

02,11,12

Переход зарядовый порядок—сверхтекучесть в двумерной системе локальных бозонов и возникающие доменные структуры

© А.С. Москвин¹, Ю.Д. Панов¹, Ф.Н. Рыбаков^{1,2}, А.Б. Борисов^{1,2}

¹ Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

² Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

E-mail: alexander.moskvin@urfu.ru

Мы использовали высокопроизводительные параллельные вычисления на графических картах NVIDIA методом нелинейных сопряженных градиентов и методом Монте-Карло, чтобы непосредственно наблюдать формирование конфигурации основного состояния двумерной системы локальных бозонов с понижением температуры и ее эволюции с отклонением от половинного заполнения. Это позволило нам исследовать необычные особенности фазового перехода зарядовый порядок—сверхтекучесть, в частности, формирование нерегулярной доменной структуры, возникновение нитевидной сверхтекучей структуры, конденсирующейся в антифазных границах доменов зарядово-упорядоченной фазы, а также формирование и эволюцию различных топологических структур.

Работа выполнена при поддержке программы 211 правительства Российской Федерации, соглашение № 02.A03.21.0006 и проектов № 2277 и № 5719 Министерства образования и науки Российской Федерации.

DOI: 10.21883/FTT.2017.11.45045.04k

1. Введение

Модель квантового решеточного бозе-газа и локальных бозонов имеет долгую историю и первоначально была использована для обычных сверхпроводников и квантовых кристаллов, таких как ^4He , где сверхтекучесть сосуществует с кристаллическим порядком. Затем модель Бозе—Хаббарда была использована как модель перехода сверхпроводник—изолятор в системах с локальными бозонами, биполяронами или предварительно сформированными куперовскими парами, а также для описания анизотропных квантовых магнетиков, пленок сверхтекучего гелия и фазы сверхтекучего твердого тела. Двумерные модели Бозе—Хаббарда использовались для описания сверхпроводящих пленок и массивов джозефсоновских контактов. Самый недавний интерес к системе локальных бозонов связан с выдающимися результатами по бозе-эйнштейновским конденсатам атомных систем, полученных путем захвата нейтральных атомов в оптической решетке. Тем не менее, мы хотели бы напомнить и подчеркнуть тесную связь модели локальных бозонов с физикой ВТСП-купратов как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии (см., например, [1]). С приходом эры спиновых флуктуаций и квантовых осцилляций интерес к этой модели заметно остыл, и она была незаслуженно забыта. Мы полагаем, что природа особых свойств купратов может быть связана с наблюдаемыми в них высокой диэлектрической проницаемостью и сильными электронно-решеточными поляризационными эффектами, а также с их неустойчивостью по отношению к конденсации экситонов с $d-d$ переносом заряда [2,3,4] и эволюцией в электронно-дырочную (ЭД) систему. В отличие от электронно-дырочной жидкости

в полупроводниках, которая представляет собой двухкомпонентную ферми-жидкость, ЭД-система в купратах представляет собой систему локализованных электронных $[\text{CuO}_4^{7-}]$ и дырочных $[\text{CuO}_4^{2-}]$ центров, или, номинально, Cu^{1+} и Cu^{3+} ионов с двухчастичным бозон-подобным транспортом. Такая ЭД-система эквивалентна системе локальных бозонов [2,3,4]. Реальная фазовая диаграмма $T-x$ для ВТСП-купратов отражает результат борьбы в основном состоянии между двумя простыми фазами: бозонной $\text{Cu}^{1+}-\text{Cu}^{3+}$ ЭД-системой и фермионной системой $\text{Cu}^{2+}-\text{Cu}^{3+}$ или $\text{Cu}^{2+}-\text{Cu}^{1+}$, в частности, конкуренции между двух- и одночастичным транспортом с сопротивлением $\propto T$ и $\propto T^2$ соответственно. Для описания более сложной бозонфермионной системы $\text{Cu}^{1+}-\text{Cu}^{2+}-\text{Cu}^{3+}$ можно использовать псевдоспиновый ($S = 1$) формализм (модель зарядового триплета) [2,3,4,5,6] или более традиционные бозонфермионные сценарии (см., например, [7,8]).

