

Микро- и нанoeлектроника. Физика конденсированного состояния
Micro- and nanoelectronics. Condensed matter physics

УДК 577.337; 538.931
<https://doi.org/10.32362/2500-316X-2022-10-4-44-54>



НАУЧНАЯ СТАТЬЯ

Коллективная динамика доменных структур в жидкокристаллических липидных бислоях

В.Н. Каданцев[®],
А.Н. Гольцов

МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, 119454 Россия
[®] Автор для переписки, e-mail: appl.synergy@yandex.ru

Резюме

Цели. Многочисленные исследования биосистем указывают на особую роль квазиодномерных (квази-1D) молекулярных структур в процессах транспорта энергии, зарядов и информации. В этой связи особый интерес представляют исследования коллективной динамики квази-1D латеральных структур в жидкокристаллических (ЖК) мембранах и возможности передачи по таким структурам локальных возбуждений. С целью исследования молекулярных механизмов направленного транспорта энергии в ЖК липидных мембранах в настоящей работе разработана модель коллективной динамики квази-1D доменных структур (ДС) в ЖК бислоях, взаимодействующих с окружающей средой.

Методы. В качестве квази-1D ДС рассмотрены перколяционные ДС, формирующиеся при фазовом разделении липидных молекул в многокомпонентных мембранах. В модели выделены две взаимодействующие между собой подсистемы, различающиеся по своим структурным и динамическим свойствам: поверхность мембраны, образованная полярными группами (ПГ) липидных молекул и внутренняя гидрофильная область мембраны, сформированная ацильными цепями (АЦ) липидов. При моделировании подсистемы АЦ использован гамильтониан Гинзбурга – Ландау, учитывающий зависимость ее динамики от температуры вблизи температуры фазового перехода плавления липидов T_c .

Результаты. Анализ динамических состояний модели показал, что вблизи температур T_c в рассматриваемых квази-1D ДС могут существовать перемещающиеся с постоянной скоростью возбуждения в виде солитонов. При этом движение упругого возбуждения (кинка) вдоль ДС в области АЦ вызывает образование акустического солитона – области сжатия в подсистеме ПГ, перемещающейся согласованно с движением кинка. Область локализации солитона охватывает примерно 10 молекул и существенно зависит от параметра взаимодействия подсистем ПГ и АЦ. Движение солитона происходит с дозвуковой скоростью, которая определяется, в частности, величиной внешнего воздействия.

Выводы. В рамках разработанной модели показано, что ЖК ДС в липидных мембранах проявляют свойства активных сред, в которых может происходить формирование и перемещение локализованных упругих возбуждений в виде солитонов на макроскопических пространственных и временных масштабах. Предложенная модель молекулярного транспорта энергии вдоль квази-1D ДС может быть применена к описанию направленной передачи энергии по латеральным доменным каналам в биомембранах и кооперативного функционирования мембранных биоэнергетических и рецепторных комплексов.

Ключевые слова: коллективная динамика, жидкокристаллические доменные структуры, многокомпонентные липидные мембраны, солитоны, направленный транспорт энергии

• Поступила: 20.10.2021 • Доработана: 05.05.2022 • Принята к опубликованию: 20.06.2022

Для цитирования: Каданцев В.Н., Гольцов А.Н. Коллективная динамика доменных структур в жидкокристаллических липидных бислоях. *Russ. Technol. J.* 2022;10(4):44–54. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2022-10-4-44-54>

Прозрачность финансовой деятельности: Авторы не имеют финансовой заинтересованности в представленных материалах или методах.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

RESEARCH ARTICLE

Collective dynamics of domain structures in liquid crystalline lipid bilayers

Vasiliy N. Kadantsev[@],
Alexey N. Goltsov

MIREA – Russian Technological University, Moscow, 119454 Russia

[@] Corresponding author, e-mail: appl.synergy@yandex.ru

Abstract

Objectives. Numerous studies of biosystems indicate the distinct role of quasi-one-dimensional molecular structures in the transport of energy, charges, and information. Of particular interest are the studies on the collective dynamics of quasi-one-dimensional lateral structures in liquid crystalline membranes and the possibility of local excitation transfer through such structures. In this paper, we developed a model for the collective dynamics of quasi-one-dimensional domain structures in lipid bilayers interacting with the environment. The objective is to study the mechanisms of the directed energy transport in liquid crystalline lipid membranes.

Methods. In this paper, the percolation domain structures formed as a result of phase separation in multicomponent lipid membranes are considered to be quasi-one-dimensional domain structures. The model distinguishes two subsystems interacting with each other and differing in their structural and dynamic properties, i.e., the membrane surface formed by polar groups of lipid molecules and the internal hydrophilic region of the membrane formed by acyl chains of lipids. The acyl chain subsystem is simulated using the Ginzburg–Landau Hamiltonian which considers the dependence of its dynamics on temperature close to the lipid melting phase transition temperature T_c .

