

УДК 539.213; 530.1

В. С. Абрамов*Донецький фізико-технічний інститут ім. А. А. Галкіна НАН України, г. Донецьк***ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В МОДЕЛЬНОЙ НАНОСИСТЕМЕ С ФРАКТАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКОЙ**

В рамках двухточечной модели исследованы сжатые и растянутые состояния полей деформации и напряжения фрактальной квантовой точки в модельной наносистеме. При этом используется теория дробного исчисления и концепция фрактала. Учет эффекта бифуркации решений нелинейного уравнения приводит к появлению четырех ветвей у функции смещения узлов решетки в модельной наносистеме. Выполнено численное моделирование поведения комплексного поля деформации на прямоугольной дискретной решетке. Показано, что для инверсных (с отрицательным фрактальным индексом) структурных состояний фрактальной квантовой точки существует интервал изменения этого индекса с аномальным поведением поля деформации: внутри интервала отсутствует эффективное затухание. Показана возможность появления переходных эффектов типа индукции, лавины, сверхнутаии, эхо в модельной наносистеме с фрактальной квантовой точкой.

Ключевые слова: фрактальная квантовая точка, поля деформации и напряжения, сжатые и растянутые состояния, инверсные структурные состояния, модельная наносистема.

Введение. В теории квантовой информации одной из важных является проблема создания квантового компьютера [1, 2]. При этом операции квантовой логики предполагают реализовывать с помощью оптических процессоров. Одним из таких процессоров является твердотельный квантовый эхо-процессор, основанный на явлении стимулированного фотонного эха [2–4]. Актуальность фундаментальных исследований различных наноструктурных элементов [5] связана с возможным использованием их при создании новых приборов и материалов: новой элементной базы, средств записи, переработки, отображения, сохранения квантовой информации. В квантовых информационных технологиях [6–9] в качестве носителя информации (единиц, битов) используются кванты света – фотоны. Используя принципы квантовой оптики [10], запись и последующее считывание квантовой информации (кодированной в состояниях поляризации фотонов) осуществляется на квантовых состояниях одиночных атомов или на коллективных квантовых состояниях атомного ансамбля. При теоретическом описании основным модельным объектом является кубит [8, 9] – двухуровневая квантовая система. При исследовании спонтанного параметрического рассеяния света, корреляций и перепутывания состояний в квантовой системе были использованы другие модельные объекты типа кутрита и кукварта [8] – квантовые системы с числом уровней больше двух. Отмечена основная трудность при обработке квантовой информации: результаты фотодетектирования являются случайными. В качестве другого носителя информации можно использовать кванты колебательных возбуждений решетки – фононы. Возможны различные механизмы связей и взаимных преобразований одних носителей информации (фотонов) в другие (фононы) на активных наноструктурных элементах.

Необходимость фундаментальных исследований отдельных квантовых систем [11–19] связана с возможным использованием их в квантовых информационных технологиях. В работе [11] предложена экспериментальная схема для моделирования и наблюдения релятивистских фермионов Дирака в гексагональной оптической решетке, создаваемой лазерами. Управляя параметрами анизотропии решетки можно реализовать как массовые, так и безмассовые фермионы Дирака, а также наблюдать фазовый переход между ними. В работе [12] изучалось поведение ультрохолодного Ферми газа из атомов ^{40}K , захваченных в оптическую ловушку. Показано существование Дираковских точек при изменении параметров анизотропии решетки и минимума энергетической щели внутри зоны Брюиллена. Дираковские фермионы и топологические фазы в молекулярном графене исследовались в работе [13]. Вблизи особых точек фермионы Дирака в молекулярном графене обнаруживают квантовые и статистические особенности поведения. Вихреподобные топологические дефекты с дробными зарядами в рамках модели с обращением времени (time-reversal-invariant model) исследовались в работах [14, 15]. Статистика дробного обмена таких топологических дефектов изучалась в работах [15, 16]. Распространение лазерного импульса в объемной нелинейной диспергирующей среде может привести к формированию структуры поля, ограниченной по всем трем пространственным координатам, как результата взаимной компенсации действия дисперсии, дифракции и самофокусировки. Такой ограниченный волновой пакет получил название световой пули («light bullet»). Необычные свойства квазичастиц типа левитонов исследовались в работе [17]. Взаимодействие отдельного локализованного электрона с конденсатом Бозе-Эйнштейна изучалось в [18]. Было показано, что этот электрон может

возбудить фононы и коллективные осцилляции всего конденсата. Отдельные квантовые системы также интенсивно изучаются на основе органических полупроводников с целью применения их в квантовой электронике, оптике, спиновых информационных технологиях (спинтронике). Так в работе [19] методом спинового эхо исследована система спиновых квантовых кубитов на основе меди (CuPc – copper phthalocyanine) в органических пленках. Изучены физические свойства возникающих переходных процессов типа спиновых индукции, эхо. В работе [20] предложено использовать фрактальные наноловушки для захвата отдельных частиц или групп частиц с целью исследования их физических свойств. При этом возникает необходимость теоретического и экспериментального изучения свойств фрактальных квазидвумерных и объемных структур в модельных наносистемах.

В работах [20–29] в качестве активных элементов в наносистемах были рассмотрены модели фрактальной дислокации и квазидвумерных фрактальных структур. Для описания корреляционных эффектов и статистических свойств поля деформации фрактальной дислокации была предложена двухточечная модель [21]. При превышении критических значений параметров возможны эффекты бифуркации решений – появление нескольких ветвей в энергетическом спектре. В рамках двухточечной модели было исследовано поле деформации фрактальной линейной дислокации в модельном образце конечных наноразмеров с объемной дискретной решеткой. Введены эффективные составные операторы смещений для сжатых и растянутых состояний поля деформации [25, 28]. Из анализа поведения корреляционных функций первого и второго порядка от безразмерного времени j' показана возможность появления переходных эффектов типа индукции, лавины, самоиндуцированной прозрачности, эхо, эффектов сверхнута [25] и распространения фрактальной линейной дислокации.

