Физика низких температур, 1995, т. 21, № 9, с. 917–923 УДК 538.945

Модель диодной перколяции течения вихрей в резистивном состоянии ВТСП пленок

А. А. Снарский

Киевский политехнический институт, Украина, 252056, г. Киев, пр. Победы, 37
E-mail:snar@carrier.kiev.ua

Э. А. Пашицкий

Институт физики НАН Украины, Украина, 252650, г. Киев, пр. Науки, 46

А. М. Пальти

Институт металлофизики НАН Украины, Украина, 252680, г. Киев, пр. Вернадского, 36
E-mail:pan@d09imp.kiev.ua

Статья поступила в редакцию 29 марта 1995 г., после переработки 11 мая 1995 г.

Дано теоретическое объяснение поведения ВАХ на начальном участке резистивного состояния ВТСП пленок, которое, в отличие от стандартного экспоненциального поведения низкотемпературных сверхпроводников, имеет не экспоненциальный, а степенной характер. Для описания процесса депиннинга вихрей в слоистых сверхпроводниках второго рода в случае непрерывного распределения сил пиннинга (в некотором конечном интервале) построена модель перколяционной структуры для так называемой диодной перколяции. На основании построенной модели вычислен универсальный критический индекс γ степенной ВАХ $E \sim (j - j_c)^{\gamma}$, который выражается через известные критические индексы корреляционной длины $\nu_{\perp}$ и t_{+} проводимости в $2D$ диодной теории перколяции $\gamma = 2\nu_{\perp} - t_{+}$. Численное значение универсального индекса $\gamma \approx 1{,}6$ удовлетворительно согласуется с недавно полученными экспериментальными значениями γ.

Дано теоретичне пояснення поведінки ВАХ на початковій ділянці резистивного стану ВТНП плівок, яке, на відміну від стандартної експоненціальної поведінки низькотемпературних надпровідників, має не експоненціальний, а степеневий характер. Для опису процесу депінінга вихорів в шаруватих надпровідниках другого роду у випадку безперервного розподілу сил пінінга (в деякому кінцевому інтервалі) побудовано модель перколяційної структури для так званої діодної перколяції. На підставі побудованої моделі обчислено універсальний критичний індекс γ степеневої ВАХ $E \sim (j - j_c)^{\gamma}$, який виявляється через відомі критичні індекси кореляційної довжини $\nu_{\perp}$ та t_{+}. Чисельне значення універсального індекса $\gamma \approx 1{,}6$ задовільно погоджується з недавно одержаними експериментальними значеннями γ.

Введение

Экспериментальные исследования резистивного состояния высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [1–8] указывают на степенную зависимость напряжения от тока на начальных участках вольт-амперной характеристики (ВАХ) при значениях плотности тока, близких к критическому j_c:

$$U \sim (j - j_c)^{\gamma}. \qquad (1)$$

Эта зависимость принципиально отличается от ВАХ обычных низкотемпературных сверхпроводников второго рода, для которых типичной является экспоненциальная нелинейность ВАХ.

В работах [1–7] показатель γ варьировался в широких пределах. Однако, как недавно было показано в [8], в относительно слабых магнитных полях $H \leq 0{,}2$ Тл численное значение γ лежит в сравнительно узком интервале $\gamma \approx 1{,}3$–$1{,}5$ и практически не зависит ни от магнитного поля, ни от типа и качества образцов. Это может указывать на универсальный характер зависимости (1), типичной как для критических явлений вблизи точек фазовых переходов второго рода, так и для перколяционных процессов вблизи порога протекания.

В настоящей работе предполагается, что переход ВТСП в резистивное состояние при $j > j_c$ связан с вязким течением вихрей в перколяционной структуре, образованной случайным распределением сил одночастичного кор-пиннинга F_p в некотором конечном интервале $0 \leq F_p \leq F_{pm}$. Течение вихрей (депиннинг) становится возможным благодаря образованию связных областей (кластеров протекания) со значениями F_p ниже некоторого крити-

© А. А. Снарский, Э. А. Пашицкий, А. М. Пальти, 1995

ческого значения $F_{pc} < F_{pm}$. Такой подход позволяет выразить показатель γ через универсальные критические индексы теории протекания и получить удовлетворительное количественное согласие с экспериментом [7,8].

