

# Самоподобные магнитные структуры при фазовом переходе вихревое стекло–вихревая жидкость сверхпроводника II рода

И.Б. Краснюк<sup>1</sup>, Р.М. Таранец<sup>2</sup>, В.М. Юрченко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины  
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина  
E-mail: yurch@yurch.fti.ac.donetsk.ua

<sup>2</sup>Институт прикладной математики и механики НАН Украины  
ул. Р. Люксембург, 74, г. Донецк, 83114, Украина

Статья поступила в редакцию 12 июля 2010 г., после переработки 23 сентября 2010 г.

Рассмотрен отклик многослойного сверхпроводника на внешнее магнитное поле, который характеризуется электрическим сопротивлением  $\rho_{ff}(b) \sim b^\sigma$ , где  $b$  — безразмерная индукция магнитного поля,  $\sigma$  — параметр, характеризующий отношение активационной энергии пиннинга к энергии тепловых флуктуаций. При  $\sigma > 1$  образец находится в фазе вихревого стекла, при  $0 < \sigma < 1$  — в фазе вихревой жидкости, а при  $\sigma = 1$  имеет место фазовый переход вихревое стекло  $\rightarrow$  вихревая жидкость. В фазе вихревого стекла магнитное поле проникает в сверхпроводник в форме автомодельной (самоподобной) волны, которая в каждый момент времени проникает на конечную глубину и фронт движется с конечной скоростью, зависящей от параметров задачи, например, от скорости накачки внешним магнитным полем. В фазе вихревой жидкости магнитное поле проникает на бесконечную глубину. Таким образом, при переходе из фазы вихревого стекла в фазу вихревой жидкости магнитное поле проникает в сверхпроводник на бесконечную глубину.

Розглянуто відгук багатослоєвого надпровідника на зовнішнє магнітне поле, яке характеризується електричним опором  $\rho_{ff}(b) \sim b^\sigma$ , де  $b$  — безрозмірна індукція магнітного поля,  $\sigma$  — параметр, який характеризує відношення активаційної енергії пінінгу до енергії теплових флуктуацій. При  $\sigma > 1$  зразок знаходиться у фазі вихрового скла, при  $0 < \sigma < 1$  — у фазі вихрової рідини, а при  $\sigma = 1$  має місце фазовий перехід вихрове скло  $\rightarrow$  вихрова рідина. У фазі вихрового скла магнітне поле проникає до надпровідника у формі автомодельної (самоподібної) хвилі, яка у кожний момент часу проникає на скінченну глибину та фронт рухається зі скінченною швидкістю, яка залежить від параметрів задачі, наприклад, від швидкості накачки зовнішнім магнітним полем. У фазі вихрової рідини магнітне поле проникає на нескінченну глибину. Таким чином, при переході з фази вихрового скла до фази вихрової рідини магнітне поле проникає до надпровідника на нескінченну глибину.

PACS: 74.25.Uv Вихревые фазы (включая вихревые решетки, вихревые жидкости и вихревые стекла).

Ключевые слова: фазовый переход вихревое стекло–вихревая жидкость, крип магнитного потока, коллективный пиннинг вихревых нитей.

## 1. Введение

Рассмотрим математическую модель, которая позволяет объяснить возникновение динамически индуцированных вихревых неустойчивостей в аморфном многослойном сверхпроводнике с единственным слоем сплава Ta–Ge. Определим критическую скорость движения вихрей, которая моделируется согласно теории

Ларкина–Овчинникова [1]. Экспериментально в образце наблюдается слабая зависимость критической скорости вихрей  $v^*(H)$  от напряженности магнитного поля  $H$  (см. [2]). Действительно, функция  $v^*(H)$  убывает при возрастании  $H$  до значения  $H = H_g$ , которое соответствует плавлению вихревого стекла. Таким образом, критическая скорость  $v = v^*$  практически не зависит от поля только при  $H > H_g$ .

Это означает, что сила пиннинга  $F_p = F_p(v)$  — функция скорости движения вихрей, которые при  $v < v_c$  находятся в фазе, подобной фазе вихревого стекла, а при  $v > v_c$  система переходит в «пластическую» массу, подобную фазе вихревой жидкости [2–4]. С возрастанием скорости  $v \rightarrow v_c$  сила пиннинга и сила вязкости возрастают, причем решетка вихрей движется как «единое целое», т.е. имеет место аналог движения вихрей под действием коллективного пиннинга. При  $v > v_c$  взаимодействие между вихрями, сила пиннинга и вязкость резко ослабевают, что приводит к движению вихрей, которое напоминает пластическую деформацию вихревой решетки. Соответствующие модули сдвига становятся достаточно малыми, т.е. удовлетворяют критерию Линдемана плавления вихревой решетки (см. [5]) и «твердая» фаза при  $v < v_c$  переходит при  $v > v_c$  в «пластическую» фазу высокотемпературного сверхпроводника. Это происходит, когда  $B = B_m(T)$  и сопротивление сверхпроводника изменяется, как показано на рис. 1. На рис. 1 представлена зависимость электрического сопротивления ( $E/J$ ), сплошная линия описывает функцию сопротивления, которая предсказывается законом Бардина–Стефана:

$$\rho_{ff} = \rho_n B / H_{c2}. \quad (1)$$

Формула (1) описывает свободное движение вихрей, где  $\rho_n$  — удельное сопротивление в нормальной фазе,  $H_{c2}$  — второе критическое поле,  $B$  — усредненная по решетке индукция магнитного поля. Отклонение от свободного движения вихрей в слабых полях может порождаться вкладом пиннинга (даже при высоких плотностях транспортного тока). В этой ситуации