Results. Analysis of dynamic states has shown that elastic excitations moving at constant rate in the form of solitons may exist near temperatures T_c in the considered quasi-one-dimensional domain structures. In addition, motion of the elastic excitation region (kink) along domain structures in the acyl chain region causes the formation of acoustic soliton, i.e., the compression region in the polar group subsystem moving in concert with the kink displacement. The soliton localization region covers about 10 molecules and depends significantly on the interaction parameter of the polar group and acyl chain subsystems. Soliton moves at a subsonic speed determined, in particular, by the magnitude of an external force.

Conclusions. The model developed in this paper shows that liquid crystalline domain structures in lipid membranes exhibit properties of active media, wherein the formation and displacement of localized elastic excitations on macroscopic spatial and temporal scales may occur. The proposed molecular mechanism of the soliton transport along quasi-one-dimensional domain structures may be used for describing the directed energy transfer along lateral domain channels in biomembranes and the cooperative functioning of the membrane bioenergetic and receptor complexes.

Keywords: collective dynamics, liquid crystalline domain structures, multicomponent lipid membranes, soliton, directed energy transport

• Submitted: 20.10.2021 • Revised: 05.05.2022 • Accepted: 20.06.2022

For citation: Kadantsev V.N., Goltsov A.N. Collective dynamics of domain structures in liquid crystalline lipid bilayers. *Russ. Technol. J.* 2022;10(4):44–54. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2022-10-4-44-54>

Financial disclosure: The authors have no a financial or property interest in any material or method mentioned.

The authors declare no conflicts of interest.

ВВЕДЕНИЕ

Электрооптические и морфологические свойства жидкокристаллических (ЖК) планарных систем определяют их высокую чувствительность к внешним факторам, приводящим к быстрому изменению их макроскопических характеристик. Возникновение порогового коллективного отклика в нематических ЖК пленках на внешние воздействия лежит в основе их высокой структурной подвижности, что определяет их широкое применение в различных областях техники в качестве материалов с легко управляемыми свойствами. Уникальные свойства ЖК состояния вещества также обуславливают широкое распространение ЖК структур в живых системах и их важную биологическую роль [1]. Применение подходов физики ЖК и физики конденсированных сред к исследованиям ЖК состояний в живых клетках привели к развитию физики активных ЖК структур в живых системах, функционирующих вдали от равновесных состояний при наличии накачки и диссипации энергии [2].

К активным ЖК структурам в клетках относятся лиотропные ЖК клеточные мембраны, которые являются одними из их основных структурных и функциональных элементов. Кроме функций формирования клеточного компартмента, они выполняют активную роль в пространственной организации матрикса для встраивания сигнальных мембранных рецепторов и биоэнергетических белковых комплексов на поверхности мембраны, обеспечивая оптимальные условия их функционирования [1]. Благодаря высокой структурной подвижности ЖК состояний мембраны выполняют разнообразные коммуникационные функции, обеспечивая трансмембранный транспорт вещества и сигнальных молекул между клеткой и внешней средой. Также ЖК мембраны обеспечивают латеральный транспорт биологически активных молекул вдоль поверхности мембраны. Сложную пространственно-организующую роль играют митохондриальные мембраны в биоэнергетике клетки, обеспечивая кластерную организацию наноразмерных молекулярных машин дыхательного аппарата [3]. Предполагается, что функционирование активных ЖК мембран реализуется за счет возбуждения кооперативных молекулярных процессов, идущих в сложноорганизованных ЖК бислоях.

Сложная структура ЖК липидных мембран связана с их гетерогенной структурой, которая обусловлена разнообразным составом липидных молекул, различающихся как по молекулярной структуре, так и по их фазовому состоянию. Гетерогенная структура мембран проявляется в их доменной организации, которая определяет многие физиологические свойства биомембран [1]. Во-первых, отмечается роль доменной организации мембраны в формировании специфического липидного микроокружения мембранных белков, которое обеспечивает их оптимальное функционирование. Показано, что разрушение доменных структур (ДС) приводит к нарушению функционирования системы мембранных белков [4]. Во-вторых, отмечается роль ДС в транспортных и коммуникационных процессах, идущих на поверхности мембран [5]. Здесь, в частности, рассматриваются квазиодномерные (квази-1D) перколяционные кластерные сети, формирующиеся в области фазового разделения липидных молекул, различающихся по своей структуре и фазовому состоянию [6]. Предполагается, что квази-1D ДС и их сети могут выполнять роль латеральных каналов для направленного транспорта энергии и зарядов по поверхности мембраны и обеспечивать взаимодействие между мембранными биоэнергетическими и рецепторными комплексами [5]. Направленный транспорт и каналирование энергии и зарядов по квази-1D ДС по своей эффективности могут превосходить пассивный транспорт, реализующийся за счет двумерной диффузии молекул по поверхности мембраны.