1. Модель электростатических сил пиннинга в ВТСП

Известно, что ВТСП материалы на основе слоистых купратных металлооксидных соединений (МОС) являются «жесткими» сверхпроводниками второго рода с большим значением параметра Гинзбурга—Ландау $\kappa \geq 100$. Это связано с аномально малой продольной длиной когерентности в плоскости слоев $\xi_{\parallel} \leq 30$ Å и с еще меньшей поперечной длиной когерентности $\xi_{\perp} \leq 3$ Å вдоль оси $c \parallel Oz$ [9]. С другой стороны, допированные купратные МОС являются «плохими» металлами, а их монокристаллы обладают сильно анизотропной проводимостью [10], которая может иметь полупроводниковый характер поперек слоев CuO_2 при металлическом типе проводимости в плоскости слоев.

В связи с этим экранировка заряженных дефектов (неизовалентных примесей, вакансий кислорода, ядер краевых дислокаций в ионной решетке и др.) в купратных МОС является гораздо более слабой, чем в обычных металлах. В сочетании с малой длиной когерентности слабая экранировка электростатических полей таких заряженных дефектов должна приводить к существенной пространственной модуляции сверхпроводящего (СП) параметра порядка $\psi(\mathbf{r})$, который определяется известным обобщенным анизотропным уравнением Гинзбурга—Ландау [9] с учетом диссипативных процессов и электрических полей:

$$\xi_{\perp}^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \xi_{\parallel}^2 \nabla_{\parallel}^2 \psi + (\alpha - u)\psi + |\psi|^2 \psi = 0 , \qquad (2)$$

где $\alpha(T) = 1 - T/T_c$; T_c — критическая температура СП перехода; $u = (\tau_0 / \hbar) e\varphi$; τ_0 — характерное время электрон-решеточной релаксации; φ — экранированный электростатический потенциал заряженных дефектов (примесей), расположенных в точках $\mathbf{r}_i$:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \sum \varphi_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) , \qquad (3)$$

$$\varphi_i(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \approx Z_i \, e^{-\beta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)} / |\mathbf{r} - \mathbf{r}_i| ,$$

где β — обратный радиус экранирования; Z_i — эффективный заряд дефекта.

Как известно [10], структура ВТСП кристаллов с высокими $T_c > 100$ К такова, что в примитивной ячейке содержатся два, три и более двумерных ($2D$) проводящих слоя CuO_2 в «пакете» с чередующимися слоями ионов Ca (рис. 1) и с расстоянием $d_0 \approx 3$ Å между соседними слоями CuO_2, т. е. $d_0 \sim$

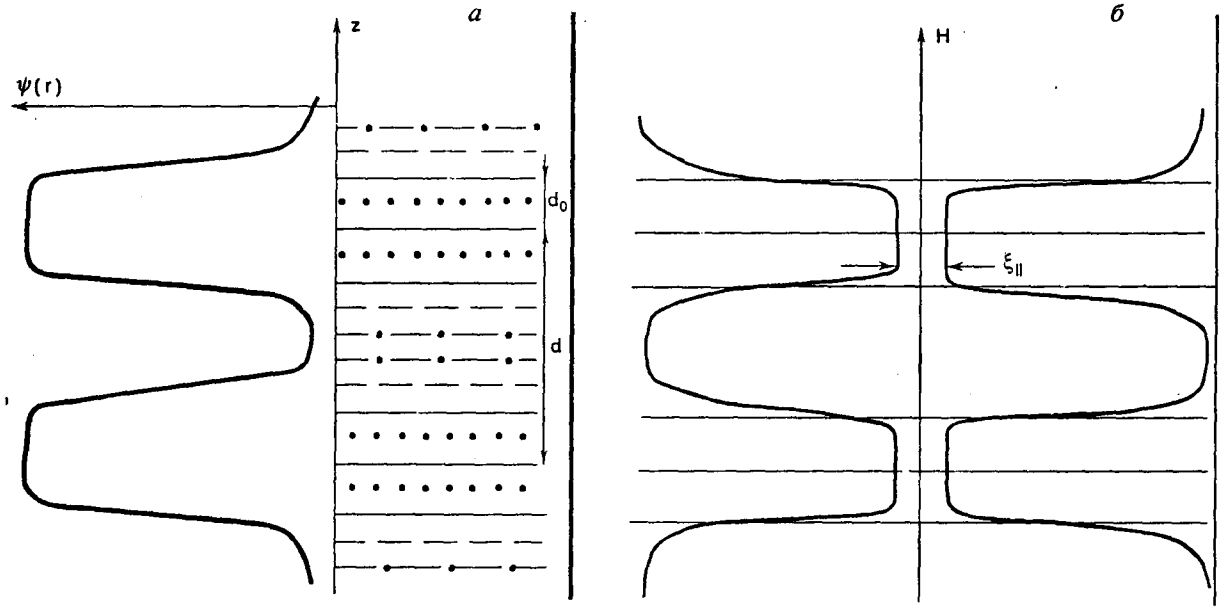

Рис. 1. Структуры параметра порядка $\psi(\mathbf{r})$ (*а*) и нормального кора вихря (*б*) в слоистом МОС типа Bi (2223) с тремя купратными слоями в примитивной ячейке в магнитном поле, перпендикулярном плоскости слоя. Обозначения плоскостей CuO_2 (——), SrO_2 (– – –), Ca (· · · · ·), Bi (— · — · — ·); d и d_0 — расстояния между пакетами и ближайшими плоскостями CuO_2.

