

## ТЕРМОДИНАМИКА СИСТЕМЫ ВИХРЕЙ В ТОНКОЙ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ПЛЕНКЕ С РАДИАЦИОННЫМИ ДЕФЕКТАМИ

А. Н. Артемов\*

Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины  
340114, Донецк, Украина

Поступила в редакцию 8 апреля 1999 г.

Рассмотрено влияние радиационных дефектов на термодинамику системы пирловских вихрей в тонкой сверхпроводящей пленке. Показано, что сценарий перехода Костерлица—Таулесса в такой системе зависит от концентрации дефектов  $n_d$ . При малой концентрации переход происходит непрерывно, а при большой появляется интервал температур, в котором имеются два метастабильных состояния. Рассчитаны температурные зависимости концентраций свободных и захваченных дефектами вихрей при различных значениях концентрации дефектов  $n_d$ . Построена фазовая диаграмма системы вихрей в плоскости  $n_d - T$ .

PACS: 74.20.De, 74.60.-w, 74.76.-w

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы наблюдается постоянный интерес к исследованию слоистых сверхпроводников с радиационными (columnar) дефектами [1–5]. Эти дефекты представляют собой области с размером порядка длины когерентности  $\xi$  сверхпроводника, внутри которых полностью подавлена сверхпроводимость. Интерес этот обусловлен возможностью управлять свойствами сверхпроводников путем введения таких дефектов, которые являются эффективными центрами пиннинга. Было показано [1–3], что таким способом можно значительно повысить величину критического тока сверхпроводника.

С другой стороны, слоистые сверхпроводники являются системой, подверженной сильному влиянию тепловых флуктуаций. Они проявляются, например, в существовании так называемой линии необратимости слоистых сверхпроводников [6], которая также связана с явлением пиннинга. Это линия в плоскости магнитное поле — температура, при переходе через которую процесс намагничивания сверхпроводника становится обратимым. На наш взгляд, обратимое поведение магнитного потока в сверхпроводниках с пиннингом связано с переходом Костерлица—Таулесса (КТ) [7, 8] в системе магнитных вихрей, которые реализуют этот поток.

Переход КТ происходит в двумерных системах, в которых могут существовать топологические дефекты с кулоновским взаимодействием. Примером модельной двумерной сверхпроводящей системы являются слоистые сверхпроводники без джозефсоновской связи между слоями с двумерными магнитными вихрями в качестве топологических дефектов. Переход КТ в такой системе обусловлен двумя явлениями — неустойчивостью

\*E-mail: artemov@kinetic.ac.donetsk.ua

вихревых диполей относительно диссоциации в газ свободных вихрей, появляющейся в системе выше температуры [9, 10]

$$T_{КТ} = \frac{\phi_0^2}{16\pi^2\Lambda(T_{КТ})}, \quad (1)$$

и коллективными эффектами в системе свободных вихрей. Здесь  $\phi_0$  — квант магнитного потока,  $\Lambda = 2\lambda^2/s$ ,  $\lambda$  — лондоновская длина и  $s$  — период слоистой системы.

Тонкая сверхпроводящая пленка толщиной  $d \ll \lambda$  не является строго двумерной системой. Впервые вихри в такой системе были рассмотрены Пирлом [11]. Логарифмическое взаимодействие вихрей в пленке ограничено большой, но конечной эффективной пирловской длиной  $\Lambda = 2\lambda^2/d$ . Тем не менее, как показано в работе [12], в системе пирловских вихрей могут происходить процессы, обеспечивающие поведение системы, близкое к переходу КТ. Это — те же неустойчивость и коллективные эффекты, которые обуславливают переход КТ в двумерной системе. Однако в системе пирловских вихрей корреляционная длина не может быть больше, чем  $\Lambda$ , в то время как в двумерной системе по мере приближения к температуре  $T_{КТ}$  сверху она стремится к бесконечности. Поэтому те явления в пирловской пленке, которые называют переходом КТ, фазовым переходом в строгом смысле не являются.

