

Двумерные микрокластеры абрикосовских вихрей: оболочечная структура и плавление

© Ю.Е. Лозовик, Е.А. Ракоц

Институт спектроскопии Российской академии наук,
142092 Троицк, Московская обл., Россия

(Поступила в Редакцию 5 ноября 1996 г.
В окончательной редакции 24 января 1997 г.)

Исследовано плавление двумерных микрокластеров из абрикосовских вихрей в островке сверхпроводника второго рода с толщиной, меньшей длины когерентности. Рассчитаны равновесные конфигурации, соответствующие локальным и глобальным минимумам потенциальной энергии, для кластеров с $N = 1-50$ частицами. Исследованы температурные зависимости структуры и среднеквадратичного радиального и углового смещения вихрей. Показано, что плавление микрокластеров вихрей осуществляется в две стадии: сначала происходит переход из замороженной фазы в состояние, соответствующее вращательной переориентации кристаллических оболочек друг относительно друга; при существенно более высокой температуре происходит переход с исчезновением радиального порядка. Это связано с тем, что барьер относительно вращения оболочек существенно ниже барьера относительно радиального разрушения оболочек.

Магнитное поле $H > H_{c1}$ проникает в сверхпроводника второго рода в виде абрикосовских вихрей, образующих в низкотемпературной области (в отсутствие центров пиннинга) идеальную треугольную решетку [1]. При повышении температуры происходит плавление этой решетки и образование жидкой фазы из вихрей, что и наблюдалось для высокотемпературных сверхпроводников (см. обзор [2]).

Представляет большой интерес вопрос о структуре и ее температурной зависимости для мезоскопической системы из небольшого числа абрикосовских вихрей, заключенных в островок сверхпроводящей фазы. Эта система эквивалентна двумерному аналогу (ср. с [3]) классического атома Томсона [4] с конечной системой "зарядов", подчиняющихся законам двумерной электростатики, и комперсирующим несжимаемым фоном. Эта модель может описывать и иные физические реализации (см. [5]). Малая система вихрей должна вести себя как микрокластер. Это означает, что оболочечная структура кластера может резко меняться при добавлении лишь одной "частицы" (структурная чувствительность) вплоть до некоторого числа "частиц" N , когда внутри этого кластера появляется область со структурой "объемной" фазы — область с треугольной решеткой, причем плавление микрокластера может обладать интересными специфическими чертами по сравнению с плавлением объемной фазы [3,5,6].

В настоящей работе мы рассмотрели зависимость структуры микрокластеров вихрей от температуры. Показано, что плавление двумерного микрокластера вихрей происходит в две стадии: сначала происходит межоболочечное ("ориентационное") плавление, а при существенно более высокой температуре расплываются оболочки. Показано, что это связано с тем, что энергетический барьер относительно переориентации оболочек существенно превосходит барьер относительно радиальных перескоков частиц.

В разделе 1 рассмотрена физическая модель. В разделе 2 описаны конфигурации логарифмических кластеров в глобальных и локальных минимумах потенциальной энергии. В разделе 3 приведены результаты расчетов плавления в логарифмических кластерах. В разделе 4 проанализированы потенциальные барьеры при вращении оболочек в кластерах относительно друг друга и при перескоке частиц из одной оболочки в другую.

1. Физическая модель

Рассмотрим островок сверхпроводника второго рода в поперечном магнитном поле. Если толщина островка d в исследуемой области температур меньше длины когерентности сверхпроводника $\xi(T)$, то с точки зрения сверхпроводящих свойств островок может рассматриваться как двумерный. Магнитное поле проникает в изучаемую систему в виде двумерных ($2D$) вихрей. Потенциал взаимодействия между двумя $2D$ -вихрями имеет вид (см. [7]): $U(r) = -q^2 \ln \frac{r}{a}$, $a \ll r \ll \lambda_{\perp}$, $U(r) = q^2 \frac{\lambda_{\perp}}{r} + \text{const}$, $r \gg \lambda_{\perp}$, где q — "заряд", пропорциональный плотности сверхтекучей компоненты, r — расстояние между вихрями, a — радиус кора вихря, $a \sim \xi(T)$, $\lambda_{\perp} = \frac{\lambda^2}{d}$ — глубина проникновения перпендикулярного магнитного поля в $2D$ -сверхпроводник, λ — лондоновская глубина проникновения магнитного поля в трехмерный сверхпроводник. Например, для пленок толщиной $d \simeq 100 \text{ \AA}$ и для $\lambda \simeq 2000 \text{ \AA}$ имеем $\lambda_{\perp} \simeq 4 \mu\text{m}$.