$\sim \xi_\perp << \xi_\parallel$. Это означает, что между СП слоями CuO_2 в пакете должен возникать эффект близости, и каждый такой пакет может рассматриваться как «толстый» СП слой с единым когерентным параметром порядка $\psi(\mathbf{r})$.

В то же время расстояние между пакетами в таких монокристаллах, как BiSrCaCuO или TlBaCaCuO, равно $d \geq 10$ Å, т.е. $d >> \xi_\perp$, так что связь пакетов друг с другом является слабой (джозефсоновской), а параметр порядка ψ в промежутке между пакетами сильно подавлен.

Поэтому случайное распределение заряженных дефектов в объеме кристалла, согласно (2) и (3), должно приводить к случайной пространственной модуляции $\psi(\mathbf{r})$ в пакетах, если среднее расстояние между дефектами превышает большую из длин когерентности $\xi_\parallel$ (при $T < T_c$).

Хаотически расположенные в плоскости слоев минимумы $\psi(\mathbf{r})$ разной (случайной) глубины, возникающие под действием электростатического потенциала заряженных дефектов (3), играют роль центров пиннинга вихрей Абрикосова (наряду с другими механизмами закрепления вихрей). Это приводит, в свою очередь, к случайному (непрерывному) распределению сил электростатического пиннинга вихрей в пакетах в интервале $0 \leq F_p \leq F_{pm}$, где максимальное значение силы пиннинга F_{pm} соответствует расположению дефекта непосредственно в пакете. При этом кор-пиннинг происходит в основном внутри пакетов, где радиус нормальной сердцевины (кора) вихря минимален и равен по порядку величины $\xi_\parallel$ (см. рис. 1), тогда как в промежутках между пакетами сила пиннинга практически равна нулю. Сравнительно слабое магнитодипольное и джозефсоновское взаимодействие между отрезками вихрей («pancakes») в соседних пакетах [11–14] позволяют рассматривать их пиннинг почти независимо и свести задачу о резистивном состоянии ВТСП образца в достаточно слабых магнитных полях к проблеме $2D$ протекания отдельных вихрей в случайном поле сил F_p под действием силы Лоренца

$$F_L = j\,\Phi_0 / c \ ,$$

где Φ_0 — квант магнитного потока; j — плотность транспортного тока, c — скорость света.

2. Модель резистивного состояния

В качестве исходной модели рассмотрим тонкую пленку сверхпроводника второго рода толщиной гораздо меньшей лондоновской глубины проникновения λ_L (в слоистом кристалле λ_L соответствует глубине проникновения магнитного поля H, параллельного оси c, в плоскости слоев) со случайно расположенными центрами пиннинга, непрерывно распределенными по их интенсивности (силе F_p). Это означает, что для любого фиксированного значения $F_p < F_{pm}$ всю пленку можно разбить на две фазы: условно «черную», где $F_L > F_p$, и «белую», где $F_L < F_p$. Поскольку значения F_p различны для разных центров пиннинга (т.е. сила пиннинга неоднородна и случайно изменяется в плоскости пленки), должно существовать некоторое критическое значение F_{pc} , такое, что при условии $F_p < F_{pc}$ «черная» фаза образует связную структуру каналов, проходящих через весь образец в направлении перпендикулярном транспортному току (рис. 2).

В этом случае при выполнении равенства [15]

$$F_p + F_\eta = F_L \qquad (4)$$

($F_\eta = \eta v$ — сила «вязкого трения» вихря) возможно стационарное течение вихрей со скоростью

$$v = (F_L - F_p) / \eta = (j\,\Phi_o / c - F_p) / \eta \ . \qquad (5)$$

При этом предполагается, что сила F_η достаточно велика, чтобы можно было пренебречь вкладом от участков ускорения и торможения вихрей при их взаимодействии с центрами пиннинга. Кроме того, так как рассматривается область достаточно слабых магнитных полей ($H << H_{c2}$), можно пренебречь силами взаимодействия между вихрями (режим «одночастичного» пиннинга).