Поскольку термодинамическое поведение систем двумерных и пирловских вихрей определяется одними и теми же процессами, естественно ожидать, что и радиационные дефекты будут оказывать на него одинаковое влияние. Их роль заключается в захватывании и удержании пирловских вихрей, ограничивающих их подвижность. Отсутствие нормального кора у вихря, захваченного радиационным дефектом, делает это состояние энергетически более выгодным, что и оказывает основное влияние на протекание процессов, обеспечивающих переход КТ в дефектном сверхпроводнике.

В настоящей работе рассмотрено влияние радиационных дефектов на переход КТ в тонкой сверхпроводящей пленке. Показано, что в зависимости от величины концентрации дефектов  $n_d$  возможны три различных сценария фазового перехода. При низкой величине  $n_d$ , меньшей некоторой критической концентрации  $n_{d1}$ , переход протекает непрерывно как переход второго рода. В интервале средних величин,  $n_{d1} < n_d < n_{d2}$ , существуют два термодинамически равновесных состояния свободных вихрей — индивидуальное и коллективное. Фазовый переход при этом протекает как переход первого рода, и должен наблюдаться гистерезис в температурной зависимости сопротивления. При высокой концентрации дефектов,  $n_d > n_{d2}$ , нижняя граница устойчивости метастабильных состояний смещается почти до  $T = 0$ .

## 2. СВОБОДНАЯ ЭНЕРГИЯ СИСТЕМЫ ВИХРЕЙ

Пирловские вихри мы рассматриваем как классические безмассовые частицы. Они могут находиться в свободном состоянии либо быть захваченными радиационными дефектами. Для того чтобы написать статистическую сумму такой термодинамической системы, можно использовать один из двух равнозначных подходов.

Свободные и захваченные вихри можно рассматривать как две подсистемы, находящиеся в тепловом и химическом контакте. Свободные вихри в такой системе могут появляться и исчезать в результате процессов диссоциации и рекомбинации вихревых

диполей, а также переходить в подсистему захваченных дефектами вихрей и покидать ее. В равновесном состоянии температуры и химические потенциалы подсистем равны.

Другой подход заключается в том, чтобы рассматривать процессы, происходящие в системе вихрей как «химические реакции». В такой системе могут происходить аннигиляция двух противоположно ориентированных свободных или свободного и захваченного вихрей, захват свободного вихря пустым дефектом, а также «реакции», протекающие в противоположном направлении. При этом на систему накладывается ограничение, состоящее в том, что сумма пустых  $N_{d0}$  и захвативших квант потока  $N_{t+} + N_{t-}$  дефектов равна полному числу  $N_d$  дефектов в пленке.

Напишем статистическую сумму системы вихрей в пленке с дефектами по аналогии с химической системой. В реальной пленке дефекты образуют случайную конфигурацию, задаваемую множеством их координат  $\{R_\alpha\}$ . Пусть в системе имеется  $N_+$  и  $N_-$  свободных вихрей двух ориентаций,  $N_{t+}$  и  $N_{t-}$  вихрей, захваченных дефектами, и  $N_d > N_{t+} + N_{t-}$  радиационных дефектов. На число вихрей должно быть наложено условие  $N_+ + N_{t+} = N_- + N_{t-}$ , следующее из закона сохранения топологического заряда. Мы не будем учитывать его явно, поскольку симметрия равновесного состояния системы, которое нас только и интересует, налагает более сильное ограничение  $N_+ = N_-$  и  $N_{t+} = N_{t-}$ . Тогда статистическая сумма запишется в виде

$$Z(N_\pm, N_{t\pm}) = \frac{1}{N_+! N_-! N_{t+}! N_{t-}! (N_d - N_{t+} - N_{t-})!} \exp\{-\beta(N_+ + N_-)E_0\} \times \\ \times \text{Sp} \exp \left\{ - \sum_{ij} \beta U(x_i - x_j) - \sum_{i\alpha} \beta U(x_i - R_\alpha) - \sum_{\alpha\gamma} \beta U(R_\alpha - R_\gamma) \right\}. \quad (2)$$

Знак Sp здесь обозначает суммирование по всем возможным состояниям вихрей в системе:

$$\text{Sp} \equiv \left( \int \frac{dx}{\pi \xi^2} \right)^{N_+ + N_-} \left( \sum_{R_\alpha} \right)^{N_{t+} + N_{t-}}$$

