

Анизотропия осцилляционной динамики бризера на ловушке в электроконвективной твист-структуре нематика

О. А. Скалдин, В. А. Делев¹⁾, Е. С. Шиховцева, Ю. А. Лебедев, Э. С. Батыршин

Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН, 450075 Уфа, Россия

Поступила в редакцию 25 июня 2014 г.

Исследуется осцилляционная динамика дислокаций с диссоциированным ядром в электроконвективной твист-структуре нематического жидкого кристалла. Исходное состояние ролловой твист-структуры неустойчиво. Одной из причин этого являются геликоидальные течения нематика в соседних роллах с антипараллельными аксиальными компонентами скоростей. В результате образуются осциллирующие, или “дышащие”, дефекты, обладающие свойствами бризеров и описываемые уравнением \sin -Гордона. Показано, что в такой нестационарной системе имеет место пространственно-временная анизотропия в характере движения дислокаций в противоположных направлениях, ортогональных ролловой структуре.

DOI: 10.7868/S0370274X14150041

Известно, что за нарушение идеальности пространственно-временного порядка в материальных средах ответственны различного рода дефекты [1]. В случае твердого тела классификация типов дефектов в решетках с различной симметрией и их влияние на физические свойства достаточно хорошо изучены [2–4]. Более сложной и интересной представляется ситуация с явно выраженным временным фактором, т.е. рождение, диссипация дефектов и их структурная динамика. С этих позиций экспериментальное и теоретическое изучение процессов распространения одиночных волн и их захват, например на классических дефектах с образованием нелинейных локализованных возбуждений типа бризеров и т.д. [5, 6], является наиболее актуальным. Жидкие кристаллы (ЖК), в которых практически одновременно реализуется несколько типов сосуществующих неустойчивостей, причем как диссипативного, так и недиссипативного характера, оказываются уникальными модельными средами для наблюдения и изучения подобных объектов [7–9]. В частности, речь идет об электроконвективной неустойчивости в виде одномерных периодических структур, реализуемых в закрученных нематиках. Исходное состояние такой ролловой структуры неустойчиво. Одной из причин этого являются геликоидальные течения нематической жидкости в соседних роллах с антипараллельными аксиальными компонентами скоростей [10]. В результате этого образуются осциллирующие, или “дышащие”,

дефекты, обладающие свойствами бризеров и описываемые уравнением \sin -Гордона [11, 12]. В работе [13] было установлено, что осцилляции такого дефекта имеют временную асимметрию по циклу, которая связывается с твист-симметрией самого нематика. Описываются эти процессы моделью на основе возмущенного уравнения \sin -Гордона [14]. Также было показано, что в одном из полупериодов по пространственному циклу бризер распадается на пару дислокаций с антипараллельными векторами Бюргерса, которые в сумме дают нулевой топологический заряд [13]. Сама же модель предполагает наличие анизотропного эффективного трения для солитон-антисолитонной пары при их взаимодействии: сближения и отталкивания при прохождении через нулевую точку.

Возможна более сложная ситуация, когда бризер локализуется на различных структурных неоднородностях, например по аналогии с магнитными системами на доменных стеклах, зародышах новой фазы и т.д. [15]. Однако в случае ЖК наиболее интересной представляется реализация более тонких структурных процессов, являющихся следствием взаимодействия бризера и “заряженного” дефекта (дислокации), т.е., проще говоря, поведение бризера на ловушке.

Целью данной работы является исследование особенностей структурных превращений в ситуации, когда колебательная динамика бризера в значительной степени зависит от наличия дислокации (или классического дефекта с ненулевым топологическим индексом).