Предположим, что радиус сверхпроводящего островка удовлетворяет соотношению $\xi \ll R \ll \lambda_{\perp}$. Тогда вихри в островке можно считать точечными "частицами", отталкивающимися по логарифмическому закону (как и вихри во вращающейся сверхтекучей жидкости [8–12]). Стабилизация концентрации вихрей в сверхпроводниках во внешнем магнитном поле учитывается в этой модели введением эффективного потенциала конфайнмента

$U_{\text{eff}} = \alpha r^2$, которому соответствует однородный компенсирующий фон с плотностью "заряда" $\rho_{\text{ext}} = 2\alpha$. Силы изображения для вихрей не изменяют качественно свойств системы (их учет будет обсуждаться в следующей публикации).

Таким образом, приходим к модели двумерного кластера из N классических частиц ($N = 1-50$) с логарифмическим законом отталкивания $U(r_{ij}) = q^2 \ln \frac{r_{ij}}{a}$ между частицами, удерживаемых внешним потенциалом $U_{\text{ext}}(r_i) = \alpha r_i^2$.

После масштабных преобразований $r \rightarrow \frac{\alpha^{1/2}}{q} r$, $T \rightarrow \frac{k_B}{q^2} T$, $U \rightarrow \frac{1}{q^2} U$ потенциальная энергия системы с точностью до постоянной $C_N^2 \ln \left(\frac{q}{\alpha^{1/2} a} \right)$ принимает вид

$$U = - \sum_{i>j} \ln t_{ij} + \sum_i r_i^2. \quad (1)$$

Можно показать, что изучаемые свойства кластеров качественно не меняются и при небольшой анизотропии $U_{\text{eff}}(r)$.

Система классических частиц с потенциалом (2) эквивалентна двумерному аналогу (ср. с [3]) классического атома Томсона [4].

2. Равновесные конфигурации кластеров

Аналогично трехмерной кулоновской системе без компенсирующего поля, но с внешними удерживающими границами все частицы с логарифмическим потенциалом взаимодействия должны выходить на внешнюю (одномерную) границу системы. Но если в обоих случаях в системе есть компенсирующий несжимающийся фон зарядов противоположного знака или эквивалентный этому фону внешний эффективный удерживающий потенциал, то равновесие зарядов внутри системы возможно.

Для поиска равновесных конфигураций частиц использовался случайный поиск минимума потенциальной энергии системы со случайным движением отдельных оболочек в целом и случайным движением частиц. Максимальная величина шага уменьшалась от $5 \cdot 10^{-3}$ до $1 \cdot 10^{-6}$ в безразмерных единицах. Каждые 10^3 шагов величина шага уменьшалась в 0.8–0.95 раз.

Для двумерных микрокластеров вихрей были найдены а) локальные и в) глобальные (наиболее глубокие из локальных) минимумы потенциальной энергии. Малые логарифмические кластеры, так же как и кулоновские [3,5,6] (см. также [13,14]), имеют оболочечное строение при низких температурах, что объясняется влиянием центрально-симметричного удерживающего потенциала. Как известно, неограниченный двумерный кристалл имеет треугольную решетку. Однако треугольная структура зарождается внутри кластера при довольно большом числе частиц [3,5,6].

Далее представлены результаты компьютерного моделирования структуры логарифмических кластеров.

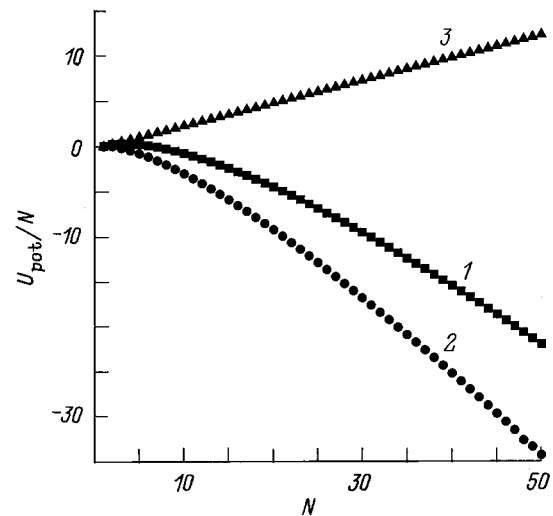


Рис. 1. Потенциальная энергия двумерных логарифмических кластеров в расчете на одну частицу как функция числа частиц $\langle U_{\text{pot}} \rangle / N$. 1 — полная потенциальная энергия $\langle U_{\text{pot}} \rangle / N$, 2 — внутренняя потенциальная энергия всех взаимодействующих частиц $\langle U_{\text{int}} \rangle / N = \frac{1}{2N} \langle U_{ij} \rangle$, 3 — внешняя потенциальная энергия $\langle U_{\text{ext}} \rangle / N = \frac{1}{N} \alpha \sum r_i^2$.