Целью данной работы является исследование переходных эффектов, сжатых и растянутых состояний полей деформации и напряжения (после бифуркации решений) в модельной наносистеме с фрактальной квантовой точкой.

Поведение поля деформации фрактальной квантовой точки после бифуркации решений. В рамках двухточечной модели [24] исследуются поля деформации и напряжения фрактальной квантовой точки [29] в модельном образце конечных наноразмеров с объемной дискретной решеткой $N_1 \times N_2 \times N_3$. Отклонения узлов решетки от состояния равновесия в отдельной плоскости $N_1 \times N_2$ для двух различных точек $z_1(j')$, $z_2(j')$ описываются не эрмитовыми операторами смещений $\hat{u}(z_1)$, $\hat{u}(z_2)$, которым соответствуют прямоугольные матрицы с размерами $N_1 \times N_2$. Переменная j' выполняет роль безразмерного времени.

Исходные прямоугольные матрицы смещений $\hat{u}(z_1)$ и $\hat{u}(z_2)$ с элементами $u_{nm}(z_1)$, $u_{nm}(z_2)$ внутри объемной решетки $N_1 \times N_2 \times N_3 = 30 \times 40 \times 67$ были получены методом итераций по индексу m для четырех ветвей (после бифуркации решений) безразмерной комплексной функции смещения $u(z) = u_{\varepsilon_1}(z)$, $u(z) = u_{\varepsilon_2}(z)$, $u(z) = u_{\varepsilon_3}(z)$, $u(z) = u_{\varepsilon_4}(z)$ соответственно, по формулам из работ [26, 27]

$$\begin{aligned} u(z) = u_{\varepsilon_1}(z) &= (g_1 - g_2 + g_4) / 2; & u(z) = u_{\varepsilon_2}(z) &= (g_1 - g_2 - g_4) / 2; \\ u(z) = u_{\varepsilon_3}(z) &= (-g_1 - g_2 + g_5) / 2; & u(z) = u_{\varepsilon_4}(z) &= (-g_1 - g_2 - g_5) / 2. \end{aligned} \quad (1)$$

Функции g_1, g_2, g_3 моделируем выражениями

$$g_1(u, \alpha) = (1 - \alpha)(1 - 2\text{sn}^2(u - u_0, k)) / Q; \quad (2)$$

$$g_2(z, \alpha) = 2^{-2\alpha} 3^{3\alpha-1/2} |z - z_c|^{-\alpha} \Gamma(\alpha + 1/3) \Gamma(\alpha + 2/3) / \sqrt{\pi} \Gamma(\alpha + 1/2); \quad (3)$$

$$g_3(z, \alpha) = 3^{3\alpha-1/2} 2 |z - z_c|^{-2\alpha} \Gamma(\alpha + 1/3) \Gamma(\alpha + 2/3) / \pi; \quad g_4 = [(g_1 + g_2)^2 - g_3]^2; \quad g_5 = [(-g_1 + g_2)^2 - g_3]^2; \quad (4)$$

$$Q = p_0 - b_1(n' - n_0)^2 / n_c^2 - b_2(m' - m_0)^2 / m_c^2; \quad (5)$$

$$n' = n \cdot \cos \varphi - m \cdot \sin \varphi; \quad m' = n \cdot \sin \varphi + m \cdot \cos \varphi. \quad (6)$$

Здесь α – фрактальный индекс; k – модуль эллиптического синуса; z_c – критическое значение координаты; Γ – гамма функция; $p_0, b_1, b_2, n_0, n_c, m_0, m_c, \varphi$ – некоторые управляющие параметры. Выражение для функции Q взято из работы [20]. Исходные данные: $k = 0.5$; $u_0 = 29.537$; $z_c = 2.813$. Управляющие параметры для квантовой точки были следующими: $p_0 = -3.457 \cdot 10^{-11}$; $b_1 = b_2 = 1$; $n_0 = 14,3267$; $n_c = 9,4793$; $m_0 = 19,1471$; $m_c = 14,7295$. Выбор параметров $b_1 = b_2 = 1$ соответствует расположению особых точек поля деформации на фрактальном мнимом эллиптическом цилиндре с образующими параллельными оси Oj' . При вычислениях полагалось: $z_1 = 0.053 + h_z(j' + 33)$; $z_2 = 6.653 - h_z(j' + 33)$;

$h_z = 0.1; j' \in [-33; 33]$ – безразмерное время, что соответствует прямой $u_{nm}(z_1)$ и обратной $u_{nm}(z_2)$ волнам смещений, $n = \overline{1, 30}; m = \overline{1, 40}$. Поведение четырех ветвей (1) безразмерной комплексной функции смещения в момент времени $j' = 0$ при $\alpha = 0.5$ для прямой волны приведено на рис. 1. Для всех ветвей характерно наличие как реальной, так и мнимой частей функции смещения. Ядро квантовой точки локализовано вблизи узла $(n, m) = (n_0, m_0)$ и захватывает некоторую область. Вне ядра поведение поля деформации для всех ветвей является стохастическим (рис. 1, в, е, и, м). Для первой ветви (рис. 1, а) у $\text{Re}u_{\varepsilon 1}$ на фоне стохастического поведения всей решетки наблюдается сложная структура с несколькими пиками вверх. Для второй и третьей ветвей наблюдается основной пик вверх (рис. 1, г) и вниз (рис. 1, ж). Для четвертой ветви характерно образование структуры с существенно меньшими амплитудами сложной формы типа «ямы» (рис. 1, к). Мнимые части каждой из ветвей имеют свои характерные структурные особенности (рис. 1, б, д, з, л), при этом особенности у $\text{Im}u_{\varepsilon 4}$ имеют вид «ступеней» (рис. 1, л).