¹⁾e-mail: deleev@anrb.ru

Модельной системой служил нематический ЖК (НЖК) 4-п-метоксибензильден-п-бутиланилин (МБ-БА), который помещался в ЖК-ячейку между двумя стеклянными подложками с проводящим покрытием из SnO_2 . Подложки натирались в одном направлении для создания однородной планарной ориентации директора \hat{n} (единичный вектор, характеризующий преимущественную ориентацию молекул). Затем они поворачивались друг относительно друга на угол $\pi/2$. В результате возникала закрученная на $\pi/2$ конфигурация поля директора \hat{n} . Толщина ЖК-слоя составляла $d = 20$ мкм. Горизонтальные размеры ячейки равнялись $l_x = 16$ мм, $l_y = 12$ мм. Таким образом, аспектные соотношения составляли $l_x/d = 800$, $l_y/d = 600$. К слою прикладывалось переменное напряжение U с частотой $f = 30$ Гц. Пороговое напряжение возникновения доменов Вильямса–Капустина (ДВК) $U_c = 5.6$ В. После оцифровки изображений доменных структур к ним применялась техника пространственной демодуляции для оценки амплитуд осцилляционных мод “зиг” и “заг”, $A_{\text{zig}}(x, y, t)$ и $A_{\text{zag}}(x, y, t)$ [16, 17].

Рассмотрим пространственно-временную динамику “зигзаг” осцилляций в ядре дислокации размером $L = 6d$ (где d – размер элементарной ячейки структуры роллов) за один период T , который состоит из двух полуциклов, $T = T_1 + T_2$, причем $T_1 \neq T_2$ (рис. 1) [13].

Пусть в начальный момент времени $t = 0$ на правом краю ядра дислокации образуется дефект с зарядом -1 (при обходе контура ядра дефекта против часовой стрелки имеем на одну элементарную ячейку ролловой структуры меньше) (рис. 1а). При этом остальные роллы диссоциированного ядра замкнуты и находятся в состоянии “зиг” ($t = 0$). Через $t = T_1/2$ дефект будет находиться примерно в центре диссоциированного ядра (рис. 1б). При этом слева от дефекта роллы остаются в состоянии “зиг”, а справа они уже переключились в состояние “заг”. По завершении полуцикла ($t = T_1$), когда дефект оказывается на левом краю размытого ядра, все остальные роллы переходят в состояние “заг” (рис. 1с). Заряд дислокации по-прежнему равен -1 . Справа на рис. 1а–с показаны соответствующие кривые распределения величины $1 - |A_1(x, y, t) - A_2(x, y, t)|$ в последовательные моменты времени. Она характеризует динамику заряженного дефекта за первый полупериод осцилляций T_1 (где A_1, A_2 – амплитуды “зиг” и “заг” осцилляций соответственно). Ясно видно, что последовательное перезамыкание роллов (смена “зиг” на “заг”) происходит справа налево.

Покадровый анализ динамики демодулированных изображений показал, что за следующий полуцикл дефект демонстрирует совершенно иную динамику. Он остается “зацепленным” на левом краю, а через время $t \approx T_2/2$ в размытом ядре дислокации происходит одновременное рождение двух единичных дефектов с противоположными знаками: $+1$ (примерно в центре размытого ядра) и -1 (на правом краю ядра). В результате суммарный заряд дислокации остается неизменным (рис. 1д) и закон сохранения заряда выполняется. Затем происходит аннигиляция промежуточного дефекта с зарядом $+1$ и дефекта с зарядом -1 , “зацепленного” на левом краю ядра дислокации (рис. 1е). В итоге вторая часть периода “зигзаг” осцилляций оказывается меньше, чем первая, и при $t = T$ на правом краю ядра дислокации остается дефект с зарядом -1 , (рис. 1е). Далее процесс повторяется.

Перейдем теперь к теоретическому обоснованию развивающихся структурных превращений в пространственно диссоциированном заряженном дефекте.

Покажем, что наблюдаемая картина осцилляций (рис. 1) описывается решением уравнения син-Гордона:

$$\begin{aligned} \eta_{\tau\tau} &= \eta_{\xi\xi} - \sin \xi + \varepsilon f, \\ \varepsilon f &= -\sigma\eta_{\tau} - \sum_{k=1}^N \mu_k \delta(\xi - a_k) F(\eta), \\ F(\eta) &= \sin \eta, \end{aligned} \quad (1)$$

где $-\sigma\eta_{\tau}$ – потери энергии на диссипативные процессы, $-\sum_{k=1}^N \mu_k \delta(\xi - a_k) F(\eta)$ – потери энергии при прохождении солитонного возбуждения через k -й дефект, $\mu_k > 0$, $\varepsilon \ll 0$. На протяжении всего времени жизни дислокации с размытым ядром процесс происходит без изменения формы осцилляций, что указывает на малость потерь энергии на диссипацию ($\sigma \rightarrow 0$). Результатом является возбуждение, энергетически соответствующее трехсолитонному:

$$E = E_{\text{sol}} + E_B, \quad (2)$$

где E_{sol} – энергия односолитонного решения, $E_B = 2E_{\text{sol}}\sqrt{1 - \omega^2}$ – энергия бризера.