С целью исследования механизмов направленного транспорта энергии по ЖК ДС в настоящей работе развивается модель коллективной динамики квази-1D ДС в липидных бислоях, взаимодействующих с окружающей средой. Показывается, что в системе ДС возможны нелинейные возбуждения, способные осуществлять взаимодействие и перенос энергии между мембранными белками и рецепторами на значительных расстояниях. В результате аналитического исследования установлено, что при учете взаимодействия липидных молекул друг с другом и окружением в рассматриваемых квази-1D латеральных ДС в липидных бислоях могут существовать возбуждения типа акустических солитонов, которые представляют собой перемещающиеся с постоянной скоростью области сжатия (разряжения).

1. МОДЕЛЬ ДИНАМИКИ ДОМЕННЫХ ЛИПИДНЫХ СТРУКТУР

Рассмотрим одномерную цепочку липидных молекул, образующих квази-1D домен в плоской мембране. Выделим в структуре липидной мембраны две подсистемы: поверхность мембраны, образованную полярными группами (ПГ) липидных молекул и внутреннюю гидрофобную область мембраны, сформированную ацильными цепями (АЦ) липидов. Так как области ПГ и АЦ обладают различными свойствами и участвуют в разных молекулярных возбуждениях, запишем отдельно гамильтонианы невзаимодействующих подсистем ПГ и АЦ и далее введем энергию взаимодействия между ними. Гамильтониан взаимодействующих между собой ПГ липидных молекул в гармоническом приближении представим в виде:

$$H_1 = \sum_n \frac{1}{2} m \left[\dot{p}_n^2 + \Omega_0^2 p_n^2 + \Omega_1^2 (p_{n+1} - p_n)^2 \right], \quad (1)$$

где p_n – смещения n -й ПГ относительно равновесного положения ПГ, находящихся на расстоянии a друг от друга; m – масса ПГ; Ω_0 и Ω_1 – характеристические частоты колебаний в системе ПГ. Последний член в уравнении (1) учитывает дисперсию упругих волн в цепочке ПГ. Точка обозначает дифференцирование по времени t .

Динамика подсистемы АЦ существенно зависит от температуры T мембраны. Вблизи температуры фазового перехода T_c в мембранах наблюдается фазовый переход – плавление липидов, который происходит путем поворотной изомеризации АЦ липидных молекул (конформационное плавление) и приводит к возрастанию их подвижности [1]. Поэтому для описания динамики цепочки АЦ наиболее подходящим является гамильтониан типа Гинзбурга – Ландау, широко используемый для исследований критических явлений в различных структурах, в том числе для описания коллективной динамики липидных мембран [7, 8]:

$$H_2 = \sum_n \frac{1}{2} M \left[\dot{u}_n^2 + \omega^2 (u_{n+1} - u_n)^2 \right] + U_T(u_n) \quad (2)$$

с двухмнимым потенциалом

$$U_T(u_n) = \frac{1}{2} G u_n^2 + \frac{1}{4} B u_n^4, \quad (3)$$

где параметры $G < 0$ и $B > 0$ при $T < T_c$ и $G > 0$ и $B > 0$ при $T > T_c$. M – масса АЦ. Переменная u_n характеризует мгновенное положение n -й АЦ относительно равновесного положения, соответствующего вершине потенциального барьера. $\omega^2 = K/M$, где K – модуль упругости мембраны.

В уравнении (3) зависимость параметра G от температуры может быть представлена следующим образом:

$$G(T) = E_0(T/T_c - 1), \quad (4)$$

где E_0 – высота потенциального барьера [9]. Область температур вблизи T_c составляет несколько градусов [1]. Двухмнимый симметричный потенциал (3) имеет два минимума, расположенные на расстоянии от вершины барьера

$$u_0 = \pm \sqrt{\frac{|G|}{B}}. \quad (5)$$

В высокотемпературной области при $T \gg T_c$ для гамильтониана подсистемы АЦ справедливо гармоническое представление:

$$H_2' = \sum_n \frac{1}{2} M \left[\dot{u}_n^2 + \omega^2 (u_{n+1} - u_n)^2 \right]. \quad (6)$$

Гамильтониан взаимодействия ПГ и АЦ, который учитывает изменение конформации ближайших АЦ при смещении ПГ из устойчивого положения равновесия, представим в виде [8]:

$$H_3 = \sum_n \chi p_n (u_n^2 - u_0^2), \quad (7)$$

где χ – константа взаимодействия, зависящая в общем случае от структуры липидных молекул и характера окружения мембраны.