Из рис. 1 можно сделать вывод о том, что зависимости внутренней, внешней и полной потенциальной энергии на одну частицу от числа частиц близки к линейным. При этом зависимости внутренней и полной потенциальной энергии на одну частицу от числа частиц N являются убывающими и гладкими для N от 3 до 50, а зависимость внешней потенциальной энергии на одну частицу от числа частиц является возрастающей и гладкой для N от 1 до 50. Полная потенциальная энергия на одну частицу E/N убывает с ростом числа частиц при $N \leq 50$; следовательно, при таких N система имеет свойства микрокластера и еще не приобретает свойств кристалла (для которого $E/N = \text{const}$).

В таблице приведены числа заполнения оболочек и соответствующие потенциальные энергии (отсчитанные от $C_N^2 \ln \left(\frac{q}{\alpha^{1/2} a} \right)$, см. выше) для глобальных минимумов двумерных логарифмических кластеров. Последовательное заполнение оболочек до некоторой степени напоминает "Периодическую систему элементов" (ср. заполнение оболочек в двумерной классической системе частиц с трехмерным кулоновским взаимодействием [3,6]). Каждая оболочка может содержать не более определенного числа частиц. Так, в первой оболочке (считая от центра системы) не может быть более пяти частиц, а во второй — более одиннадцати частиц. Когда все оболочки заполнены, т.е. содержат максимально возможное число частиц, начинает появляться новая оболочка: сначала появляется одна дополнительная частица в центре системы, затем (с увеличением числа частиц) уже две частицы образуют внутреннюю оболочку и т.п. При этом одна частица появляется в центре системы после добавления частицы к системе с конфигурацией (5, ...), две —

Оболочечная структура и потенциальная энергия кластеров вихрей Абрикосова

Число частиц	Числа заполнения оболочек	Потенциальная энергия
1	1	$0.000000 \cdot 10^0$
2	2	$-5.000000 \cdot 10^{-1}$
3	3	$-2.108198 \cdot 10^0$
4	4	$-4.909543 \cdot 10^0$
5	5	$-9.023595 \cdot 10^0$
6	1,5	$-1.456458 \cdot 10^1$
7	1,6	$-2.175124 \cdot 10^1$
8	1,7	$-3.051475 \cdot 10^1$
9	1,8	$-4.091451 \cdot 10^1$
10	2,8	$-5.310041 \cdot 10^1$
11	3,7	$-6.709333 \cdot 10^1$
12	3,9	$-8.297858 \cdot 10^1$
13	4,9	$-1.007161 \cdot 10^2$
14	4,10	$-1.204279 \cdot 10^2$
15	4,11	$-1.420612 \cdot 10^2$
16	5,11	$-1.657371 \cdot 10^2$
17	1,5,11	$-1.914131 \cdot 10^2$
18	1,6,11	$-2.192069 \cdot 10^2$
19	1,6,12	$-2.491166 \cdot 10^2$
20	1,6,13	$-2.811020 \cdot 10^2$
21	1,7,13	$-3.152696 \cdot 10^2$
22	1,7,14	$-3.515683 \cdot 10^2$
23	1,8,14	$-3.900647 \cdot 10^2$
24	2,8,14	$-4.308203 \cdot 10^2$
25	3,8,14	$-3.737968 \cdot 10^2$
26	3,9,14	$-5.190569 \cdot 10^2$
27	3,9,15	$-5.666137 \cdot 10^2$
28	4,9,15	$-6.164294 \cdot 10^2$
29	4,10,15	$-6.685912 \cdot 10^2$
30	4,10,16	$-7.231028 \cdot 10^2$
31	4,10,17	$-7.799268 \cdot 10^2$
32	4,11,17	$-8.391329 \cdot 10^2$
33	5,11,17	$-9.007473 \cdot 10^2$
34	1,5,11,17	$-9.647308 \cdot 10^2$
35	1,6,11,17	$-1.031161 \cdot 10^3$
36	1,6,12,17	$-1.100033 \cdot 10^3$
37	1,6,12,18	$-1.171353 \cdot 10^3$
38	1,6,12,19	$-1.245093 \cdot 10^3$
39	1,7,13,18	$-1.321316 \cdot 10^3$
40	1,7,13,19	$-1.400043 \cdot 10^3$
41	1,7,13,20	$-1.481231 \cdot 10^3$
42	1,7,14,20	$-1.564942 \cdot 10^3$
43	2,8,14,19	$-1.651167 \cdot 10^3$
44	2,8,14,20	$-1.739961 \cdot 10^3$
45	2,8,14,21	$-1.831262 \cdot 10^3$
46	3,9,14,20	$-1.925151 \cdot 10^3$
47	3,9,15,20	$-2.021612 \cdot 10^3$
48	3,9,15,21	$-2.120655 \cdot 10^3$
49	3,9,15,22	$-2.222250 \cdot 10^3$
50	4,10,15,21	$-2.326460 \cdot 10^3$

