия в переходе джозефсоновских вихрей. Это возможно в

рамках нашей модели, поскольку геометрические и энергетические характеристики вихрей Абрикосова и Джозефсона отличаются в 10^2 – 10^3 раз [13]. Тогда интегрирование фазы сверхпроводящей волновой функции φ вокруг пунктирного контура, показанного на рис. 1, будет последним граничным условием:

$$\oint d\varphi = 0.$$

Вертикальный отрезок контура интегрирования — бесконечно малое приращение фазы по dx , а фаза определяется известной формулой

$$\nabla\varphi = (2\pi/\Phi_0)(\mu_0[\lambda^2]J + A).$$

При обходе контура и через переход приращение фазы дает

$$- [y(x+dx) - y(x)] + \frac{2\pi}{\Phi_0} \left\{ \oint A dl + \mu_0 \lambda_c^2 \left[J_x \left(\frac{a}{2} + \frac{t}{2} \right) - J_x \left(\frac{a}{2} - \frac{t}{2} \right) \right] dx \right\} = 0.$$

Из симметрии задачи следует, что $J_x(a/2 - t/2) = -J_x(a/2 + t/2)$. Выразив вектор-потенциал через поле H_y в предположении, что поле не изменится внутри перехода на расстоянии t , и разделив на dx , получаем

$$\frac{dy}{dx} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \left[tH_y + 2\lambda_c^2 J_x \left(\frac{a}{2} + \frac{t}{2} \right) \right] = \frac{d}{dx} \left[\frac{J_z}{J_c} \right].$$

Полагая, что вклад изолирующей прослойки ничтожно мал (например, для слабосвязанных гранул $t \ll 2\lambda_c$), и выражая токи через поле с помощью уравнений Максвелла, получаем последнее граничное условие:

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} + \frac{\lambda_c}{\lambda_J^2} \frac{\partial H_y(z=a/2)}{\partial z} = 0. \quad (6)$$

В типичных слабосвязанных джозефсоновских контактах $\lambda_J \gg \lambda_{ab}$, и можно допустить, что проникновение поля в сверхпроводящие гранулы не искажается наличием слабого звена, таким образом, $H_y \sim \exp(-z/\lambda_c)$. Подстановка этого выражения в уравнение (6) дает $\partial^2 H_y/\partial x^2 = H_y/\lambda_J^2$, что является обычной формулой для проникновения магнитного поля в джозефсоновский контакт. В дальнейшем также будем использовать уравнение (6) для описания проникновения поля в сильносвязанные контакты.

Решение неоднородного уравнения (2) можно представить в виде суммы решений однородного

уравнения $H_1(x, z)$ и частного решения неоднородного уравнения с $2(2L + 1)$ источниками $H_2(x, z)$:

$$H(x, z) = H_1(x, z) + H_2(x, z). \quad (7)$$

Решение однородного уравнения $H_1(x, z)$, как и в [11], выберем в виде

$$H_1(x, z) = H_y^S(x, z) + H_y^J(x, z), \quad (8)$$

где

$$H_y^S(x, z) = H_y^{\text{app}} \exp\left(-\frac{x}{\lambda_{ab}}\right), \quad (9)$$

$$H_y^J(x, z) = H_y^{\text{app}} \int_0^{\infty} \frac{dk}{2\pi} \frac{4k\lambda_J^2}{1 + \lambda_{ab}^2 k^2} \times$$

$$\times \frac{\sin kx \operatorname{ch}[(1 + \lambda_{ab}^2 k^2)^{\frac{1}{2}}(z/\lambda_c)]}{\lambda_J^2 k^2 \operatorname{ch} \gamma + (1 + \lambda_{ab}^2 k^2)^{\frac{1}{2}} \operatorname{sh} \gamma}, \quad (10)$$

$$\gamma = (1 + \lambda_{ab}^2 k^2)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{a}{2\lambda_c}\right). \quad (11)$$

Для того чтобы найти общее решение неоднородного уравнения, введем двумерную фурье-компоненту в плоскости XZ :

$$H_{kq} = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} H(x, z) e^{i(kx + qz)} dz. \quad (12)$$