По аналогии с обычными спиновыми системами, псевдоспиновый формализм ($S = 1$) позволяет предсказать различные типы диагонального и недиагонального дальнего порядка и псевдоспиновых возбуждений, в том числе, соизмеримый и несоизмеримый зарядовые порядки (волны псевдоспиновой плотности), фазы сверхтекучей жидкости и сверхтекучего твердого тела, различные топологические возбуждения, характерные для двумерных систем, в частности, новый тип топологических дефектов для родительских купратов [5].

Чисто бозонный бесспиновый сценарий для допированных купратов является очевидным упрощением, однако он позволяет описать многие характерные черты зарядовой степени свободы в нормальном и сверхпроводящем состояниях, в том числе, необычную псевдошеле-

вую фазу [2,3,4,6], которая может быть связана с типичной для системы локальных бозонов фазой зарядового порядка. Простейший пример перехода от зарядового упорядочения к сверхтекучей жидкости реализуется в двумерной модели заряженных локальных бозонов.

В настоящей работе мы использовали высокопроизводительные параллельные вычисления на графических картах NVIDIA, чтобы непосредственно наблюдать формирование конфигурации основного состояния двумерной системы локальных бозонов с понижением температуры и ее трансформацию с ростом отклонения от половинного заполнения, при котором корреляционно-индуцированная изолирующая фаза с локализованными частицами трансформируется в сверхтекучую фазу.

2. Модель локальных бозонов

Гамильтониан локальных (hard-core) бозонов имеет стандартный вид [9,10,11,12]

$$H_{hc} = - \sum_{\langle ij \rangle} t_{ij} \hat{P} (\hat{b}_i^\dagger \hat{b}_j + \hat{b}_j^\dagger \hat{b}_i) \hat{P} + \sum_{\langle ij \rangle} V_{ij} n_i n_j - \mu \sum_i n_i, \quad (1)$$

где проекционный оператор \hat{P} „запрещает“ двукратное заселение любого узла решетки, \hat{b}_i^\dagger (\hat{b}_i) — операторы Паули рождения (уничтожения) с коммутационными соотношениями Бозе для разных узлов $[\hat{b}_i, \hat{b}_j^\dagger] = 0$, если $i \neq j$, $[\hat{b}_i, \hat{b}_i^\dagger] = 1 - 2n_i$, $n_i = \hat{b}_i^\dagger \hat{b}_i$; N — полное число узлов, μ — химический потенциал, определяемый из условия фиксированного числа бозонов $\sum_{i=1}^N \langle n_i \rangle$, t_{ij} — эффективный интеграл переноса, V_{ij} — межцентровое взаимодействие бозонов. Ниже мы рассматриваем перенос и бозон-бозонное отталкивание только между ближайшими соседями, $V_{ij} = V_{nm} = V > 0$, $t_{ij} = t_{nm} = t > 0$. Стоит отметить, что вблизи половинного заполнения, когда концентрация $n = \frac{N}{1} \sum_{i=1}^N \langle n_i \rangle \approx 1/2$, можно ввести перенормировку $n_i \rightarrow n_i - 1/2$, или нейтрализующий фон, что сразу обеспечивает симметрию частица–дырка. Система локальных бозонов с отталкиванием на соседних узлах эквивалентна квантовому магнетику с постоянной намагниченностью — системе спинов $s = 1/2$ во внешнем поле, направленном вдоль оси z [9]. При учете нейтрализующего фона система описывается эффективным псевдоспиновым гамильтонианом

$$H_{hc} = \sum_{\langle ij \rangle} J_{ij}^{xy} (\hat{s}_i^+ \hat{s}_j^- + \hat{s}_j^+ \hat{s}_i^-) + \sum_{\langle ij \rangle} J_{ij}^z \hat{s}_i^z \hat{s}_j^z - \mu \sum_i \hat{s}_i^z, \quad (2)$$

где $J_{ij}^{xy} = 2t_{ij}$, $J_{ij}^z = V_{ij}$, $\hat{s}_i^- = \frac{1}{\sqrt{2}} \hat{b}_i$, $\hat{s}_i^+ = -\frac{1}{\sqrt{2}} \hat{b}_i^\dagger$, $\hat{s}_i^z = -\frac{1}{2} + \hat{b}_i^\dagger \hat{b}_i$, $\hat{s}_i^\pm = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{s}_i^x \pm i \hat{s}_i^y)$.