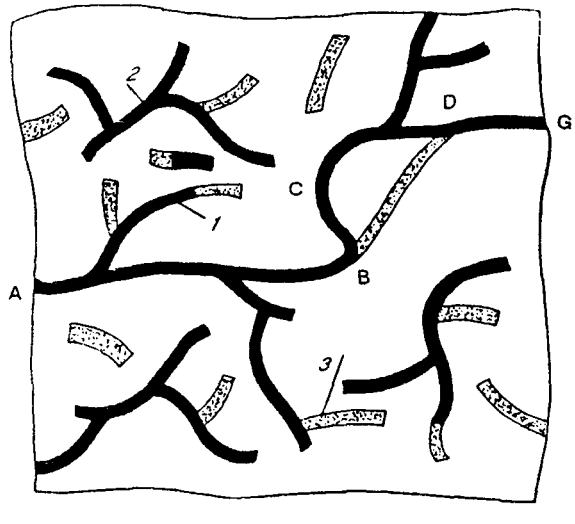

Рис. 2. Перколяционная структура. Черным цветом обозначены участки, на которых $F_p < F_{pc}$ («черная» фаза); *1* — мертвые концы, *2* — конечные кластеры, *3* — серым цветом обозначены появившиеся при увеличении силы Лоренца (транспортного тока) дополнительные участки «черной» фазы; *ABCDG* — часть бесконечного кластера.

Величина плотности критического тока j_c определяется критической силой пиннинга:

$$j_c = cF_{pc}/\Phi_0 \,. \qquad (6)$$

В дальнейшем рассмотрим поведение вихрей при транспортном токе близком к критическому, когда выполняется условие

$$\tau_j = (j - j_c)/j_c << 1 \,. \qquad (7)$$

С другой стороны, согласно общим представлениям теории протекания, основное сопротивление двухфазной («черно-белой») среды выше порога протекания в областях размером порядка корреляционной длины L обусловлено односвязной частью перколяционных каналов, которые представляют собой длинные мостики «черной» фазы. Под L здесь следует понимать расстояние, на котором происходит самоусреднение физических величин, так что $L \sim \tau^{-\nu}$ [16], где ν — критический индекс корреляционной длины ($\nu = 4/3$ в $2D$ системах); τ — параметр близости к порогу протекания:

$$\tau = (p - p_c)/p_c << 1 \,. \qquad (8)$$

Здесь p — концентрация «черной» фазы, а p_c — критическая концентрация, при которой образуется бесконечный «черный» кластер протекания (рис. 2).

В рассматриваемой модели величина p определяется соотношением

$$p = \int_0^{F_p} D(F_p)\, dF_p \,, \qquad (9)$$

где $D(F_p)$ — функция распределения центров пиннинга по F_p. В частности, для однородного распределения $D(F_p) = 1/F_{pm} = \text{const}$ параметры τ и τ_j совпадают. Для любого гладкого распределения, например параболического $D(F_p) = 6F_p(F_{pm} - F_p)/F_{pm}$, вблизи порога протекания $\tau = k\tau_j$, где $k = 6j_c\Phi_0(F_{pm} - F_{pc})F_{pm} / [cF_{pc} \times (3F_{pm} - 2F_{pc})]$, т. е. τ и τ_j остаются пропорциональными друг другу.

3. Модель диодной перколяционной структуры

В стандартной перколяционной структуре проводящие мостики (односвязные части перколяционных каналов) состоят из N_1 связей [17], причем $N_1 \sim \tau^{-\alpha_1}$, где $\alpha_1 = 1$ в моделях типа Nodes Links Blob (NDB) [17–19], а в $2D$ варианте модели слабого звена (МСЗ) [20] $\alpha_1 = t$, где t — критический индекс проводимости (в $2D$ случае $t \approx 1{,}33$).

