

ДИНАМИКА ТОПОЛОГИЧЕСКИХ ДИСЛОКАЦИЙ В ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ ТЕРМОКОНВЕКЦИИ МАРАНГОНИ – БЕНАРА

В.О. Аффенченко, А.Б. Езерский

Экспериментально исследовано взаимодействие двух точечных дислокаций, искусственно введенных в совершенную шестигранную структуру, возникающую при конвекции Марангони – Бенара в тонком слое жидкости. Выяснено, что движение дислокаций происходит вдоль узких коридоров в поле суммы фаз трех мод, образующих шестигранную структуру, внутри которых наблюдались большие градиенты фазового поля. Установлено, что в зависимости от значения начальных фаз дислокации либо притягивались друг к другу и образовывали устойчивое связанное состояние – пенто–гепто–дефект, либо расходились к границам кюветы. Проведено сравнение траекторий дислокаций с расчетными.

Введение

Гексагональные структуры являются важным объектом исследования в теории самоорганизации неравновесных сред. Гексагональные ячейки наблюдаются в термокапиллярной конвекции Марангони – Бенара [1–5], в конвекции Рэлея – Бенара в небуссиновских жидкостях [6–9], автокаталитических реакциях [10] и т.д. (см. обзор [11]). В протяженных системах, однако, совершенная гексагональная структура практически не наблюдается. Типичной является ситуация, когда различные точечные и протяженные дефекты возникают на фоне идеальной структуры [2,12].

Среди точечных дефектов наиболее типичным в гексагональных структурах является пенто–гепто–дефект, когда в пространственно–периодической структуре, состоящей из ячеек, имеющих шесть соседей, существует пара ячеек с пятью и семью соседями. Возникнув, эти дефекты устойчиво существуют длительное время. Численные исследования показали [13], что пенто–гепто–дефект возникает в результате взаимодействия двух точечных дислокаций, принадлежащих разным модам и имеющих разные знаки топологических зарядов. Характер взаимодействия дислокаций определяется начальной фазой мод, образующих шестигранную структуру: они либо притягиваются и образуют устойчивое состояние, либо расходятся к границам области интегрирования.

В данной работе представлено экспериментальное исследование динамики двух точечных дислокаций в термокапиллярной конвекции Марангони – Бенара в слое жидкости. При этом начальная структура конвективных ячеек задавалась так, что мы имели две точечные дислокации на фоне совершенной гексагональной структуры.

Идеальную шестигранную решетку образуют, как известно, три резонансно связанные моды

$$A_j \exp[i\mathbf{k}_j \mathbf{r}], \quad j = 1, 2, 3 \quad (1)$$

с волновыми векторами, удовлетворяющими резонансному условию

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 = 0,$$

где $A_j = \rho_j \exp[i\theta_j]$ – комплексная амплитуда моды и \mathbf{k}_j – волновой вектор. Каждая мода может содержать дислокации. Под дислокацией в данном случае понимается нарушение пространственной периодичности, обладающее следующими свойствами: в двумерном поле $A_j \exp[i\mathbf{k}_j \mathbf{r}]$ амплитуда ρ_j и фаза θ_j изменяются таким образом, что величина $\rho_j(0,0) = 0$ и интеграл от градиента фазы $\{\int_L \nabla \theta_j d\mathbf{l}\}$ по замкнутому контуру L , охватывающему точку $x=0, y=0$, равен $\pm 2\pi$. В этом случае говорят, что в моде в точке $x=0, y=0$ расположена дислокация с зарядом ± 1 . Дислокация в точке $x=0, y=0$ в моде соответствует появлению липнего ролика в этой точке, аналогично краевой дислокации в твердом теле. Только единицами структуры здесь выступают не атомы, а конвективные ячейки.

В [13] численно показано, что две дислокации, принадлежащие разным модам и имеющие разные знаки, могут притягиваться друг к другу и образовывать пенто–гепто–дефект. При этом начальные амплитуды выбирались в виде

$$\rho_1 = \tanh[(X_1 - X_1^0)^2 + (Y_1 - Y_1^0)^2]^{1/2}, \quad (2)$$

$$\theta_1 = \arctan[(Y_1 - Y_1^0)/(X_1 - X_1^0)] + \theta_0, \quad (3)$$

$$\rho_2 = \tanh[(X_2 - X_2^0)^2 + (Y_2 - Y_2^0)^2]^{1/2}, \quad (4)$$

$$\theta_2 = -\arctan[(Y_2 - Y_2^0)/(X_2 - X_2^0)], \quad (5)$$

$$\rho_3 = 1, \quad \theta_3 = 0, \quad (6)$$

где X_j, Y_j – координаты, параллельные и перпендикулярные волновому вектору \mathbf{k}_j ; $X_1^0, Y_1^0, X_2^0, Y_2^0$ – координаты дислокаций. В численном эксперименте [13] динамика дислокаций существенным образом зависела от начальной фазы θ_0 . При определенных значениях фазы ($\theta_0 = 0, \pi/4, \pi/2, \pi$) дислокации притягивались друг к другу и формировали пенто–гепто–дефект, при других ($\theta_0 = -\pi/4, -\pi/2$) они притягивались к границам области интегрирования и аннигилировали. Поскольку динамика дислокаций изучалась в рамках градиентной системы (три связанных уравнения Ньюэлла – Уайтхеда – Сегалья), начальные возмущения эволюционировали к минимуму ляпуновского функционала. В [13] было показано, что этот минимум достигается, когда синхронизация фаз мод ($\theta_1 + \theta_2 + \theta_3 = 0$) имеет место. Как мера синхронизации в [13] использовалась функция $P = -\cos(\theta_1 + \theta_2 + \theta_3)$. В случае идеальной структуры функция $P(x,y) = -1$ во всем пространстве. Если же в начальный момент времени в структуре есть две дислокации, заданные по формулам (2)–(6), то функция $P(x,y)$ равномерно принимает в пространстве все значения от -1 до 1 . С течением времени фазы синхронизируются, так что в большей части пространства $P(x,y) = -1$ за исключением узких коридоров, исходящих из центров дислокаций, где наблюдаются большие градиенты в поле $P(x,y)$. В центре коридора значение $P(x,y) = 1$. В зависимости от начальной фазы θ_0 эти коридоры замыкаются либо на границах области интегрирования, либо на других дислокациях. Дислокации двигались вдоль коридора, тем самым увеличивая пространство синхронизма фаз $P(x,y) = -1$. В зависимости от начальной фазы θ_0 дислокации либо притягивались друг к другу и образовывали пенто–гепто–дефект (так как дислокации, принадлежащие разным модам, не могли аннигилировать друг

на другие), либо расходились к границам области интегрирования, так что устанавливалась совершенная гексагональная структура.