Локальный порядок в такой системе описывается тремя параметрами: $\langle \hat{s}^z \rangle = n - 1$; $\langle \hat{s}^\pm \rangle = |\langle \hat{s}^\pm \rangle| e^{\pm i\varphi}$, связанными с зарядовой и сверхтекучей степенями свободы соответственно.

При половинном заполнении реализуются две фазы: „диагональный“ зарядовый порядок (charge order, CO) или „недиагональный“ сверхтекучий (superfluid, SF) дальний порядок при $V > 2t$ или $V < 2t$ соответственно. Однако при отклонении от половинного заполнения многочисленные исследования указывают на возникновение фазы сверхтекучего твердого тела (supersolid, SS) или фазы CO + SF с одновременно не равными нулю „диагональным“ и „недиагональным“ параметрами порядка (см. ссылки в [10,11,12]).

На рис. 1 представлена фазовая диаграмма системы локальных бозонов на квадратной решетке с интегралом переноса ближайшим соседям $t_{nm} = t$ для $V_{nm} = V = 3t$ ($J^z = (3/2)J^{xy}$), построенная по результатам расчетов методом квантового Монте-Карло (QMC) из работы [12]. При половинном заполнении система переходит в CO-фазу при $T_{CO} \approx 0.5V = 1.5t$ [12]. Отклонение Δn от половинного заполнения приводит к появлению SF- или CO + SF-фазы. Линия A–B показывает температуру $T_{KT}(\Delta n)$ фазового перехода Березинского–Костерлица–Таулеса; линия C–B–D–C соответствует фазовому переходу первого рода; линия D–E, которая может быть названа температурой псевдощели $T^*(\Delta n)$, соответствует фазовому переходу второго рода CO–NO в неупорядоченную (non-ordered, NO) фазу. Важно отметить, что SS-фаза, существующая при отклонении Δn от половинного заполнения как стабильная в приближении среднего поля [1], оказывается термодинамически неустойчивой по отношению к фазовому разделению на CO- и SF-фазы согласно результатам расчетов методом QMC [12].

Фазовая диаграмма локальных бозонов в приближении среднего поля хорошо известна (см., например, [1]). Прежде всего при отклонении Δn от половинного заполнения при $T = 0$ и $V > 2t$ появляется однородная SS-фаза, которая при критической концентрации

$$\Delta n_c = \frac{1}{2} \left(\frac{V - 2t}{V + 2t} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

переходит в SF-фазу. При $V = 3t$ значение $\Delta n_c = n_{cr} \approx 0.11$, которое получается из расчетов методом QMC [12]. Температура перехода между фазами NO и CO для двумерной квадратной решетки в приближении среднего поля задается выражением

$$T_{CO} = 2 \left(\frac{1}{4} - \Delta n^2 \right) V. \quad (4)$$

При половинном заполнении ($\Delta n = 0$) величина $T_{CO} = V/2$ немного меньше, чем точное значение Онзагера для модели Изинга ($t = 0$)

$$T_{CO} = \frac{V}{2 \ln(1 + \sqrt{2})} \approx 0.567V. \quad (5)$$

Несмотря на значительные количественные различия между собой, фазовые диаграммы на рис. 1 обнаруживают явное сходство с фазовой диаграммой для допированных купратов.

