

ПЕРКОЛЯЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ДЕПИННИНГА ВИХРЕЙ В РЕЗИСТИВНОМ СОСТОЯНИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК СВЕРХПРОВОДНИКОВ ВТОРОГО РОДА

А.А.Снарский, Э.А.Пашицкий⁺, А.М.Пальти*, А.Е.Морозовский*

*Киевский политехнический институт
252056 Киев, Украина*

⁺*Институт физики НАН Украины
252650 Киев, Украина*

^{*}*Институт металлофизики НАН Украины
252680 Киев, Украина*

Поступила в редакцию 4 августа 1994 г.

После переработки 13 декабря 1994 г.

Показано, что для описания процесса депиннинга вихрей в тонких пленках сверхпроводников второго рода в случае непрерывного распределения сил пиннинга в конечном интервале при определенных условиях применима двумерная (2D) перколяционная модель, которая приводит к универсальной степенной вольт-амперной характеристике (ВАХ) резистивного состояния $E = (j - j_c)^\gamma$ вблизи критического тока j_c ($\gamma \approx 1,3 - 1,6$), что удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными для высокотемпературных сверхпроводников.

1. Проведенные недавно экспериментальные исследования резистивного состояния высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [1], в том числе тонких пленок¹⁾, указывают на степенную нелинейность начальных участков ВАХ выше критического тока

$$U \sim (j - j_c)^\gamma, \quad (1)$$

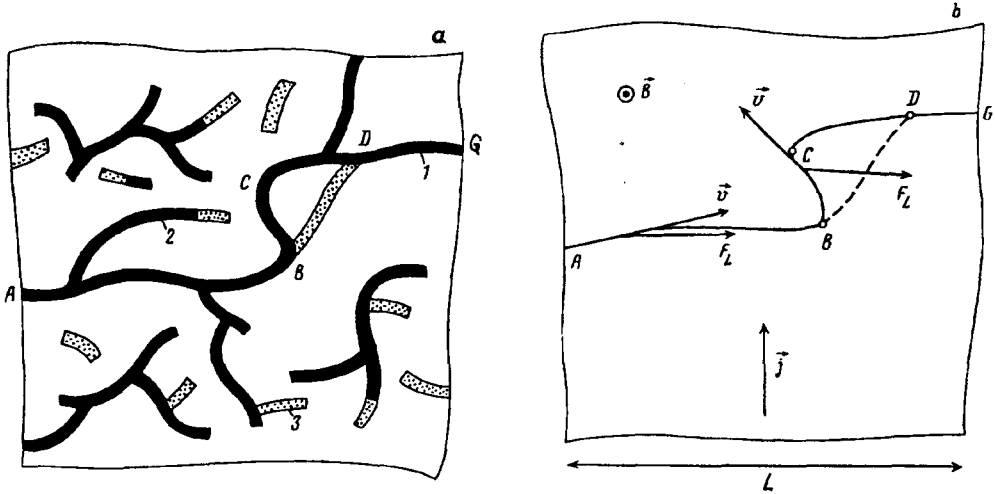
в отличие от обычных низкотемпературных сверхпроводников второго рода, для которых типичной является экспоненциальная зависимость резистивной ВАХ. В относительно слабых магнитных полях $H \ll H_{c2}(T)$, где H_{c2} – верхнее критическое поле, численное значение показателя степени γ слабо зависит от типа ВТСП и качества образцов и лежит в интервале $\gamma \approx 1,2 - 1,5$ [1], что указывает на универсальный характер зависимости (1) по аналогии с критическими явлениями вблизи точек фазовых переходов второго рода.

В настоящей работе показано, что ВАХ такого типа могут возникать в тонких пленках сверхпроводников второго рода, если толщина пленки меньше или порядка глубины проникновения магнитного поля. При этом задача пиннинга (депиннинга) вихрей является эффективно двумерной (2D), а переход в резистивное состояние связан с вязким течением вихрей в 2D перколяционной структуре, образованной случайным распределением сил одночастичного кор-пиннинга F_p в конечном интервале.

Течение вихрей (депиннинг) становится возможным благодаря образованию связанных областей (кластера протекания) со значениями F_p ниже некоторого критического значения F_{pc} . Такой подход позволяет выразить показатель γ через универсальные критические индексы 2D-теории протекания и приводит к удовлетворительному количественному согласию с экспериментом [1].

¹⁾Частное сообщение В.М.Пана.