$\beta = 1/T$ ,  $E_0$  — энергия кора вихря,  $\pi \xi^2$  — размер ячейки пространства, занимаемый одним вихрем,  $U$  — энергия взаимодействия свободных вихрей, расположенных в точках  $x_i$ , с вихрями, захваченными дефектами, расположенными в точках  $R_\alpha$ . Второй сомножитель в выражении (2) связан с тождественностью пустых дефектов, которые мы рассматриваем как одну из компонент химической системы, и есть просто  $1/(N_{d0}!)$  с учетом ограничения, указанного выше. Мы не учитывали вклад в статистическую сумму от вихревых диполей, связанный с поляризацией среды, и взаимодействии вихрей с пустыми дефектами, которое обсуждается ниже.

Свободная энергия системы зависит от координат дефектов и должна быть усреднена относительно их расположения. Усреднять нужно только конфигурационную часть энергии, поскольку энтропийная часть от координат дефектов не зависит. Для вычисления конфигурационной энергии формально разложим экспоненту в (2) в ряд. Как известно [13], логарифм статистической суммы разлагается в ряд по связным диаграммам. Для газа свободных вихрей по координатам всех узлов в диаграммах ведется интегрирование. Если же в пленке имеются дефекты, расположенные в точках  $R_\alpha$ , то в последовательности появятся диаграммы, учитывающие взаимодействие с вихрями,

захваченными дефектами, координаты которых фиксированы. Энергия таких конфигураций зависит от координат захваченных вихрей и в общем виде вычислена быть не может. Чтобы выполнить операцию усреднения конфигурационной энергии, предположим, что все дефекты независимо друг от друга и с равной вероятностью распределены по всей площади образца. Усреднение проведем, проинтегрировав полученный формальный ряд по координатам захваченных вихрей и разделив каждый интеграл на площадь  $S$ . В результате этой операции вклад захваченных вихрей, которые в конкретной конфигурации были закреплены в определенных точках  $R_\alpha$ , формально включается в свободную энергию системы наравне с вкладом свободных вихрей. Различие заключается только в том, что состояние захваченных дефектами вихрей энергетически более выгодно из-за нулевой энергии кора.

Теперь нетрудно вычислить свободную энергию системы вихрей. Поскольку нас интересуют, главным образом, коллективные эффекты в системе вихрей, мы ограничимся суммированием последовательности кольцевых диаграмм [13]. Характерной особенностью систем, в которых основную роль играют коллективные эффекты, является расходимость интеграла  $J = \int drU(r)$ , соответствующего простейшей диаграмме. Для энергии взаимодействия пирловских вихрей этот интеграл расходится [14]. Это значит, что даже при малой концентрации вихрей нельзя ограничиться их взаимодействием с каким-то числом ближайших соседей, а необходимо учитывать взаимодействие всех со всеми. Кольцевые диаграммы представляют главную последовательность в разложении конфигурационной энергии в этом случае.

Иначе обстоит дело со взаимодействием вихря с пустым дефектом. Энергия взаимодействия пирловского вихря с пустым цилиндрическим дефектом вычислена в работе [15]. Она убывает с расстоянием от дефекта значительно быстрее, чем энергия взаимодействия с вихрем. Интеграл  $J$  в этом случае сходится, и конфигурационную энергию можно разлагать в ряд по концентрации вихрей и дефектов. Первым исчезающим членом ряда будет второй вириальный коэффициент, который пропорционален произведению концентраций вихрей и пустых дефектов. В уравнения равновесия он даст слагаемые, пропорциональные концентрациям, которые малы по сравнению с логарифмами от концентраций и могут быть отброшены. На этом основании мы, чтобы не усложнять выражения, с самого начала не учитываем вклад в статистическую сумму от взаимодействия вихрей с пустыми дефектами.