Переходя от дискретного к континуальному приближению в описании динамики квази-1D латеральной структуры в мембране, получим следующее выражение для гамильтониана системы:

$$H_M = \frac{1}{a} \int \frac{M}{2} (\dot{u}_t^2 + c_0^2 u_x^2) + U_T(u) + \frac{m}{2} (p_t^2 + \Omega_0^2 p^2 + V_0^2 p_x^2) + \chi p (u^2 - u_0^2) dx, \quad (8)$$

где $c_0 = a\omega_1$ – скорость звука в подсистеме АЦ; $V_0 = a\Omega_1$.

При температурах $T < T_c$ потенциальная функция $U_T(u)$ (3) имеет вид:

$$U_T(u) = \frac{1}{2} |G(T)| u^2 + \frac{1}{4} B u^4. \quad (9)$$

Система уравнений движения для связанной системы ПГ и АЦ с гамильтонианом H_M (8) записывается следующим образом:

$$M u_{tt} - M c_0^2 u_{xx} - |G| u + B u^3 + 2 \chi p u = f_u, \quad (10)$$

$$Mp_{tt} + \Omega_0^2 p - V_0^2 p_{xx} + \chi(u^2 - u_0^2) = 0. \quad (11)$$

При учете взаимодействия двух основных подсистем ПГ и АЦ с физическими полями окружения в уравнения (10) и (11) следует добавить члены, учитывающие вязкое трение и внешние воздействия:

$$Mu_{tt} - Mc_0^2 u_{xx} - M\Gamma_u u_t - |G|u + Bu^3 + 2\chi pu = f_u, \quad (12)$$

$$Mp_{tt} + \Omega_0^2 p - M\Gamma_p p_t - V_0^2 p_{xx} + \chi(u^2 - u_0^2) = f_p. \quad (13)$$

где $\Gamma_u > 0$ и $\Gamma_p > 0$ – коэффициенты вязкого трения в подсистемах ПГ и АЦ, $f_u > 0$ и $f_p > 0$ – правые части уравнений, учитывающие внешние и внутренние силы, действующие на каждую из подсистем. В качестве внутренних сил могут выступать силы упругих напряжений, действующие на границах раздела фаз (доменов). Рассматриваемые в модели квази-1D ДС структуры, формирующиеся в результате фазового разделения, находятся либо под влиянием сил сжатия, либо испытывают растяжение в зависимости от липидного состава мембраны и типа межфазной границы.

2. ДИНАМИКА КВАЗИОДНОМЕРНЫХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР ЛИПИДНЫХ МОЛЕКУЛ

Рассмотрим уравнения движения (11) и (12) без учета взаимодействия между подсистемами ПГ, АЦ и окружающей средой. Тогда уравнение (11) для динамики АЦ переходит в хорошо известное уравнение теории Гинзбурга – Ландау:

$$Mu_{tt} - Mc_0^2 u_{xx} - |G|u + Bu^3 = 0. \quad (14)$$

В малоамплитудном пределе $u(x, t)$ описывает малые смещения $\delta u(x, t)$ АЦ вблизи одного из равновесных положений $u(x, t) = \pm u_0 + \delta u(x, t)$. В первом приближении по $\delta u(x, t)$ такие смещения описываются уравнением

$$M\delta u_{tt} - Mc_0^2 \delta u_{xx} - |G|\delta u = 0, \quad (15)$$

которое имеет фундаментальное решение:

$$\delta u(x, t) \sim e^{i(\omega t - kx)}. \quad (16)$$

Дисперсия упругих волн определяется следующим выражением:

$$\omega^2 = \frac{|G|}{M} + c_0^2 k^2 = \omega_0^2 + c_0^2 k^2, \quad (17)$$

где k – волновой вектор.

Кроме того, уравнение (15) имеет решение в виде уединенной волны немалой амплитуды:

$$u(x, t) = \mp u_0 \tanh \left(\frac{\omega_0}{\sqrt{c_0^2 - V^2}} (x - Vt) \right). \quad (18)$$

Здесь верхний знак соответствует перемещающемуся со скоростью $V < c_0$ солитону (кинку), а нижний – антикинку. Ширина солитона (кинка или антикинка) определяется соотношением:

$$\Delta_0 = \frac{\sqrt{c_0^2 - V^2}}{\omega_0} = \sqrt{\frac{M(c_0^2 - V^2)}{|G|}},$$

где $\omega_0 = (|G|/M)^{1/2}$.

Уравнения (12) и (13) в отсутствие взаимодействия подсистем ПГ и АЦ друг с другом и с окружением описывают продольные (звуковые) волны с дисперсией

$$\Omega^2(q) = \Omega_0^2 + V_0^2 q^2, \quad (19)$$

где q – волновой вектор.