Решая уравнение, находим фурье-компоненту для H_{kq} :

$$H_{kq} = \Phi_0 \frac{\sum_{n=-L}^L \{(-1)^n e^{i[kx_0 + q(-1)^n z_0 + na]} + (-1)^{n+1} e^{i[-kx_0 + q(-1)^n z_0 + na]}\}}{1 + \lambda_{ab}^2 k^2 + \lambda_c^2 q^2}. \quad (13)$$

В реальном пространстве это решение имеет вид

$$H_2(x, x_0, z, z_0) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_{ab}\lambda_c} \times \sum_{n=-L}^L [P_n^S(x, x_0, z, z_0) + P_n^N(x, x_0, z, z_0)]. \quad (14)$$

Первое слагаемое

$$P_n^S(x, x_0, z, z_0) = (-1)^n K_0 \left(\sqrt{\frac{[x - x_0]^2 + [z - (-1)^n z_0 - na]^2}{\lambda_{ab}\lambda_c}} \right) \quad (15)$$

отвечает магнитному полю, которое создает вихрь (антивихрь), расположенный в пределах области n -й ламины, а второй член

$$P_n^N(x, x_0, z, z_0) = (-1)^{n+1} K_0 \left(\sqrt{\frac{[x + x_0]^2 + [z - (-1)^n z_0 - na]^2}{\lambda_{ab}\lambda_c}} \right) \quad (16)$$

отвечает полю вихря (антивихря), расположенному во внешней области ($x < 0$) от цепочки сверхпроводящих ламин (здесь K_0 — модифицированная функ-

ция Бесселя нулевого порядка [14]). Тогда решение неоднородного уравнения (2) имеет вид

$$H(x, z) = H_y^S + H_y^J + H_2. \quad (17)$$

В выражении (17) H_y^S и H_y^J обусловлены проникновением в гранулу внешнего поля со стороны поверхности и джозефсоновского перехода соответственно, а H_2 — распределением поля вихревой нити, расположенной в точке (x_0, z_0) .

С помощью формул (2) и (17) найдем энергию в заданном поле:

$$\int \Omega_{SH} dV = \int \Omega_S dV - (4\pi)^{-1} H_y^{\text{app}} \int H dV, \quad (18)$$

где $\Omega_{SH} = H^2/8\pi$ — энергия магнитного поля; Ω_S — кинетическая энергия сверхпроводящего тока.

Вычислим энергию на единицу длины вдоль оси Y и проинтегрируем по полуплоскости $x > 0$ и в интервале $z = [-a/2; a/2]$. В данном случае в отличие от случая единичного вихря интеграл по поверхности не обращается в нуль.

Общая свободная энергия анизотропного сверхпроводника равна

$$\int (\Omega_S - \Omega^{(0)}) dV = \frac{1}{8\pi} \int (\mathbf{H} \times [\lambda^2 J]) d\mathbf{S} + \frac{1}{8\pi} \int \mathbf{H}(\mathbf{H} - \nabla \times [\lambda^2 J]) dV. \quad (19)$$

Поверхностный интеграл в (19)

$$\frac{1}{8\pi} \int (\mathbf{H} \times [\lambda^2] \mathbf{J}) d\mathbf{S} = -\frac{\lambda_{ab}^2}{8\pi} H_y^{\text{app}} \int_{x=0} \frac{\partial H}{\partial x} dz +$$

$$+ \frac{\lambda_c^2}{8\pi} H_y^{\text{app}} \int_{z=\frac{a}{2}} \frac{\partial H}{\partial z} dx - \frac{\lambda_c^2}{8\pi} H_y^{\text{app}} \int_{z=-\frac{a}{2}} \frac{\partial H}{\partial z} dx. \quad (20)$$

Объемный интеграл в (19) вычисляется с помощью уравнений (2) и (17). При этом следует заменить $K_0(x, \pm a/2)$ и $K_0(0, z)$ на $\ln(\lambda/\sqrt{\xi_i \xi_j})$ [15], где $\lambda = \lambda_i/\sqrt{m_i}$ и $\xi_i = \xi/\sqrt{m_i}$, эффективные массы подчиняются условию $m_a m_b m_b = 1$. Данная замена необходима, так как на расстояниях, меньших ξ_{ab} и ξ_c , излагаемая теория неприменима и для таких расстояний нужно экстраполировать поле H от его значений $x \sim \xi_{ab}$ и $z \sim \xi_c$. Кроме того, примем во внимание, что

$$H_{c1}(\infty) = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_{ab}\lambda_c} \ln\left(\frac{\lambda_{ab}\lambda_c}{\xi_{ab}\xi_c}\right)^{1/2}. \quad (21)$$