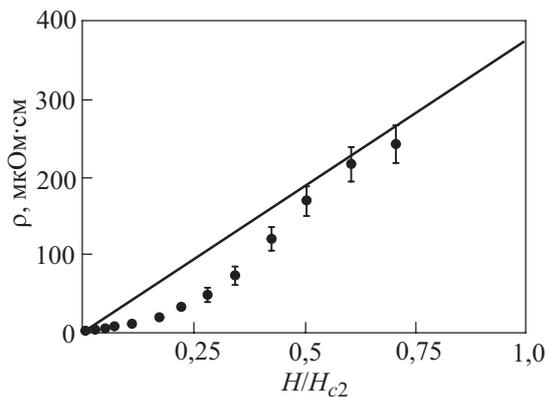


Рис. 1. Электрическое сопротивление многослойного образца, измеренное вблизи (ниже) точки перехода в нормальное состояние при плотности тока  $J = J^*$ . Даже при таких высоких плотностях транспортного тока сопротивление в фазе свободного движения вихрей (сплошная линия) удовлетворительно описывает эксперимент выше кривой плавления вихревой решетки  $H_g(T)$ , что показывает важность «беспорядка», который порождается пиннингом и/или тепловыми флуктуациями.

предполагаем, что сила пиннинга имеет вид  $F_p = c(B)f(v)$ , где  $c(B)$  — некоторая функция,  $f(v)$  — монотонно возрастающая функция. Неустойчивость возникает, когда сила, препятствующая движению вихрей (сила вязкости и сила пиннинга), достигает максимального значения как функция скорости вихрей. Заметим, что  $c(B)$  стремится к нулю в жидкой фазе. При этом сила пиннинга (или скорость вихрей) усредняется по всем тепловым флуктуациям. Функция  $c(B)$  достигает максимального значения в области низких полей, где вихри подвержены действию случайного потенциала пиннинга. Таким образом, возникновение неустойчивости зависит от скорости движения вихрей, сопротивления движению вихрей и величины индукции магнитного поля.

Напомним, что тепловые флуктуации влияют на поведение вихревой системы. Вихревые линии могут двигаться с помощью термически активированных «прыжков» через барьеры пиннинга даже при плотностях транспортного тока  $J < J_c$ , что приводит к известной феноменологии крипа потока [6]. Крип эквивалентен слабому направленному движению вихревых линий. Возникает вопрос: исчезает ли диссипация (а следовательно, и сопротивление) при  $J \rightarrow 0$  или сверхпроводник остается в смешанном или резистивном состоянии. Отклик системы зависит от того, в какой фазе находится сверхпроводник:

1) вблизи линии плавления  $T < T_m$  имеет место фаза вихревого стекла, где барьер пиннинга  $U(j \rightarrow 0) \rightarrow \infty$ , что приводит к сверхпроводящей фазе с сопротивлением  $\rho(j \rightarrow 0) \rightarrow 0$ ;

2) вблизи линии плавления  $B_m(T)$  конечный барьер пиннинга, препятствующий движению вихрей, все еще достаточно большой ( $T \leq U_0 < \infty$ ) и, следовательно, вихревая жидкость остается запиннингованной (так называемый TAFF-режим). Вблизи второго критического поля  $H_{c2}(T)$ , где  $H$  — напряженность магнитного поля, барьер пиннинга мал ( $U_0 \leq T$ ) и вихревая жидкость не может быть запиннингованной (так называемый FF-режим). В случае FF-режима сопротивление дается формулой  $\rho = (\rho_{\text{flow}} / \mathcal{A}) \exp(-U_0 / T)$ , где параметр  $\mathcal{A} \ll 1$  характеризует величину  $\delta T_c$ -пиннинга, порождаемого точечными случайно расположенными дефектами ([5], с. 1138).

Рассмотрим ВТСП (например, купраты) и исследуем характер вихревого движения в таких сверхпроводниках [4]. Напомним, что ВТСП могут находиться в фазе термоактивационного движения магнитного потока при  $J < J_c$  (TAFF-режим), в фазе классического крипа потока, в фазе «гигантского» крипа потока [7–9]; в смешанном состоянии или фазе Шубникова при  $J > J_c$ , когда имеет место вязкое течение магнитного потока и т.д. (см. [7,10]). Остановимся на состоянии ВТСП, которое представляет собой фазу вихревого стекла [5,11,12]. В фазе вихревого стекла решетка имеет случайные

«вкрапления» точечных дефектов, т.е. подвержена действию  $\delta T_c$ -коррелированного слабого пиннинга [5]. Отклик сверхпроводника на внешние возмущения по току более или менее понят при  $j \rightarrow 0$ , где  $j = J/J_c$  и  $J_c$  — плотность критического тока. Это объясняется, в частности, тем, что в низкотемпературных сверхпроводниках влиянием тепловых флуктуаций можно пренебречь в пределе малых плотностей тока. В пределе высоких плотностей тока необходимо учитывать взаимодействия между случайными смещениями вихревой решетки, которые порождаются случайно расположенной силой пиннинга и тепловыми флуктуациями — такая ситуация менее понятна.