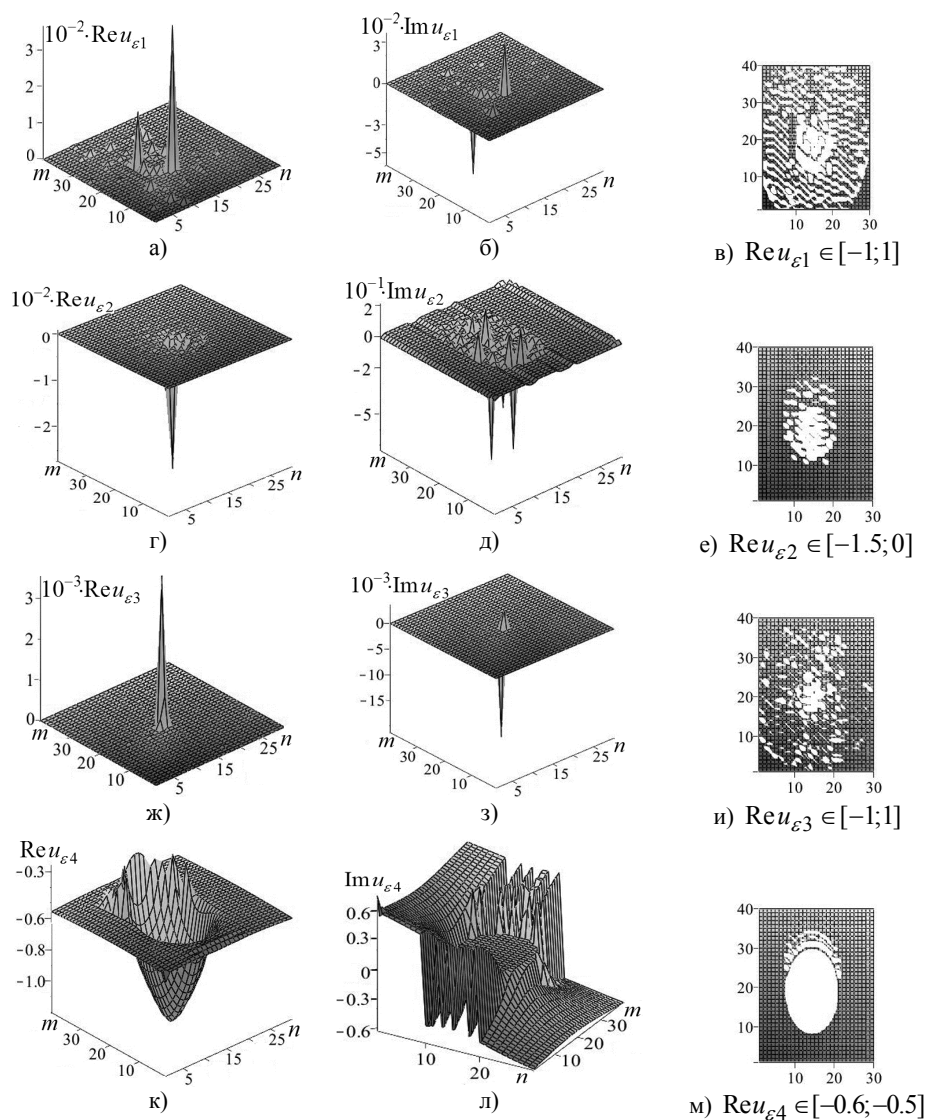


Рис. 1. Зависимости реальных и мнимых частей, сечений реальных частей (вид сверху) ветвей функции смещения от n, m при $j' = 0, \alpha = 0.5$: 1 ветвь (а, б, в); 2 ветвь (г, д, е); 3 ветвь (ж, з, и); 4 ветвь (к, л, м)

Для инверсных [26, 27] структурных состояний квантовой точки ($\alpha = -0.5$) поведение четырех ветвей (1) безразмерной комплексной функции смещения при $j' = 0$, для прямой волны дано на рис. 2. В этом случае мнимая часть функции смещения равна нулю, что свидетельствует об отсутствии эффективного затухания. Существует интервал изменения фрактального индекса $\alpha \in (-2/3; -1/3)$, внутри

котрого мнимая часть функции смещения будет равна нулю для всех четырех ветвей. Для первой ветви (рис. 2, а) характерно наличие пика вверх, локализованного вблизи узла (n_0, m_0) , с большой амплитудой и стохастическим поведением в области квантовой точки (рис. 2, б). Для второй ветви (рис. 2, в) наблюдается пик вниз, локализованного вблизи узла (n_0, m_0) , с большой амплитудой и стохастическим поведением в области квантовой точки (рис. 2, г). Для третьей ветви (рис. 2, д, е) наблюдается практически регулярное поведение с малыми положительными амплитудами и минимумом вблизи узла (n_0, m_0) . Для четвертой ветви (рис. 2, ж, з) наблюдается практически регулярное поведение с малыми отрицательными амплитудами и максимумом вблизи узла (n_0, m_0) .