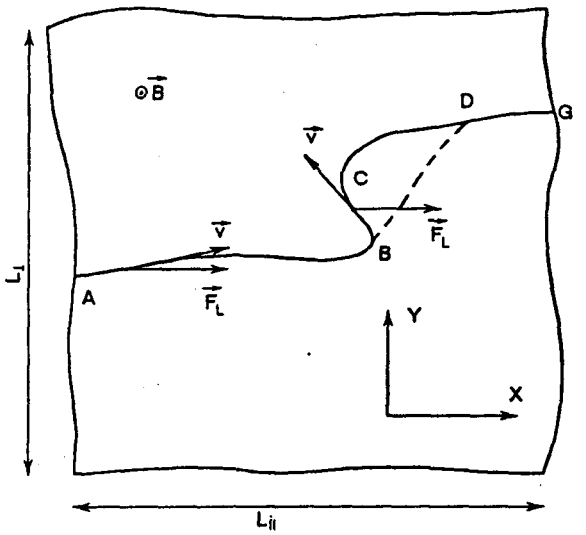

Рис. 3. Схематическое изображение перколяционной структуры: BC — часть бесконечного кластера, где вихри не могут двигаться. При увеличении силы Лоренца (транспортного тока) появляется новый, доступный для движения вихрей, участок бесконечного кластера BD; $L_\parallel = a_0\tau^{-\nu}{}_\parallel$, $L_\perp = a_0\tau^{-\nu}{}_\perp$ — корреляционные длины вдоль и перпендикулярно среднему направлению вихрей соответственно.

Длина мостиков $l = a_0N_1$, где a_0 — характерный минимальный размер (см. ниже).

Заметим, однако, что сила Лоренца, «толкающая» вихрь, направлена всегда в одну сторону, так что по участкам перколяционного канала типа BC на рис. 2, 3 вихрь двигаться не может. Это обусловлено тем, что на подобных участках вихрю пришлось бы двигаться навстречу силе Лоренца. Следовательно, необходимо использовать не стандартную, а так называемую «диодную» перколяцию. Качественно это означает, что мы должны увеличивать силу Лоренца (т.е. транспортный ток), тем самым увеличивая концентрацию «черной» фазы до тех пор, пока появившиеся при этом дополнительные участки бесконечного кластера (на рис. 2 обозначены серым цветом) позволят вихрям пройти его от начала до конца. При расчете диссипации энергии необходимо, конечно, учитывать только те участки кластера, на которых вихри движутся вдоль силы Лоренца ($ABDG$ на рис. 2,3).

Построим для «диодной» перколяции модель, аналогичную моделям NLB или МСЗ, с использованием результатов работ [21–29]. Для простоты рассмотрим квадратную решетку. В диодной перколяции часть проводящих «черных» связей представляют собой идеальные диоды (обратный ток равен нулю). Каждому диоду можно поставить в соответствие стрелочку, указывающую направление возможного протекания тока. В зависимости от того, как разбросаны направления этих стрелок и какая часть «черных» связей является диодами,

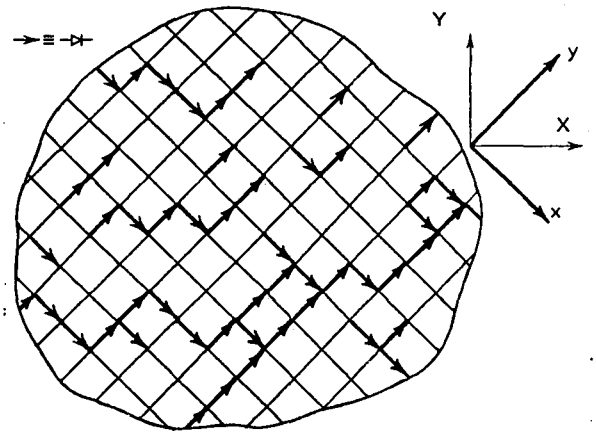

Рис. 4. Один из вариантов диодной перколяции fully directed percolation (FDP). Тонкой линией обозначена непроводящая связь («белая» фаза). Стрелочка показывает направление возможного протекания тока через диод. В FDP все стрелочки направлены вдоль положительных направлений осей 0X и 0Y. Средний ток течет вдоль оси 0X.

различают типы диодной перколяции [26]. В нашем случае необходимо использовать так называемую fully directed percolation (FDP), в которой все «черные» связи — диодные, а соответствующие им стрелки ориентированы в положительных направлениях осей 0X и 0Y (см. рис. 4). Конечно, при этом p_c и соответственно F_{pc} отличаются от таковых в стандартной перколяции. Однако их конкретные численные значения для дальнейшего рассмотрения не важны. Существенно лишь отличие критических индексов проводимости и корреляционной длины, полученных как численно, так и аналитически (например, с помощью ренормгрупповых расчетов), от стандартных соотношений. Мало того, индексов корреляционной длины теперь два: $\nu_\parallel$, связанный с корреляционной длиной вдоль оси 0X, и $\nu_\perp$ — вдоль оси 0Y:

$$L_\parallel \approx a_0 \tau^{-\nu_\parallel}, \quad L_\perp \approx a_0 \tau^{-\nu_\perp}. \tag{10}$$

Соответственно эффективная проводимость равна

$$\sigma_{\text{eff}} \approx \sigma \tau^{t_+}, \tag{11}$$

где σ — проводимость «черной» фазы — диода в пропускающем направлении. В $2D$ случае $\nu_\parallel \approx 1{,}73$; $\nu_\perp \approx 1{,}097$ [24] и $t_+ \approx 0{,}63$ [28].