В эксперименте [2] установлено существование фундаментальной неустойчивости в многослойной системе Ta–Ge с единственным слоем сплава, которая выражается во внезапном переходе вихревой системы в нормальное состояние, если управляющий ток  $J$  достигает своего критического значения  $J^*$ . Теоретический анализ наблюдаемой в эксперименте неустойчивости вихревой системы показывает, что при  $J < J^*$  имеет место коллективное движение вихрей в твердой фазе, а при  $J > J^*$  — пластическое вихревое движение в фазе вихревой жидкости.

Исследуем влияние эффекта «статического беспорядка» на движение вихрей в твердой фазе и считаем

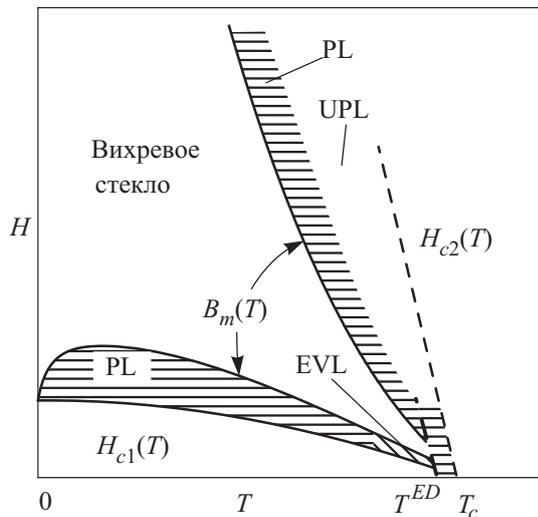


Рис. 2. Фазовая диаграмма в плоскости напряженность магнитного поля — температура.  $B_m(T)$  — линия плавления вихревой решетки;  $H_{c1}(T)$  — первое критическое поле;  $H_{c2}(T)$  — второе критическое поле;  $T^{ED}$  — температура фазового перехода от фазы «запутанных» вихревых нитей в жидкости (entangled liquid) к фазе «распутанных» вихревых нитей (disentangled liquid). Вблизи линии плавления имеет место неравенство  $T \ll U_0 < \infty$ , где  $U_0$  — высота барьера пластической деформации. Вблизи  $T_c$  выполняется неравенство  $U_0 \ll T$  в фазе «запутанных» вихревых нитей. PL — запиннированная жидкость; UPL — незапиннированная жидкость; EVL — «запутанная» вихревая жидкость.

силу пиннинга  $F_p(v)$  функцией скорости вихрей, которая корректно описывает поведение системы вблизи линии возникновения неустойчивости —  $T_m(B)$ . Соответствующая фазовая диаграмма изображена на рис. 2. На рис. 3,а и 3,б показаны типичные формы вольт-амперных характеристик (ВАХ) для многослойного сверхпроводника в твердой и жидкой фазах соответственно. Эти графические данные — результат эксперимента, когда образец подвержен слабому «беспорядку»,

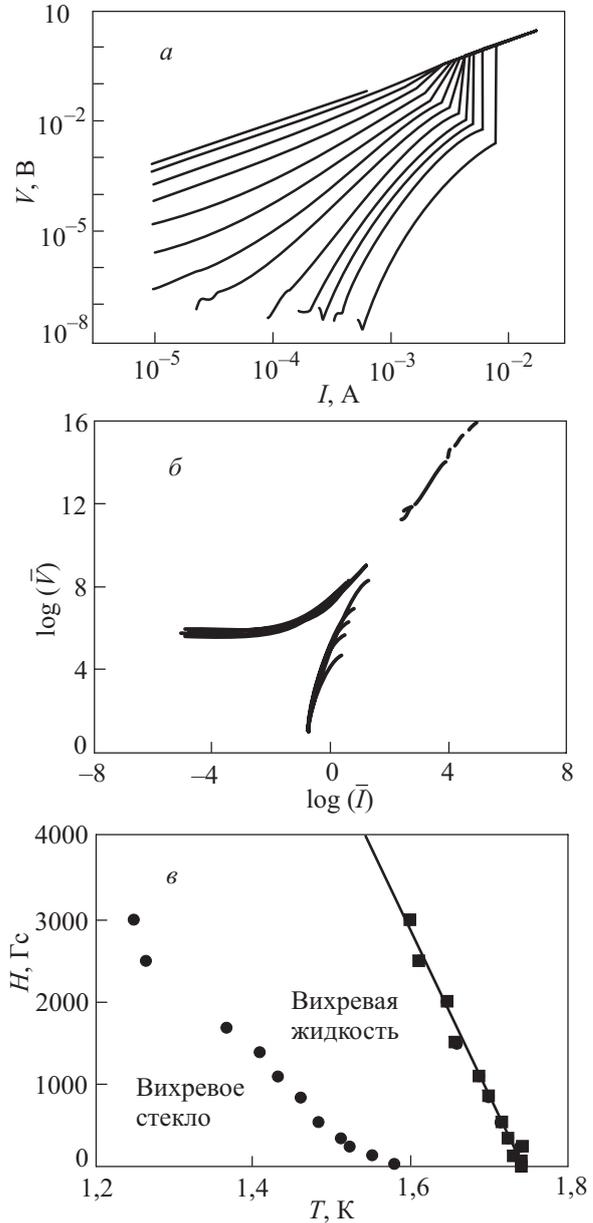


Рис. 3. (а) Вольт-амперные кривые в многослойном образце при  $T = 1,456$  К в магнитных полях (слева направо) 40, 150, 250, 350, 550, 850, 1100, 1400, 1700, 2100, 2500, 3000, 3500  $\times 10^{-4}$  Тл. (б) Те же кривые в логарифмическом масштабе. (в) Фазовая диаграмма для многослойного образца вблизи  $T_c$ . «Квадратами» обозначены значения второго критического поля  $H_{c2}$ , а «круги» фиксируют кривую плавления при фазовом переходе вихревое стекло–вихревая жидкость.