Свободная энергия системы пирловских вихрей в кольцевом приближении вычислена в работе [14]. Нам нужно только в конфигурационную часть вместо концентрации вихрей подставить сумму концентраций свободных и захваченных дефектами вихрей. Вводя безразмерные обозначения для концентрации вихрей  $n = (N/S)\pi\xi^2$  и плотности свободной энергии  $f = (F/S)\pi\xi^2$ , запишем свободную энергию системы в виде

$$\begin{aligned}
 f = & n_+(\ln n_+ - 1) + n_-(\ln n_- - 1) + n_{t+}(\ln n_{t+} - 1) + n_{t-}(\ln n_{t-} - 1) + \\
 & + (n_d - n_{t+} - n_{t-})(\ln(n_d - n_{t+} - n_{t-}) - 1) + \\
 & + p(n_+ + n_- + n_{t+} + n_{t-})(1 - \ln 4p(n_+ + n_- + n_{t+} + n_{t-})) + \\
 & + \frac{1}{4\Lambda^2} G [16p\Lambda^2(n_+ + n_- + n_{t+} + n_{t-})] + (n_+ + n_-)pe_0,
 \end{aligned} \tag{3}$$

$$G[x] = \frac{1}{2} \ln \frac{x}{4} + \sqrt{|1-x|} \begin{cases} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{x-1}} - \frac{\pi}{2}, & x \geq 1, \\ \frac{1}{2} \ln \frac{1+\sqrt{1-x}}{1-\sqrt{1-x}}, & x \leq 1. \end{cases}$$

Здесь  $pe_0 = \beta E_0$ ,  $p = \phi_0^2 / 16\pi^2 \Lambda T$ .

### 3. РАВНОВЕСНЫЕ СОСТОЯНИЯ СИСТЕМЫ ВИХРЕЙ

Система вихрей в тонкой пленке является системой с переменным числом частиц. Равновесное число частиц в такой системе должно определяться из условия минимума свободной энергии, а равновесное значение химического потенциала равно нулю. Таким образом, условия равновесия системы получим, приравняв нулю производные свободной энергии по концентрации свободных  $n_{\pm}$  и захваченных дефектами  $n_{t\pm}$  вихрей:

$$\begin{aligned} \ln n_{\pm} - p \ln 4p(n_+ + n_- + n_{t+} + n_{t-}) + \\ + 4pG' [16p\Lambda(n_+ + n_- + n_{t+} + n_{t-})] + pe_0 = 0, \\ \ln n_{t\pm} - \ln(n_d - n_{t+} - n_{t-}) - p \ln 4p(n_+ + n_- + n_{t+} + n_{t-}) + \\ + 4pG' [16p\Lambda(n_+ + n_- + n_{t+} + n_{t-})] = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Вычитая уравнение для  $n_-$  из уравнения для  $n_+$ , получим  $n_+ = n_-$  в состоянии равновесия. Два других уравнения дадут  $n_{t+} = n_{t-}$ . Это сокращает число уравнений равновесия до двух. В дальнейшем знаки «+» и «-» в индексах будем опускать.

Вычитая уравнение для  $n_t$  из уравнения для  $n$ , получим связь между концентрациями свободных и захваченных вихрей:

$$n_t = \frac{nn_d}{2n + e^{-pe_0}}.$$

Как видно из полученного выражения,  $n_t \rightarrow 0$ , если концентрация свободных вихрей  $n$  стремится к нулю быстрее, чем экспонента в знаменателе. Если же экспонента значительно меньше чем  $n$ , то вихри стремятся заполнить все дефекты. Исследование равновесного поведения системы вихрей показало, что первое из указанных асимптотических свойств подсистемы захваченных вихрей проявляется в индивидуальном, а второе — в коллективном состоянии системы вихрей.