При подстановке уравнения (17) для $H(x, z)$ в (20) появятся члены, которые будут соответствовать энергии поля в слоях λ_{ab} и λ_c без вихря. Эту энергию учитывать не будем. В итоге энергия, связанная с вихрем, равна

$$U(x_0, z_0) = \frac{\Phi_0}{4\pi} \left\{ H_y^{\text{app}} \exp\left(-\frac{x_0}{\lambda_{ab}}\right) - H_y^{\text{app}} + \right.$$

$$+ H_{c1}(\infty) + H_y^J(x_0, z_0) + \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_{ab}\lambda_c} \times$$

$$\left. \left[\sum_{\substack{n=-L \\ (n \neq 0)}}^L P_n^S(x_0, x_0, z_0, z_0) + \sum_{n=-L}^L P_n^N(x_0, x_0, z_0, z_0) \right] \right\}. \quad (22)$$

В выражении (22) члены $(\Phi_0/4\pi)H_y^{\text{app}} \times \exp(-x_0/\lambda_{ab})$ и $(\Phi_0/4\pi)H_y^J(x_0, y_0)$ описывают взаимодействие вихревой нити с внешним полем и связанными с ними экранирующими токами вблизи поверхности и поверхности раздела между гранулами и соответствуют отталкиванию.

Члены под знаком суммы отвечают притяжению и отталкиванию между вихревой нитью и «антивихрями-изображениями» и «вихрями-изображениями» соответственно.

На расстояниях $x_0 \leq \xi_{ab}$ и $|\pm a/2 \mp z_0| \leq \xi_c$ заменим $K_0[\varphi(x, y)/\sqrt{\lambda_{ab}\lambda_c}]$ на $\ln[\lambda_{ab}\lambda_c/(\xi_{ab}\xi_c)]^{1/2}$.

Заметим, что в общем случае модель предполагает решение задачи с $2(2L+1)-1$ «изображениями». Возникает вопрос: каким образом степень «зеркальности» материала L влияет на энергию АВ? Для реальных значений параметра $\tau = 0,2-25$ [11] численный расчет по (22) показывает, что величина поверхностного барьера $U(x_0, z_0)|_{z_0=0}$ практически не зависит от L (кривые 1 и 2 на рис. 2). При этом знакопеременный ряд функции $U(L)$ быстро сходится, и, следовательно, уместно принять единственное общее решение с $L \rightarrow \infty$. Картина изменяется только в случае супермелкозернистости, когда $\tau \approx 0,03$ и наблюдается (кривая 3) небольшой энергетический барьер ($\sim 5\% U(\infty)$) при $L = 2$, который быстро исчезает с увеличением L . Таким образом, результаты исследования вихрь-ламинарной модели свидетельствуют о наличии «гранульно-структурного» потенциального барьера для вхождения АВ в супермелкозернистый сверхпроводящий образец.

В реальной системе структурная картина, несомненно, более сложная. Однако для результатов, полученных в настоящей работе, существенным является сам факт влияния границ гранул на структуру АВ, так что данная модель, по-видимому, может быть использована при обсуждении свойств сверхпроводящих поликристаллов.