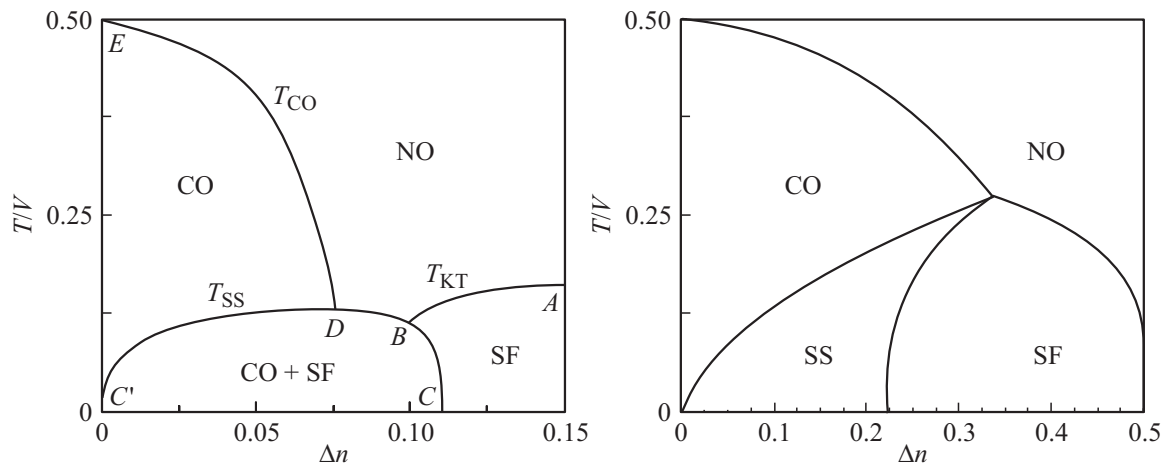


Рис. 1. Фазовая диаграмма системы локальных бозонов на квадратной решетке полученная методом QMC (левая панель) и в приближении среднего поля (правая панель). Линия *A–B* показывает температуру фазового перехода Березинского–Костерлица–Таулеса; линия *C–B–D–C* соответствует фазовому переходу первого рода; линия *D–E* соответствует фазовому переходу второго рода.

Для спиновых систем $s = 1/2$ CO-фаза соответствует z -ориентированной антиферромагнитной (AFM) фазе, с анизотропией типа „легкая ось“ ($J_{nn}^z > |J_{nn}^{xy}|$), SS-фаза соответствует угловой фазе, а SF-фаза — скошенной AFM фазе спинфлоп, имеющей анизотропию типа „легкая плоскость“ ($J_{nn}^z < |J_{nn}^{xy}|$) или находящейся в магнитном поле, ориентированном вдоль оси z ; Δn имеет смысл намагниченности. При $J^z = |J_{nn}^{xy}|$ имеет место так называемая точка Гейзенберга, в которой симметрия системы возрастает до группы O_3 , и в этом случае в двумерной системе дальний порядок возникает только при $T = 0$.

Спин-флоп переход в квантовых антиферромагнетиках со спином $s = 1/2$ или эволюция зарядово-упорядоченного основного состояния двумерной системы локальных бозонов при допировании остаются горячо обсуждаемыми фундаментальными проблемами в физике конденсированных сред. Результаты вычислений методом QMC [12] указывают на термодинамическую неустойчивость SS-фазы по отношению к фазовому разделению на CO- и SF-фазы, однако метод QMC не дает наглядной картины разделения фаз. Физика фазового разделения CO + SF в модели Бозе–Хаббарда связана с быстрым увеличением энергии однородного CO-состояния при допировании от половинного заполнения из-за больших затрат энергии на „псевдо–спин–флип“. Другими словами, энергетические затраты на допирование бозонами или дырками CO-фазы шахматного типа относительно велики из-за большого вклада бозон-бозонного отталкивания. Следовательно, энергетически выгоднее „выделять“ лишние бозоны (дырки) из CO-состояния и располагать их в конечных кластерах с относительно небольшим числом частиц.

В работе [13] была рассмотрена модель, где бозонное(дырочное) допирование системы локальных бозонов приводит к зарождению топологических дефектов или доменов, в которых сверхтекучая бозе-жидкость и дополнительные бозоны оказываются локализованными в

доменных стенках. Такое топологическое разделение фаз CO + SF вместо однородной SS-фазы было предложено для описания эволюции локальных бозонов при отклонении Δn от половинного заполнения.

Аналогия с магнетиками позволяет однозначно предсказать поведение системы локальных бозонов при допировании. Действительно, допирование бозоном или дыркой „шахматной“ CO-фазы соответствует намагничиванию антиферромагнетика в направлении оси z . В однородной I_z -фазе анизотропного антиферромагнетика типа „легкая ось“ локальные затраты энергии на спин-флип весьма велики. Однако намагничивание анизотропного антиферромагнетика в направлении легкой оси может протекать как фазовый переход первого рода с топологическим разделением фаз из-за существования антифазных доменов. Антифазные доменные стенки являются естественными центрами зародышеобразования для фазы спин-флоп, имеющей большую поперечную магнитную восприимчивость по сравнению с продольной, что обеспечивает выигрыш в энергии поля. Именно доменные стенки будут определять неоднородную картину намагниченности для такого анизотропного легкоосного антиферромагнетика в относительно слабом внешнем магнитном поле.

В целом, в настоящее время многие вопросы, касающиеся происхождения, детальной структуры фазового состояния CO + SF и его эволюции в зависимости от температуры и допирования остаются без ответа.