В отличие от связанного трехсолитонного решения (вобблер) данные осцилляции представляют собой сложение бризерного возбуждения

$$\begin{aligned} \eta_B(\xi, \tau) &= 4 \arctan \left(\frac{\sqrt{1 - \omega^2}}{\omega} \right) \times \\ &\times \frac{\sin \omega(\tau - \tau_0)}{\text{ch} [(\xi - \xi_0)\sqrt{1 - \omega^2}]} \end{aligned} \quad (3)$$

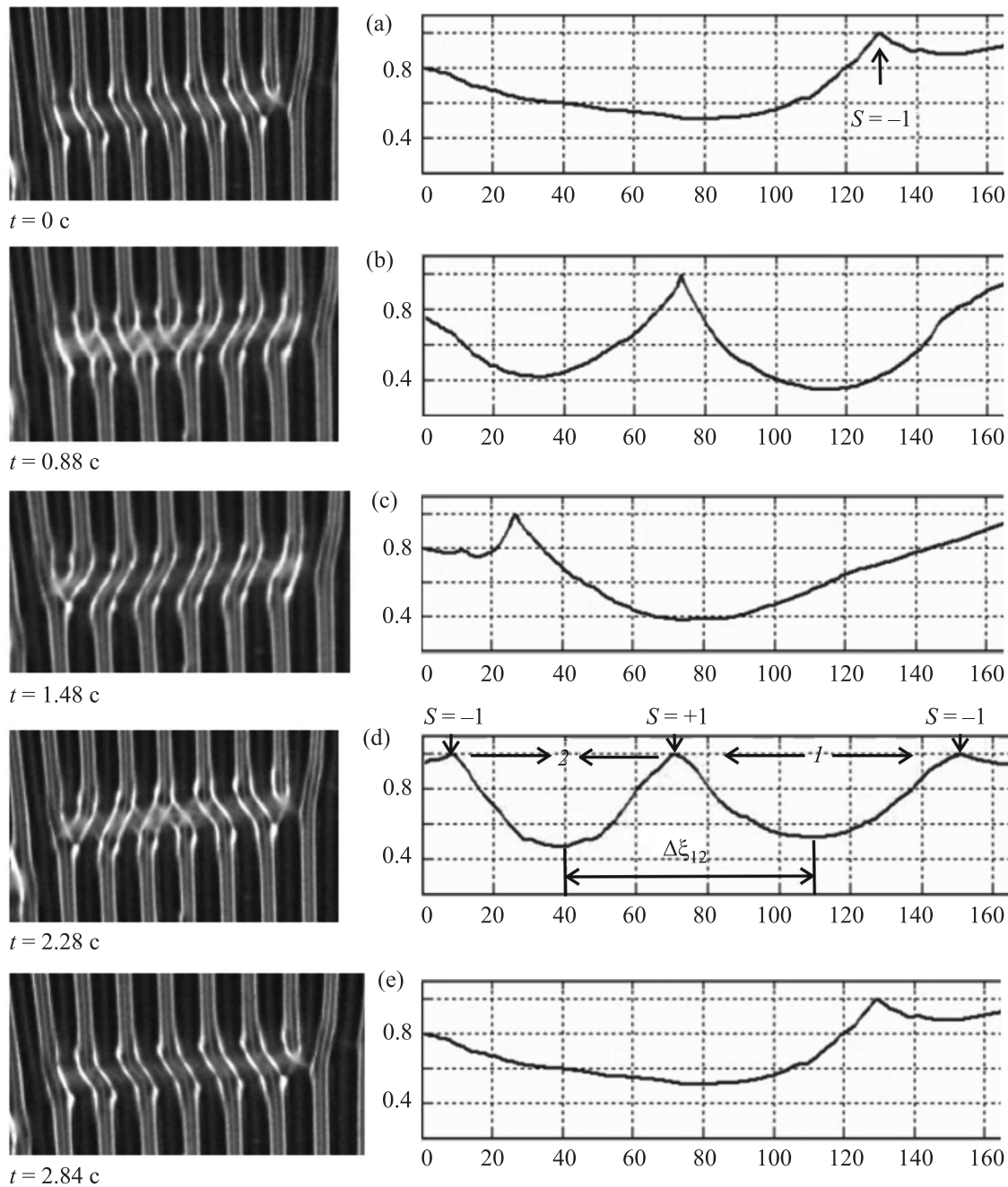


Рис. 1. Динамика диссоциированной дислокации размером $L = 6d$ с топологическим индексом -1 в течение одного периода $T = T_1 + T_2$ ($T_1 > T_2$) осцилляций. (а-с) – Движение дефекта с $S = -1$ за время T_1 . (d) – Распад бризера на пару дислокаций $S = \pm 1$ (положение 1) и аннигиляция (положение 2); $\Delta\xi_{12}$ – смещение центра бризера. (е) – Переход в исходное состояние. Справа от изображений показаны соответствующие распределения величины $1 - |A_1(x, y, t) - A_2(x, y, t)|$

и односолитонного возбуждения [18]

$$\eta = 4 \arctan \left[\pm \frac{\xi - X(\tau)}{\sqrt{1 - u^2(\tau)}} \right],$$

$$X(\tau) = \int_0^\tau u(\tau') d\tau' + \xi_0(\tau),$$

где “+” соответствует солитону, а “-” антисолитону,

$$\frac{du}{d\tau} = -\sigma u(1 - u^2) - \frac{1}{2}(1 - u^2) \times$$

$$\times \sum_i \mu_i \operatorname{sech}^2 \left(\frac{a_i - X}{\sqrt{1 - u^2}} \right) \tanh \left(\frac{a_i - X}{\sqrt{1 - u^2}} \right), \quad (5)$$