такому, что пиннинг и корреляционная длина взаимодействия между вихрями являются достаточно малыми [5]. Слоистая природа образца также приводит к деформации вихревой решетки [5], так что, например, в 3D-пределе диаметр  $l_c$  «вихревой трубки», состоящей из связки вихрей (при коллективном пиннинге), меньше толщины образца [2–4].

Заметим, что в фазе вихревого стекла имеет место скейлинг [2]:

$$\bar{E} = (E/J)[1 - T/T_g]^{v(d-2-z)}, \quad (2)$$

$$\bar{J} = J[1 - T/T_g]^{v(1-d)}, \quad (3)$$

где  $v, z$  — параметры (например,  $z = 6,0 \pm 0,5$  и  $v = 1,2 \pm 0,1$ ),  $d$  — размерность системы,  $T_g$  — температура фазового перехода вихревое стекло  $\rightarrow$  вихревая жидкость,  $E$  — электрическое поле (в общем случае  $v = v(B)$  зависит от амплитуды индукции магнитного поля осциллирующим образом). Например, для слоистого сверхпроводника Ta-Ge параметры  $z$  и  $v$  одинаковые при всех значениях температуры и магнитного поля. Линия плавления вихревого стекла показана на рис. 3,б.

Скейлинговый анализ показывает, что модель вихревого стекла в пределе слабых токов удовлетворительно описывает экспериментальные данные. Однако ниже линии плавления при высоких плотностях тока наблюдается отклонение от скейлингового поведения — происходит переход в нормальную фазу при достаточно высоких плотностях тока  $J^*$ . Для кривых, которые выбраны в фазе вихревой жидкости, также имеет место переход в нормальную фазу. При этом, как строго показано в [2], влияние джоулева тепловыделения в точке  $J = J^*$  исключено. Объясним наблюдаемые переходы с помощью классической теории Ларкина–Овчинникова [1]. Согласно этой теории, скорость вихрей определяется как баланс между управляющей силой Лоренца и вязкостью вихрей. При этом существенно, что при монотонном увеличении скорости движения вихрей сила вязкости достигает максимального значения при соответствующей максимальной скорости вихрей, а затем начинает убывать, что, в свою очередь, приводит систему в нормальное состояние, что отвечает фазовому переходу вихревое стекло–вихревая жидкость.

График критической скорости  $v = v^*(H)$  приведен на рис. 4. Ниже температуры перехода  $T_g$  вихревая решетка имеет конечные модули сдвига. При этом индивидуальные вихри движутся с некоторой усредненной скоростью. В фазе жидкости (выше  $T_g$ ) модули сдвига стремятся к нулю и, следовательно, движение вихрей становится независимым. Таким образом, существуют распределения скорости по вихрям и движение каждого отдельного вихря приводит к возникнове-

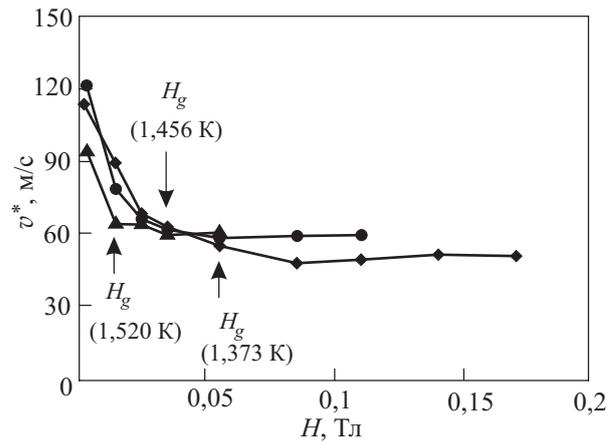


Рис. 4. Критическая скорость вихрей ( $v^*$ ), характеризующая неустойчивость Ларкина–Овчинникова для 1,373 К (ромбы), 1,456 К (кружки), 1,520 К (треугольники) с соответствующей кривой плавления ( $H_g$ ) вихревого стекла. Скорость  $v^*$  не зависит от магнитного поля только выше значения  $H_g$ .

нию неустойчивости, если скорость вихря достигает критического значения  $v^*$ , что, в результате, приводит к «уширению» температуры перехода  $T_g(v)$ .

## 2. Фазовый переход вихревая жидкость–вихревое стекло

В данном разделе дано аналитическое описание возмущений магнитного поля при фазовом переходе вихревая жидкость  $\rightarrow$  вихревое стекло. Уравнение эволюции индукции магнитного поля  $b$  имеет вид (см. [5,13–15])

$$b_t = a(|b_x|^{\sigma-1} b_x)_x. \quad (4)$$

Здесь  $b = B/H_{c1}$ ,  $a = \rho_n t_h c^2 / (4\pi\lambda^2)$  — безразмерный коэффициент диффузии магнитного поля, где  $\rho_n$  — удельное сопротивление в нормальной фазе,  $t_h$  — время релаксации амплитуды магнитного поля к равновесному распределению,  $c$  — скорость света,  $\lambda$  — лондоновская глубина проникновения магнитного поля. Параметр  $\sigma = U_0/k_B T$  характеризует конкуренцию между энергией активации барьера пиннинга  $U = U(j)$  и тепловой энергией  $k_B T$ . При  $\sigma > 1$ , когда тепловые флуктуации малы, существует фаза вихревого стекла, а при  $0 < \sigma < 1$ , когда тепловые флуктуации велики, — фаза вихревой жидкости. Значение  $\sigma = 1$  отвечает «линии плавления» на фазовой диаграмме рис. 2. Отметим, что модельные уравнения вида (4) получаются как частный случай из общих уравнений Максвелла для нелинейных сред (см., например, [16]).