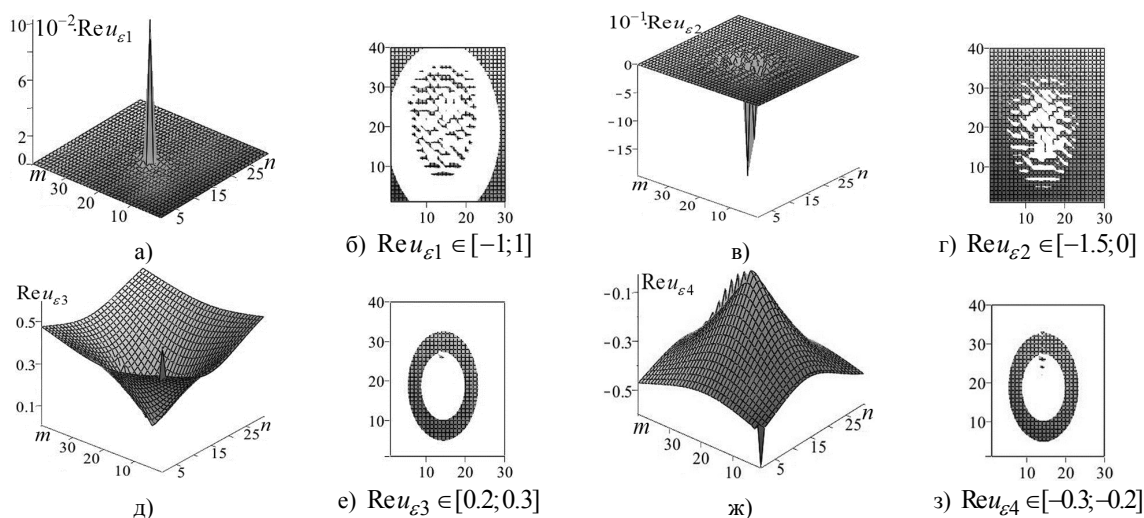


Рис. 2. Зависимости ветвей функции смещения и их сечений (вид сверху) от n, m при $j' = 0$, $\alpha = -0.5 : 1$ ветвь (а, б); 2 ветвь (в, г); 3 ветвь (д, е); 4 ветвь (ж, з)

Пример переходных процессов с течением безразмерного времени j' четырех ветвей функции смещения (прямая волна) для инверсных структурных состояний ($\alpha = -0.5$) дан на рис. 3.

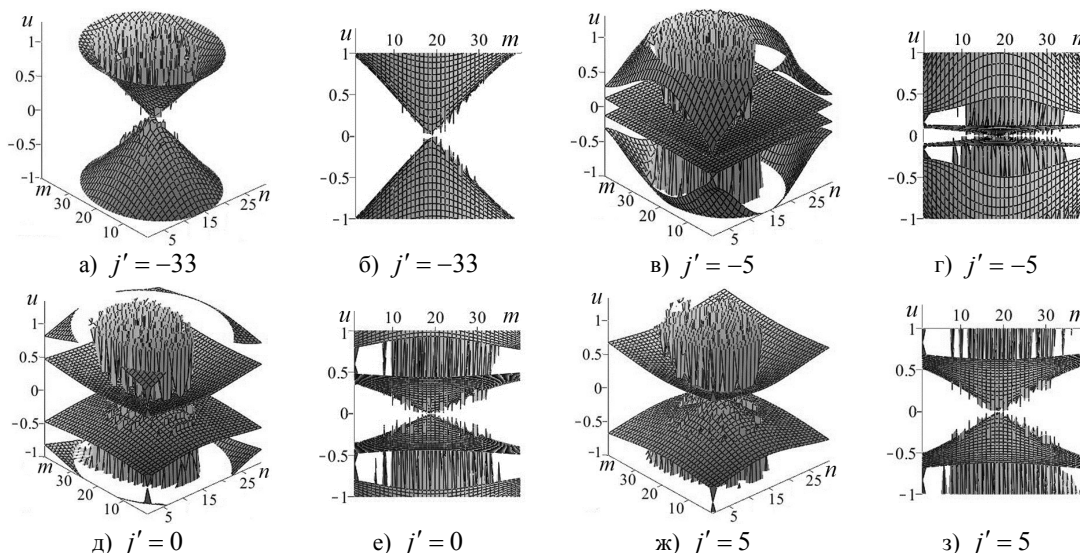


Рис. 3. Совместные зависимости четырех ветвей функции смещения от n, m и проекций на плоскость mOu для $\alpha = -0.5$

На каждом рисунке представлены все четыре ветви функции смещения в сечении по $u \in [-1, 1]$. Первая и третья ветвь, как правило, имеют положительные значения, вторая и четвертая – отрицательные. Имеет место пересечение четырех ветвей функции смещения в отдельных точках. Наблюдаются

щели между ветвями решений. При увеличении $j' \in [-33; 33]$ характер поведения каждой из четырех ветвей функции смещения изменяется. Это связано с изменением параметра $|z(j') - z_c|$, входящего в выражения (3), (4) для четырех ветвей функции смещения (1). При этом также наблюдается изменения величин щелей между ветвями решений. Значению $j' = -5$ (рис. 3, в, з) соответствует минимальное отклонение параметра $|z_1 - z_c| = 0.04$ для прямой волны. При $j' = 0$ (рис. 3, д, е) для прямой и обратной волны значения параметров $|z - z_c|$ совпадают $|z_1 - z_c| = |z_2 - z_c| = 0.54$. При $j' = 5$ (рис. 3, ж, з) для прямой волны параметр $|z_1 - z_c| = 1.04$, а для обратной волны наблюдается минимальное отклонение параметра $|z_2 - z_c| = 0.04$. Отметим, что поведение четырех ветвей функции смещения, щелей между ветвями, расположения особых точек качественно похоже на поведение физических параметров вблизи Дираковских точек (Dirac points) [11–16]. При этом также допустима физическая интерпретация функций смещения как функций от безразмерного волнового числа $q_z = (z - z_c) / z_c$.