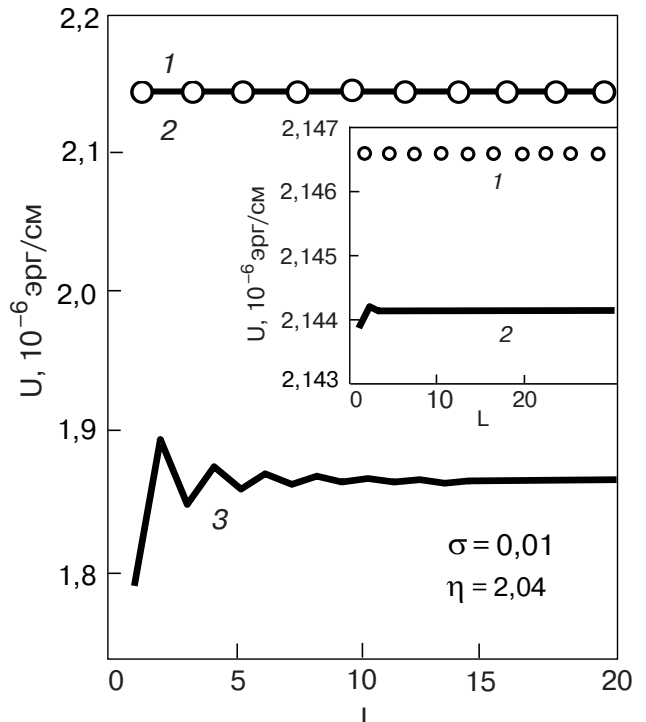


Рис. 2. Зависимость поверхностной энергии АВ от степени «зеркальности» материала L при различных значениях характерного размера зерна τ : 3 (1), 0,3 (2) и 0,03 (3).

3. «Краевые» барьеры для вхождения абрикосовских вихрей в ВТСП гранулы

Как известно [16], вблизи поверхности сверхпроводника второго рода возникает энергетический барьер (барьер Бина–Ливингстона), препятствующий проникновению вихревых нитей в образец. Появление барьера обусловлено притяжением АВ к его «зеркальному изображению» вблизи поверхности. Это препятствует проникновению вихря в образец в магнитных полях от $H = H_{c1}$ до $H = H_c$ (H_c — термодинамическое критическое поле). При этом индуцированные полем токи становятся достаточно большими, чтобы оторвать вихрь от его «зеркального изображения» и «протолкнуть» внутрь образца [17]. В поликристаллических сверхпроводниках, в отличие от однородных материалов, имеются неоднородности, которые влияют на проникновение магнитного потока. Один из таких факторов — границы гранул. Это относится, в частности, к оксидным сверхпроводникам, которым в керамической форме присуща сильно выраженная зернистая структура, в ориентированных тонких пленках — плотная упаковка сильно связанных между собой гранул, а в монокристаллах — разделение на домены границами двойникования. Для различных материалов межгранульная связь изменяется от слабой до очень сильной. Еще одна особенность гранулированных материалов — значительные вариации размера зерен. И наконец, характеристики гранул оксидных (и типа MgB_2) сверхпроводников определяются их сильной анизотропией. Кроме того, в гранулированных сверхпроводниках должны существовать энергетические барьеры, препятствующие вхождению

вихревых нитей в гранулы со стороны джозефсоновских контактов.

Экспериментально поверхностные барьеры Бина–Ливингстона наблюдали в сверхпроводящих системах $Y-Ba-Cu-O$ [5,18,19], что обусловлено весьма большим значением параметра $k = \lambda/\xi \approx 100$ ($\lambda = mc^2/(4\pi n_s e^2)$ — лондоновская глубина проникновения магнитного поля при $T = 0$ в чистых сверхпроводниках [20] и $\xi = \xi_0 = (\hbar v_F/\pi)\Delta(0)$ — длина когерентности в теории БКШ). Для диборида магния MgB_2 имеем $k = \lambda/\xi \approx 38$ [21]. Столь большое значение k предполагает, что «краевые» барьеры могут играть важную роль в MgB_2 даже в случае, когда барьеры подавляются поверхностными дефектами. Важно отметить, что в реальной ситуации магнитный поток проникает в образец в результате возникновения критических зародышей, состоящих из одной или нескольких вихревых петель.

Модель, развитая в предыдущей главе, применима в случае и слабой, и сильной связи между гранулами, когда джозефсоновское соотношение $\alpha_J = \Phi_0/2\pi J_c$ не выполняется. Таким образом, ясно, как из модифицированного анизотропного лондоновского уравнения следует существование новых энергетических барьеров для АВ.