Решение уравнения (4) будем искать в автомодельном виде:

$$b(x,t) = t^\alpha f(x/t^\beta), \quad \zeta = x/t^\beta, \quad (5)$$

где  $\alpha, \beta$  — некоторые постоянные, а функция  $f$  — решение задачи:

$$\alpha f - \beta \zeta f' = a t^{1+\alpha(\sigma-1)-\beta(1+\sigma)} (|f'|^{\sigma-1} f')',$$

$$f(0) = 1, \quad f(\infty) = 0. \quad (6)$$

Полагая  $\beta = [1 + \alpha(\sigma - 1)] / (\sigma + 1)$ , из (6) находим

$$\alpha f - \beta \zeta f' = a (|f'|^{\sigma-1} f')'.$$

Учитывая равенство  $\zeta f' = (\zeta f)' - f$ , получаем

$$(a |f'|^{\sigma-1} f' + \beta \zeta f)' = (\alpha + \beta) f. \quad (7)$$

Положим  $\alpha = -\beta$ , тогда  $\beta = 1/2\sigma$  и  $\alpha = -1/2\sigma$ . В этом случае из (7) следует, что

$$a |f'|^{\sigma-1} f' + \beta \zeta f = C_0, \quad (8)$$

где  $C_0 = a |f'(0)|^{\sigma-1} f'(0) + K$  при условии, что  $\lim_{\zeta \rightarrow 0} \zeta f(\zeta) = K < \infty$ . При  $C_0 = 0$  решение уравнения (8) имеет вид (см. [17])

$$f(\zeta) = \left[ C_1 - \frac{\sigma-1}{\sigma} \left( \frac{1}{2a\sigma} \right)^{\frac{1}{\sigma}} |\zeta|^{\frac{\sigma+1}{\sigma}} \right]^{\frac{\sigma}{\sigma-1}}, \quad \sigma \neq 1, \quad (9)$$

$$f(\zeta) = C_1 \exp\left(-\frac{\zeta^2}{4a}\right), \quad \sigma = 1, \quad (10)$$

где постоянная  $C_1$  находится из условия сохранения массы  $\int f(\zeta) d\zeta = M$ . Графики  $f(\zeta)$  изображены на рис. 5 для фазы вихревого стекла ( $\sigma > 1$ ) и на рис. 6 для фазы вихревой жидкости ( $0 < \sigma < 1$ ). При  $\sigma > 1$  носитель решения локализован и расширяется с течением времени. При  $0 < \sigma < 1$  решения уже не локализованны, но убывают с ростом  $\zeta$ . При переходе через точку  $\sigma = 1$  происходит фазовый переход вихревое стекло  $\rightarrow$  вихревая жидкость. Заметим, что решение (10) можно получить как предел (9) по параметру  $\sigma \rightarrow 1$ . Таким образом, гладкость решения (9)

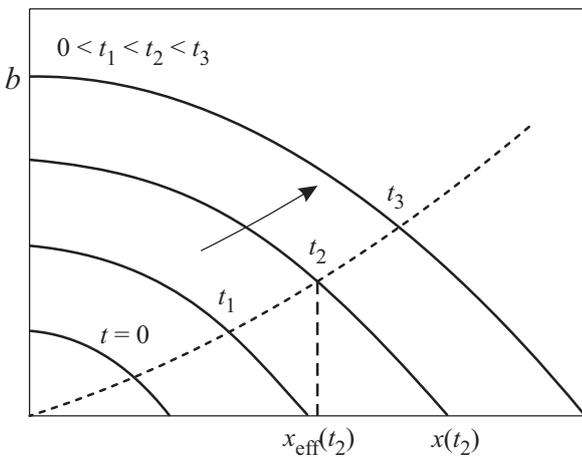


Рис. 5. Проникновение фронта и амплитуды магнитной волны в режиме вихревого стекла ( $\sigma > 1$ ).

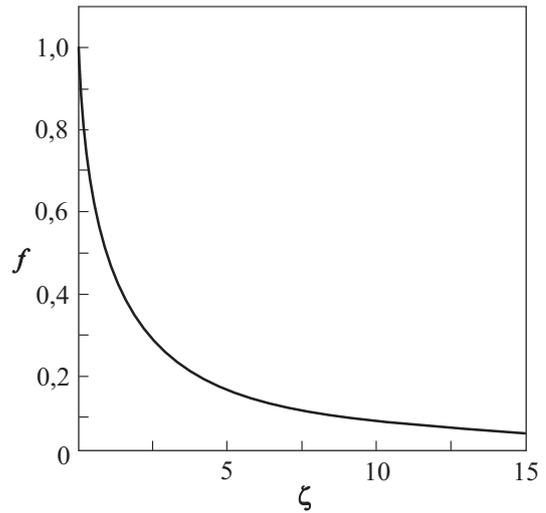


Рис. 6. Распределение магнитных возмущений в фазе запинингованной вихревой жидкости ( $1/2 < \sigma < 1$ ).