с конфигурацией (1, 7, ...) или (1, 8, ...), три — с конфигурацией (2, 8, ...), четыре — с конфигурацией (3, 9, ...), пять — с конфигурацией (4, 11, ...). Похожие эффекты наблюдаются для кулоновских кластеров [3,6].

Мы используем следующее понятие оболочки (отличающееся от использованных ранее не универсальных для разного числа частиц определений). Определим оболочку как выпуклый многоугольник из максимального возможного числа частиц (внутри которого находится предыдущая оболочка), удовлетворяющий правилу: максимальное расстояние от частицы данной оболочки до центра системы должно быть меньше минимального расстояния до центра системы от частицы соседней, внешней относительно нее, оболочки. В результате этого определения закон заполнения оболочек в кластерах, полученный из наших расчетов с использованием вышеуказанного определения, похож на закон заполнения оболочек в атоме Томсона [3,6]. В частности, росте числа частиц в отличие от [10] число оболочек не может уменьшаться.

Поскольку удерживающий квадратичный потенциал является центрально-симметричным, следовало ожидать, что оболочки в кластере должны иметь форму правильных многоугольников, вписанных в окружности. Однако это верно лишь для кластеров, состоящих из одной оболочки или из двух оболочек, внутренняя из которых состоит всего из одной частицы. При дальнейшем увеличении числа частиц в кластерах с малым N происходит спонтанное нарушение симметрии. Наиболее сильно это проявляется в кластере с двумя частицами в центре (в кластерах с $N = 10$ и 24). В этих случаях, поскольку первая оболочка (считая от центра) состоит из двух частиц, второй оболочке выгодно принять форму эллипса.

Аналитический расчет радиуса и потенциальной энергии кластеров, состоящих из одной оболочки, а также кластеров, состоящих из двух оболочек, вторая из которых содержит только одну частицу, подтверждает достаточную точность (девять знаков) компьютерного расчета.

Из рис. 2 видно, что среднее расстояние между частицами монотонно возрастает при увеличении числа частиц, причем скорость его роста несколько падает с ростом N . Что же касается размера системы, то при общей тенденции его роста нельзя говорить о его монотонной зависимости от N при всех N . Сопоставляя рис. 2 и таблицу, можно сделать вывод о том, что размер системы R испытывает скачки при появлении новой оболочки и при добавлении частицы в первую (от центра системы) оболочку. Если же при увеличении числа N на единицу кластер становится более симметричным, то размер системы может почти не увеличиться или даже немного уменьшиться, как это видно из рис. 2. В целом, размер системы растет примерно пропорционально \sqrt{N} , что отвечает постоянству плотности частиц.

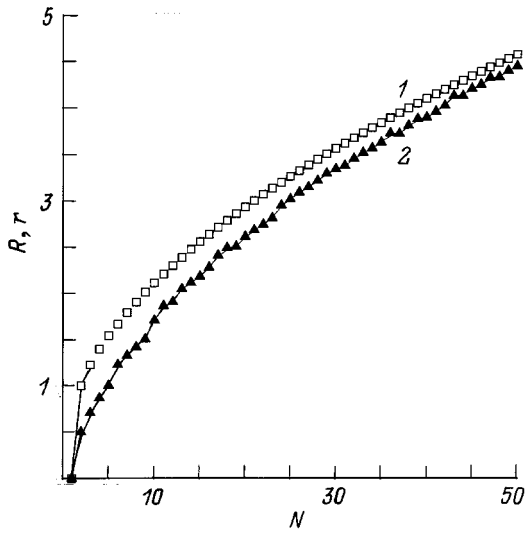


Рис. 2. Среднее расстояние между частицами r (1) размер системы R (2) для двумерных логарифмических кластеров как функция числа частиц.