3.1. Поверхностные барьеры

Вид функции $U(x_0, z_0)|_{z_0=0}$ для различных значений приложенного поля H_y^{app} показан на рис. 3,а со следующими значениями параметров системы: $\tau = 10$, $\eta = 2,04$ и $\sigma = 0,1$. Отсюда видно, что в полях $H \sim H_{c1}$ около поверхности возникает потенциальный барьер, препятствующий как входу вихря в сверхпрово-

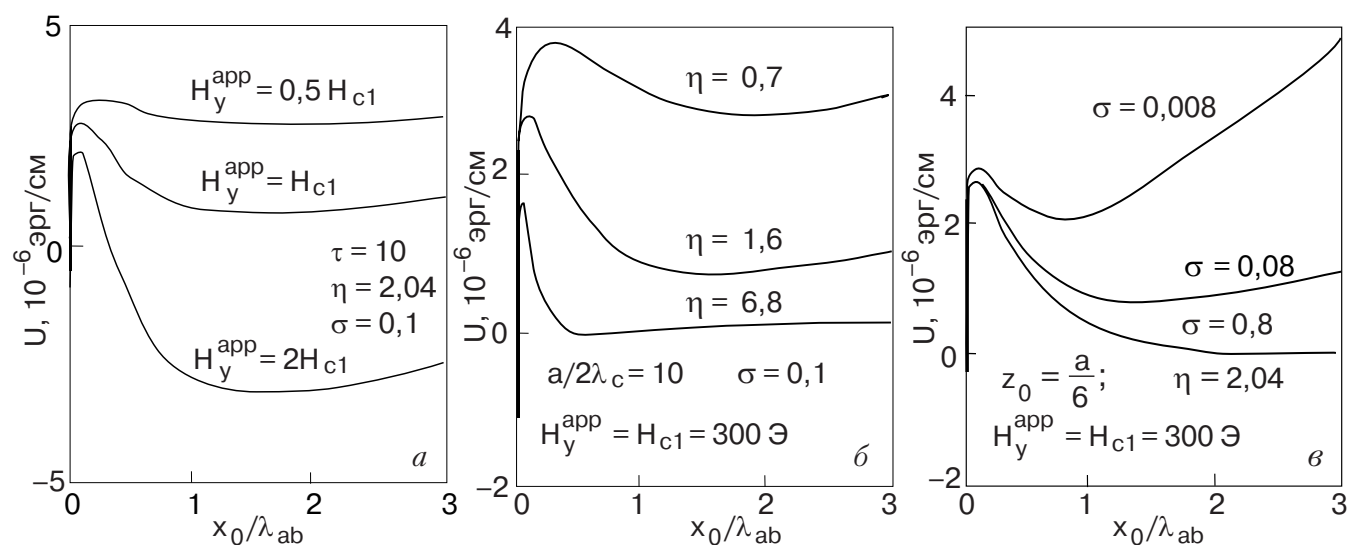


Рис. 3. Поверхностный барьер, препятствующий вхождению вихревых нитей в сверхпроводящую гранулу, как функция энергии нити от приведенного расстояния до поверхности x_0/λ_{ab} при различных H_y^{app} (а), $\eta = \lambda_c/\lambda_{ab}$ (б) и $\sigma = \lambda_{ab}/\lambda_J$ (в).

дующую гранулу, так и его выходу из гранулы. Увеличение поля приводит к исчезновению барьера лишь при некотором поле $H_p > H_{c1}$; при этом наклон $(\partial U / \partial x_0)|_{x_0 = \xi_{ab}}$ становится отрицательным.

Другое проявление поверхностного барьера — зависимость высоты барьера от величины параметра анизотропии $\eta = \lambda_c / \lambda_{ab}$. На рис. 3,б видно, что с увеличением η высота потенциального барьера уменьшается и исчезает при некотором значении $\eta = \eta_p$.

Наконец, при удалении нити от центра гранулы $z_0 = 0$ можно наблюдать еще один вид энергетического барьера на поверхности гранулы. На рис. 3,в показан вид функции $(\partial U / \partial x_0)|_{z_0 = a/6}$ для различных значений интенсивности межгранулярной связи $\sigma = \lambda_{ab} / \lambda_J$, когда приложенное поле $H_y^{app} = H_{c1} = 300$ Э. При увеличении σ величина барьера уменьшается и исчезает при некотором значении $\sigma = \sigma_p$.