В нашей работе мы исследовали взаимодействие дислокаций в реальном физическом эксперименте. Используя процедуру демодуляции [14,15], мы определяли фазы мод, координаты дислокаций и поле параметра P . Нами были построены траектории дислокаций для разных начальных фаз θ_0 и проведено сравнение с результатами работы [13].

1. Эксперимент

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Конвекция реализовалась в круглой кювете **1**, диаметром 18 см, температура дна которой поддерживалась постоянной за счет прокачки термостатированной жидкости **2**. Кювета заполнялась силиконовым маслом ПМС-100 с динамической вязкостью $\eta=88.6$ [г/(см·с)] 10^2 , плотностью $\rho_0=0.963$ г/см³, температуропроводностью $k=0.001098$ см²/с и коэффициентом поверхностного натяжения $\sigma=19.7$ дин/см (все данные соответствуют температуре 25° С). При нагреве дна кюветы в слое жидкости возникает вертикальный градиент температуры. Для измерения разности температур использовалась дифференциальная медьконстантановая термопара **3**. Напряжение, возникающее на термопаре, измерялось с помощью вольтметра постоянного тока **4**. При критической разности температур верхней и нижней границ в слое возникла конвективная неустойчивость. Для визуализации конвективных структур в эксперименте использовалась алюминиевая пудра.

Толщина слоя силиконового масла составляла $d=4.4$ мм, разница температур между дном и поверхностью жидкости составляла $\Delta T=5^\circ$, при этом число Марангони составляло $Ma=\alpha\Delta Td/(\eta\kappa)=190$, а число Рэлея $Ra=\rho g\beta\Delta Td^3/(\eta\kappa)=415\pm 20$, здесь g – ускорение свободного падения. При этом критические значения составляли: $Ma_{кр}=140\pm 20$ и $Ra_{кр}=310\pm 20$, так что надкритичность равнялась $\varepsilon=Ma/Ma_{кр}-1=Ra/Ra_{кр}-1=0.34$.

Для создания структуры требуемого вида нами использовалась методика термопечати [16]. Слой силиконового масла нагревался в течение двух минут лампой накаливания **5** мощностью 100 Вт сквозь экран с отверстиями **6**, находящийся на расстоянии 1 см от свободной поверхности жидкости. Происходящий при этом неоднородный нагрев жидкости порождал конвективные ячейки под каждым отверстием. Положение отверстий в экране совпадало с максимумами функции $V=\text{Re}\{\sum_{j=1}^3 A_j \exp[ik_j r]\}$, где амплитуды A_j выбирались в форме (2)–(6). При таком выборе функций ρ_j , θ_j поле функции V будет содержать две дислокации разных знаков в 1-й и 2-й модах, локализованных в точках X_1^0 , Y_1^0 и X_2^0 , Y_2^0 , соответственно. Нами использовался набор экранов для пяти различных начальных фаз.

Эволюция начальных возмущений записывалась в течение 15 минут VHS видеокамерой, находящейся на расстоянии 140 см над поверхностью жидкости. Отдельные кадры вводились в компьютер с частотой два кадра в минуту при помощи платы захвата видеосигнала, при этом получались файлы размером 768×576 пикселей (точек) с яркостью каждого пикселя 0÷255 оттенков серого (формат РСХ grayscale). Далее из этого файла

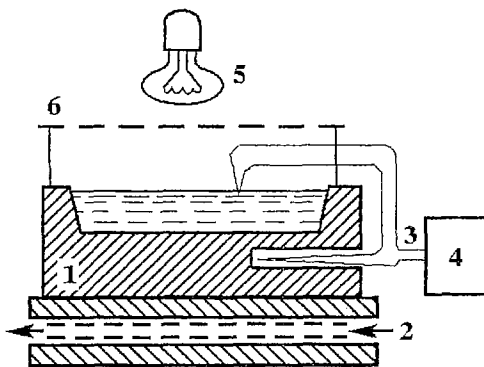


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

вырезалась область, содержащая двумерное поле конвекции размером 512×512 пикселей для дальнейшей обработки.

2. Обработка изображений

Так как непосредственно полученное в эксперименте изображение не обладало необходимой контрастностью, предварительно оно обрабатывалось программой¹, которая позволяла четко идентифицировать отдельные конвективные ячейки. Данная программа использовала процедуры контрастирования, выделения контура и скелетизации для выделения из паттерна объектов определенного размера (в данном случае указывался размер конвективной ячейки в пикселях). Алгоритм работы программы подробно описан в [17]. Полученное в результате обработки данной программой изображение показано на рис. 2, а. Изображение представлялось в виде двумерного массива данных из 512×512 элементов. Каждый элемент массива принимал значение от 0 до 255 в зависимости от яркости соответствующего ему пикселя изображения.

Для определения пространственного периода структуры, реализующейся в эксперименте, по полю яркости изображения методом быстрого дискретного преобразования Фурье вычислялся двумерный пространственный спектр. Предварительно, чтобы нейтрализовать разрыв поля на границе изображения, поле умножалось на колоколообразную функцию $F(r)$

$$F(r) = 1/2\{1 - \cos[\pi(R-r)/H]\}, \quad R-H < r < R;$$

$$F(r) = 1, \quad 0 < r \leq R-H.$$

Здесь r – радиус-вектор из центра координат, $r=R$ – граница изображения, H – глубина действия сглаживания поля. В программе использовалось значение $H=64$ пикселя при размере массива 512×512 пикселей. В размерных единицах $H=2.25$ см и $R=9$ см.

Пространственный спектр для шестигранной решетки, образованной тремя резонансно связанными стоячими волнами (см. рис. 2, а), состоит из набора более или менее размытых пичков (рис. 2, б)²:

1 – пичка в центре, образованного гармониками, располагающимися в окрестности начала координат;

2 – пичков, образованных гармониками, располагающимися в окрестности векторов \mathbf{k}_j (пички 1, 2, 3 и симметричные им); данные пички соответствуют основному периоду структуры λ ($\lambda \approx 2\pi/|\mathbf{k}_j|$);

3 – пичков, образованных гармониками, располагающимися в окрестности комбинационных векторов более высоких порядков $\mathbf{K} = \sum \xi_j \mathbf{k}_j$, где ξ_j целые числа.

Для изучения динамики отдельных дислокаций необходимо иметь регулярную процедуру, позволяющую проводить их идентификацию в полях яркости. Для этой цели необходимо определить комплексные амплитуды мод (огibaющие) $A_j = r_j \exp[i\theta_j]$, аналогичные исследованным численно в [13]. Нами использовалась процедура, предложенная в [14] и незначительно модифицированная в [15]. Для выделения комплексной амплитуды огibaющей необходимо, прежде всего, определить волновые числа заполнения \mathbf{k}_j . Пички могут содержать несколько максимумов, поэтому определялись средневзвешенные волновые векторы

$$\mathbf{k}_j = \sum_{n_i, m_i} G_{n_i, m_i} \mathbf{k}_{n_i, m_i} / \sum_{n_i, m_i} G_{n_i, m_i}, \quad j = 1, 2, 3.$$

¹ Программа любезно предоставлена В. Яхно и И. Нудель.