Отметим, что поиск конфигурации, соответствующей глобальному минимуму потенциальной энергии, является довольно трудной задачей при больших N в связи с наличием большого числа локальных минимумов с потенциальной энергией, очень мало отличающейся от энергии системы в глобальном минимуме. Например, в случае $N = 49$ частиц разница между потенциальной энергией системы в глобальном минимуме (3, 9, 15, 22) и в ближайшем к нему локальном минимуме (3, 9, 16, 21) составляет всего $4 \cdot 10^{-4}\%$. По этой причине приходится искать минимумы с очень большой точностью (не менее семи знаков).

3. Плавление и фазовые переходы

Для изучения зависимости физических величин от температуры и плавления системы в работе использовался метод Монте-Карло с алгоритмом Метрополиса. После нахождения равновесных конфигураций система нагревалась на температуру ΔT (ΔT составляет от $1 \cdot 10^{-4}$ до $5 \cdot 10^{-3}$), далее система удерживалась до выхода на равновесие при новой температуре $2 \cdot 10^4$ шагов Монте-Карло. Затем рассчитывались статистические характеристики усреднением по $1 \cdot 10^6$ шагов Монте-Карло. После этого следовал дальнейший нагрев с использованием описанной процедуры. Вычислялись следующие величины.

- 1) Полная потенциальная энергия $U_{\text{пот}}$.
- 2) Радиальные среднеквадратичные смещения (РСС): полное

$$\langle \delta R^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{\langle r_i^2 \rangle - \langle r_i \rangle^2}{a^2} \quad (2)$$

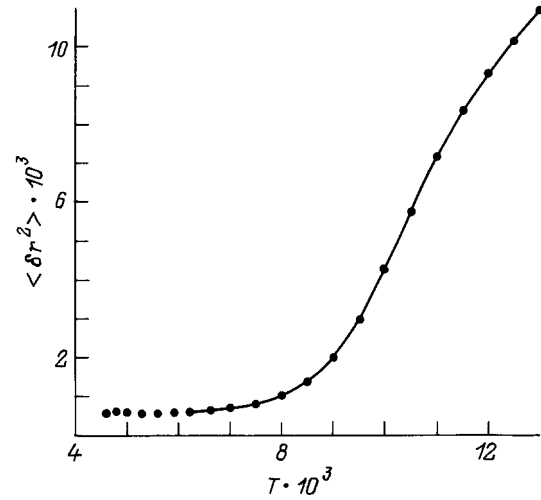


Рис. 3. Полное радиальное среднеквадратичное смещение $\langle \delta r^2 \rangle$ как функция температуры для двумерного логарифмического кластера с числом частиц $N = 37$.

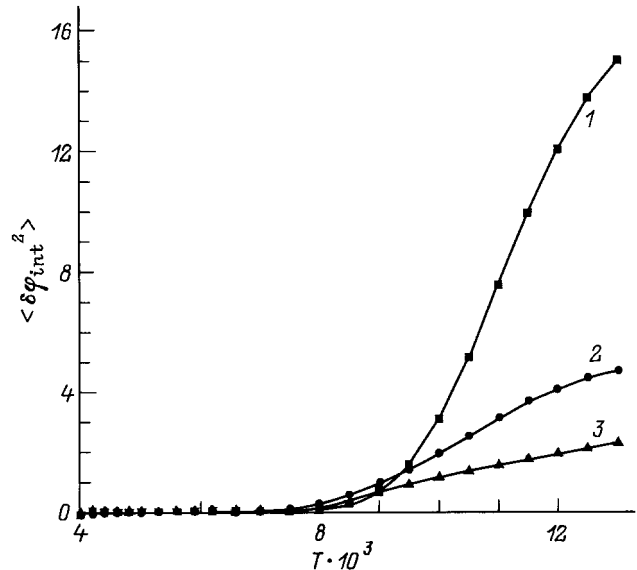


Рис. 4. Угловое среднеквадратичное смещение $\langle \delta \varphi_1^2 \rangle$ относительно ближайших частиц из данной оболочки для внешней (1), средней (2) и внутренней оболочки (3) как функции температуры для двумерного логарифмического кластера с числом частиц $N = 37$.