Рассмотрим динамику квази-1D латеральной структуры липидов при учете взаимодействия подсистем ПГ и АЦ между собой, которая описывается системой уравнений (12) и (13). При этом пренебрежем коэффициентом вязкого трения Γ_u в подсистеме ПГ, а также примем, что внешнее воздействие на подсистему ПГ мало, так что можно пренебречь вызываемыми им смещениями ПГ. Переходя в уравнениях (12) и (13) к новой пространственной переменной $\xi = x - Vt$, получим систему двух обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$M(V^2 - c_0^2)u_{\xi\xi} - M\Gamma_u u_{\xi} - |G|u + Bu^3 + 2\chi pu = f_u, \quad (20)$$

$$M(V^2 - V_0^2)p_{\xi\xi} + m\Omega_0^2 p + \chi(u^2 - u_0^2) = 0. \quad (21)$$

Особый интерес представляет случай перемещения возбуждения по рассматриваемой структуре с постоянной скоростью $V = V_0$. Тогда из уравнения (21) следует:

$$p = -\frac{\chi}{m\Omega_0^2} (u^2 - u_0^2). \quad (22)$$

Подставляя это соотношение в уравнение (20) с учетом выражения для u_0 (5), получим уравнение, описывающее динамику возбуждения в подсистеме АЦ в виде:

$$M(V^2 - c_0^2)u_{\xi\xi} - M\Gamma_u u_{\xi} - G_1 u + B_1 u^3 = f_u, \quad (23)$$

где

$$G_1 = \theta |G|, \quad B_1 = \theta |B|, \quad \theta = 1 - \frac{\chi^2}{m\Omega_0^2 B}, \quad 0 < \theta < 1.$$

Перейдем в уравнении (23) к новым переменным

$$z = \frac{\xi}{L} = \frac{\sqrt{2}\xi}{\Delta} \quad \text{и} \quad \eta = \frac{u}{u_0},$$

где Δ – ширина области локализации возбуждения. Тогда уравнение, описывающее состояние возбуждения в подсистеме АЦ липидных молекул, принимает вид:

$$\eta_{zz} + \mu\eta_z - \eta + \eta^3 - \lambda = 0, \quad (24)$$

где

$$\mu = V\Gamma_u \sqrt{\frac{M}{(c_0^2 - V^2)G_1}}, \quad (25)$$

$$\lambda = f_u \sqrt{\frac{B_1}{G^3}}. \quad (26)$$

Решение уравнения (24) может быть представлено с помощью корней полинома [9]:

$$\Phi(\eta) = -\eta + \eta^3 - \lambda = (\eta - \eta_1)(\eta - \eta_2)(\eta - \eta_3). \quad (27)$$

Здесь величины $\eta_1 < \eta_2 < \eta_3$ удовлетворяют следующим соотношениям:

$\eta_1 + \eta_2 + \eta_3 = 0$, $\eta_1\eta_2 + \eta_2\eta_3 + \eta_1\eta_3 = -1$, $\eta_1\eta_2\eta_3 = \lambda$
и определяют стационарные состояния системы:

$$u_1(x, t) = \eta_1 u_0, \quad u_2(x, t) = \eta_2 u_0, \quad u_3(x, t) = \eta_3 u_0. \quad (28)$$

Кроме того, уравнение (24) имеет решение, которое описывает перемещающееся с постоянной скоростью возбуждение в виде уединенной волны (немалой амплитуды), при условии, что

$$\mu = \pm \frac{3\eta_3}{\sqrt{2}}. \quad (29)$$

Указанное решение в переменных u , x и t имеет вид [9]

$$u(x, t) = \pm u_0 \left(\eta_1 + \frac{\eta_2 - \eta_1}{1 + \exp \frac{x - Vt}{\Delta}} \right), \quad (30)$$

где

$$\Delta = \frac{\sqrt{2M(c_0^2 - V^2)}}{\sqrt{G_1(\eta_3 - \eta_1)}}. \quad (31)$$

Знак «минус» в выражении (30) соответствует кинку ($\eta < 0$), а знак «плюс» – антикинку. Соотношения (25) и (26) определяют связь между скоростью солитона и внешним полем в виде:

$$V^2 = \frac{9c_0^2 G_1 \eta_3^2}{2M\Gamma_1^2 + 9G_1 \eta_3^2} = V_0 < c_0^2. \quad (32)$$

Скорость солитона V всегда меньше c_0 из-за того, что ускоряясь под действием внешней силы, солитон излучает волны, что приводит к дополнительным потерям энергии (диссипации), не учтенной в уравнении (23) и соотношении (32), согласно которому с уменьшением f_u (при $f_u \rightarrow 0$) $V \rightarrow c_0$. Направление распространения возбуждения (солитона) определяется знаком f_u .