Решения полученной системы уравнений при различных значениях концентрации дефектов  $n_d$  приведены на рис. 1 и 2. Температурные зависимости концентраций свободных (сплошная линия) и захваченных (штриховая линия) вихрей при относительно низких концентрациях дефектов  $n_d < n_{d1}$  являются непрерывными (рис. 1а). Резкое изменение концентраций вблизи температуры  $T_{KT}$  связано с проявлением неустойчивости, аналогичной той, которую предсказали Костерлиц и Гаулесс [8] для строго двумерных систем. Такая же неустойчивость наблюдается и в совершенных пленках (пунктирная линия), однако при наличии дефектов она смещается в сторону низких температур. Она обусловлена переходом системы вихрей в коллективное состояние, которое характеризуется тем, что длина дебаевского экранирования взаимодействия вихрей,  $\delta = \xi / \sqrt{8p(n+n_t)}$  становится меньше эффективной длины пирловского экранирования  $\Lambda$  и энергия взаимодействия двух вихрей начинает зависеть от концентрации

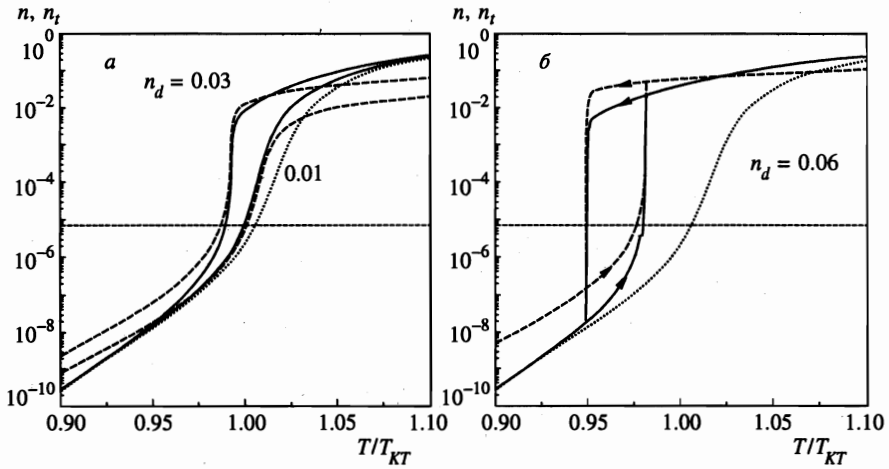


Рис. 1. Зависимость концентрации свободных (сплошная линия) и захваченных дефектами (штриховая линия) вихрей от температуры в случае непрерывного перехода (а) и в случае перехода первого рода (б). Тонкая штриховая почти горизонтальная линия показывает суммарную концентрацию вихрей в системе, при которой длина дебаевского экранирования  $\delta$  сравнивается с пирловской  $\Lambda$

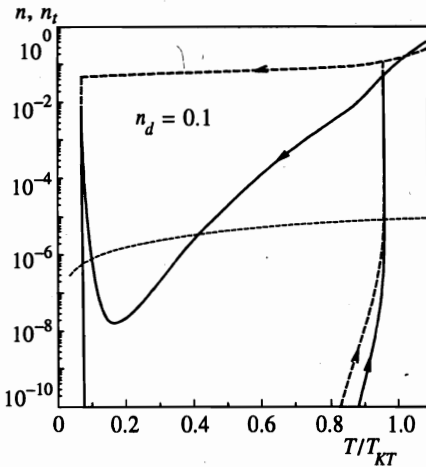


Рис. 2. Зависимость концентрации свободных (сплошная линия) и захваченных дефектами (штриховая линия) вихрей от температуры в случае большой концентрации дефектов  $n_d > n_{d2}$  в пленке. Тонкая штриховая линия показывает суммарную концентрацию вихрей в системе, при которой длина дебаевского экранирования  $\delta$  сравнивается с пирловской  $\Lambda$

вихрей в системе. При этом становится выгодным дополнительное рождение свободных вихрей, поскольку энергия взаимодействия вихрей уменьшается при увеличении их концентрации.

На рис. 1 и 2 тонкой штриховой линией показаны значения суммарной концентрации свободных и захваченных вихрей, при которых  $\delta = \Lambda$ . Эта линия условно разделяет области индивидуального (внизу) и коллективного (вверху) состояний системы вихрей. Различие между этими состояниями скорее количественное, чем качественное. Дебаевское и пирловское экранирование всегда присутствуют в системе, а не сменяют друг друга при переходе в другое состояние. Вопрос заключается только в том, какое явление преобладает. С этим связана и условность перехода КТ в пирловской пленке.