и для каждой оболочки отдельно

$$\langle \delta r^2 \rangle = \frac{1}{N_R} \sum_{i=1}^{N_R} \frac{\langle r_i^2 \rangle - \langle r_i \rangle^2}{a^2}, \quad (3)$$

где N_R — число частиц в оболочке, усреднение $\langle \rangle$ производится по различным конфигурациям Монте-Карло.

- 3) Угловые среднеквадратичные смещения (УСС) относительно ближайших частиц своей оболочки

$$\langle \delta \varphi_1^2 \rangle = \frac{1}{N_R} \sum_{i=1}^{N_R} \frac{\langle (\varphi_i - \varphi_{i_1})^2 \rangle - \langle (\varphi_i - \varphi_{i_1}) \rangle^2}{\varphi_0^2} \quad (4)$$

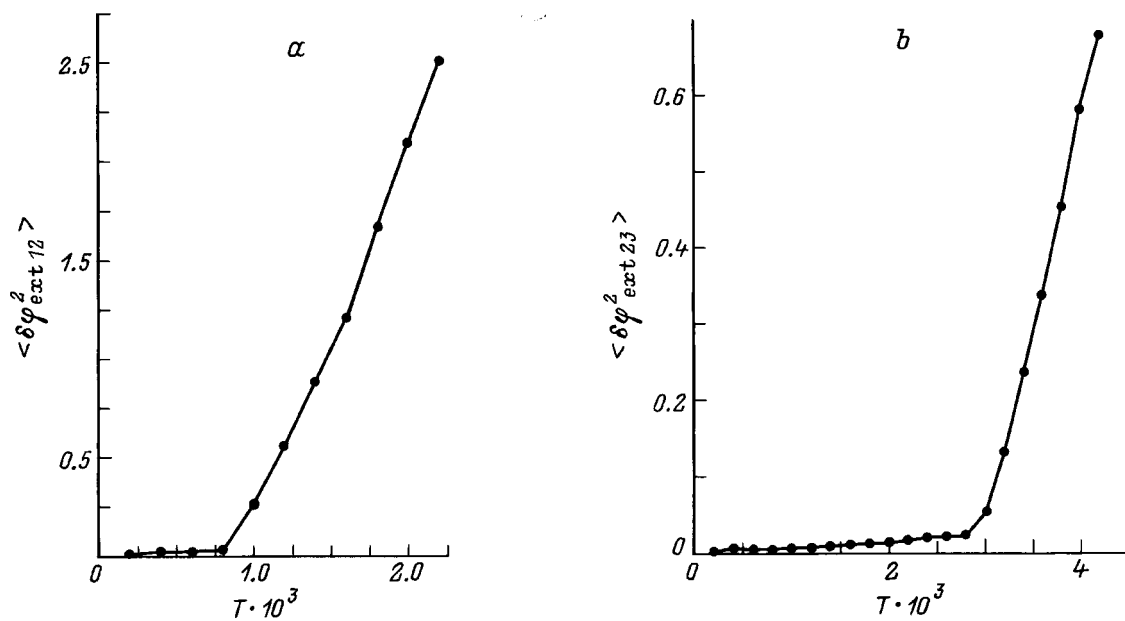


Рис. 5. Угловое среднеквадратичное смещение $\langle \delta\varphi_2^2 \rangle$ для средней оболочки относительно ближайших частиц из внешней оболочки (a) и внутренней оболочки относительно ближайших частиц из средней оболочки (b) как функция температуры для двумерного логарифмического кластера с числом частиц $N = 37$.

и УСС относительно ближайших частиц соседней оболочки

$$\langle \delta\varphi_2^2 \rangle = \frac{1}{N_R} \sum_{i=1}^{N_R} \frac{\langle (\varphi_i - \varphi_{i_2})^2 \rangle - \langle (\varphi_i - \varphi_{i_1})^2 \rangle}{\varphi_0^2}, \quad (5)$$

где i_1 и i_2 относятся к ближайшей частице из той же и из соседней оболочки, $2\varphi_0 = \frac{2\pi}{N_R}$ — среднее угловое расстояние между соседними частицами для данной оболочки.

Расчитаны только относительные УСС, так как вращение системы в целом не представляет интереса.

Температурная зависимость полного РСС для двумерного логарифмического кластера с $N = 37$ показана на рис. 3. РСС для всех оболочек испытывают излом при одной и той же температуре $T_c = 8 \cdot 10^{-3}$.