² Пространственный спектр, рассчитанный по полю размером 512×512 пикселей, также будет иметь размер 512×512 пикселей. На рис. 2, б показана центральная часть спектра размером 160×160 пикселей, содержащая все основные гармоники.

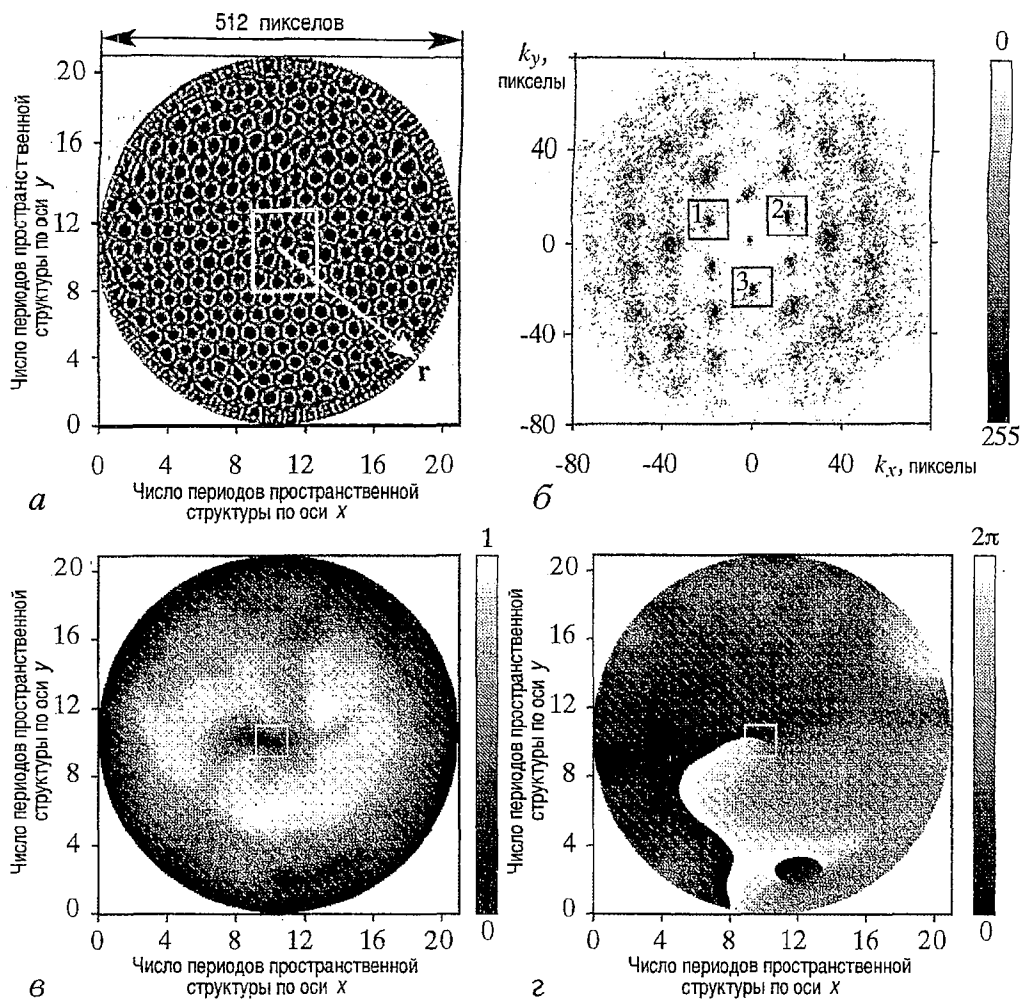


Рис. 2. Демодуляционная процедура получения комплексной амплитуды $A_j = \rho_j \exp[i\theta_j]$: а – обрабатываемое изображение; б – пространственный фурье-спектр; в, г – амплитуда ρ_2 и фаза θ_2 комплексной огибающей второй моды

Здесь n_j, m_j – координаты пространственных гармоник в окрестности пичка j , а G_{n_j, m_j} – амплитуды соответствующих фурье-гармоник (области суммирования выделены на рис. 2, б квадратами). Как показали расчеты, при размере области усреднения 21×21 гармоник мы получали наиболее точные результаты определения среднего волнового вектора \mathbf{k}_j . Такой размер области усреднения позволял учесть все гармоники пичка, имевшие существенную амплитуду. Увеличение же области усреднения привело бы к тому, что в нее попали бы составляющие других пичков, и мы получили бы неверные координаты волновых векторов \mathbf{k}_j .

Если теперь по гармоникам, принадлежащим окрестности этих пичков, с волновыми векторами \mathbf{k}_j ($j=1, 2, 3$) рассчитать обратное преобразование Фурье, принимая, что \mathbf{k}_j является нулевой пространственной частотой, то тем самым можно получить комплексные огибающие A_j мод.

Пример такого расчета показан на рис. 2. Обрабатываемое поле, представленное на рис. 2, а, содержит две дислокации, принадлежащие модам \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 . Фурье-спектр, рассчитанный по этому полю, показан на рис. 2, б. Поле амплитуды огибающей, полученной при расчетах обратного преобразования Фурье по гармоникам из области пичка 2, показано на рис. 2, в, а поле фазы – на рис. 2, г.

Дислокации соответствует спадание амплитуды (см. рис. 2, в) и интегральный набег градиента фазы при обходе по замкнутому контуру вокруг дислокации 2π (см. рис. 2, г). Минимум амплитуды принимался за координаты дефекта.

Следует отметить, что визуализация конвективных ячеек при помощи алюминиевой пудры не дает правильного поля скоростей в конвективной ячейке. Однако мы и не пытались установить соответствие между полями температуры и скорости конвекции и изображением, получаемым в эксперименте при помощи пудры. Нашей целью было определение дислокаций – топологических особенностей пространственного распределения конвективных ячеек, для чего достаточно просто любым способом идентифицировать каждую ячейку, а затем, применив описанную выше демодуляционную процедуру, выделить комплексную огибающую A_j . Проведенные нами сравнения обработки одного и того же изображения конвекции при разных способах контрастирования индивидуальной ячейки показали, что координаты дислокаций определялись нами с точностью не ниже $\pm\lambda$ (в эксперименте период пространственной структуры составлял приблизительно 0.9 см).

