

Квантовое плавление вихревой решетки абрикосова

М.В. Зюбин, И.А. Руднев, В.А. Кашурников

Московский инженерно-физический институт (государственный университет), 115409 Москва, Россия

С помощью квантового алгоритма Монте-Карло проведены расчеты двумерной системы вихрей. Обнаружено, что при низких температурах квантовые флуктуации оказывают существенное влияние на фазовое состояние вихревой системы, приводя, в частности, к плавлению вихревой решетки

Физика вихревого состояния является весьма интересной областью современной науки в силу чрезвычайного многообразия фазовых и структурных переходов, присущих системам вихрей в сверхпроводниках второго рода. Так, если при низких температурах вихревая система находится в кристаллической фазе, то при увеличении интенсивности температурных флуктуаций вихревая решетка разрушается и система переходит в фазу вихревой жидкости. Основные особенности плавления $2D$ вихревой системы в поле дефектов рассматривались в [1-5].

Вместе с тем, экспериментальные исследования свидетельствуют о существовании иных механизмов нарушения порядка в вихревых системах. Так, в [6-10] результаты исследования магнитной релаксации, транспортных свойств и крипа магнитного потока интерпретируются в терминах квантовых флуктуаций вихревой системы. Квантовые флуктуации становятся существенны при $T \rightarrow 0$ в области, где обычные температурные флуктуации уже не оказывают значительного влияния.

Мы предлагаем феноменологическую модель для описания вихревой системы с учетом квантовых флуктуаций различной интенсивности и приводим результаты исследования предложенной модели петлевым методом квантового Монте-Карло в непрерывном мнимом времени.

Для описания квантовых флуктуаций мы рассматриваем вихри как квантовые "частицы" и вводим туннельное слагаемое в Гамильтониан, который с учетом тождественности этих "частиц" будет иметь следующий вид:

$$\hat{H} = -t \sum_{\langle i,j \rangle} (a_i^+ a_j + h.c.) + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V(r_{ij}) n_i n_j - \sum_i \mu_i n_i, \quad (1)$$

Первое слагаемое в (1) описывает перескок частиц между узлами $i-j$ с амплитудой перескока t (между ближайшими соседями). Второе слагаемое описывает парное взаимодействие, третий член включает в себя все взаимодействия, линейные по числу частиц. Все расчеты выбирались в относительных энергетических единицах.

Для моделирования мы использовали SSE алгоритм квантового Монте-Карло [11]. В представлении взаимодействия Гамильтониан системы пред-

ставляется в виде суммы невозмущенной (диагональной) части и возмущения:

$$\hat{H} = \hat{D} + \hat{V} \quad (2)$$

Статистическая сумма системы в свою очередь может быть представлена следующим образом:

$$Z = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \int_0^{\beta} d\tau_1 \int_0^{\tau_1} d\tau_2 \dots \int_0^{\tau_{n-1}} d\tau_n T \tau \{ \hat{V}(\tau_1) \hat{V}(\tau_2) \dots \hat{V}(\tau_n) \} \quad (3)$$

$$\hat{V}(\tau) = e^{\tau \hat{D}} \hat{V} e^{-\tau \hat{D}} \quad (4)$$

Далее, следуя процедуре SSE алгоритма, возмущение может быть представлено в виде суммы операторов возмущений, действующих по связям. Процедура моделирования состоит из диагонального апдейта, изменяющего порядок разложения n и петлевого апдейта, приводящего к рождению-уничтожению кинков. Преимуществом данного метода является возможность работы в большом каноническом ансамбле непосредственно в непрерывном мнимом времени τ .

Нами рассмотрена двумерная системы вихрей на треугольной сетке с учетом квантовых эффектов. Для анализа поведения вихревой системы рассчитывались следующие величины:

$$S_6 = \left\langle \sum_{i=1}^N \frac{1}{Z_i} \sum_{j=1}^{Z_j} e^{i6\theta_{ij}} \right\rangle \quad (5)$$

- структурный фактор S_6 и

$$\rho_s = \frac{1}{2t\beta} \langle W^2 \rangle \quad (6)$$

- сверхтекучая плотность системы ρ_s . Сверхтекучая плотность вводится нами в соответствии со

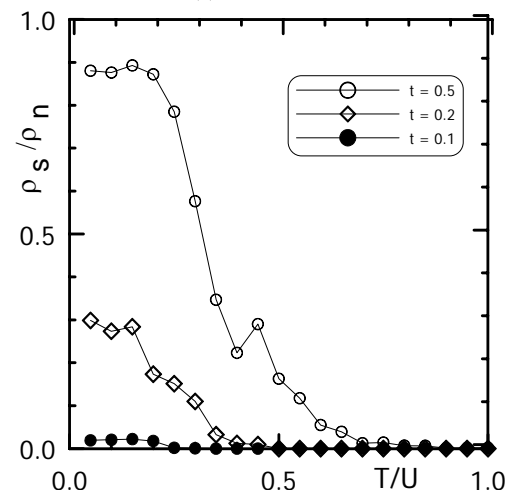


Рис.1. Температурная зависимость сверхтекучей плотности при различных t . $U=1.0$.

стандартным определением [12]. Как видно из вы-

ражения (6) сверхтекучая плотность пропорциональна среднему квадрату, так называемого winding number W , параметра, характеризующего топологическую конфигурацию мировых линий. Расчеты были проведены для системы вихрей на треугольной сетке 10×10 узлов с одним центром пиннинга глубиной $\mu=0.1 U$, где U – энергетический фактор в выражении для парного взаимодействия вихрей [1].