2. Рассмотрим тонкую пленку сверхпроводника второго рода толщиной d , гораздо меньшей глубины проникновения магнитного поля $\lambda \approx \lambda_L(\xi/l_e)^{1/2}$, где λ_L – лондоновская глубина проникновения, ξ – длина когерентности, а l_e – длина свободного пробега электронов. Будем предполагать, что случайно расположенные в пленке точечные центры кор-пиннинга вихрей непрерывно распределены по силе пиннинга F_p в некотором конечном интервале $0 \leq F_p \leq F_{pm}$. Это означает, что для любого фиксированного значения $F_p < F_{pm}$ всю пленку можно разбить на две фазы: условно "черную", для которой сила Лоренца $F_L = j\Phi_0/c > F_p$, где Φ_0 – квант магнитного потока, j – плотность транспортного тока, c – скорость света, и условно "белую", в которой $F_L < F_p$.



а – Перколяционная 2D структура в системе центров пиннинга вихрей Абрикосова в тонкой пленке ($d < \lambda_L$). Черным цветом обозначены участки, по которым может происходить стационарное течение вихрей ("черная" фаза): 1 – бесконечный кластер ABCDG; 2 – "мертвые" концы; 3 – дополнительные участки "черной" фазы, появляющиеся при увеличении силы Лоренца (транспортного тока), обозначенные серым цветом; ABDG – та часть бесконечного кластера, по которой возможно стационарное течение вихрей с учетом фиксированного направления силы Лоренца. **б** – Схематическое изображение перколяционной структуры. BC – часть бесконечного кластера, по которой вихри не могут двигаться. При увеличении силы Лоренца (транспортного тока) появляется новый, доступный для движения вихрей, участок бесконечного кластера BD; L – корреляционная длина

Поскольку значения F_p различны для разных центров пиннинга, то есть сила пиннинга неоднородна и случайно меняется 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 (см. рисунок **а**). В этом случае при выполнении равенства [2]

$$F_p + F_\eta = F_L, \quad (2)$$

где $F_\eta = \eta v$ – сила вязкого трения вихря, возможно стационарное течение вихрей со скоростью

$$v = (j\Phi_0/c - F_p)/\eta, \quad (3)$$

На рисунке *b* указаны направления силы F_L , скорости вихря v и транспортного тока j . При этом предполагается, что сила F_η достаточно большая, чтобы можно было пренебречь вкладом от участков ускорения и торможения вихрей при их взаимодействии с центрами пиннинга. Кроме того, рассматривается область достаточно слабых магнитных полей ($H \ll H_{c2}$), так что можно пренебречь силами взаимодействия между вихрями (режим "одночастичного" пиннинга).

Величина критического тока j_c определяется критической силой пиннинга F_{pc}

$$j_c = cF_{pc}/\Phi_0. \quad (4)$$

В дальнейшем будем рассматривать поведение вихрей вблизи критического тока, когда выполняется условие

$$\tau_j = (j - j_c)/j_c \ll 1. \quad (5)$$

В то же время, согласно общим представлениям теории протекания, основное сопротивление двухфазной – "черно-белой" – среды выше порога протекания в областях с размером порядка корреляционной длины L обусловлено длинными мостиками "черной" фазы (рисунок *a*). Под L здесь следует понимать размер, на котором происходит самоусреднение физических величин, так что $L \sim \tau^{-\nu}$ [3], где ν – критический индекс корреляционной длины ($\nu = 4/3$ в 2D-системах), τ – параметр близости к порогу протекания:

$$\tau = (p - p_c)/p_c \ll 1, \quad (6)$$

где p – концентрация "черной" фазы, а p_c – критическая концентрация, при которой образуется бесконечный "черный" кластер протекания.

В рассматриваемой модели величина p определяется соотношением

$$p = \int_0^{F_p} D(F_p) dF_p, \quad (7)$$

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_j и τ совпадают. Для любого гладкого распределения они остаются пропорциональными друг другу вблизи порога протекания, когда $(j - j_c) \ll j_c$.

Проводящие мостики состоят из N_1 -связей [4], причем $N_1 \sim \tau^{-\alpha_1}$, где $\alpha_1 = 1$ в моделях типа Nodes-Links-Blobs (NLB) [4-6], а в 2D-варианте Weak-Links (WL)-модели [7] $\alpha_1 = t$, где t – критический индекс проводимости ($t \approx 1,33$).

3. Найдем энергию, диссипирующую при прохождении вихрей по мостику длиной $l = a_0 N_1$, где a_0 – характерный размер неоднородности поля сил пиннинга, который в данном случае совпадает по порядку величины со средним расстоянием между центрами пиннинга. Энергия, диссипируемая при прохождении одного вихря за время t_0 , равна

$$Q_1 = \int_0^{t_0} F_\eta v dt = \int_0^l F_\eta dx = l \int_0^{F_{pc}} (F_L - F_p) D(F_p) dF_p, \quad (8)$$

а время прохождения мостика t_0 определяется выражением

$$t_0 = \int_0^{t_0} dt = \int_0^l dx/v = \eta l \int_0^{F_{pc}} D(F_p) dF_p / (F_L - F_p). \quad (9)$$

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

$$Q_1 = lF_{pc}^2/2F_{pm}; \quad t_0 = (\eta l/F_{pm}) \ln(1/\tau). \quad (10)$$

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

$$n = (B/\Phi_0) a_0 l \sim (a_0^2 B/\Phi_0) \tau^{-\alpha_1},$$

где B – магнитная индукция.