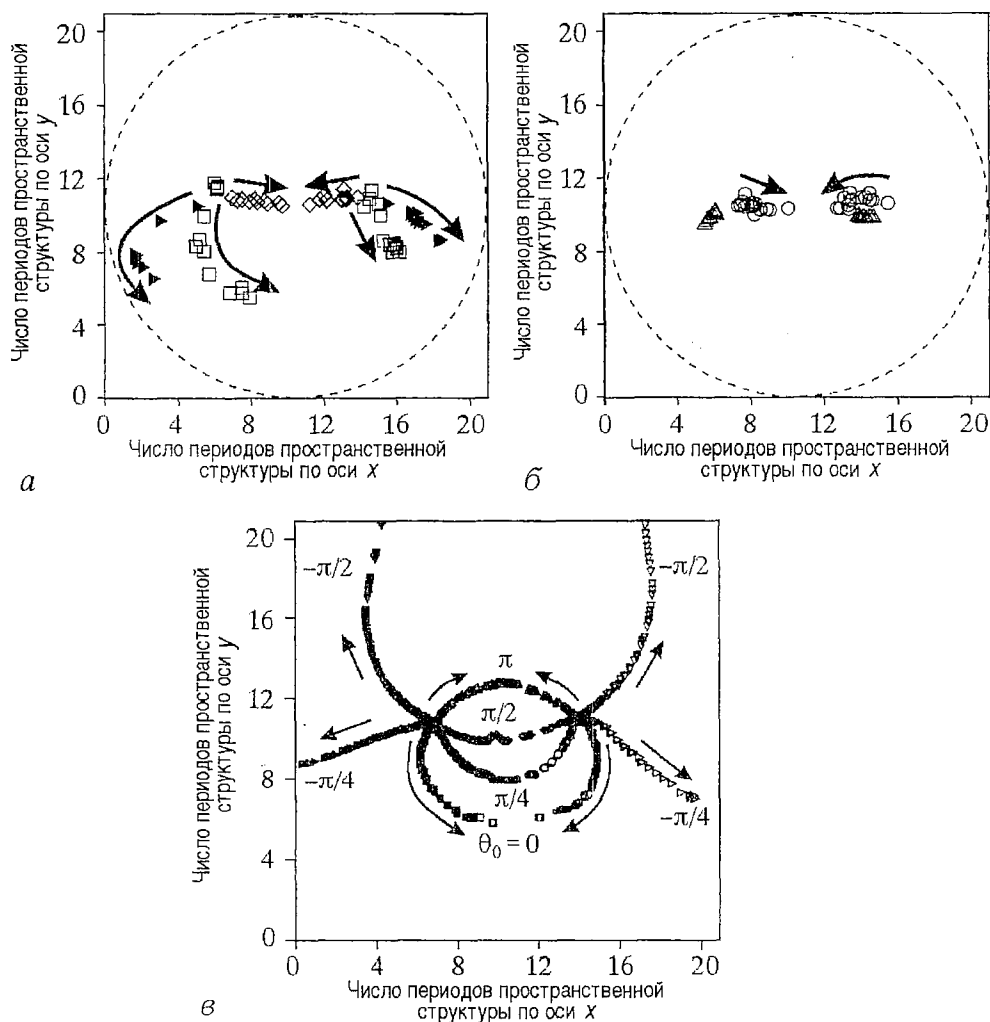


Рис. 3. а, б – траектории дислокаций для разных начальных фаз θ_0 , полученные в эксперименте: \square – 0, \blacktriangle – $(-\pi/4)$, \circ – $\pi/4$, \diamond – $2\pi/3$, \triangle – π ; в – траектории дислокаций для разных начальных фаз θ_0 , полученные в численном эксперименте [13]. Направления движения дислокаций показаны стрелками

3. Динамика искусственно заданных дислокаций в гексагональной структуре

Мы использовали термопечать [16] в эксперименте для того, чтобы получить различные случаи взаимодействия дислокаций. Безусловно, мы не могли гарантировать, что заданные нами начальные возмущения после неоднородного нагрева жидкого слоя через экран будут в точности соответствовать распределениям, задаваемым с помощью формул (2)–(6). Тем не менее, наблюдения показали, что траектории дислокации в эксперименте достаточно близки к полученным численно в [13]. Мы исследовали траектории для начальных фаз $\theta_0 = -\pi/4, \pi/4, 2\pi/3, \pi, 0$. Траектории дислокаций в нашем эксперименте представлены на рис. 3, а, б в сравнении с траекториями, полученными численно в [13] (рис. 3, в). Поле параметра синхронизма P через одну минуту после начала эксперимента представлено на рис. 4. Во всех пяти случаях формировался узкий коридор рассинхронизма в поле параметра P , и дислокации имели тенденцию двигаться вдоль коридора. В случае начальной фазы $\theta_0 = 2\pi/3$ формировался практически прямой коридор (см. рис. 4, а), так что в этом случае дислокации эффективно притягивались друг к другу и формировали пенто–гепто–дефект. Примерно так же происходило взаимодействие дислокаций в случае фазы $\theta_0 = \pi/4$, и пенто–гепто–дефект также образовывался. Очень близкие к этим результаты были получены в численном эксперименте [13] для начальных фаз $\theta_0 = \pi/2$ и $\theta_0 = \pi/4$, соответственно. Движение дислокаций вдоль траекторий, предсказанных в [13], происходило в случае начальной фазы $\theta_0 = 0$. Для начальной фазы $\theta_0 = -\pi/4$ дислокации двигались к границам кюветы, что также хорошо совпадает с расчетом [13].

Однако существует значительная разница между компьютерным и реальным экспериментами. В компьютерном [13] число дислокаций было постоянным, у нас же в течение эксперимента иногда происходило рождение пар дислокаций разных знаков, принадлежащих одной моде, и движение начальных (глобальных) дислокаций могло происходить через взаимодействие с этими локальными дислокациями. Под глобальной дислокацией здесь мы понимаем дислокацию, которая соответствует началу лишнего ролика в структуре (рис. 6, а', б' – правая дислокация; на рис. 6, а' изображено поле фазы θ_1 моды A_1 , а на рис. 6, б' – соответствующее поле отфильтрованной моды³ $A_1 \exp[i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}]$, оба рисунка соответствуют эксперименту при $\theta_0 = \pi$ и моменту времени $t = 600$ с). При обходе по сколь угодно большому контуру вокруг этой дислокации набег фазы будет 2π . В нашем эксперименте и в [13] изначально задаются именно глобальные дислокации. В отличие от глобальных дислокаций пара родившихся дислокаций соответствует просто локальному разрушению одного из роликов моды (см. рис. 6, а', б' – пара дислокаций слева), и при обходе по достаточно большому контуру, охватывающему обе дислокации, мы не заметим нарушения числа роликов до и после этих дислокаций (соответственно набег фазы будет равен 0). Такие дислокации мы будем называть локальными.

Пример движения глобальной дислокации через взаимодействие с рождающимися парами локальных дислокаций продемонстрирован на рис. 5, где представлено поле фазы второй моды для случая начальной фазы $\theta_0 = 0$ в последовательные моменты времени. Движение начальной дислокации 1 (рис. 5, а) происходило через взаимодействие с рождающимися в последовательные моменты

³ Отфильтрованные моды получались нами при помощи фурье–фильтрации, во многом аналогичной описанной в разделе 2 демодуляционной процедуре: от исходного изображения брался фурье–спектр, из него вырезалась окрестность пика, соответствующего моде A_j ($j=1, 2, 3$), однако в отличие от демодуляционной процедуры обратное преобразование Фурье делалось без переноса окрестности пика в начало координат, тем самым мы получали каждую из трех роликовых мод, образующих гексагональную структуру (1).