Сжатые и растянутые состояния фрактальной квантовой точки. В работах [25, 28] для описания смешанных состояний вводятся эффективные составные операторы смещений \hat{u}_p, \hat{u}_q (для сжатых $p = 1, 3, 5, 7$ и растянутых $p = 2, 4, 6, 8$ состояний, которым соответствуют матрицы с размерами $N_1 \times N_1$ и $N_2 \times N_2$) и корреляционные функции первого порядка K_{pq}, H_{pq}, S_{pq} для $p, q = \overline{1, 8}$.

Для смешанных состояний получены функции распределения типа Бозе-Эйнштейна f_{pp} (основное состояние) и f'_{pp} (возбужденное состояние), Ферми-Дирака F_{pp} (основное состояние) и F'_{pp} (возбужденное состояние), параметров инверсии d_{pp} в виде

$$f'_{pp} - f_{pp} = 1; \quad f'_{pp} = S_{pp} / H_{pp}; \quad f_{pp} = K_{pp} / H_{pp}; \quad (7)$$

$$F'_{pp} + F_{pp} = 1; \quad F_{pp} = H_{pp} / S_{pp}; \quad F'_{pp} = K_{pp} / S_{pp}; \quad d_{pp} = 1 - 2F_{pp}. \quad (8)$$

Функции распределения типа Ферми-Дирака и типа Бозе-Эйнштейна несут информацию о поле деформаций и напряжений, соответственно (рис. 4, 5).

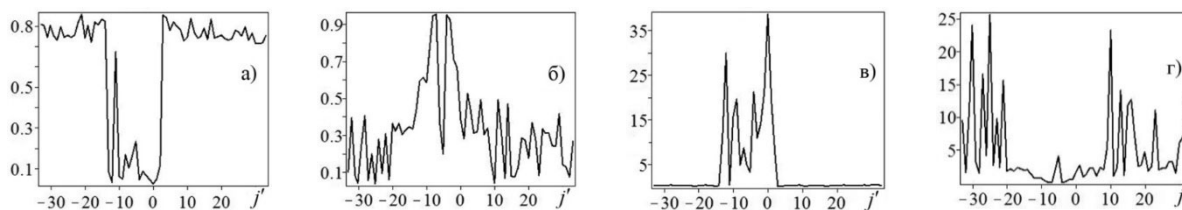


Рис. 4. Зависимости функций F_{11} (а, б), f_{11} (в, г) от j' для сжатых состояний $(p, p) = (1, 1)$ ветвей $u_{\varepsilon 1}$ (а, в), $u_{\varepsilon 2}$ (б, г) при $\varphi = 0$

На рис. 4, 5 приведены результаты для сжатых и растянутых состояний фрактальной квантовой точки при $\varphi = 0$. Для ветви $u_{\varepsilon 1}$ при $j' = -33$ квантовая точка находится в инверсных состояниях с $d_{11} = -0.62$ для сжатого (рис. 4, а) и $d_{22} = -0.85$ для растянутого (рис. 5, а) состояний. При этом число квантов поля напряжений практически мало $f_{11} = 0.3$ (рис. 4, в), $f_{22} = 0.05$ (рис. 5, в).

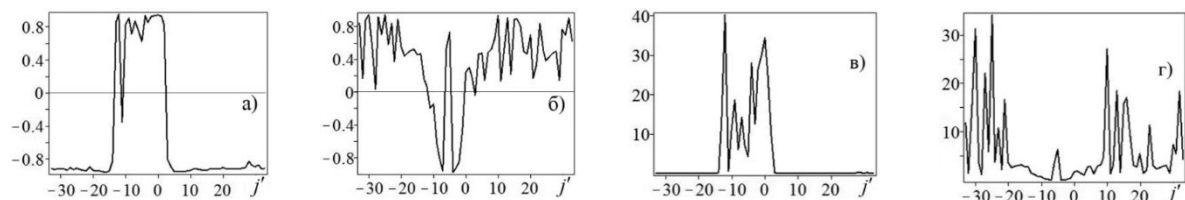


Рис. 5. Зависимости d_{22} (а, б), f_{22} (в, г) от j' для растянутых состояний $(p, p) = (2, 2)$ ветвей $u_{\varepsilon 1}$ (а, в), $u_{\varepsilon 2}$ (б, г) при $\varphi = 0$

При увеличении j' параметры инверсии и число квантов для этих состояний стохастически колеблются вблизи указанных значений. При $j' = -13$ для сжатого и $j' = -14$ для растянутого состояний происхо-

дят переходы из инверсных состояний в равновесные с параметрами инверсии больше нуля. Затем идет возврат в инверсные состояния и далее в равновесные состояния внутри интервалов $j' \in [-10, 0]$. При этом наблюдается появление числа квантов поля напряжений значительно больших единицы. При $j' > 2$ для сжатого состояния, $j' > 3$ для растянутого состояния снова происходит возврат в инверсное состояние и значительное уменьшение числа квантов поля напряжений.