Таким образом, с одной стороны, мощность диссипации энергии всех вихрей на площади L^2 равна

$$\dot{Q} = nQ_1/t_0 = a_0 B F_{pc}^2 l / 2\eta \Phi_0 \ln(1/\tau). \quad (11)$$

С другой стороны, величину \dot{Q} можно выразить через напряженность электрического поля E и ток j [2]:

$$\dot{Q} = jEL^2. \quad (12)$$

Сопоставляя (11) и (12) и учитывая, что $j \approx j_c$, $l \sim \tau^{-\alpha_1}$ и $L \sim \tau^{-\nu}$, находим

$$E = \frac{a_0 B F_{pc}^2 l}{2\eta j_c \Phi_0 L^2 \ln(1/\tau)} \sim \left(\frac{j - j_c}{j_c} \right)^\gamma / \ln \left(\frac{j_c}{j - j_c} \right), \quad (13)$$

где

$$\gamma = 2\nu - \alpha_1, \quad (14)$$

В рамках NLB-моделей при $\nu = 4/3$ получаем отсюда $\gamma = 2\nu - 1 \approx 1,66$, а для WL-модели $\gamma = 2(4/3) - 1,33 \approx 1,33$.

Однако следует учитывать, что сила Лоренца, "толкаящая" вихри, направлена всегда в одну и ту же сторону, так что по тем участкам мостиков, которые направлены в противоположную силе F_L сторону, вихри не могут двигаться (см. участок BC на рисунке *b*). В связи с этим необходимо использовать не стандартную, а так называемую "диодную" модель перколяции (см. [8,9]). Эта модель учитывает только те связи, движение в которых направлено вдоль силы Лоренца. Структура бесконечного кластера при этом изменится – новые необходимые для этого участки кластера возникнут при увеличении силы Лоренца (см. $ABDG$ на рисунке *a*). Тогда в рамках WL-модели вместо (14) получим

$$\gamma = 2\nu_\perp - t_+, \quad (15)$$

где, согласно численным расчетам [8-11], $\nu_\perp \approx 1,10$ и $t_+ \approx 0,63$, так что $\gamma \approx 1,57$ (вместо $\gamma \approx 1,33$ для изотропной WL-модели).

4. Таким образом, в тонких пленках сверхпроводников второго рода, толщина которых меньше глубины проникновения магнитного поля, в резистивном состоянии в слабых полях $H \ll H_{c2}$ могут наблюдаться ВАХ степенного характера. Как отмечалось выше, такие ВАХ с показателем $\gamma = 1,2 - 1,5$ наблюдались как в тонких ВТСП пленках, так и в ВТСП монокристаллах [1],

что может быть обусловлено слоистой структурой последних. Однако вопрос о применимости 2D перколяционной модели для описания депиннинга вихрей в слоистых сверхпроводниках требует специального рассмотрения.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.М.Гененко, А.Л.Касаткину, В.М.Пану, В.И.Пентегову и В.Ф.Соловьеву за обсуждение результатов и полезные замечания. Один из нас (А.А.С.) признателен Н.Е.Stanley за присылку отписок своих работ.

-
1. V.F.Solovjov, V.M.Pan, and H.C.Freyhardt, 7-th Int. Workshop Crit. Currents, Abphach, Austria, 24-27 Jan., 1994; Phys. Rev. B50, (1994).
 2. А.В.Гуревич, Р.Г.Минц, А.Л.Рахманов, Физика композитных сверхпроводников. М.: Наука, 1987.
 3. A.L.Efros and B.I.Shklovskii, Phys. Stat. Sol. (b)76, 475, (1976).
 4. А.С.Скал, Б.И.Шкловский ФТП 8, 1586 (1974).
 5. P.G.De Gennes, J.de Phys. 37, L21 (1976).
 6. Н.Е.Stanley, J. Phys. A10, L211 (1977).
 7. А.Е.Морозовский, А.А.Снарский, ЖЭТФ 95, 1844 (1989); Письма в ЖЭТФ 52, 871 (1990); ЖЭТФ 102, 693 (1992); Письма в ЖЭТФ 56, 272 (1992).
 8. W.Kinzel and J.M.Yeomans, J. Phys. A14, L163 (1991).
 9. S.Redner, Phys. Rev. B25, 5646 (1982).
 10. D.Dhar and M.Varma, J. Phys. C14, L1 (1981).
 11. J.W.Essam and K.De'Bell, J. Phys. A 14, L459 (1981).