3. Результаты компьютерного моделирования 2D-системы локальных бозонов

Для минимизации функционала энергии 2D-системы локальных бозонов мы использовали высокопроизводительные параллельные вычисления на графических

картах NVIDIA методом нелинейных сопряженных градиентов [14], а также методом Монте-Карло, чтобы непосредственно наблюдать формирование конфигурации основного состояния с понижением температуры и ее эволюции при отклонении от половинного заполнения, что позволило нам исследовать новые особенности фазовых переходов, в частности, рассмотреть зарождение нерегулярной доменной структуры, локализацию допированных бозонов при отклонении от половинного заполнения и процесс разделения фаз.

Первоначально мы проводили расчет для гамильтониана (2) на квадратной решетке 256×256 при половинном заполнении ($n = 1/2$) при значении межузельного отталкивания $V_{nn} = V = 3t_{nn}$, что является типичным для многих расчетов методом QMC [10,11,12]. В дальнейшем мы будем придерживаться обозначений, принятых в этих работах.

Прежде всего, мы рассмотрели формирование фазового состояния в процессе отжига (термализации). Расчет первоначально начинался с высокой температуры, $T \approx 2T_{cr}$. Отжиг сопровождался образованием неустойчивой доменной структуры CO-фазы с антифазными 180-градусными доменными границами, центр которых характеризуется большим значением параметра SF-порядка, которое уменьшается в глубине области CO-фазы. Это свидетельствует о наличии „нитевидной“ (filamentary) сверхтекучести, зародившейся в антифазных границах. Сам термин „нитевидная сверхтекучесть“ является полным аналогом более привычного термина „нитевидная сверхпроводимость“. Мы связываем нитевидную сверхтекучесть с центральной областью антифазной доменной стенки (границы между двумя доменами CO-фазы), которая характеризуется отличным от нуля параметром SF-фазы.

Обычно для малой и средней анизотропии отжиг завершается формированием системы доменов с замкнутыми доменными стенками, которые быстро разрушаются, создавая таким образом однородное однодоменное CO-состояние с едва заметной остаточной неоднородностью. При самых низких температурах при половинном заполнении мы наблюдали формирование почти идеальной зарядово-упорядоченной структуры типа шахматной доски, которая затем не изменялась при увеличении температуры до T_{CO} . Слабое отклонение от половинного заполнения в этом случае приводило к зарождению двух типов топологических дефектов. Первый тип — это необычные мелкие наноскопические дефекты с эффективным радиусом в несколько постоянных решетки, содержащие один допированный бозон, которые характеризуются в центре сильным искажением CO-порядка, а на расстоянии трех-четырех координационных сфер от центра — появлением локального сверхтекучего порядка. Второй тип — большие топологические дефекты (капли), имеющие главным образом форму круга и способные вместить множество бозонов. Они состоят из ядра (SF-фазы) и кольцеобразной границы (SS-фазы). Компьютерное моделирование показывает возникновение критического радиуса для устойчивости больших

цилиндрических дефектов. С увеличением допирования объемная доля больших дефектов растет, происходит изменение их формы и их слияние вплоть до полного фазового превращения CO–SF. В то же время стоит отметить сохранение уменьшающейся объемной доли CO-фазы шахматного типа вплоть до больших значений Δn .

Систематические исследования показали, что в некоторых случаях понижение температуры приводит к формированию устойчивой низкотемпературной доменной структура CO-фазы со страйп-подобными несвязанными (в пределах размера нашей решетки) доменными стенками, ориентированными вдоль главных осей решетки. Наряду с простым однородным („ферромагнитным“) распределением параметра порядка SF-фазы эти одномерные стенки могут иметь необычную многодоменную топологическую структуру с высокой плотностью 2π -границ, разделяющих одномерные фазовые домены.

Эволюция однородных и страйп-подобных конфигураций основного состояния локальных бозонов для умеренной анизотропии $V = 3t$ при допировании показана на рис. 2, *a, b*.