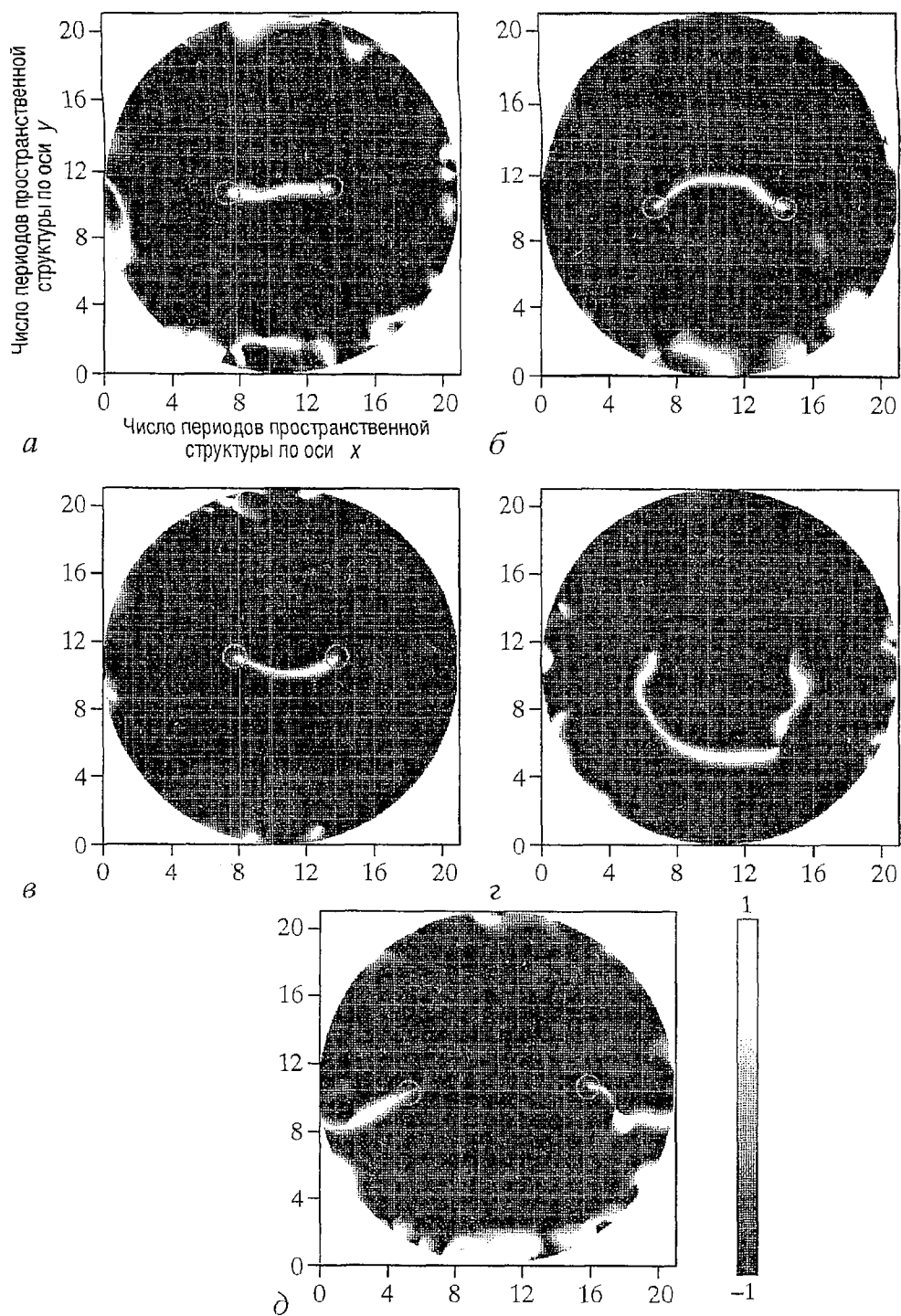


Рис. 4. Поле параметра P через 60 с после начала эксперимента для разных начальных фаз θ_0 :
 а - $2\pi/3$, б - π , в - $\pi/4$, г - 0, д - $(-\pi/4)$

времени парами дислокаций 2, 3 (рис. 5, б) и 4, 5 (рис. 5, в). Далее 1-я дислокация аннигилирует со 2-й, затем 3-я дислокация - с 4-й, так что в результате остается лишь дислокация 5.