Для определения односвязной части перколяционного канала в случае FDP необходимо, как и в случае стандартной перколяции, построить модель типа МСЗ, т.е., считая соотношения (10) и (11) установленными, в том числе $\nu_\parallel$, $\nu_\perp$ и t_+ известными, определить критическую зависимость N_1 от τ.

Рассмотрим модель типа МСЗ для FDP в $2D$ случае. Как известно, случайно неоднородную среду вблизи порога протекания можно разбить на области размером порядка корреляционной длины. Причем каждая из них устроена примерно одинаково. В частности, это означает, что такая физическая величина, как эффективная проводимость, в этих областях самоусредняется. В случае FDP [29] подобная область представляет собой площадку размером $L_\parallel L_\perp$. Те части «черного» кластера, по которым протекает ток (именно они нас и интересуют), можно разделить на две группы. Одну группу составляют участки множества запараллеленных связей (так называемый blob в терминологии NLB модели). Другую составляют мостики — последовательно включенные связи (single connected bounds), число их, как и ранее, обозначим N_1. Основное сопротивление среды при протекании обычного тока обусловливают именно эти N_1 связей. При расчете энергии, диссипируемой вихрем, будем пренебрегать частью, связанной с блобами. Как и в стандартной теории перколяции, N_1 ведет себя критическим образом при приближении к порогу протекания, а именно, расходится по степенному закону $N_1 \sim \tau^{-\alpha_1^+}$.

Критический индекс α_1^+ легко найти из следующих соображений. С одной стороны, сопротивление R корреляционного объема

$$R = \sigma_{\text{eff}}^{-1} L_\parallel / L_\perp \tag{12}$$

(толщину образцов считаем единичной, а средний ток $\langle j \rangle \parallel 0X$).

С другой стороны, R равно сопротивлению мостика:

$$R = N_1 / \sigma \approx \sigma^{-1} \tau^{-\alpha_1^+}. \tag{13}$$

Сравнивая (12) и (13) и учитывая (10) и (11), для α_1^+ получаем

$$\alpha_1^+ = t_+ - \nu_\perp + \nu_\parallel. \tag{14}$$

Заметим, что в общем d-мерном случае $\alpha_1^+ = t_+ - (d-1)\nu_\perp + \nu_\parallel$ [22]. На этом построение модели заканчивается: зная α_1^+, можно рассчитать длину мостика $l = a_0 \tau^{-\alpha_1^+}$, а следовательно, и распределение тока в среде.

4. Расчет диссипации

Найдем энергию, диссипирующую при прохождении вихрей по мостику длиной $l = a_0 N_1$, где теперь a_0 — характерный размер неоднородности поля сил пиннинга, который в данном случае по порядку величины совпадает со средним расстоя-

нием между центрами пиннинга (т.е. между заряженными дефектами). Энергия, диссипируемая при прохождении одного вихря за время t_0, равна

$$Q_1 = \int_0^{t_0} F_\eta v\, dt = \int_0^{l} F_\eta\, dx = l \int_0^{F_{pc}} (F_L - F_p)\, D(F_p)\, dF_p\,, \quad (15)$$

а время прохождения мостика t_0 с учетом (5) определяется выражением

$$t_0 = \int_0^{t_0} dt = \int_0^{l} dx/v = \eta l \int_0^{F_{pc}} D(F_p)\, dF_p\, /(F_L - F_p)\,. \quad (16)$$

Для однородного распределения $D(F_p) = 1/F_{pm}$ получаем

$$Q_1 = (lF_p^2)/2F_{pm}\,, \qquad t_0 = -(\eta l \ln \tau)/F_{pm}\,. \quad (17)$$

Концентрация вихрей равна B/Φ_0, а их число в мостике

$$n = a_0 lB/\Phi_0 \sim \left(a_0 B \tau^{-\alpha_1^+}\right)/\Phi_0\,, \quad (18)$$

где B — магнитная индукция.