Перемещение возбуждения (кинка) в подсистеме АЦ вызывает образование области сжатия (разряжения) в подсистеме ПГ, перемещающейся согласованно с перемещением кинка в подсистеме АЦ. Пространственно-временная структура области деформации в системе ПГ определяется выражением, вытекающим из соотношений (22) и (30):

$$p(x, t) = \frac{\chi u_0^2}{m\Omega_0^2} \left[\left(\frac{\eta_1 \exp \frac{x - Vt}{\Delta} + \eta_2}{1 + \exp \frac{x - Vt}{\Delta}} \right)^2 - 1 \right]. \quad (33)$$

При фиксированном значении параметра $V = V_0$ решение системы уравнений (10) и (11) имеет вид:

$$u(x, t) = \mp u_0 \tanh \frac{x - Vt}{\Delta}, \quad (34)$$

$$p(x, t) = \frac{\chi u_0^2}{m\Omega_0^2} \operatorname{sech}^2 \frac{x - Vt}{\Delta}. \quad (35)$$

На рисунке представлены результаты расчетов для смещения АЦ $u(x, t)$ (34) и ПГ $p(x, t)$ (35) липидных молекул в квази-1D ДС мембраны. Расчеты выполнены для параметров, полученных на основе следующих экспериментальных данных. Оценка характерной частоты $\Omega_0 = 10^{11}$ Гц проведена на основе экспериментальных данных для осцилляций диполей ПГ [8]. В качестве оценки скорости звука взято значение $c_0 = 200$ м/с из интервала значений, полученного в экспериментах по измерению скорости звука в липидных монослоях [7]. Величина

$u_0 = 1.1$ нм оценена на основе экспериментальных данных для среднего угла наклона АЦ (34° – 41°) в L_β -фазе в лицитиновых липосомах [10]. Значение ширины кинка $\Delta = 8.0$ нм оценено, исходя из данных по размерам области дефектов, формирующихся в подсистеме АЦ липидных мембран при температурах, близких к температуре главного фазового перехода (область температуры предперехода) [10]. При расчетном значении ширины Δ область солитона охватывает приблизительно 10 липидных молекул. Решение в виде кинка для смещения АЦ $u(x, t)$ описывает дефект типа дислокации, формирующийся в подсистеме АЦ. Отрицательные и положительные значения $u(x, t)$ соответствуют отклонениям АЦ липидных молекул в противоположных направлениях. Решение в виде солитона для смещения ПГ $p(x, t)$ описывает деформацию сжатия в подсистеме ПГ, вызванную дефектом в АЦ.

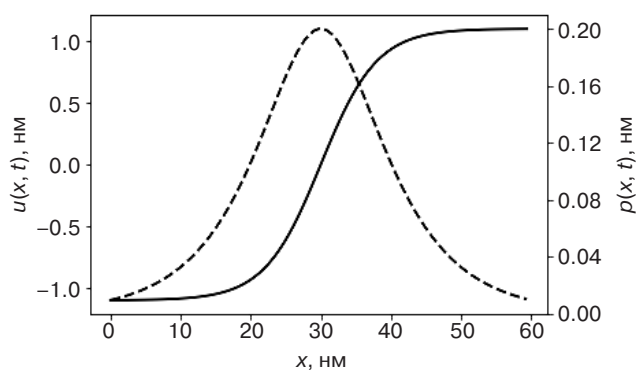


Рисунок. Смещения АЦ $u(x, t)$ (34) (сплошная кривая) и ПГ $p(x, t)$ (35) (пунктирная кривая) липидных молекул в квази-1D ДС мембраны

Сравнивая выражения для ширины солитона Δ (18) и (31), полученные без учета взаимодействия ПГ и АЦ, можно видеть, что взаимодействие подсистем ПГ и АЦ приводит к увеличению области возбуждения (ширины кинка или антикинка) в $\sqrt{\theta}$ раз. Таким образом, с ростом параметра взаимодействия χ понижается потенциальный барьер $E = \theta E_0$ и увеличивается область автолокализации возбуждения.

С увеличением температуры в области температур ниже T_c значение параметра $G(T)$ (4), определяющего высоту барьера в потенциале $U_T(u_n)$ (3), уменьшается и при $T > T_c$ сохраняется лишь один минимум, и бистабильность в системе исчезает. Понижение $G(T)$ приводит к уменьшению пространственного размера солитона.