Небольшое отклонение от половинного заполнения при $\Delta n \leq 0.01$ практически приводит к видимым эффектам, слегка нарушая остаточную неоднородность исходного однородного состояния. Однако при $\Delta n \approx 0.01$ наблюдается внезапное зарождение довольно крупных топологических дефектов (капель), имеющих главным образом круговую форму, и состоящих из SF-ядра и кольцеобразной SS-границы. Эти капли могли вместить все допированные бозоны, сохраняя тем самым однородную окружающую CO-фазу. С увеличением допирования мы приходим к хорошо выраженному разделению фаз с растущей объемной долей больших дефектов, изменением их формы и их слиянием вплоть до полного фазового перехода CO–SF вблизи критического значения $\Delta n_{cr} \approx 0.22$. Эволюция страйп-подобной CO-фазы с нитевидной сверхтекучестью при отклонении от половинного заполнения идет по другому сценарию, поскольку допированные бозоны локализуются в центре узких доменных стенок, что приводит к их равномерному уширению вплоть до образования доменов SF-фазы. Интересно, что структура конечной SF-фазы в этом случае зависит от исходной топологической структуры фазового параметра SF-фазы (φ) в одномерных доменных границах. На рис. 2, *b* представлен вариант начального состояния с двумя одномерными доменными стенками с равномерным распределением фазового параметра SF-фазы для нижней стенки и с доменной 2π -границей, разделяющей одномерные фазовые домены для верхней стенки. Ориентация фазового угла φ внутри доменных стенок представлена на рис. 3 для $n = 0.02$ и схематично показана на рис. 2, *b* для $n = 0.1$. С отклонением от половинного заполнения в хорошо выраженном режиме разделения фаз мы приходим к системе почти параллельных доменов CO- и SF-фаз, разделенных доменными стенками SS-фазы. Однако регулярная доменная структура становится все более и более неустойчивой

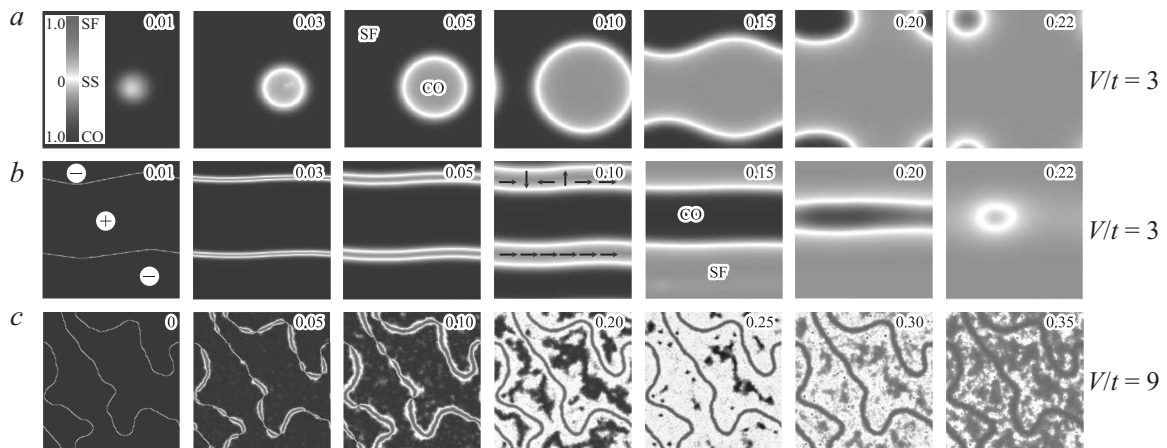


Рис. 2. Эволюция конфигурации основного состояния локальных бозонов при допировании. В правых верхних углах каждой части рис. 2 указано отклонение от половинного заполнения Δn . *a*) Зарождение и рост топологических дефектов (капель), которые могут вместить все допированные бозоны. *b*) Уширение доменных границ страйп-подобной фазы CO и возникновение в них нитевидной фазы SF за счет локализации допированных бозонов внутри доменных границ. Знаки „плюс“ и „минус“ указывают на разные CO-домены. При хорошо выраженном разделении фаз возникает системы почти параллельных доменов фаз CO и SF, разделенных доменными границами фазы SS. Ориентация фазового угла φ внутри доменных стенок схематически показана для $\Delta n = 0.1$. *с*) При $\Delta n < 0.01$ допированные бозоны локализуются в центре узких доменных стенок, разрушая нитевидную сверхтекучесть без видимых преобразований доменов. При дальнейшем допировании доменные границы „разбухают“ неравномерно. Постепенно эти расширения и „капли“ зарождаются и внутри доменов, и в итоге покрывают всю решетку. Топология домена CO-фазы сохраняется до очень высокого уровня допирования. Разные оттенки серого соответствуют разным значениям параметров порядка.