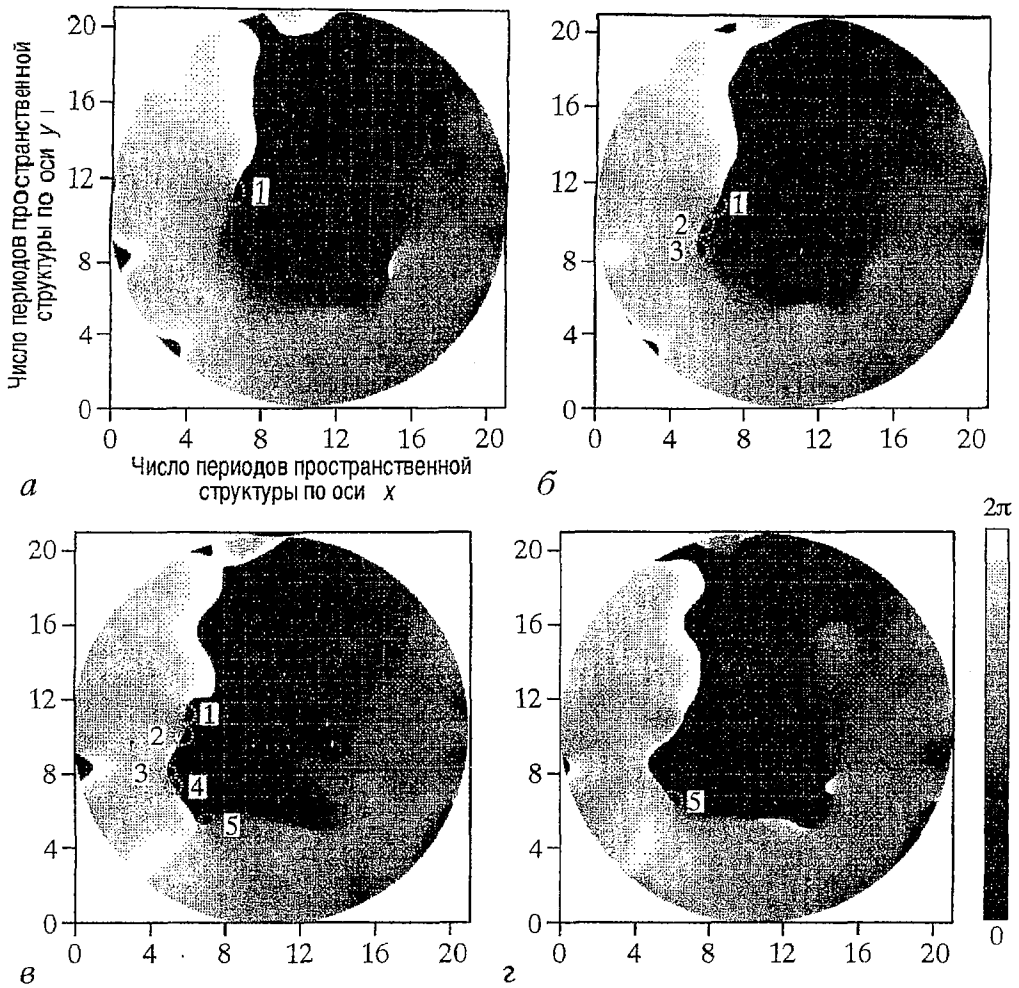


Рис. 5. Поле фазы θ_2 второй моды для случая $\theta_0=0$ в моменты времени: *а* – 120 с, *б* – 180 с, *в* – 240 с, *г* – 300 с

В подобной ситуации возникает вопрос, за какой дислокацией следить на графике или, иначе, какую дислокацию считать глобальной? Мы следили за той дислокацией, которая оставалась после акта взаимодействия. Таким образом, после аннигиляции 1-й дислокации со 2-й, 3-я дислокация рассматривалась как глобальная, и мы следили за ней, а после ее аннигиляции с 4-й глобальной становилась 5-я дислокация. Этим объясняются скачки на графике движения дислокаций. При рождениях и аннигиляциях дислокации подчиняются закону сохранения суммарного топологического заряда дислокаций, то есть дислокации рождаются парами разных знаков и обязательно в одной моде.

Случай фазы $\theta_0=\pi$ следует обсудить подробно. В расчете [13] дислокации притягивались и образовывали пенто-гепто-дефект, в эксперименте же дислокации оставались практически неподвижными (см. рис. 3, б), несмотря на образование коридора рассинхронизма (рис. 6, д). Чтобы разобраться в том, что происходит, мы построили поля фаз и отфильтрованные роликовые моды для первой и второй моды (рис. 6) в начальный и конечный момент времени. Как видно из этих картинок, в эксперименте произошло рождение двух пар дислокаций: в первой моде дислокации появились в окрестности изначальной дислокации во второй моде (рис. 6, а, а') и наоборот, во второй моде пара дислокаций появилась в окрестности изначальной дислокации в первой моде (рис. 6, в, в'). Таким образом

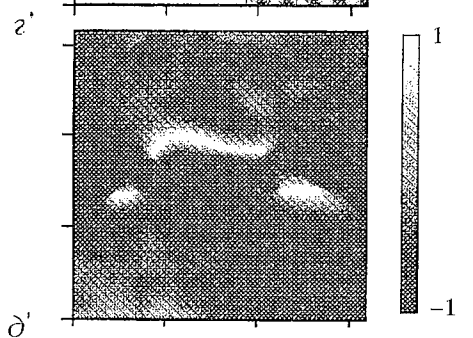
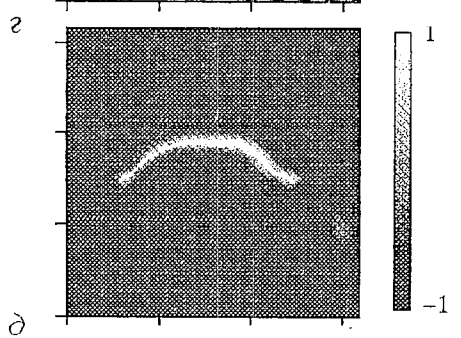
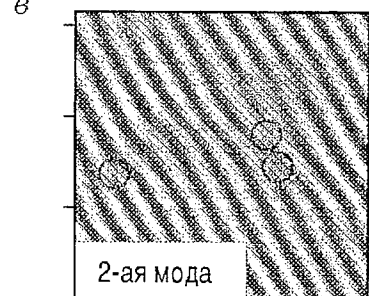
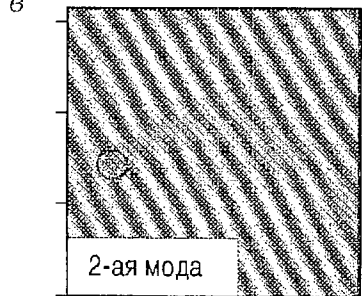
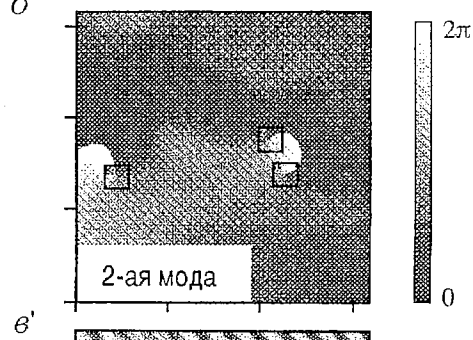
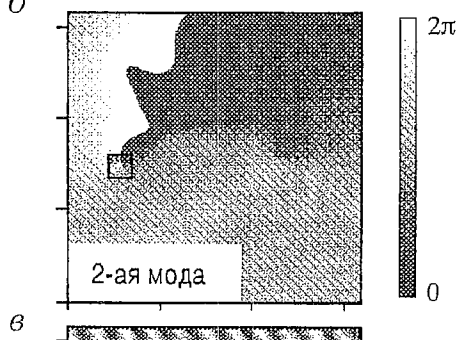
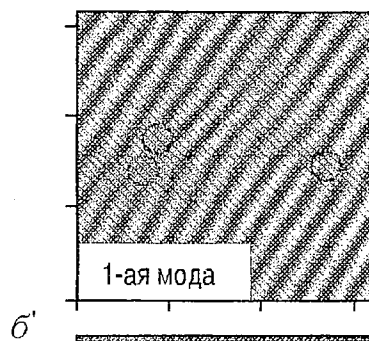
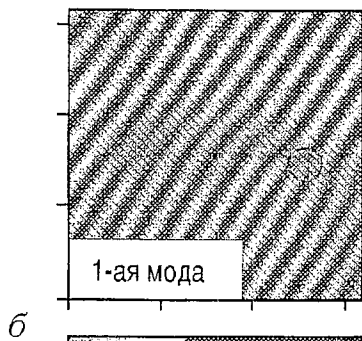
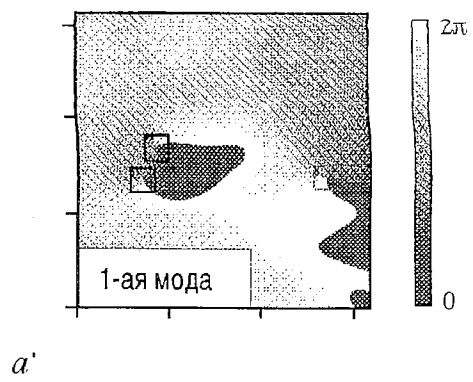
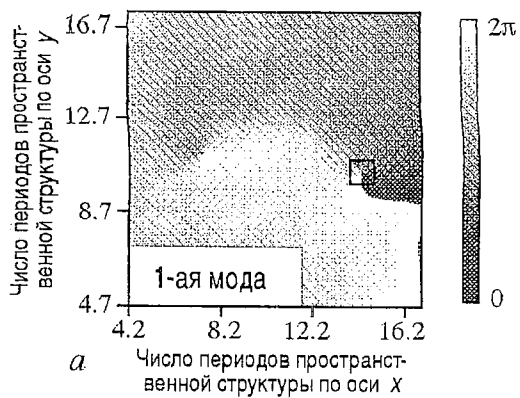