Для ветви $u_{\varepsilon 2}$ при $j' = -33$ квантовая точка находится в основных состояниях с $d_{11} = 0.81$ для сжатого (рис. 4, б) и $d_{22} = 0.85$ для растянутого (рис. 5, б) состояний. При этом число квантов поля напряжений значительно больше единицы $f_{11} = 9.5$ (рис. 4, з), $f_{22} = 11.9$ (рис. 5, з). При увеличении j' параметры инверсии и число квантов для этих состояний стохастически колеблются. При $j' = -13$ для сжатого и $j' = -14$ для растянутого состояний происходят переходы из основных состояний в инверсные с параметрами инверсии меньше нуля. Затем идет возврат в основные состояния и далее в инверсные состояния внутри интервалов $j' \in [-12, -2]$. При этом наблюдается уменьшение числа квантов поля напряжений (рис. 4, з, 5, з). При $j' > -2$ для сжатого и растянутого состояний снова происходит возврат в основное состояние. При дальнейшем увеличении j' наблюдаются значительные стохастические колебания параметров инверсии (рис. 4, б, 5, б) и образование отдельных сигналов сложной формы с числами заполнения поля напряжений значительно больших единицы (рис. 4, з, 5, з). Появление таких импульсов сложной формы из равновесных состояний при изменении $j' > -2$ для сжатых и растянутых состояний ветви $u_{\varepsilon 2}$ является необычным.

Похожие явления наблюдаются в квантовой оптике для трехуровневой атомной системы, где возможна лазерная генерация сигналов без инверсии, эффект Ханле, фотонное эхо, самоиндуцированная прозрачность [2, 3, 10]. Влияние угла поворота $\varphi = \pi/8$ из выражения (6) на состояние фрактальной квантовой точки отражено на рис. 6, 7.

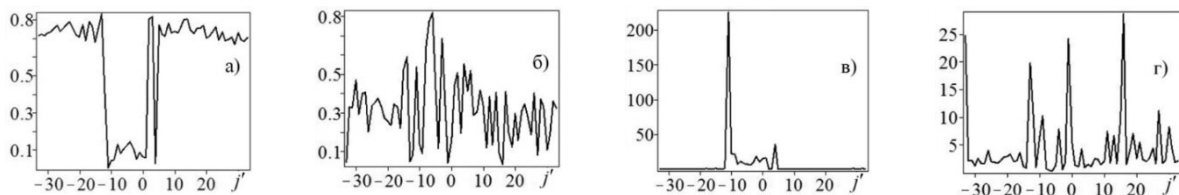


Рис. 6. Зависимости функций F_{11} (а, б), f_{11} (в, г) от j' для сжатых состояний $(p, p) = (1, 1)$ ветвей $u_{\varepsilon 1}$ (а, в), $u_{\varepsilon 2}$ (б, г) при $\varphi = \pi/8$

Для ветви $u_{\varepsilon 1}$ в области изменения $j' \in [-13, 5]$ наблюдаются образование ярко выраженных пиков при $j' = -11$ и $j' = 4$ с большими числами заполнения (по сравнению с рис. 4, в, 5, в) $f_{11} = 225.2$ и $f_{11} = 35.2$ для сжатых состояний (рис. 6, в), с числами заполнения $f_{11} = 207.7$ и $f_{11} = 44$ для растянутых состояний (рис. 7, в), что связано с влиянием угла поворота φ .

Для ветви $u_{\varepsilon 2}$ поворот на угол $\varphi = \pi/8$ приводит к изменению структуры сигналов сложной формы при $j' > 0$ (рис. 6, з, 7, з) по сравнению с аналогичными сигналами (рис. 4, з, 5, з).

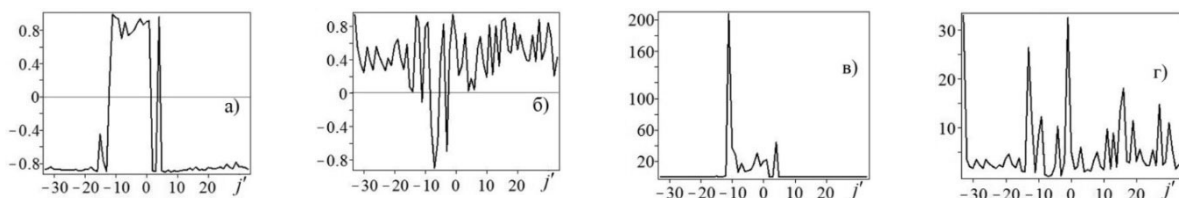


Рис. 7. Зависимости d_{22} (а, б), f_{22} (в, г) от j' для растянутых состояний $(p, p) = (2, 2)$ ветвей $u_{\varepsilon 1}$ (а, в), $u_{\varepsilon 2}$ (б, г) при $\varphi = \pi/8$

Поведения функций распределения типа Ферми-Дирака, Бозе-Эйнштейна, параметров инверсии от безразмерного времени j' (рис. 4, 5) при $\varphi = 0$ и (рис. 6, 7) при $\varphi = \pi/8$ указывают на возможность по-

явления переходных эффектов типа индукции, лавины, сверхнутаии, эхо в модельной наносистеме с фрактальной квантовой точкой. При этом для начального угла поворота φ допустима интерпретация в терминах эффективной площади возбуждающих импульсов сложной формы, что и определяет конкретный тип переходного эффекта. С другой стороны, угол поворота φ можно рассматривать как функцию от безразмерных волновых чисел $q_x = (x - x_c) / x_c$, $q_y = (y - y_c) / y_c$, где x зависит от n , y зависит от m , x_c, y_c – характерные параметры вдоль осей On, Om . Это дает возможность сравнить поведение и провести аналогии, полученных функций распределения и параметров инверсии с физическими параметрами вблизи Дираковских точек из работ [11–16].