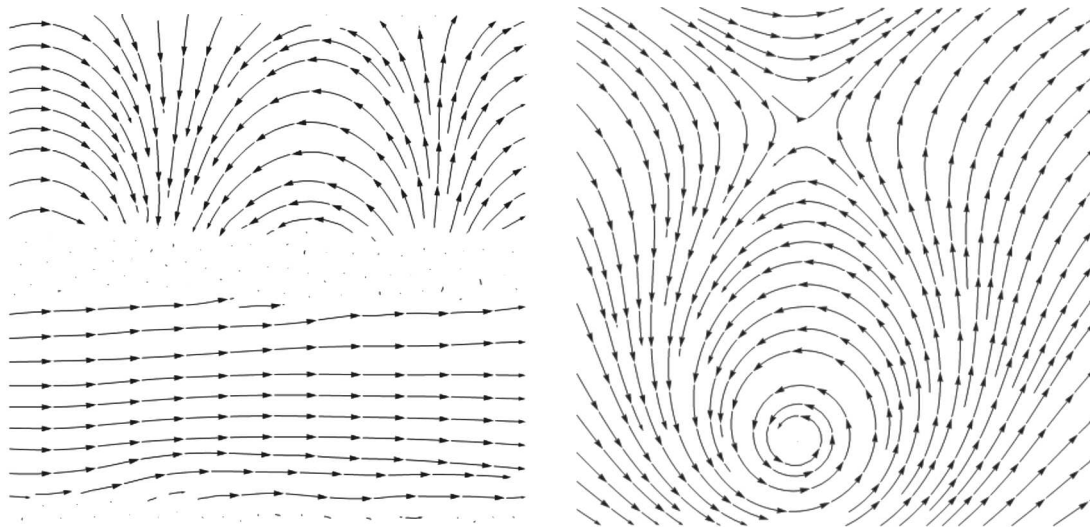


Рис. 3. Левая панель: распределение фазового параметра SF-фазы в одномерных доменах ($\Delta n = 0.02$). Правая панель: распределение параметра порядка SF-фазы в устойчивом топологическом скирмион-подобном дефекте ($\Delta n = 0.25$).

с приближением к точке фазового перехода CO–SF. Вблизи $\Delta n \approx \Delta n_{cr}$ остатки CO-фазы коллапсируют в скирмион-подобный топологический дефект, который, очевидно, связан с доменной 2π -границей, разделяющей одномерные фазовые домены (см. рис. 3). Этот точечный дефект выживает вплоть до максимального допирования. Уникальная топология и устойчивость точечного дефекта особенно хорошо демонстрируется распределением параметра SF-фазы на рис. 3. Интересно, что эта эволюция не может быть воспроизведена в обратном порядке,

при переходе SF–CO с уменьшением допирования. Начальная страйп-структура не восстанавливается, вместо этого мы наблюдали появление необычного скирмион-подобного цилиндрического дефекта в матрице CO-фазы, который разрушается с приближением к половинному заполнению.

Компьютерное моделирование фазового перехода CO–SF в случае существенно более сильной анизотропии $V = 9t$ обнаружило необычное поведение двумерной системы локальных бозонов. В отличие от предыдущей

ситуации умеренной анизотропии, процедура термализации приводила в этом случае к появлению хорошо развитой „жесткой“ доменной структуры со 180-градусными доменными стенками, центр которых характеризуется большим параметром SF-фазы. Это свидетельствует о наличии нитевидной сверхтекучести, локализованной в антифазных доменных стенках, существующих внутри СО-фазы. Как и следовало ожидать, ширина стенки увеличивается при увеличении интеграла переноса бозона.

Слабое отклонение от половинного заполнения ($n \leq 0.01$) не приводит к видимой модификации доменной структуры (см. рис. 2, *c*), поскольку допированные бозоны локализуются в центре узких доменных стенок, разрушая нитевидную сверхтекучесть без видимых преобразований доменов. Однако дальнейший рост допирования доменных стенок приводит к их сильной трансформации в очень малом диапазоне Δl . Небольших количеств избыточных бозонов оказывается достаточно для разрушения правильных узких доменных стенок. При этом допирование сопровождалось образованием различных неустойчивых внутриграницных структур, в частности, лестничных структур, образованных бозонными димерами. Затем „полностью заполненная“ доменная стенка регулярно уширяется, так как дополнительные бозоны предпочитают занимать делокализованные состояния вне центра стенки, образуя довольно протяженную оболочку с неоднородным распределением параметров порядка SF- и SS-фаз. При дальнейшем допировании стенки неравномерно „разбухают“, их регулярная форма разрушается. Постепенно эти расширения и „капли“ зарождаются и внутри доменов, и наконец покрывают всю решетку (см. рис. 2, *c*). Однако топология доменов СО-фазы сохраняется до очень высокого уровня допирования, хотя структура доменных стенок значительно изменяется. Рис. 2, *c* хорошо иллюстрирует этот своеобразный „эффект памяти“.