Рис. 6. Расположение дислокаций в случае $\theta_0 = \pi$. Левый столбец соответствует моменту времени 60 с, правый – 600 с; a, a' и b, b' – поле фазы первой и второй мод, соответственно; δ, δ' – отфильтрованные ролики первой и второй мод, соответственно; ϵ, ϵ' – разрушение коридора рассинхронизма

изначально заданная дислокация инициирует рождение пары дислокаций в другой моде, и такая структура оказывается устойчивым связанным состоянием. Рождение дислокаций также видно на отфильтрованных роликовых модах (на рис. 6, b, b' и ϵ, ϵ' дислокации обведены кружочками). На рис. 7 показана данная структура, причем по аналогии с пенто-гепто-дефектом ее можно назвать двойным пенто-гепто-дефектом (7-7-5-5), так как структура состоит из двух ячеек, имеющих семь соседей, и двух ячеек, имеющих пять соседей, в то время как остальные ячейки в окрестности имеют по шесть соседей. Итак, в эксперименте вместо рождения одного пенто-гепто-дефекта произошло рождение двух двойных пенто-гепто-дефектов на месте изначально заданных в каждой моде дислокаций. Двойной пенто-гепто-дефект образуется одной глобальной дислокацией и двумя локальными дислокациями разных знаков, принадлежащих другой моде. Интересно заметить, что несмотря на то, что родившиеся локальные дислокации принадлежат одной моде и имеют разные знаки, они не аннигилируют на протяжении длительного времени и остаются практически неподвижными, что резко отличается от описанного выше случая рождения и аннигиляции локальных дислокаций при движении глобальной дислокации через коридор рассинхронизма (см. рис. 5).

По-видимому, двойной пенто-гепто-дефект является формой существования одиночной глобальной дислокации в шестигранной структуре. В компьютерном эксперименте [13] одиночная дислокация, задаваемая в центре поля, быстро притягивалась к границе и аннигилировала. Однако вполне возможно, что такая структура будет устойчива, если в другой моде родится пара локальных дислокаций. Таким образом, устойчивость родившихся в нашем случае пар локальных дислокаций объясняется устойчивостью двойного пенто-гепто-дефекта в целом: каждая пара локальных дислокаций как бы «держится» на находящейся рядом глобальной. Мы планируем в дальнейшем провести экспериментальное исследование существования одиночной дислокации в шестигранной структуре и дать точный ответ на вопрос о ее устойчивости.

В качестве объяснения, почему в случае начальной фазы $\theta_0 = \pi$ не происходило сближение изначально заданных дислокаций и образование пенто-гепто-дефекта, несмотря на образование коридора рассинхронизма, можно выдвинуть две гипотезы.

Во-первых, можно предположить, что для дислокаций имеет значение направление движения относительно волнового вектора k . В чисто роликовых структурах выделяют движение дислокации поперек волнового фронта – «glide» и вдоль – «climb». При этом скорости движения «climb»-дислокаций, как правило, больше, чем «glide»-дислокаций (см., например, [14], где исследовались траектории движения дислокаций в электродинамической конвекции). В шестигранной структуре, которая состоит из трех резонансно связанных роликовых мод, нами наблюдались движения дислокаций, принадлежащих моде j , под любыми углами к волновому

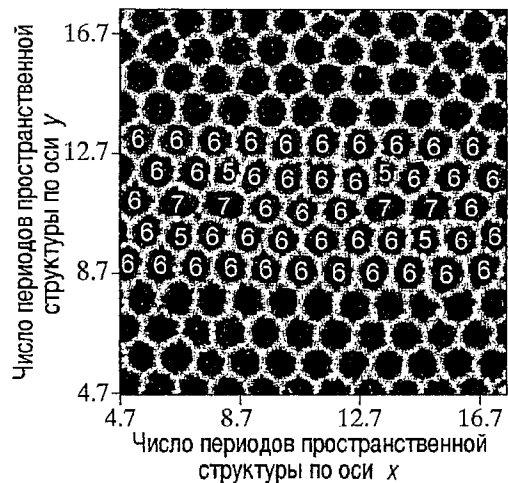


Рис. 7. Двойной пенто-гепто-дефект. Цифры соответствуют числу соседей каждой из ячеек

вектору k_j . При этом при разных начальных фазах дислокации двигались под разными углами к k_j . Траектории дислокаций, по существу, определялись формой коридора рассинхронизма (см. рис. 3, 4). Как видно из рис. 3, б, наибольший путь за время эксперимента совершили дислокации при начальной фазе $\theta_0=0$, когда коридор рассинхронизма (см. рис. 4, з) имел такую форму, что дислокации (каждая в своей моде) двигались вдоль него по типу «climb». В случае же начальной фазы $\theta_0=\pi$ коридор формируется таким образом, что касательная к нему в точках нахождения изначальных дислокаций параллельна вектору k_j (см. рис. 4, б). Таким образом, дислокации должны двигаться строго поперек волнового фронта, то есть по типу «glide». Если предположить по аналогии с чисто роликowymi структурами, что дислокации двигаются по типу «glide» значительно медленнее, чем по типу «climb», то мы приходим к выводу, что при начальной фазе $\theta_0=\pi$ изначальные дислокации оставались неподвижными, так как они не могли двигаться поперек волнового фронта, как навязывал им коридор рассинхронизма. Так как дислокация не может существовать одна в шестигранной структуре, произошло рождение пары дислокаций в соседней моде, и образовавшееся связанное состояние – двойной пенто–гепто–дефект – оказалось устойчивым. Данное объяснение полностью основано на неподтвержденной гипотезе о разных скоростях «glide»– и «climb»–дислокаций в шестигранной структуре. К сожалению, авторам неизвестны эксперименты, в которых бы исследовались скорости движения дислокаций в шестигранной структуре в зависимости от угла наклона траекторий к волновому вектору.