Таким образом, с одной стороны, мощность диссипации энергии всех вихрей на площади $L_\parallel L_\perp$ равна

$$Q = nQ_1/t_0 = -a_0 B F_p^2 l/2\Phi_0 \eta \ln \tau\,. \quad (19)$$

С другой стороны, величину Q можно выразить через напряженность электрического поля E и транспортный ток j [15]:

$$Q = jEL_\parallel L_\perp\,. \quad (20)$$

Сопоставляя (19) и (20) и учитывая, что $j \approx j_c$, $l \sim \tau^{-\alpha_1^+}$ и (10), находим

$$E = \frac{a_0 B F_{pc}^2 l}{2\eta\Phi_0 j_c L_\perp L_\parallel \ln(1/\tau)} = A\left(\frac{j - j_c}{j_c}\right)^{\gamma}\left(\ln\frac{j_c}{j - j_c}\right)^{-1}, \quad (21)$$

где

$$\gamma = \nu_\perp + \nu_\parallel - \alpha_1^+ = 2\nu_\perp - t_+\,. \quad (22)$$

Подставляя в (22) численные значения $\nu_\perp$ и t_+ [21–26], получаем $\gamma \approx 1{,}6$, что несколько превышает экспериментальные значения γ.

Для произвольного распределения $D(F_p)$ выражение (21) имеет вид

$$E = \frac{a_0 Bl}{j_c \eta L^2 \Phi_0} \frac{\int_0^{F_{pc}} (F_L - F_p) D(F_p) dF_p}{\int_0^{F_{pc}} \frac{D(F_p)\, dF_p}{F_L - F_p}}\,. \quad (23)$$

Легко убедиться, что если вместо однородного распределения $D(F_p) = 1/F_{pm}$ $(0 \le F_p \le F_{pm})$ воспользоваться любым другим гладким распределением, например параболическим $D(F_p) = 6F_p \times (F_{pm} - F_p)/F_{pm}$, то в (21) изменится только множитель A. В случае экспоненциального распределения вида $D(F_p) = C\exp(-CF_p)$ (распределение нормировано) множитель $A \sim C^{-2}$. Этому соответствует резкое снижение диссипации при преобладающем количестве слабых центров пиннинга. Вместе с тем универсальность поведения ВАХ (т.е. величина критического индекса γ) сохраняется неизменной.

Заключение

Таким образом, построенная перколяционная модель резистивного состояния, впервые предложенная в [30], позволяет объяснить степенной характер ВАХ на начальном участке и дает удовлетворительное согласие с экспериментом $\gamma_{\text{theor}} \approx 1{,}6$, $\gamma_{\text{exp}} = 1{,}3$–$1{,}5$ [7,8]. Как видим, теоретические значения γ для отдельного слоя (пакета) несколько превышают экспериментально найденные значения показателей степени ВАХ резистивного состояния ВТСП в слабых полях $H < 0{,}2$ Тл. Однако логарифмический множитель в формуле (21) приводит к более крутой зависимости E от $(j - j_c)$, чем $(j - j_c)^\gamma$, т.е. к несколько меньшему эффективному показателю степени в случае аппроксимации экспериментальной ВАХ степенным законом. Другой причиной отличия γ_{theor} от γ_{exp} является полное пренебрежение крипом магнитного потока, связанным с термоактивационным механизмом движения вихрей. Учет небольшого крипа (так как мы считаем, что система находится далеко от T_c) приводит к тому, что в (21) появится дополнительное положительное слагаемое, связанное с крипом:

$$E = A_0 (j - j_c)^\gamma + \Delta E\,. \quad (24)$$

Аппроксимируя (24) степенным законом

$$E = A_1 (j - j_c)^{\gamma'} , \qquad (25)$$

получаем, что $\gamma > \gamma'$, определяемой при обработке экспериментальных данных. Следует учитывать также, что значения критического тока j_c в разных слоях (пакетах) несколько различаются из-за неоднородного распределения центров пиннинга. По мере повышения транспортного тока $j > j_c$ в резистивное состояние сначала переходят слои с минимальными значениями j_c, а затем подключаются слои с более высокими j_c. Такой процесс последовательного включения в режим депиннинга новых слоев (пакетов) с большим j_c также может имитировать более крутую ВАХ (с меньшим показателем степени γ). К эффективному уменьшению γ могут приводить также джозефсоновские и магнитные взаимодействия между $2D$ вихрями в слоях [11–14].

В заключение авторы выражают благодарность А. Е. Морозовскому, Ю. М. Гененко, А. Л. Касаткину, В. М. Пану, В. И. Пентегову и В. Ф. Соловьеву за обсуждения результатов и полезные замечания. Один из авторов (А.А.С.) признателен I. Balberg, D. Sornett, H. E. Stanley за предоставление оттисков своих работ.