4. Заключение

Используя высокопроизводительные параллельные вычисления на графических картах NVIDIA методом нелинейных сопряженных градиентов методом классического Монте-Карло мы смогли наблюдать в реальном времени формирование конфигурации основного состояния двумерной системы локальных бозонов с понижением температуры и ее эволюцию с отклонением от половинного заполнения. Компьютерное моделирование позволило нам выявить новые особенности фазового перехода СО–SS–SF для двумерной системы локальных бозонов, которые не могут быть описаны ни в приближении среднего поля, ни методом QMC, в частности, зарождение нерегулярной доменной структуры с нитевидной сверхтекучестью на фоне стабильной СО-фазы. В доменных границах может поддерживаться топологически нетривиальный сверхтекучий фазовый порядок, причем эволюция страйп-структуры может привести к формированию устойчивого топологического дефекта

типа скирмиона. Отметим, что в отличие от истинной гейзенберговской спиновой системы, стабильные скирмионы в псевдоспиновой системе ($s = 1/2$) могут наблюдаться благодаря ограничению на суммарную z -компоненту псевдоспина. Мы считаем, что все обнаруженные особенности универсальны и должны учитываться при обсуждении фазовых переходов и разделения фаз в различных (псевдо)спиновых системах, в частности, в допированных купратах (см., например, [15]). Кроме того, обнаружение стабильных нитевидных сверхтекучих структур в номинально изолирующей СО-матрице открывает новые пути создания конкретных сверхпроводящих гетероструктур, перспективных с точки зрения повышения критической температуры [16].

Один из авторов (АСМ) благодарит А. Bianconi, R. Micnas и А. Менушенкова за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] R. Micnas, J. Ranninger, S. Robaszkiewicz. *Rev. Mod. Phys.* **62**, 113(1990).
- [2] A.S. Moskvin. *Phys. Rev. B* **84**, 075116 (2011).
- [3] A.S. Moskvin. *J. Phys.: Condens. Matter* **25**, 085601 (2013).
- [4] A.S. Moskvin. *J. Phys.: Conf. Ser.* **592**, 012076 (2015).
- [5] A.S. Moskvin. *ЖЭТФ* **148**, 549 (2015).
- [6] A.S. Moskvin. *J. Supercond. Nov. Magn.* **29**, 1057 (2016).
- [7] R. Micnas. *Phil. Mag.* **95**, 622 (2015).
- [8] A.P. Menushenkov, A.V. Kuznetsov, K.V. Klementiev, M.Yu. Kagan. *J. Supercond. Nov. Magn.* **29**, 701 (2016).
- [9] H. Matsuda, T. Tsuneto. *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **46**, 411 (1970).
- [10] G.G. Batrouni, R.T. Scalettar. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1599 (2000).
- [11] F. Hebert, G.G. Batrouni, R.T. Scalettar, G. Schmid, M. Troyer, A. Dorneich. *Phys. Rev. B* **65**, 014513 (2001).
- [12] G. Schmid, S. Todo, M. Troyer, A. Dorneich. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 167208 (2002).
- [13] A.S. Moskvin. *Phys. Rev. B* **69**, 214505 (2004).
- [14] F.N. Rybakov, A.B. Borisov, A.N. Bogdanov. *Phys. Rev. B* **87**, 094424 (2013).
- [15] G. Campi, A. Bianconi, N. Poccia, G. Bianconi, L. Barba, G. Arrighetti, D. Innocenti, J. Karpinski, N.D. Zhigadlo, S.M. Kazakov, M. Burghammer, M.V. Zimmermann, M. Sprung, A. Ricci. *Nature* **525**, 359 (2015).
- [16] A. Bianconi. *Int. J. Mod. Phys. B* **13**, 3289 (2000).