( $f \sim |\zeta|^{-(\sigma+1)/(1-\sigma)}$  при  $0 < \sigma < 1$  и  $f \sim |\zeta|^{(\sigma+1)/(\sigma-1)}$  при  $\sigma > 1$ ) существенно зависит от значения  $\sigma$  и нарушается при переходе через точку  $\sigma = 1$ , что свидетельствует о фазовом переходе.

В случае  $\sigma > 1$  скорость движения фронта волны равна

$$v_{\{\sigma>1\}} = C_2 t^{\frac{1-2\sigma}{2\sigma}}, \quad \text{где } C_2 = \left[ \frac{C_1 a^{1/\sigma}}{2(\sigma-1)} \right]^{\frac{\sigma}{\sigma+1}}. \quad (11)$$

В отличие от предыдущего случая, для  $\sigma \leq 1$  можем определить только эффективную скорость движения фронта волны:

$$v_{\{\sigma \leq 1\}} = \zeta_{\text{eff}} t^{\frac{1-2\sigma}{2\sigma}}, \quad (12)$$

где  $\zeta_{\text{eff}}$  находится из условия  $f(\zeta_{\text{eff}}) = 1/2$ , т.е.  $\zeta_{\text{eff}} = f^{-1}(1/2)$ . Из (11) и (12) вытекает, что скорость фронта убывает с течением времени, если  $\sigma > 1/2$ . При  $\sigma = 1/2$  скорость становится постоянной, а при  $0 < \sigma < 1/2$  сверхпроводник переходит в нормальное состояние.

Проверим условие крипа магнитного потока  $0 < j = -kb_x < 1$  для случая  $\sigma = 1$ , где  $k = cH_{c1} / (4\pi J_c \lambda)$ . Прямое вычисление показывает, что в данном случае

$$j = \frac{H_{c1} \lambda C_1 |x|}{2J_c \rho_n t_h c t^{3/2}} \exp\left(-\frac{x^2}{4at}\right)$$

и условие  $j < 1$  выполняется внутри области  $|x| < [2J_c \rho_n t_h c / (H_{c1} \lambda C_1)] t^{3/2}$ . Учитывая этот факт и (12), видно, что область эффективной локализации содержится в области  $j < 1$  для любого  $t \geq t^*$ , где

$$t^* = \frac{H_{c1} \lambda C_1 \zeta_{\text{eff}}}{J_c \rho_n t_h c}, \quad \zeta_{\text{eff}} = 2\sqrt{a \ln(2C_1)}, \quad C_1 = \frac{M}{2\sqrt{\pi a}}.$$

### 3. Описание эксперимента

В эксперименте [2] измерены сопротивление и ВАХ в заданном диапазоне параметров смешанной фазы пленок  $Ta_xGe_{1-x}/Ge$ , исследованы три пленки с различной связью между слоями и коррелированными дефектами. Экспериментальные данные проанализированы с точки зрения модели вихревого стекла и фазового перехода от резистивной вихревой жидкости к закрепленной стеклоподобной фазе.

Аморфные многослойные пленки изготавливаются методом осаждения (см. рис. 7) на стеклянную подложку. Расслоение достигается с помощью периодического помещения заслонки перед потоком паров Ta. Наклон подложки по отношению к потоку пара приводит к формированию колоннообразной структуры с областями меньшей плотности между колоннами. Средний размер колонн порядка 100 нм. Заметим, что в эксперименте первые две пленки показывают сильную джозефсоновскую связь между соседними слоями: слои германия имели толщину меньше 5 нм, выше которой джозефсоновская связь становится слабой (третья пленка).

В эксперименте рассматривается смешанное состояние двух слоев  $Ta_{0,3}Ge_{0,7}/Ge$ . Таких слоев может быть несколько или только один. Таким образом, образец состоит из нескольких монослоев TaGe-сплава и чистого Ge, приготовленных в виде аморфной пленки на стеклянной подложке [2]. Пленка стабильна даже при температурах много больше комнатной [21]. Композиция чередующихся сверхпроводящих слоев  $Ta_{0,3}Ge_{0,7}$  «разбавлена» полупроводником Ge, который играет роль изолятора. Критическая температура для одного слоя сплава при 30%Ta равна  $T_c = 2,9$  К [3,18]. Многослойный образец типа «сэндвича» имеет толщину 1250 Å с 25 слоями, которые состоят из пар Ge (25 Å), Ta (25 Å), и единственный слой сплава имеет толщину 600 Å [2].

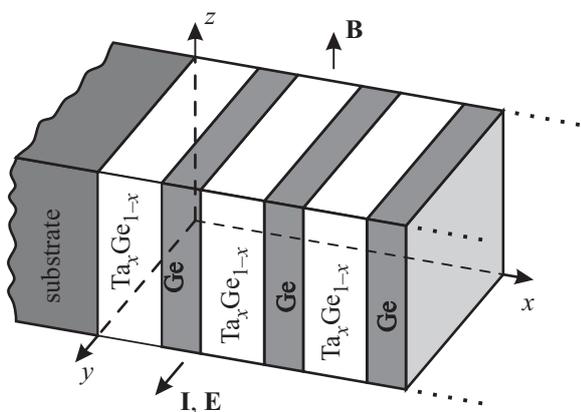


Рис. 7. Схема геометрии измерений. Транспортный ток  $J_y$  параллелен пленке и ортогонален микроструктуре и вектору магнитного поля  $B_z$ .