Из рис. 4 видно, что при той же температуре испытывают излом УСС относительно ближайших частиц своей оболочки для всех оболочек. Следовательно, при температуре $T_c = 8 \cdot 10^{-3}$ в кластере из $N = 37$ частиц происходит фазовый переход: система теряет свое упорядоченное строение. При $T > T_c$ число частиц в оболочках начинает меняться, оболочки обмениваются частицами, размываются. При $T \gg T_c$ невозможно выделить какие-либо оболочки. Частицы движутся хаотически. Характерное значение безразмерного параметра $\Gamma = \frac{q^2}{k_B T_c}$, при котором происходит плавление системы, при $N = 37$ есть $\Gamma = 125$, что почти не отличается от величины Γ , при которой происходит плавление системы с относительно большим числом вихрей ($\Gamma = \Gamma_c \approx 130$).

Оказывается, однако, что УСС относительно ближайших частиц соседней оболочки испытывают излом при намного меньших температурах. Для кластера из 37

частиц УСС внешней оболочки относительно ближайших частиц средней оболочки начинают быстро расти при температуре $T_{c1} = 8 \cdot 10^{-4}$ ($\Gamma = \frac{1}{T_{c1}} = 1250$) (рис. 5, a), а УСС средней оболочки относительно ближайших частиц внутренней оболочки — при температуре $T_{c2} = 3 \cdot 10^{-3} = 3 \cdot 10^{-3}$ ($\Gamma = \frac{1}{T_{c2}} = 333$) (рис. 5, b). Это означает, что при этих температурах для соответствующих пар оболочек происходит специфическое ориентационное плавление, характерное для кластеров с оболочечной структурой, т. е. в 2D-кластерах

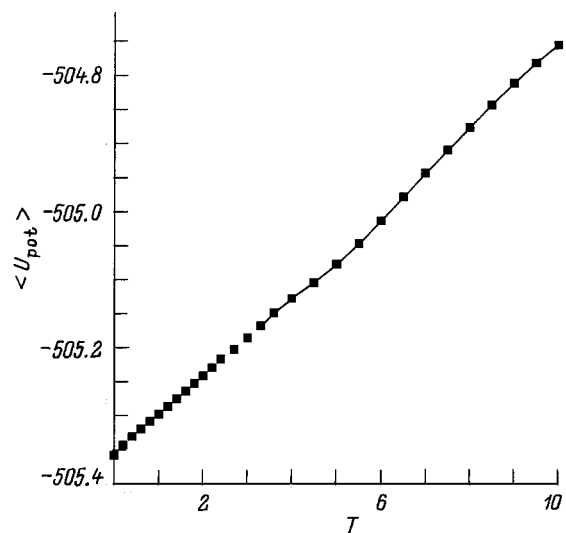


Рис. 6. Полная потенциальная энергия двумерного логарифмического кластера $\langle U_{pot} \rangle$ с числом частиц $N = 37$ как функция температуры.

в некоторый момент оболочки, сохраняя свою кристалличность, начинают поворачиваться относительно друг друга.

Отметим, что фазовые переходы в рассматриваемой мезоскопической системе, как показывает расчет, еще достаточно хорошо определены (т.е. уширение области перехода $\Delta T/T$ еще невелико).

Из рис. 6 видно, что потенциальная энергия почти линейно растет с температурой и не имеет особенностей. Поэтому зависимость потенциальной энергии системы от температуры нельзя использовать для определения температуры плавления.

4. Потенциальные барьеры относительного вращения оболочек и перескока частицы из одной оболочки в другую

Вращение оболочек является низшим возбуждением в случае малых кластеров. Потенциальный барьер вращения (с учетом релаксации, т.е. подстройки частиц к повороту оболочки) можно найти, используя следующую процедуру. Закрепим все частицы кластера в конфигурации, отвечающей глобальному минимуму потенциальной энергии, кроме частиц выделенной оболочки. Все частицы указанной оболочки повернем на угол $\delta\varphi$ относительно других. Затем зафиксируем угол одной частицы из вращающейся оболочки и угол одной частицы из неподвижной оболочки и найдем минимум потенциальной энергии по $(2N - 2)$ переменным с помощью метода случайного поиска (N переменных радиусов r и $(N - 2)$ переменных углов φ). Запомним минимальную потенциальную энергию этой системы. Далее будем повторять эту процедуру, меняя φ , до тех пор, пока не вернемся в первоначальное положение (пока одна оболочка относительно другой не повернется на угол 2π). Таким образом, можно найти зависимость потенциальной энергии системы от угла вращения одной оболочки φ , а также потенциальный барьер вращения.