Во–вторых, можно предположить, что изначально заданные дислокации могли бы сойтись вместе, но этому помешало рождение в их окрестностях пар дислокаций в соседних модах, так как эти родившиеся дислокации образовали с изначально заданными дислокациями два двойных пенто–гепто–дефекта, которые также являются устойчивыми образованиями. Рождение дислокаций разрушило коридор рассинхронизма (см. рис. 6, д'), причем все три образовавшихся коридора не могут исчезнуть через аннигиляцию образующих их дислокаций, так как эти дислокации принадлежат разным модам.

В целом (за исключением одного случая из пяти), движения дислокаций проходили аналогично расчету [13]. Для случая начальной фазы $\theta_0=2\pi/3$, когда формировался практически прямой коридор рассинхронизма, нами был построен график зависимости расстояния между дефектами от времени [18]. Сближение дефектов происходит по закону, близкому к $r \sim 1/t$. Сблизившись, они образуют пенто–гепто–дефект. Некоторое время структура с дефектом остается стабильной, при этом дефекты, принадлежащие разным модам, совершают небольшие флуктуации, перемещаясь один относительно другого. В дальнейшем (на временах, больших времени проведения эксперимента) происходит разрушение структуры.

Заключение

Нами была изучена динамика двух дислокаций разных знаков, принадлежащих разным модам совершенной шестигранной структуры. Экспериментальное моделирование было проведено для пяти разных начальных фаз θ_0 . Для четырех из них траектории движения дислокаций качественно совпали с теоретическим расчетом [13]. В случае начальной фазы $\theta_0=\pi$ дислокации не притягивались с образованием пенто–гепто–дефекта, как это было в [13], а оставались практически неподвижными на протяжении всего эксперимента. При этом в области изначально заданных глобальных дислокаций происходило рождение пары локальных дислокаций разных знаков, принадлежащих другой моде. Вместе с родившимися дислокациями изначально заданные дислокации образовывали устойчивое связанное состояние типа 7–7–5–5, названное нами по

аналогии с пенто-гепто-дефектом двойным пенто-гепто-дефектом. Выяснено, что в отличие от численного эксперимента в области коридора рассинхронизма, по которому происходит движение дислокаций, могут рождаться пары дислокаций, зачастую существенно усложняющие процесс взаимодействия дислокаций.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 99-02-16493, и Международного центра фонда перспективных исследований в Нижнем Новгороде, грант № 99-2-02.

Библиографический список

1. *Koschmieder E.L.* Bénard cells and Taylor vortices. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993.
2. *Velarde M.G., Normand Ch.* // *Sci. Am.* 1980. Vol. 243. P. 79.
3. *Bragard J., Velarde M.G.* // *J. Non-Equilib. Thermodyn.* 1997. Vol. 22. P. 1.
4. *Bragard J., Velarde M.G.* // *J. Fluid Mech.* 1998. Vol. 368. P. 165.
5. *Ceriser P., Perez-Garcia C., Jamond C., Pantaloni J.* // *Phys. Rev. A.* 1987. Vol. 35. P. 1949.
6. *Walden R.W., Ahlers G.* // *J. Fluid. Mech.* 1981. Vol. 109. P. 89.
7. *Ciliberto S., Pampaloni E., Perez-Garcia C.* // *Phys. Rev. Lett.* 1988. Vol. 61. P. 1198.
8. *Ciliberto S., Couillet P., Lega J.* // *Phys. Rev. Lett.* 1990. Vol. 65. P. 2370.
9. *Bodenschatz E., de Bruyn J.R., Ahlers G., Cannell D.S.* // *Phys. Rev. Lett.* 1991. Vol. 67. P. 3078.
10. *Vigil R.P., Ouyang Q., Swinney H.L.* // *Physica A.* 1992. Vol. 188. P. 1725.
11. *Perez-Garcia C., Cerisier P., Ocelli R.* Propagation in systems far from equilibrium / Ed. by J.E. Westfreid. Berlin: Springer-Verlag, 1988. P. 232.
12. *Cross M., Hohenberg P.* // *Rev. Mod. Phys.* 1991. Vol. 65. P. 851.
13. *Rabinovich M., Tsimring L.* // *Phys. Rev. E.* 1994. Vol. 49. P. 35.
14. *Rasenat S., Steinberg V., Rehberg I.* // *Phys. Rev. A.* 1990. Vol. 42. P. 5998.
15. *Ezersky A.B., Ermoshin D.A., Kiyashko S.V.* // *Phys. Rev. E.* 1995. Vol. 51. P. 4411.
16. *Busse F.H.* // *Rep. Prog. Phys.* 1978. Vol. 41. P. 1929.
17. *Belliustin N.S., Kuznetsov S.O., Nuidel I.V., Yakhno V.G.* // *Neurocomputing.* 1991. Vol. 3. P. 231.
18. *Афенченко В.О., Езерский А.Б., Ермошин Д.А.* Динамика дислокаций в пространственно-периодических структурах // *Изв. РАН. Сер. Физ.* 1996. Т. 60, № 12. С. 146.

*Институт прикладной физики РАН,
Нижний Новгород*

*Поступила в редакцию
после доработки*

*7.12.99
4.02.00*

DISLOCATION'S DYNAMICS IN HEXAGONAL LATTICES ARISING IN BÉNARD – MARANGONI CONVECTION

V.O. Afenchenko, A.B. Ezersky

It is shown in experiments that the penta-hepta-defect in a Bénard convective hexagonal lattice arises as a result of the attraction of two dislocations having opposite topological charges and belonging to different modes. It is elucidated that the rapprochement of dislocations occurs along a corridor connecting these topological charges. Inside the corridor large gradients of the field summed of phases of the modes organised into hexagonal structure are registered. It is shown that depending on the initial phase dislocations either attracted to each other or went toward boundaries. Comparison of dislocation's trajectories in experiment and numerical calculations is done.



Афенченко Владимир Олегович – родился в 1973 году в Горьком, окончил Радиофизический факультет Нижегородского государственного университета им. Лобачевского (1995). После окончания работает в ИПФ РАН, младший научный сотрудник. Область научных интересов – формирование структур, пространственная когерентность. Имеет 12 публикаций. E-mail: avo@hale.appl.sci-nnov.ru



Езерский Александр Борисович, доктор физико–математических наук, заведующий лабораторией Института прикладной физики РАН. Окончил радиофизический факультет Горьковского государственного университета им. Н.И. Лобачевского (1976). Область научных интересов – гидродинамические неустойчивости, взаимодействие вихрей с акустическими волнами, формирование структур. Имеет более 100 публикаций. В соавторстве с М.И. Рабиновичем опубликована книга «Динамическая теория формообразования» (1998), в соавторстве с М.И. Рабиновичем и П. Уэйдманом – английский вариант этой книги – «The dynamics of patterns». World Scientific, 2000.