Каждый из слоев имеет низкую критическую температуру  $T_c = 1,7$  К, которая определяется связью между тонкими сверхпроводящими слоями и существованием области сплава с поверхностным слоем с более высокой температурой  $T'_c$  по сравнению с индивидуальными  $T''_c$  слоев. Образец показывает (индуцированную изменением плотности тока) неустойчивость вихревой системы в соответствии с теорией Ларкина–Овчинникова [1]. Неустойчивость возникает в Ta–Ge многослойной системе и единственном слое сплава, который является причиной возникновения скачка перехода сверхпроводника в нормальную фазу, когда управляющий ток превысит некоторое критическое значение. Неустойчивость возникает как переход от коллективного движения вихрей в жесткой вихревой решетке к пластическому движению вихрей в фазе вихревой жидкости. При этом сила пиннинга — функция скорости вихрей вблизи области неустойчивости. В [4] выполнены измерения комплексного rf-сопротивления (на частоте 75 МГц) как функции температуры и магнитного поля на кислород-допированной алюминиевой пленке, которая перфорирована треугольной решеткой «дырок» диаметром 1 мкм, расположенных на расстоянии 3 мкм. Такая структура выбрана, чтобы получить субкритические силы связи «вихри–дырки». Измерена постоянная связи силы пиннинга, что позволяет определить локализованные вихревые «неустойчивости», состоящие из скопления вихрей, расположенных между «дырками». Феноменологическое уравнение движения имеет вид

$$\eta x' + kx = J\phi_0 / c, \quad (13)$$

где  $x$  — координата плотности вихрей в момент времени  $t > 0$ , параметр  $k$  моделирует усредненную силу пиннинга,  $\eta$  — коэффициент вязкости,  $J$  — плотность приложенного транспортного тока,  $\phi_0$  — квант магнитного потока. Из соотношения  $E = x'B/c$  для электрического поля вытекает, что

$$\Re[\rho] = \rho_f \cos^2 \phi, \quad (14)$$

$$\Im[\rho] = B\phi_0 \sin^2 \phi / kc^2, \quad (15)$$

где  $\rho_f = B\phi_0 / \eta c^2$  — сопротивление в режиме вязкого течения потока,  $\tau = \eta / k$  — время релаксации вихревой решетки к положению равновесия,  $\phi = \text{ctg}^{-1} \omega \tau$  представляет собой фазовый угол. На рис. 8 показаны графики двух компонент комплексного rf-сопротивления как функции магнитного поля  $B$ , нормированного полем  $B_M$ , при котором плотность потока равна плотности «дырок». При  $T = 1,7$  К rf-сопротивление увеличивается при  $B_{th} = 3B_M$ . Критическое поле  $B_{th}$  увеличивается монотонно при уменьшении температуры. На рис. 8 видно, что реальная часть сопротивления действительно может быть аппроксимирована степенной функцией. В

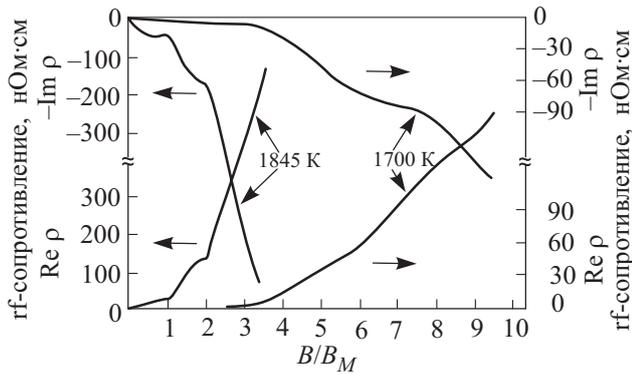


Рис. 8. Реальная и мнимая компоненты rf-сопротивления, измеренные при 75 МГц как функция нормированного магнитного поля.  $T_c = 1,875$  К,  $B_M = 2,76$  и параметр Гинзбурга–Ландау  $\kappa = 11$ .

[4] показано, что  $\omega\tau \sim 1$  в области магнитных полей при  $T = 1,7$  К. Однако  $\Im[\rho] > \Re[\rho]$  при  $B = B_{th}$ . При этом сопротивление  $\rho_f$ , определенное согласно равенству (15), увеличивается как функция магнитного поля при  $B > B_{th}$ . Аналогичный результат получен при низких температурах. Эти результаты могут быть интерпретированы при  $B < B_{th}$  как полный захват магнитного потока «дырками». При  $B > B_{th}$  дополнительный поток создает вихревые локализованные состояния, которые расположены между «дырками» и связаны между собой центрами пиннинга.

#### 4. Заключение

Предложена математическая модель, которая описывает характер магнитных возмущений для ВАХ, изменяющих кривизну в окрестности некоторой температуры  $T_g$ , что можно интерпретировать как фазовый переход. Показано, что данная модель адекватно описывает эволюцию автомоделных магнитных возмущений при фазовом переходе вихревое стекло  $\rightarrow$  вихревая жидкость [19]. Кроме того, данная модель, представленная специальным диффузионным уравнением градиентного типа (которое впервые получено в [5]), может описывать структуру вихревой решетки и в других фазах с учетом пиннинга, а не только при слабом коллективном пиннинге, например, с учетом синусоидального потенциала пиннинга для модели, рассмотренной в [20]. В частности, для модели фазового перехода вихревое стекло  $\rightarrow$  вихревая жидкость  $T_g$  является температурой фазового перехода от вязкого течения вихрей к крипу потока в заданном интервале напряжений [20].