На Рис.1 представлены графики зависимостей сверхтекучей плотности от температуры при различных значениях параметра квантового перескока t . Видно, что при малом значении параметра $t=0.1$ сверхтекучая плотность в системе практически отсутствует во всем диапазоне рассматриваемых температур. В тоже время при $t=0.5$ на графике наблюдается четкое плато, соответствующее квантовому режиму вихревой системы. Повышение T приводит к понижению сверхтекучей плотности, что соответствует переходу системы в классический режим. Следует отметить, что большое значение сверхте-

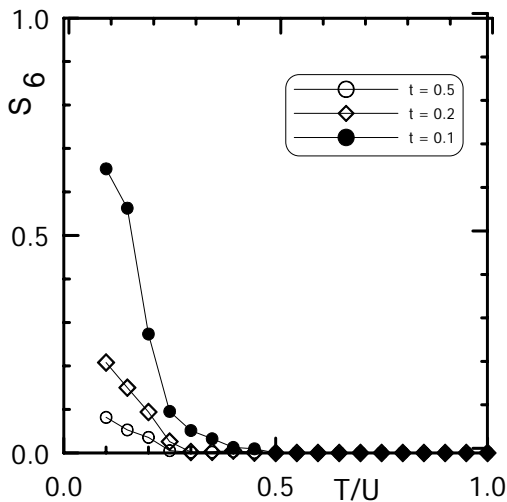


Рис.2. Температурная зависимость структурного фактора при различных t . $U=1.0$.

кучей плотности имеет для вихревой системы иной физический смысл, чем для других систем. Обычно, если система находится в сверхтекучем состоянии, диссипация отсутствует. Однако высокая подвижность вихрей, как известно, сопровождается диссипацией энергии, и, следовательно, высокое значение сверхтекучей плотности соответствует большим потерям энергии. Таким образом, квантовые флуктуации могут привести к диссипации энергии в областях тех температур, где при классическом рассмотрении потери должны отсутствовать.

На Рис.2 представлены зависимости структурного фактора S_6 от температуры. Видно, что при высокой T значение S_6 стремится к нулю для всех рассмотренных значений параметра t . При уменьшении температуры наблюдается рост S_6 . Причем в случае почти классической системы $t=0.1$ система более упорядочена при низких температурах, чем в случае сильных квантовых флуктуаций $t=0.5$.

Для того чтобы проследить поведение системы вихрей при изменении интенсивности квантовых флуктуаций, нами проведены расчеты при фиксированной температуре $T=0.1$ и различных значениях параметра t . Из Рис.3 видно, что при увеличении t наблюдается рост сверхтекучей плотности. Это соответствует переходу в квантовый режим. Одновременно уменьшается структурный фактор S_6 , то есть система вихрей разупорядочивается. Иными

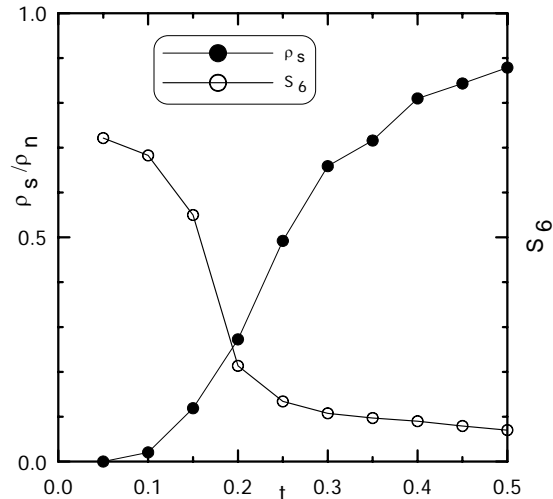


Рис.3. Зависимость сверхтекучей плотности и структурного фактора от t при $T=0.1$, $U=1.0$.

словами, наблюдается плавление вихревой системы под действием квантовых флуктуаций. Таким образом, нами показана возможность плавления вихревой системы в области низких температур под воздействием квантовых флуктуаций.

1. В.А. Кашурников, И.А. Руднев, М.Е. Грачева, О.А. Никитенко, ЖЭТФ **117**, 196 (2000).
2. I.A. Rudnev, V.A. Kashurnikov, M.E. Gracheva, O.A. Nikitenko, Physica C **332**, 383(2000).
3. В.А. Кашурников, И.А. Руднев, М.В. Зюбин, ЖЭТФ **121**, 442 (2002).
4. М. В. Зюбин, И. А. Руднев, В. А. Кашурников, Письма в ЖЭТФ **76**, 263 (2002).
5. М. В. Зюбин, И. А. Руднев, В. А. Кашурников, ЖЭТФ **123**, 1212 (2003).
6. T. Sasaki, T. Fukuda, N. Yoneyama, N. Kobayashi, Phys. Rev. B **67**, 144521 (2003).
7. T. Sasaki, T. Fukuda, T. Nishizaki, T. Fujita, N. Yoneyama, N. Kobayashi, W. Biberacher, Phys. Rev. B **66**, 224513 (2002).
8. S. Okuma, M. Morita, Y. Imamoto, Phys. Rev. B **66**, 104506 (2002).
9. M.M. Mola, S. Hill, J.S. Brooks, J.S. Qualls, Phys. Rev. Lett. **86**, 2130(2001).
10. Y. Z. Zhang et al., Appl. Phys. Lett **81**, 4802 (2002).
11. M. V. Zyubin and V. A. Kashurnikov, Phys. Rev. E **69**, 036701 (2004).
12. G.G. Batrouni, B. Larson, R. T. Scalettar, J. Tobochnik, J. Wang, Phys. Rev. B **48**, 9628-9635 (1993).