В области промежуточных концентраций дефектов,  $n_{d1} < n_d < n_{d2}$ , есть интервал температур, в котором система вихрей имеет два устойчивых состояния (рис. 1б) — нижнее, индивидуальное, и верхнее, коллективное. Таким образом, достаточно большая концентрация радиационных дефектов в сверхпроводнике стабилизирует коллективное состояние системы вихрей, поскольку число захваченных вихрей в этом состоянии определяется, главным образом, числом дефектов, как это обсуждалось выше. В этом интервале концентраций должен наблюдаться гистерезис сопротивления, которое зависит от концентрации свободных вихрей.

При очень больших концентрациях дефектов,  $n_d > n_{d2}$ , левая граница устойчивости метастабильных состояний смещается почти до  $T = 0$ . Переход ее в нижнее состояние возможен только при очень глубоком охлаждении. Зависимость концентраций свободных и захваченных вихрей от температуры в этом случае показана на рис. 2. Почти все дефекты в пленке в коллективном состоянии захватили по кванту потока. Поэтому суммарная концентрация вихрей (свободных и захваченных) достаточно велика, чтобы обеспечить коллективное поведение системы, и слабо зависит от температуры. В этой ситуации при понижении температуры начинает уменьшаться длина экранирования  $\delta$ , поскольку она пропорциональна  $\sqrt{T}$ . В результате становится энергетически выгодным дополнительное рождение свободных вихрей в области низких температур, что хорошо видно на рис. 2. Однако при достаточно низкой температуре коллективное состояние теряет устойчивость и система вихрей переходит в индивидуальное состояние. Граница устойчивости коллективного состояния, которая появляется здесь, не является продолжением нижней границы устойчивости в области средних значений концентрации дефектов, о которой шла речь выше. Это становится понятным при рассмотрении фазовой диаграммы системы вихрей в плоскости  $n_d - T$ , которая обсуждается в следующем разделе.

Во всех трех сценариях проявляется одна общая характерная черта, связанная с существованием дефектов. При любых концентрациях дефектов концентрация свободных вихрей  $n$ , с наличием которых связано резистивное поведение сверхпроводника, выше, чем в бездефектной пленке, а скачок сопротивления сдвигается в сторону более низких температур.

Объяснить это явление можно следующим образом. При отсутствии радиационных дефектов равновесная концентрация свободных вихрей образуется в результате установления динамического равновесия между процессами диссоциации и рекомбинации вихревых диполей. Дефекты образуют дополнительный резервуар, в котором будут накапливаться вихри, поскольку состояние захваченного вихря энергетически более выгодно по сравнению со свободным за счет энергии кода. Это приводит к тому, что при низких температурах в состоянии системы, когда коллективные эффекты незначительны, концентрация захваченных вихрей всегда выше, чем свободных, а концентрация свободных вихрей лишь незначительно выше, чем в бездефектной пленке. При приближении температуры к  $T_{KT}$  растут концентрации как свободных, так и захваченных вихрей, что повышает влияние коллективных эффектов на состояние системы вихрей и в совершенных, и в дефектных пленках. Однако в последних суммарная концентрация вихрей выше, и коллективные эффекты приводят к тому, что скачок концентрации вихрей происходит при более низкой температуре.

Представленные численные решения получены для модельной пленки с параметрами  $e_0 = 3$ ,  $\Lambda/\xi = 10^2$  при  $T = 0$  и отношением  $T_{c0}/T_{KT} = 1.2$ . Критические значения безразмерной концентрации дефектов при указанных значениях параметров  $n_{d1} \approx 0.03$

и  $n_{d2} \approx 0.09$  являются довольно большими. Они зависят от этих параметров, несколько понижаясь при их уменьшении.

#### 4. ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА СИСТЕМЫ ВИХРЕЙ

Знание фазовой диаграммы  $n_d - T$  системы пирловских вихрей в сверхпроводящей пленке с радиационными дефектами позволит лучше понять ее поведение. Такая диаграмма (рис. 3) построена в результате изучения минимумов свободной энергии (3). На ней показаны линии фазовых переходов, разделяющие области устойчивости различных состояний системы.