Таким образом, степень локализации возбуждения в одномерной структуре липидов мембраны возрастает при приближении температуры к T_c . Это связано с ростом эффективной силы λ (26) в уравнении (24), которая увеличивается с ростом температуры как $|T - T_c|^{-1.5}$ до максимального значения,

определяемого соотношением (26). При этом, как уже отмечалось, знак внешней силы определяет направление распространения возбуждения вдоль квазилинейных ДС в мембране. Кроме того, под действием внешнего поля солитон становится асимметричным.

С увеличением температуры T , а, следовательно, и эффективной силы λ (26) возрастает и скорость перемещения солитона по цепочке липидов. При значениях температуры, близких к той, при которой $\lambda = \lambda_{\max}$, локализованное состояние начинает разрушаться и формируется периодическая пространственно-временная структура типа кноидальной волны.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Многочисленные теоретические исследования в биофизике указывают на особую роль квазиодномерных регулярных молекулярных структур в биосистемах в процессах транспорта энергии, вещества и информации на значительные по молекулярным масштабам расстояниям [11–13]. В этом направлении исследований рассматриваются главным образом транспорт энергии и зарядов вдоль линейных молекул, таких как ДНК, полипептиды и линейные полимеры [14–16]. В этой связи особый интерес представляют исследования коллективной динамики квазиодномерных латеральных структур в многокомпонентных биологических мембранах и возможности передачи по таким структурам локальных возбуждений, обусловленных физическими и химическими воздействиями на отдельные компоненты мембран. Этот интерес определен чрезвычайно важной ролью биологических мембран в живых клетках. Предполагается, что природа кооперативных свойств биологических мембран определяется взаимодействием ее субъединиц (рецепторов и ионных каналов), осуществляемым через такие квазиодномерные структуры в липидных бислоях [5].

В данной работе проведено теоретическое исследование коллективной динамики квазиодномерных доменных структур в жидкокристаллических липидных мембранах. В качестве квази-1D ДС в мембранах в работе рассматриваются квази-1D структуры липидных молекул, формирующиеся в процессе латеральной доменной организации бислоя. Существование таких структур в клеточных мембранах подтверждается различными экспериментальными методами: дифракцией рентгеновских лучей, методом нейтронного рассеяния, электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и электронной микроскопией в многокомпонентных липидных бислоях [6, 17, 18], а также путем численного моделирования ДС в липидных мембранах. Компьютерное

моделирование показало, что самоорганизация перколяционной ДС может реализоваться в результате фазового разделения в двухкомпонентных мембранах, образованных липидными молекулами, различающимися по своим структурным и физическим свойствам [19, 20].

В разработанной модели динамики квази-1D ДС рассмотрены две взаимодействующие между собой подсистемы в липидных бислоях: поверхность мембраны, образованная ПГ липидных молекул, и внутренняя гидрофобная область мембраны, состоящая из АЦ липидов. В модели учтено, что динамика подсистемы АЦ существенно зависит от температуры T в области температуры T_c фазового перехода плавления липидов [1]. Поэтому для описания динамики гидрофобной области АЦ липидов выбран гамильтониан типа Гинзбурга – Ландау, широко используемый при исследовании критических явлений. В результате аналитического исследования в работе показано, что при учете взаимодействия двух подсистем друг с другом и окружением в рассматриваемых квази-1D латеральных структурах липидов могут существовать перемещающиеся с постоянной скоростью упругие возбуждения в виде уединенных волн (немалой амплитуды). Формирование и перемещение дефекта (дислокации) в подсистеме АЦ вызывает образование акустического солитона – области сжатия в подсистеме ПГ липидов, перемещающейся согласованно с перемещением дефекта (кинка) в подсистеме АЦ. Таким образом, образовавшиеся в квази-1D ДС возбуждения солитонного типа представляют собой перемещающиеся вдоль молекулярной структуры области локальных смещений ПГ липидов и структурных дефектов в подсистеме АЦ. С увеличением температуры T (при неизменном внешнем воздействии) скорость перемещения солитона по цепочке липидных молекул и степень его локализации возрастают. Однако при некотором значении температуры, близком к температуре плавления T_c , локализованное состояние начинает разрушаться, и формируется периодическая пространственная структура типа кноидальной волны. Как мы полагаем, подобная периодическая структура может быть соотнесена с P_β фазой, наблюдаемой в липидных бислоях в области температуры ниже температуры главного фазового перехода [10]. Следует также отметить, что при $T < T_c$ в рассматриваемой квази-1D ДС могут существовать возмущения в виде волн малой амплитуды (малоамплитудных фононов), частота которых убывает с увеличением температуры до нуля при $T = T_c$ («мягкая мода») [21].