Для сравнения можно найти потенциальный барьер перескока частицы из одной оболочки в другую, характеризующий радиальное (полное) плавление оболочек. Для этого используем следующую процедуру. Закрепим все частицы кластера в конфигурации отвечающей глобальному минимуму потенциальной энергии, кроме одной частицы, на месте, а эту частицу будем передвигать от центра системы (или к центру) в сторону ее положения в локальном минимуме потенциальной энергии на расстоянии δr . Затем зафиксируем расстояние от этой частицы до центра системы и найдем минимум потенциальной энергии по $(2N - 1)$ переменным с помощью метода случайного поиска ($(N - 1)$ переменных r и N переменных φ). Запомним минимальную потенциальную энергию этой системы. Далее будем повторять эту процедуру до тех пор, пока система не попадет в локальный минимум потенциальной энергии. Таким образом, можно найти

зависимость потенциальной энергии от координаты r частицы "меняющей оболочку", и потенциальный барьер перескока частицы.¹

Описанными выше методами мы нашли потенциальный барьер вращения U_1 и потенциальный барьер перескока частицы из одной оболочки в другую U_2 в кластере из одиннадцати частиц (в глобальном минимуме — конфигурация (3,8), в локальном минимуме — конфигурация (2,9)). Оказалось, что ориентационный барьер существенно ниже радиального: $U_1 = 2.32 \cdot 10^{-6} \ll U_2 = 3.71 \cdot 10^{-2}$, что является наряду со скачком УСС еще одним веским доказательством возможности ориентационного плавления в двумерных кластерах вихрей.

Было бы весьма интересно обнаружить экспериментально новое, ориентационное, плавление в микрокластере вихрей, например, путем наблюдения за вихрями, используя в качестве подложки магнитооптический материал, локальное намагничение которого изучается либо с помощью поляризационного микроскопа (в этом случае возможно наблюдение переориентаций оболочек вихрей в реальном времени), либо с помощью сканирующего туннельного микроскопа, либо с помощью декорирования.

Выражаем признательность С.А. Бразовскому за полезное обсуждение.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований а также программ "Физика твердотельных наноструктур" и "Поверхностные атомные структуры".

Список литературы

- [1] А.А. Абрикосов. ЖЭТФ **32**, 1442 (1957).
- [2] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein et al. Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
- [3] Ю.Е. Лозовик. УФН **153**, 356 (1987).
- [4] J.J. Thomson. Phil. Mag. **S6**, 7, 238 (1904).
- [5] Ю.Е. Лозовик. Изв. РАН **60**, 85 (1996); Ю.Е. Лозовик, Е.А. Ракоч. Письма в ЖЭТФ, в печати (1997).
- [6] Yu.E. Lozovik, V.A. Mandelshtam. Phys. Lett. **A 145**, 269 (1990); Yu.E. Lozovik, V.A. Mandelshtam. Phys. Lett. **A 165**, 469 (1992); F.M. Peeters, V.A. Schweigert, V.M. Bedanov. Physica **B 212**, 237 (1995).
- [7] Y. Pearl. Appl. Phys. Lett. **5**, 65 (1964).
- [8] G.B. Hess. Phys. Rev. **161**, 189 (1967).
- [9] D. Stauffer, A.L. Fetter. Phys. Rev. **168**, 156 (1968).
- [10] L.J. Campbell, R.M. Ziff. Phys. Rev. **B 20**, 1886 (1979).
- [11] Р.И. Игнатьев, Э.Б. Сонин. ЖЭТФ **81**, 2059 (1981).
- [12] Г.Е. Воловик, У. Парц. Письма в ЖЭТФ **58**, 826 (1993).
- [13] H. Totsuji, J.L. Barrat. Phys. Rev. Lett. **60**, 2484 (1988).
- [14] K. Tsuruta, S. Ichimaru. Phys. Rev. **A 48**, 1339 (1993).

¹ Предложенный учет "релаксации" положений частиц при повороте оболочек либо при перескоке частиц между оболочками существенно понижает барьеры относительно переориентации оболочек и относительно перескока. В противном случае, как показывает расчет, получаются нереалистические, завышенные их значения (в первом случае этот эффект особенно велик).