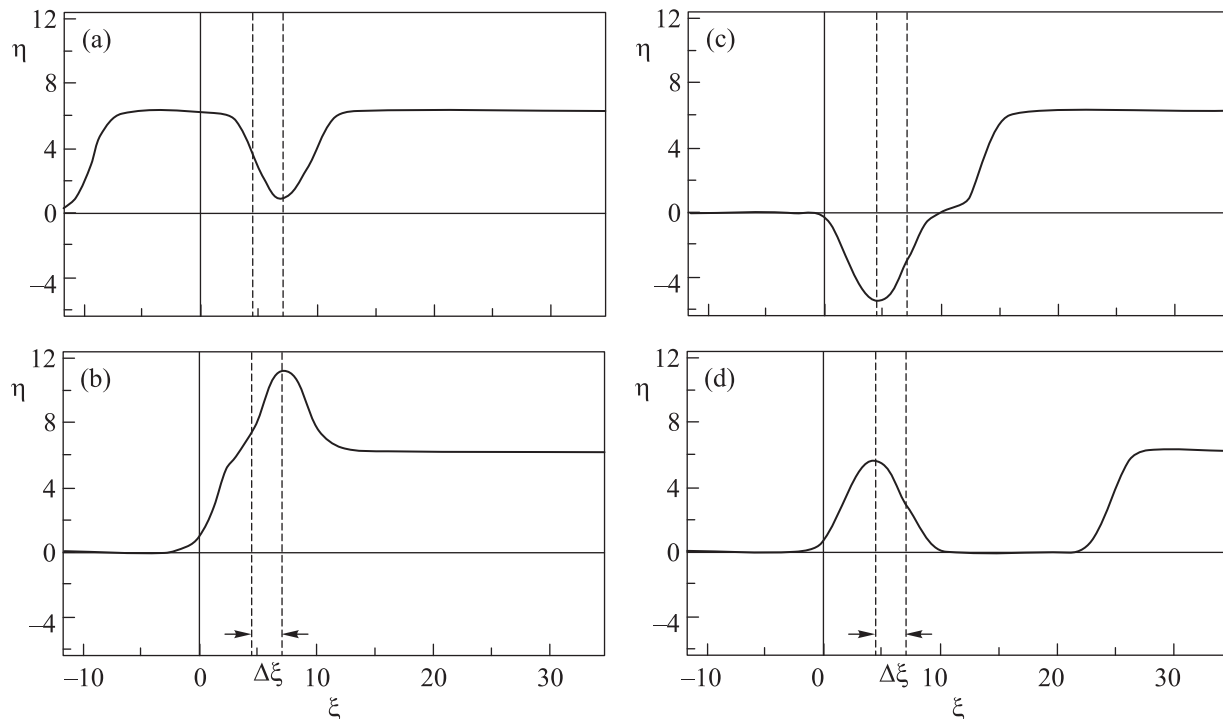


Рис. 2. Иллюстрация симуляции процесса сложения бризерного и солитонного возбуждений решений (3) и (4) за вторую часть колебательного цикла T_2 ($\Delta\xi$ – смещение центра бризера после прохождения солитона)

$$\frac{dX}{d\tau} = u - \frac{u}{2}(1-u^2) \sum_i \mu_i (a_i - X) \times \operatorname{sech}^2 \left(\frac{a_i - X}{\sqrt{1-u^2}} \right) \tanh \left(\frac{a_i - X}{\sqrt{1-u^2}} \right). \quad (6)$$

Их возникновение и совместное существование в ограниченном пространстве обусловлено тем, что бризер рождается на дефекте ($\xi = a$), а солитон совершает движение по спиральной фазовой траектории вокруг точки с координатой X^* , определяемой как корень уравнения

$$\operatorname{sech}^2(a - X^*) \tanh(a - X^*) = 0. \quad (7)$$

Частота осцилляций

$$(\omega^*)^2 = \frac{\mu}{2} [2\operatorname{sech}^2(a - X^*) \tanh(a - X^*) - \operatorname{sech}^4(a - X^*)]. \quad (8)$$

При $\sigma \neq 0$ такую же картину дает сложение затухающего двухсолитонного решения [14]:

$$\begin{aligned} \eta &= -4 \arctan \frac{\sinh T}{u \cosh \psi}, \\ T &= \left[\int_0^\tau u(\tau') d\tau' + X_0(\tau) \right] (1-u^2)^{-1/2}, \\ \psi &= \eta(1-u^2)^{-1/2}, \\ \frac{du}{d\tau} &= \frac{\cosh T (1-u^2) u^2 FL}{\sinh^2 T - u^2}, \\ \frac{dT}{d\tau} &= \frac{u}{\sqrt{1-u^2}}, \\ F &= -\sigma u \cosh(T), \\ L &= \frac{1}{u^2} + \frac{1}{2 \sinh T \sqrt{\sinh^2 T + u^2}} \times \\ &\times \ln \left| \frac{\sqrt{\sinh^2 T + u^2} + \sinh T}{\sqrt{\sinh^2 T + u^2} - \sinh T} \right|, \end{aligned} \quad (9)$$

и односолитонного.

Исходя из вышеизложенного проанализируем наблюдаемые особенности осцилляционной динамики и структурных превращений диссоциированной по пространству дислокации с ненулевым топологическим зарядом. На рис. 2 представлено несколько конфигураций, определяющих локализацию бризера и солитона, проходящего через бризер, что как раз и соответствует сложению бризерного (3) и солитонного (4) возбуждений.