Штриховая линия 1-2 является линией непрерывного «фазового перехода». Изменения концентраций свободных и захваченных дефектами вихрей при переходе через эту линию показаны на рис. 1а. Слева от нее  $\delta > \Lambda$ , и система находится в индивидуальном состоянии (IS). Справа  $\delta < \Lambda$ , энергия взаимодействия двух вихрей здесь зависит от концентрации свободных вихрей, это коллективное состояние (CS) системы.

Выше точки 2 ( $n_d > n_{d1}$ ) линия фазового перехода расщепляется на две. На сплошной линии 2-3, кроме коллективного, становится устойчивым и индивидуальное состояние системы. На линии 2-4 коллективное состояние теряет устойчивость. При  $n_d > n_{d2}$  коллективное состояние остается устойчивым в области очень низких температур, вплоть до линии 5-6, где система переходит в индивидуальное состояние. Зависимость  $n$  и  $n_t$  от температуры в этих интервалах концентрации дефектов  $n_d$  показана на рис. 1б и 2.

На линии 4-5 в результате ослабления тепловых флуктуаций при понижении температуры снова становится устойчивым коллективное состояние системы вихрей, которое теряет устойчивость на линии 5-6. Переход системы в это состояние является маловероятным, поскольку в плоскости  $n_d - T$  она может двигаться только вдоль линии, параллельной температурной оси. На любой такой линии выше  $n_{d1}$  коллективное состояние отделено от индивидуального энергетическим барьером.

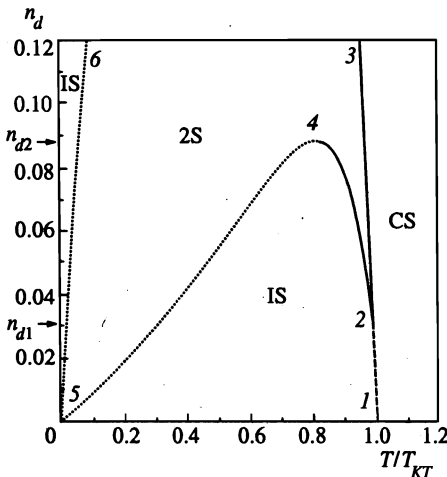


Рис. 3. Фазовая диаграмма  $n_d - T$  системы пирловских вихрей в тонкой сверхпроводящей пленке с радиационными дефектами. Линии диаграммы разделяют области, в которых существуют устойчивые индивидуальное (IS) и коллективное (CS), а также два метастабильных (2S) состояния системы вихрей



В заключение обсудим степень достоверности полученных результатов. Метод, использованный для их получения, основывается на лондонском приближении для энергии взаимодействия вихрей и газовом приближении при вычислении статистической суммы. Оба приближения предполагают малость концентрации вихрей  $2n + 2n_t \ll 1$ . Это значит, что метод плохо работает в той области параметров, где концентрация вихрей такова, что расстояние между ними приближается к длине когерентности  $\xi$ . Подобная ситуация возникает в области высокотемпературной полочки в зависимостях  $n(T)$  и  $n_t(T)$  при  $T > T_{KT}$  и в коллективном состоянии системы при  $n_d > n_{d2}$ . Здесь безразмерная концентрация свободных вихрей достигает значения  $n \sim 0.1$  и даже превышает его. Оценки показывают, что длина экранирования взаимодействия вихрей в этой области сравнивается и становится меньше длины когерентности. В этих условиях магнитное взаимодействие вихрей перестает быть преобладающим и необходимо учитывать взаимодействие их нормальных вихрей, обусловленное неоднородностью модуля параметра порядка. Кроме того, система вихрей при этом должна рассматриваться, скорее, как жидкость, чем как газ. Поэтому для аккуратного рассмотрения системы в этой области необходимо выйти за рамки лондонского подхода и использовать, например, приближение Гинзбурга—Ландау, что значительно усложняет задачу.