Выводы. Исследовано поведение четырех ветвей комплексной функции смещения для фрактальной квантовой точки в модельной наносистеме. Появление четырех ветвей связано с учетом эффекта бифуркации решения нелинейного уравнения. Для значений фрактального индекса $\alpha \in (-1; -2/3)$ и $\alpha \in (-1/3; 1)$ для всех ветвей характерно наличие как реальной, так и мнимой ветвей функции смещения. Ядро квантовой точки локализовано вблизи узла $(n, m) = (n_0, m_0)$ и захватывает некоторую область. Вне ядра поведение поля деформации для всех ветвей является стохастическим.

Внутри интервала изменения фрактального индекса $\alpha \in (-2/3; -1/3)$ мнимая часть функции смещения равна нулю для всех четырех ветвей, что свидетельствует об аномальном поведении поля деформации инверсных структурных состояний фрактальной квантовой точки (отсутствует эффективное затухание). При увеличении безразмерного времени $j' \in [-33; 33]$ происходит перестройка структуры поля смещения каждой из четырех ветвей, изменение щелей между ветвями, пересечение ветвей в отдельных областях (переходные процессы типа структурной перестройки).

Поведения сжатых и растянутых состояний фрактальной квантовой точки в модельной наносистеме качественно похожи, но различаются количественно. Зависимости исследуемых функций распределения и параметров инверсии от безразмерного времени j' для разных ветвей $u_{\varepsilon 1}$ и $u_{\varepsilon 2}$ качественно отличаются. При этом в начальный момент времени $j' = -33$ для ветви $u_{\varepsilon 1}$ реализуется инверсное состояние, а для ветви $u_{\varepsilon 2}$ – равновесное состояние. Для ветви $u_{\varepsilon 2}$ возможно образование дополнительных сигналов сложной формы (эффекты типа эхо, лавины, самоиндуцированной прозрачности).

Начальное состояние и поведение во времени j' фрактальной квантовой точки можно изменять за счет изменения начального угла поворота φ .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Валиев К. А. Квантовые компьютеры: надежды и реальность. Регулярная и хаотическая динамика / К. А. Валиев, А. А. Кокин. – Ижевск, 2001. – 352 с.
2. Петрушкин С. В. Лазерное охлаждение твердых тел / С. В. Петрушкин, В. В. Самарцев. – М.: Физматлит, 2005. – 224 с.
3. Копвиллем У. Х. Световое эхо и перспективы его применения в науке и технике / У. Х. Копвиллем // Известия АН СССР. Сер. Физика. – 1973. – Т. 37, № 10. – С. 2010–2021.
4. Копвиллем У. Х. Поляризаационное эхо / У. Х. Копвиллем, С. В. Пранц. – М.: Наука, 1985. – 192 с.
5. Шпак А. Н. Кластерные и наноструктурные материалы. Т. 1 / А. Н. Шпак, Ю. А. Куницкий, В. Л. Карбовский. – К.: Академперіодика, 2001. – 588 с.
6. Башаров А. М. Когерентный контроль квантовых корреляций в атомных системах / А. М. Башаров, А. А. Башкеев, Э. А. Манькин // Журнал эксперимент. и теорет. физики. – 2005. – Т. 127, вып. 3. – С. 536–550.
7. Мирошниченко Г. Г. Дискретное фотодетектирование для протоколов линейных оптических квантовых вычислений и коммуникаций / Г. Г. Мирошниченко // Журнал эксперимент. и теорет. физики. – 2011. – Т. 139, вып. 6. – С. 1055–1065.
8. Федоров М. Н. Кутриты и кукварты в спонтанном параметрическом рассеянии света, корреляции и перепутывание состояний / М. Н. Федоров, И. А. Волков, Ю. М. Михайлова // Журнал эксперимент. и теорет. физики. – 2012. – Т. 142, вып. 1(7). – С. 20–43.
9. Омелянчук А. Н. Квантовые когерентные явления в джозефсоновских кубитах / А. Н. Омелянчук, Е. В. Ильичев, С. Н. Шевченко. – К.: Наукова думка, 2013. – 168 с.
10. Скалли М. О. Квантовая оптика / М. О. Скалли, М. С. Зубайри. – М.: Физматлит, 2003. – 512 с.
11. Zhu S-L. Simulation and detection of Dirac fermions with cold atoms in an optical lattice / S.-L. Zhu, B. Wang, L. M. Duan // Phys. Rev. Lett. – 2007. – Vol. 98, 260402. – P. 1–4.
12. Greating, moving and merging Dirac points with a Fermi gas in a tunable honeycomb lattice / L. Tarruell, D. Greif, T. Uehlinger et. all. // Nature. – 2012. – Vol. 483, No 7389. – P. 302–305.
13. Designer Dirac fermions and topological phases in molecular grapheme / K.K. Gomes, W. Mar, W. Ko et. al. // Nature. – 2012. – Vol. 483, No 7389. – P. 306–310.
14. Seradjeh B. Fractionalization in a square-lattice model with time-reversal symmetry / B. Seradjeh, C. Weeks, M. Franz // Phys. Rev. B. – 2008. – Vol. 77, 033104. – P. 1–4.