Ключевым моментом представленной временной динамики является смещение центра бризера после прохождения солитона. В реальности этому отвечает смещение $\Delta\xi_{12}$, отмеченное на рис. 1d, с переходом в исходное состояние (рис. 1e). В целом же фактически получается следующее. В первый пространственный полупериод T_1 , определяемый позициями элементарных дефектов, имеет место их регулярное движение справа налево (рис. 1a–c). В полупериод T_2 процесс перемещения идет через сложный каскад рождения и аннигиляции пар дефектов (дислокаций) разных знаков (рис. 1d–e). В начале второго полупериода происходит распад бризера на пару дислокаций разных топологических знаков (соответствующие им вектора Бюргерса антипараллельны) с последующей аннигиляцией. Пространственное разнесение этих двух процессов определяет смещение $\Delta\xi$ местоположения бризера (рис. 1d). Завершающаяся фаза полного периода движений элементарного дефекта определяется его скачкообразным перемещением слева направо в исходное начальное положение, аналогичным пространственной “телепортации”, так как исчезнувший вследствие аннигиляции элементарный дефект с $S = -1$ на левом конце ядра (рис. 1d) неотличим от появившегося после этого дефекта на правом конце (рис. 1c или a).

Таким образом, здесь наблюдается не только временная асимметрия $T = T_1 + T_2$, где $T_1 \neq T_2$, но и пространственная анизотропия в динамике осциллирующей дислокации. В данном случае обнаружено, что пространственная анизотропия в колебательных циклических процессах бризерных дефектов твист-структур нематика увязывается с временной асимметрией, при которой регулярное перемещение дефекта справа налево происходит за время T_1 , большее времени T_2 возврата в исходное состояние через распад бризера на дипольную пару дислокаций с $S = \pm 1$ с последующей аннигиляцией. Ранее при исследовании динамики несингулярного дефекта, т.е. бризера без ловушки, было показано, что временная асимметрия связана с закруткой ЖК-образца [12].

1. В.Б. Вайнштейн, Л.М. Инденбом, В.М. Фридкин, *Современная кристаллография. Т. 2. Структура кристаллов*, Наука, М. (1979).
2. Дж. Хирт, И. Лоте, *Теория дислокаций*, Атомиздат, М. (1972) [J.P. Hirth and J. Lothe, *Theory of dislocations*, McGraw-Hill Book Company (1968)].
3. А.М. Стоунхэм, *Теория дефектов в твердых телах*, Мир, М. (1978) [A. M. Stoneham and J. Lothe, *Theory of Defects in Solids*, Oxford: Oxford University Press (1975)].
4. M. Kleman, *Points, Lines and Walls in Liquid Crystals, Magnetic Systems and Various Ordered Media*, Wiley, Chichester (1983).
5. П.В. Долганов, В.М. Жилин, В.К. Долганов, Е.И. Кац, *Письма в ЖЭТФ* **89**, 181 (2009).
6. Е.Г. Екомасов, Р.Р. Муртазин, В.Н. Назаров, *ФММ* **115**, 125 (2014).
7. H. Yamazaki, S. Kai, and K. Hirakawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **56**, 1 (1987).
8. A. Weber, E. Bodenschatz, and L. Kramer, *Adv. Materials* **3**, 191 (1991).
9. S. Rasenat, V. Steinberg, and I. Rehberg, *Phys. Rev. A* **42**, 5998 (1990).
10. A. Hertrich, A. P. Krekhov, and O. A. Scaldin, *J. Phys. II (France)* **4**, 239 (1994).
11. V. A. Delev, P. Toth, and A. P. Krekhov, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **351**, 179 (2000).
12. О.А. Скалдин, В.А. Делев, Е.С. Шиховцева, Э.С. Батыршин, Ю.А. Лебедев, *Письма в ЖЭТФ* **93**, 431 (2011).
13. О.А. Скалдин, В.А. Делев, Е.С. Шиховцева, *Письма в ЖЭТФ* **97**, 98 (2013).
14. E. S. Shikhovtseva, *Physica A* **303**, 133 (2002).
15. М.А. Шамсутдинов, И.Ю. Ломакина, В.Н. Назаров, А.Т. Харисов, Д.М. Шамсутдинов, *Ферро- и антиферромагнитодинамика. Нелинейные колебания, волны и солитоны*, Наука, М. (2009).
16. M. Dennin, D. S. Cannell, and G. Ahlers, *Phys. Rev. E* **57**, 638 (1998).
17. Э.С. Батыршин, *Дисс. к.ф.-м.н.*, Уфа (2012).
18. E. S. Shikhovtseva and O. A. Ponomarev, *Phys. Low-Dim. Struct.* **5/6**, 43 (1998).