1. P. Minnhagen, H. J. Jensen, and T. Freltoft, *Supercond. Sci. Technol.* **5**, 445 (1992).
2. R. H. Koch, V. Foglietti, W. J. Gallagher, G. Koren, A. Gupta, and M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1511 (1989).
3. В. Г. Прохоров, М. А. Кузнецов, *СФХТ* **4**, 1929 (1991).
4. В. Г. Прохоров, А.Л. Касаткин, Г. Г. Каминский, М. А. Кузнецов, В. И. Мацуй, В. М. Пан, *ФНТ* **17**, 467 (1991).
5. M. Pan, G. G. Kaminsky, A. L. Kasatkin, M. A. Kuznetsov, V. G. Prokhorov, V. L. Svetchnikov, C. G. Tretiachenko, V. S. Flis, S. K. Yushchenko, V. I. Matsui, and V. S. Melnikov, *Supercond. Sci. Thechnol.* **5**, S48 (1992).
6. S. N. Gordeev, W. Jahn, A. A. Zhukov, H. Kupfer, and T. Wolf, *Phys. Rev.* B49, 15420 (1994).
7. S. Bhattacharya and M. J. Higgins, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2617 (1993).
8. V. F. Solovjov, V. M. Pan, and H. C. Freyhardt, *Phys. Rev.* B50, 13724 (1994).
9. Л. Н. Булаевский, В. Л. Гинзбург, А. А. Собянин, *ЖЭТФ* **94**, 355 (1988).
10. *Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников*, Д. С. Гинцберг (ред.), Мир, Москва (1991).
11. M. V. Feigelman, D. B. Geshkenbein, and A. I. Larkin, *Physica* C167, 177 (1991).
12. L. N. Bulaevskii, S. N. Meshkov, and D. Feinberg, *Phys. Rev.* B43, 3728 (1991).
13. J. R. Clem, *Phys. Rev.* B43, 7837 (1991).
14. K. H. Fischer, *Physica* C178, 161 (1991).
15. А. В. Гуревич, Р. Г. Минц, А. Л. Рахманов, *Физика композитных сверхпроводников*, Наука, Москва (1987).
16. A. L. Efros and B. I. Shklovskii, *Phys. Status Solidi* B76, 475 (1976).
17. А. С. Скал, Б. И. Шкловский, *ФТП* **8**, 1586 (1974).
18. P. G. De Gennes, *J. Phys. (Paris)* **37**, L21 (1976).
19. H. E. Stanley, *J. Phys.* A10, L211 (1977).
20. А. Е. Морозовский, А. А. Снарский, *ЖЭТФ* **95**, 1844 (1989); *Письма в ЖЭТФ* **52**, 871 (1990); *ЖЭТФ* **102**, 693 (1993); *Письма в ЖЭТФ* **56**, 272 (1992); *Int. J. Electron.* **73**, 925 (1992).
21. W. Kinzel and J. M. Yeomans, *J. Phys.* A14, K163 (1991).
22. S. Redner, *Phys. Rev.* B25, 5646 (1982).
23. D. Dhar and M. Barma, *J. Phys.* C14, L1 (1981).
24. J. W. Essam, K. De'Bell, J. Adler, and F. M. Bhatti, *Phys. Rev.* B33, 1982 (1986); K. De'Bell, and J. W. Essam, *J. Phys.* A18, 355 (1985).
25. D. Sornett, *J. Phys. (France)* **49**, 1365 (1988).
26. S. Redner, *Phys. Rev.* B25, 3242 91982).
27. B. M. Arora, M. Varma, D. Dhar, and M. K. Phani, *J. Phys.* C16, 2913 (1983).
28. I. Balberg and N. Binenbaum, *Phys. Rev.* B33, 2017 (1986).
29. И. М. Лифшиц, С. А. Гредескул, Л. А. Пастур, *Введение в теорию неупорядоченных систем*, Наука, Москва (1982).
30. А. А. Снарский, Э. А. Пашицкий, А. М. Пальти, А. Е. Морозовский, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 112 (1995).

The model of diode percolation for the vortex flow in a resistive state of HTSC films

A. A. Snarskii, E. A. Pashitskii, and A. M. Palti

We propose a theoretical explanation of the behaviour of the current-voltage characteristics (CVC) in the resistive state of HTSC films. Unlike the exponential behaviour of low temperature superconductors, this CVC follows the power law. The model of the $2D$ structure is proposed for the diode percolation of the vortex depinning process in a thin film and layered superconductors, which has persistent distribution of the pinning forces. The universal critical index γ is calculated for this model of resistive state of the power law CVC $E \sim (j - j_c)^{\gamma}$. The index is a combination of the critical indexes for the correlated length $\nu_\perp$ and t_+ for the conductivity in $2D$ diode percolated structures. It is equal to $\gamma = 2\nu_\perp - t_+$. The theoretical value of index $\gamma \approx 1.6$ is in areasonable agreement with the recently obtained experimental values of γ.