15. Seradjeh B. Fractional statistics of topological defects in graphene and related structures / B. Seradjeh, M. Franz // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 101, 146401. – P. 1–4.
16. Ryu S. Masses in graphene-like two-dimensional electronic systems: Topological defects in order parameters and their fractional exchange statistics / S. Ryu, C. Mudry, C.-Yu Hou, C. Chamon // Phys. Rev. B. – 2009. – Vol. 80, 205319. – P. 1–34.
17. Minimal-excitation states for electron quantum optics using levitons / J. Dubois, T. Jullien, F. Portier et al. // Nature. – 2013. – Vol. 502, No 7473. – P. 659–663.
18. Coupling a single electron to a Bose-Einstein condensate / J. Balewski, A. Krupp, A. Gaj et al. // Nature. – 2013. – Vol. 502, No 7473. – P. 664–667.
19. Potential for spin-based information processing in a thin-film molecular semiconductor / M. Warner, S. Din, I. Tupitsyn et al. // Nature. – 2013. – Vol. 503, No 7477. – P. 504–508.
20. Abramova O. P. Fractal nanotraps based on quasi-two-dimensional fractal structures / O. P. Abramova, S. V. Abramov // Dynamical Systems Theory (Editors J. Awrejcewicz et al.) DSTA 2013, Poland, Lodz, December 2–5, 2013. – P. 71–80.
21. Абрамов В. С. Фрактальная дислокация как один из неклассических структурных объектов в наноразмерных системах / В. С. Абрамов // Металлофизика и новейшие технологии. – 2011. – Т. 33, № 2. – С. 247–251.
22. Абрамова О. П. Перестройка структуры стохастического поля деформации дислокации при изменении управляющих параметров / О. П. Абрамова, С. В. Абрамов // Металлофизика и новейшие технологии. – 2011. – Т. 33, № 4. – С. 519–524.
23. Абрамова О. П. Особенности поведения поля деформации фрактальных квазидвумерных структур / О. П. Абрамова, С. В. Абрамов // Вісн. Донец. ун-ту. Сер. А: Природн. науки. – 2013. – № 1. – С. 9–17.
24. Абрамов В. С. Упорядочение и статистические свойства поля деформации фрактальной дислокации в модельной наносистеме / В. С. Абрамов // Вісник Донецьк. нац. ун-ту. Сер. А: Природн. науки. – 2013. – № 1. – С. 90–96.
25. Абрамов В. С. Фрактальная индукция, лавина, самоиндуцированная прозрачность, эхо в модельной наносистеме / В. С. Абрамов // Материалы X международного симпозиума по фотонному эхо и когерентной спектроскопии (ФЭКС'2013) (Йошкар-Ола, 30 июня–6 июля 2013 г.). – Йошкар-Ола: ФГБОУ ВПО «Поволжский государственный технологический университет», 2013. – С. 78–86.
26. Abramov V. S. Inverse structural states of the stochastic deformation field of fractal dislocation / V. S. Abramov // Физика и техника высоких давлений. – 2013. – Т. 23, № 3. – С. 54–62.
27. Абрамов В. С. Поведение типа мягкой моды для инверсных структурных состояний фрактальной дислокации в модельной наносистеме / В. С. Абрамов // Актуальные проблемы механики деформируемого твердого тела: Тр. VII Международ. науч. конф. (п. Мелекино, 11–14 июня 2013 г.). – Т. 1. – Донецк: ДонНУ, 2013. – С. 13–17.
28. Abramov V. S. Correlation Relations and Statistical Properties of the Deformation Field of Fractal Dislocation in a Model Nanosystem / V. S. Abramov // Chaotic Modeling and Simulation (CMSIM) Journal. – 2013. – № 3. – P. 357–365.
29. Abramova O. P. Governance of Alteration of the Deformation Field of Fractal Quasi-two-dimensional Structures in Nanosystems / O. P. Abramova, S. V. Abramov // Chaotic Modeling and Simulation (CMSIM) Journal. – 2013. – № 3. – P. 367–375.

Поступила в редакцию 24.01.2014 г.

РЕЗЮМЕ

У рамках двухточечної моделі досліджені стислі і розтягнуті стани полів деформації і напруги фрактальної квантової точки в модельній наносистемі. При цьому використовується теорія дробового числення і концепція фрактала. Облік ефекту біфуркації рішень нелінійного рівняння призводить до появи чотирьох гілок у функції зміщення вузлів решітки в модельній наносистемі. Виконано чисельне моделювання поведінки комплексного поля деформації на прямокутній дискретній решітці. Показано, що для інверсних (з негативним фрактальним індексом) структурних станів фрактальної квантової точки існує інтервал зміни цього індексу з аномальною поведінкою поля деформації: усередині інтервалу відсутнє ефективне затухання. Показана можливість появи перехідних ефектів типу індукції, лавини, свержнутатції, ехо в модельній наносистемі з фрактальної квантової точкою.

Ключові слова: фрактальна квантова точка, поля деформації і напруги, стислі і розтягнуті стани, інверсні структурні стани, модельна наносистема.

SUMMARY

Within the framework of the two-point model squeezed and stretched states of the deformation and stress fields of fractal quantum dot in a model nanosystem are investigated. This uses the theory of fractional calculus and the concept of fractal. Accounting for the effect of bifurcation of solutions of nonlinear equations leads to the appearance of four branches of the lattice nodes displacement function in the model nanosystem. The numerical modelling of the complex deformation field behaviour is fulfilled on a rectangular discrete lattice. It is shown that for inverse (with a negative fractal index) states of fractal quantum dot there is an interval of change of this index with anomalous behaviour of the deformation field: there is no effective attenuation within the interval. The possibility of appearance of different transition effects such as induction, avalanches, supernutation, echo in the model nanosystem with fractal quantum dot is shown.

Keywords: fractal quantum dot, deformation and stress fields, squeezed and stretched states, inverse structural states, model nanosystem.