3.2. Потенциальные барьеры в берегах джозефсоновских контактов

На рис. 4 показан вид функции $U(x_0, z_0)$ от приведенной переменной z_0 / λ_c при $x_0 = \lambda_{ab} / 2$ для четырех кривых: $\eta = 2$ ($\sigma = 0,1$ и 10) и $\sigma = 2$ ($\eta = 0,3$ и $3,3$), вычисленных в поле $H_y^{app} = H_{c1} = 300$ Э. Легко видеть, что наряду с зависимостью «краевых» барьеров от σ и η существует зависимость от характерного размера гранулы $\tau = a / 2\lambda_c$. Существенно, и это может играть важную роль, что мы можем наблюдать

двойные потенциальные барьеры для АВ, движущегося вдоль оси OZ , в случае малых τ (рис. 4,а). Возможно, в этом заключен ответ на вопрос, почему наибольшая плотность критического тока присуща мелкозернистым структурам [22]. Когда τ возрастает до значения $\tau = 1$ (рис. 4,б), двойные энергетические барьеры исчезают. На рис. 4,б видно, что с ростом σ и/или падением η на порядок величина потенциального барьера в берегах джозефсоновского контакта уменьшается на ~ 80 и $\sim 88\%$ соответственно.

На рис. 5 показана зависимость энергии АВ от приведенной координаты z_0 / λ_c при разных значениях приложенного поля $H_y^{app} = 0,5H_{c1}, H_{c1}$ и $2H_{c1}$ ($\eta = 2, \sigma = 2$) для случаев $\tau = 0,5; 1$ и 10 . Видно, что при увеличении H_y^{app} кривые $U(z_0)$ «смещаются» к нулевому значению вихревой энергии, а параметр τ определяет форму кривых при постоянных σ и η .

Таким образом, проникновение АВ в гранулу регулируется не только параметрами H_y^{app}, η, σ и L , но и характерным размером зерна $\tau = a / 2\lambda_c$. Заметим, что в работе рассмотрен случай с одним вихрем. В реальной ситуации возможен рост потенциального барьера. Во-первых, это связано с наличием центров пиннинга, во-вторых, в полях $H_y^{app} \gg H_{c1}$ магнитный поток будет проникать в гранулу в виде вихревых цепочек [23], и уже вошедшие нити будут отталкивать вихри, входящие в материал.