На основании простых физических соображений, приведенных выше, можно заключить, что использованный подход дает качественное описание поведения системы вихрей и в этой области. Некоторые сомнения вызывает существование линии 5–6, на которой становится неустойчивым коллективное состояние системы, поскольку не ясны причины, вызывающие такое поведение. Мы приводим здесь эти результаты, чтобы показать все ответы, которые могут быть получены в рамках использованных в работе модели и метода.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе показано, что радиационные дефекты оказывают неоднозначное влияние на свойства сверхпроводящей тонкой пленки. С одной стороны, они приводят к пиннингу магнитных вихрей и увеличению критического тока, переводящего сверхпроводник в резистивное состояние. А с другой стороны, радиационные дефекты образуют резервуар, в котором накапливаются не связанные в диполи вихри, расширяя тем самым область устойчивости коллективного состояния системы вихрей. В коллективном состоянии в системе имеется значительное количество свободных (не связанных в диполи и не захваченных дефектами) вихрей, обеспечивающих резистивные свойства и обратимое поведение сверхпроводника.

Описанное поведение системы пирловских вихрей позволяет сделать ряд качественных утверждений относительно критического тока пленки. Из сказанного вытекает, что при отсутствии внешнего магнитного поля существенное увеличение критического тока наблюдаться не должно. В этом случае резистивное поведение связано с движением под действием тока вихрей, вошедших с края образца. Ток, срывающий вихри с края образца, по порядку величины равен току, срывающему вихри с дефектов. Поэтому введение дефектов не должно радикально менять ситуацию. Наоборот, температура, при которой начинает проявляться резистивное поведение пленки, связанное с переходом ее в коллективное состояние, уменьшается.

Во внешнем магнитном поле при низких температурах может наблюдаться увели-

чение критического тока, связанное с захватом дефектами вихрей, вошедших в образец под воздействием поля. После достижения температуры, при которой начинается лавинообразный рост концентрации вихрей, критический ток должен обращаться в нуль, поскольку число свободных вихрей быстро растёт. Это один из возможных механизмов депиннинга, переводящего сверхпроводник в резистивное состояние и обеспечивающего обратимое намагничивание образца. В случае перехода первого рода могут наблюдаться две линии необратимости в зависимости от направления изменения температуры в эксперименте. Для более глубокого понимания физических процессов, приводящих к появлению линии необратимости, необходимо рассмотреть термодинамику системы вихрей в плёнке с дефектами, помещённой во внешнее магнитное поле, и, возможно, более аккуратно учесть влияние тепловых флуктуаций на поведение системы.

Эти замечания в равной мере относятся и к слоистым сверхпроводникам, поскольку механизмы, ответственные за резистивное поведение образца и за его намагничивание, те же, что и в пирловской плёнке.

## Литература

1. F. M. Sauerzopf, H. P. Wiesinger, H. W. Weber et al., *Physica C* **162–164**, 751 (1989).
2. R. B. Dover, E. M. Gyorgy, L. F. Schneemeyer et al., *Nature* **342**, 55 (1989).
3. L. Civale, A. M. Marwick, T. K. Worthington et al., *Phys. Rev. Lett.* **67**, 648 (1991).
4. Qiang Li, Y. Fukumoto, Y. Zhu et al., *Phys. Rev. B* **54**, R788 (1996).
5. C. J. van der Beek, M. Konczykowski, T. W. Li et al., *Phys. Rev. B* **54**, R792 (1996).
6. K. A. Muller, M. Takashige, and J. G. Bednorz, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1143 (1987).
7. В. Л. Березинский, *ЖЭТФ* **61**, 1144, (1972).
8. J. M. Kosterlitz and D. J. Thouless, *J. Phys. C* **6**, 1181 (1973).
9. J. R. Clem, *Phys. Rev. B* **43**, 7837 (1991).
10. K. H. Fisher, *Physica C* **178**, 161 (1991).
11. J. Pearl, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 65 (1964).
12. M. R. Beasley, J. E. Mooij, and T. P. Orlando, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1165 (1979).
13. Р. Балеску, *Равновесная и неравновесная статистическая механика*, Мир, Москва (1978) (R. Balescu, *Equilibrium and nonequilibrium statistical mechanics*, John Wiley and Sons (1975)).
14. V. N. Ryzhov and E. E. Tareyeva, *Phys. Rev. B* **49**, 6162 (1994).
15. J. L. Chen and T. Y. Tseng, *Phys. Rev. B* **54**, 502 (1996).