Ограничились математическим исследованием возможных магнитных автомоделных возмущений индукции магнитного поля в многослойном Ta–Ge сверхпроводнике с единственным слоем сплава [2], причем электрическое сопротивление является степенной функцией индукции магнитного поля  $\rho_{ff}(b) = \rho_n b^\sigma$ ,  $\sigma > 0$ .

Параметр  $\sigma \sim U_0 / k_B T$  описывает влияние барьера активации и тепловых флуктуаций. При  $\sigma > 1$  фаза вихревого стекла всегда запиннингована коллективным слабым  $\delta T_c$ -пиннингом. При переходе через значение  $\sigma = 1$  вихревая решетка теряет жесткость, что приводит к фазовому переходу, причем это может быть как фазовый переход вихревое стекло  $\rightarrow$  вихревая жидкость при температуре  $T_g$ , так и фазовый переход другого типа (см. рис. 8). При  $0 < \sigma < 1$  вихревая решетка теряет жесткость, однако все еще может быть запиннингованна, т.е. подвержена пластической деформации. Пиннинг убывает до значений магнитного поля  $B = B_{dep}$  в интервале  $B_m < B_{dep} < B$ , где  $B_{dep}$  — поле депиннинга. При  $B > B_{dep}$  скорость (и амплитуда) автомоделной магнитной волны возрастает, в результате сверхпроводник переходит в нормальное состояние.

1. A.D. Larkin and Yu.N. Ovchinnikov, *ЖЭТФ* **31**, 1915 (1975).
2. B.J. Ruck, J.C. Abele, and H.J. Trodahl, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3378 (1997).
3. H.J. Trodahl, H.L. Johnson, A.B. Kaiser, C.K. Subramaniam, B.J. Ruck, and P. Lynam, *Phys. Rev.* **B53**, 15226 (1996).
4. A.T. Fiory, A.F. Hebard, and R.P. Minnich, *J. Phys.* **39**, C6 633 (1978).
5. G.B. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, and A.I. Larkin, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
6. P.W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 309 (1962).
7. А. Кемпбелл, Дж. Иветс, *Критические токи в сверхпроводниках*, Мир, Москва (1975).
8. И.Б. Краснюк, Р.М. Таранец, *ЖТФ* **77**, вып. 10, 1 (2007).
9. И.Б. Краснюк, *ЖТФ* **77**, 5, 30 (2007).
10. И.Б. Краснюк, Ю.В. Медведев, *ЖТФ* **73**, вып. 12, 31 (2003).
11. M.P.A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1425 (1989).
12. D.S. Fisher, M.P.A. Fisher, and D.A. Hufe, *Phys. Rev.* **B43**, 130 (1991).
13. И.Б. Краснюк, М.В. Залуцкий, *ФНТ* **33**, 416 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 307 (2007)].
14. И.Б. Краснюк, Ю.В. Медведев, *Письма ЖТФ* **31**, вып. 10, 40 (2005).
15. И.Б. Краснюк, Р.М. Таранец, *ЖТФ* **78**, вып. 8, 83 (2008).
16. Yu.V. Namlyeyeva, R.M. Taranets, and V.M. Yurchenko, *ФТВД* **19**, вып. 4, 44 (2009).
17. А.А. Самарский, В.А. Галактионов, С.П. Курдюмов, А.П. Михайлов, *Режимы с обострением в задачах для квазилинейных параболических уравнений*, Наука, Москва (1987).
18. A. Engel, H.J. Trodahl, J.C. Abele, and S.M. Robinson, *Phys. Rev.* **B63**, 184502 (2001).
19. R.H. Koch, V. Foglietti, W.J. Gallagher, G. Coren, A. Gupta, and M.P.A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1151 (1989).
20. А.Н. Лыков, А.Ю. Цветков, *ФТТ* **40**, 989 (1998).
21. S. Kumer and H.J. Trodahl, *J. Appl. Phys.* **73**, 1761 (1993).

**Self-similar magnetic structure under vortex glass–vortex liquid phase transition for type-II superconductors**

**I.B. Krasnyuk, R.M. Taranets, and V.M. Yurchenko**

We consider the response of multi-layer superconductors to external magnetic perturbations. Such superconductors are characterized by electrical conductivity  $\rho_{ff}(b) \sim b^\sigma$ , where  $b$  is the dimensionless magnetic induction, and  $\sigma$  is a parameter describing activation energy of pinning with respect to the energy of thermal fluctuations. If  $\sigma > 1$ , the sample is in the phase of vortex glass. If  $0 < \sigma < 1$ , the superconductor is in the phase of vortex liquid, and for  $\sigma = 1$  there occurs a vortex glass  $\rightarrow$  vortex liquid phase transition. In the phase of the vortex glass, there are localized self-

similar structures with a compact support. In the vortex glass phase, the magnetic field penetrates into a superconductor in the form of self-similar wave. At every instant, this wave permeates to a finite depth and the front moves with a finite velocity depending on the parameters of the problem, for example, the pumping rate by external magnetic field. In the vortex liquid phase, the magnetic field penetrates to an infinite depth. Hence, the magnetic field permeates into a superconductor to an infinite depth at the transition from the vortex glass phase to the vortex liquid phase.

PACS: 74.25.Uv Vortex phases (includes vortex lattices, vortex liquids, and vortex glasses).

Keywords: phase transition vortex glass–vortex liquid, magnetic flux creep, collective pinning of vortex lines.