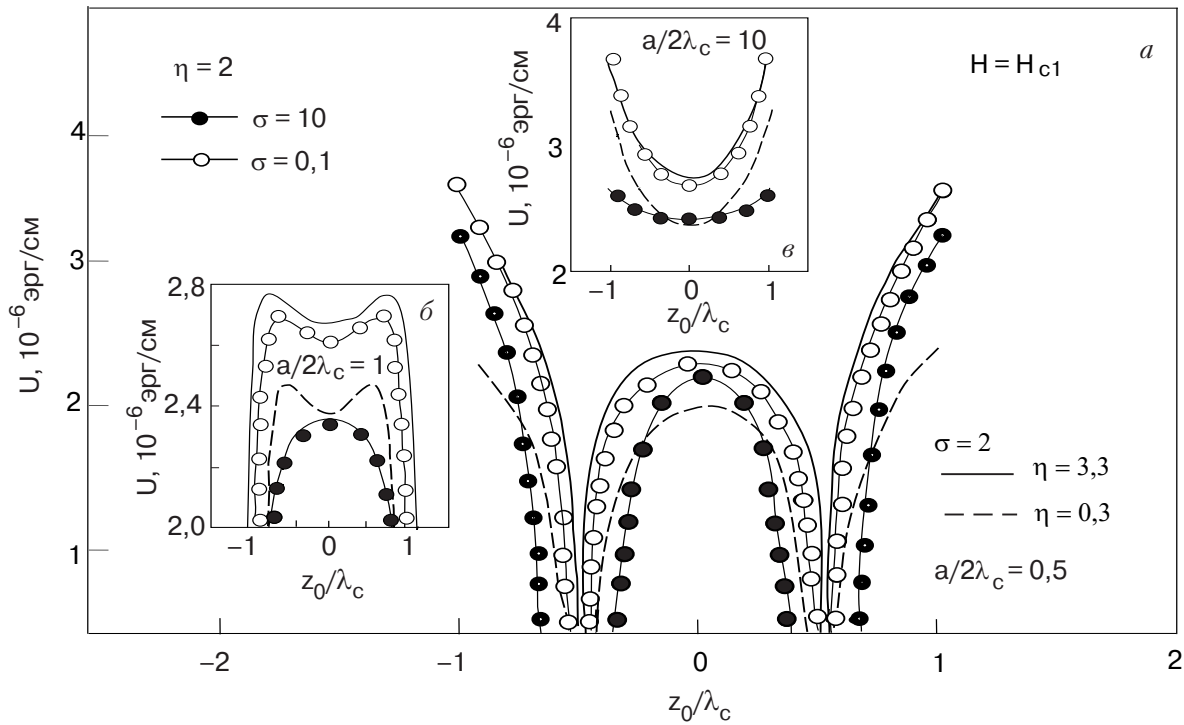


Рис. 4. Зависимость энергии вихря от приведенного расстояния по оси OZ для характерных размеров гранул $\tau = 0,5$ (а), 1 (б) и 10 (в) с параметром анизотропии $\eta = 2$ ($\sigma = 10$ и $0,1$) и параметром межгранулярной связи $\sigma = 2$ ($\eta = 3,3$ и $0,3$).

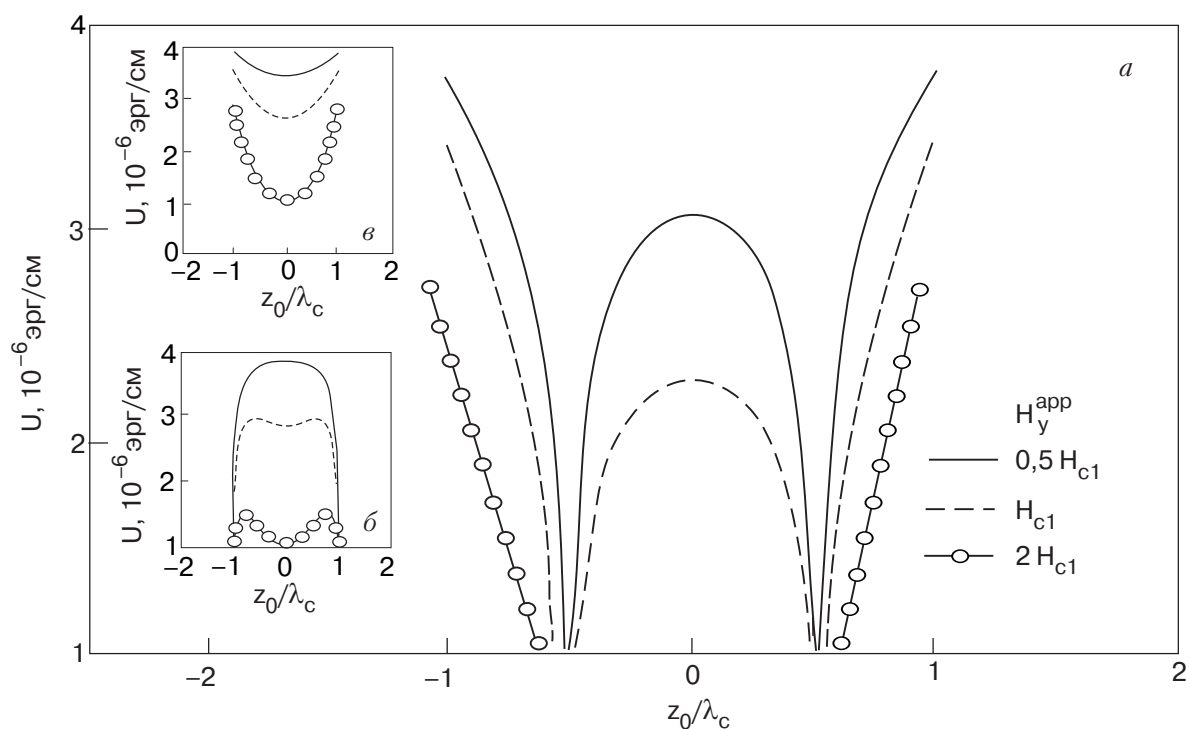


Рис. 5. Изменение энергии нити вдоль оси OZ для различных значений H_y^{app} при $\tau = 0,5$ (а), 1 (б) и 10 (в), когда $\eta = 2$ и $\sigma = 2$.

4. Выводы

1. В работе найдена энергия вихревой нити в рамках вихрь-ламинарной модели, в которой вихрь, гранула и границы гранулы трактуются на единой основе.

2. Показано, что в отличие от поверхностного барьера Бина—Ливингстона в поликристаллических сверхпроводниках энергетический барьер является функцией не только величины приложенного поля H_y^{app} , но и параметра анизотропии η , интенсивности межгранульной связи σ и характерного размера зерна τ : чтобы увеличить U , можно увеличить σ и (или) параметр τ и (или) уменьшить η . Практическая необходимость в этом возникает, если принять во внимание, что на берегах джозефсоновских контактов величина «краевого» барьера порядка потенциала пиннинга $(\partial U / \partial x_0)|_{z_0=a/2} \approx 10^6$ эрг/см.

3. Предсказан «гранульно-структурный» потенциальный барьер для вхождения АВ в мелкозернистый сверхпроводник с размерами гранул ~ 1 мкм, который быстро исчезает при $L > 2$.

Автор выражает благодарность А.И. Дьяченко, Ю.В. Медведеву и А.А. Абрамову за полезные обсуждения работы.

1. M. Pissas and D. Stamopoulos, *Phys. Rev.* **B64**, 134510 (2001).
2. I. Journal, T. Klein, and J. Marcus, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 167002 (2001).

3. M. Pissas, E. Moraitakis, D. Stamopoulos, G. Panavassiliou, V. Psycharis, and S. Koutandos, *cond-mat/0108153* v1, Preprint 2001.
4. V.V. Moshchalkov, A.A. Zhukov, D.K. Petrov, V.I. Voronkova, and V.K. Yanovskii, *Physica* **C166**, 185 (1990).
5. V.N. Kopylov, A.E. Koshelev, I.E. Schogolev, and T.G. Togonidze, *Physica* **C170**, 291 (1990).
6. Dong-Ho Wu and S. Sridhar, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2074 (1990).
7. L.V. Belevtsov, *Mod. Phys. Lett.* **B15**, 189 (2001).
8. L.V. Belevtsov, *Europhys. Lett.* **59**, 768 (2002).
9. L.V. Belevtsov, *J. Low Temp. Phys.* **131**, 37 (2003).
10. L.V. Belevtsov, *Phys. Status Solidi* **B237**, 523 (2003).
11. T.L. Hylton and M.R. Beasley, *Phys. Rev.* **B39**, 9042 (1989).
12. F. London, *Superfluids. Macroscopic Theory of Superconductivity*, Dover, New York (1961).
13. Ю.П. Денисов, *ФТТ* **18**, 119 (1979).
14. Ф. Морс, Г. Фешбах, *Методы теоретической физики*, Изд-во иностр. лит., Москва (1960), гл. 10.
15. R.A. Klemm and J.R. Clem, *Phys. Rev.* **B21**, 1868 (1980).
16. C.P. Bean and J.D. Livingston, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 14 (1964).
17. P.G. de Gennes, *Solid State Commun.* **3**, 127 (1965).
18. N. Moser et.al., *Physica* **C195**, 117 (1981).
19. L. Burlachkov, M. Konczykowski, Y. Yeshurn, and F. Holtzberg, *J. Appl. Phys.* **70**, 5759 (1991).
20. М. Тинкхам, *Введение в сверхпроводимость*, Мир, Москва (1980).

21. Y. Wang, T. Plackowski, and A. Junod, *Physica C* **335**, 179 (2001).
22. L.V. Belevtsov, S.S. Shevchenko, and V.N. Tulupenko, *Physica C* **271**, 235 (1996).
23. В.П. Дамьнович, А.Ю. Симонов, *СФХТ* **4**, 1512 (1991).

Interaction of Abrikosov vortex with grain
boundaries near H_{c1} .
I. Potential barriers in polycrystalline HTSC

L.V. Belevtsov

The interaction between Abrikosov vortex and grain boundaries are investigated using a model

in which the vortex, grain, and grain boundaries are treated on the same basis. An exact solution for the vortex-laminar model is found. New edge barriers for Abrikosov vortex penetration into a polycrystalline superconductor are predicted. In such materials, the edge barrier is dependent on external field like the traditional Bean–Livingston surface barrier. Besides, it also depends on anisotropy ratio, grain-coupling strength, grain size and the «smooth surface» of materials in the case fine-grained superconducting materials.