Экспериментальные данные по наблюдению возбуждений солитонного типа в липидных бислоях были получены в ряде экспериментов с применением различных методов возбуждения и регистрации

упругих импульсов. В эксперименте с оптической генерацией упругих волн в липидных монослоях было зарегистрировано возбуждение акустических солитонно-подобных импульсов, формирующихся и распространяющихся с сохранением формы, при значениях поверхностного давления выше определенной пороговой величины [22]. Упругие возбуждения солитонного типа также наблюдались в липидных липосомах в области температуры плавления липидов [23]. Формирование и движение солитонов были также обнаружены и исследованы в нематических и холестерических ЖК планарных структурах методами нелинейной оптики при различных экспериментальных условиях [24, 25]. Экспериментально было показано, что формирование солитонов (доменных стенок малой ширины) происходит в магнитном поле или под действием сдвиговых напряжений в определенном диапазоне величин. Теоретическое описание формирования и движения солитона в нематических ЖК планарных структурах было проведено в рамках теории Эриксона – Лесли для нематического состояния [24]. В настоящей работе установлено, что аналогичные возбуждения солитонного типа могут возникать в лиотропных ЖК ДС в липидных мембранах.

Описанный механизм формирования локальной области упругой деформации и ее перемещения в виде солитона рассматриваются как возможный молекулярный механизм направленного транспорта упругой энергии по поверхности ЖК мембран. Захват солитона мембранными белковыми комплексами (рецепторами, ионными каналами) приводит к передаче упругой энергии белковой молекуле, что может являться триггером к их конформационным переходам и их активации [26]. Также предполагается, что возбуждение и распространение импульса упругой деформации в форме солитона может сопровождать распространение нервного импульса в аксоне [23].

Формирование и перемещение области локальной деформации в мембране может также приводить к захвату заряда солитоном и движению заряда вместе с ним. Механизм захвата и обусловленный им процесс транспорта заряда акустическим солитоном по одномерным молекулярным структурам обсуждались в работах [13, 27, 28]. Аналогичным образом в результате захвата зарядов и их перемещения солитонами в квази-1D ДС липидных мембран может осуществляться латеральный транспорт в клеточных мембранах. Возможность транспорта частиц солитонами была подтверждена в экспериментах по изучению солитонов в планарных холестерических ЖК структурах [25]. В этой работе было обнаружено, что солитон, соответствующий локальному дефекту в ЖК структуре, является областью притяжения для

частиц примесей, что приводит к захвату частиц и их транспорту движущимся солитоном. Дальнейшее развитие и применение разработанной модели к описанию солитонного транспорта частиц в ЖК мембранах будет рассмотрено в следующей публикации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Моделирование динамических свойств ЖК доменных структур липидных мембран, выполненное в данной работе, показало, что такие структуры проявляют свойства активных сред, в которых происходит формирование локализованных когерентных возбуждений на макроскопических пространственных и временных масштабах. Процесс образования локализованных возбуждений солитонного типа в квазилинейных доменных структурах представляет собой формирование области локальной деформации в системе полярных групп и образования топологических дефектов в системе ацильных цепей липидных молекул. В результате моделирования показано, что вдоль квазиодномерной ДС возможно

движение солитона, которое представляет собой бездиссипативное перемещение локальной области деформации в цепочке полярных групп липидов, сопровождающееся согласованным движением дефекта (кинка) в области ацильных цепей липидных молекул. Предложенный молекулярный механизм может быть применен для описания процесса направленной передачи упругой энергии вдоль ЖК мембран и кооперативного поведения мембранных биоэнергетических комплексов. Дальнейшее развитие настоящей модели направлено на описание молекулярных механизмов захвата частиц движущимися солитонами и направленного транспорта заряженных частиц (протонов и электронов) по квазилинейным доменным структурам в биологических и искусственных полимерных мембранах.

Вклад авторов. Авторы внесли равный вклад в подготовку, написание и редактирование данной статьи.

Authors' contribution. The authors equally contributed to the preparing, writing, and editing the article.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Геннис Р. Биомембраны: молекулярная структура и функции. М.: Мир; 1997. 624 с. ISBN 5-03-002419-0
2. Zhao J., Gulán U., Horie T., et al. Advances in biological liquid crystals. *Small*. 2019;15(18):1900019. <https://doi.org/10.1002/sml.201900019>
3. Нестеров С.В., Чесноков Ю.М., Камышинский Р.А., Ягузинский Л.С., Васильев Р.Г. Определение расположения и структуры АТФ-синтазы в мембранах митохондрий сердца крыс с помощью криоэлектронной томографии. *Российские нанотехнологии*. 2020;15(1):93–100. <https://doi.org/10.1134/S1992722320010136>
4. Zhou Y., Prakash P., Liang H., Cho K.J., Gorfé A.A., Hancock J.F. Lipid-sorting specificity encoded in K-ras membrane anchor regulates signal output. *Cell*. 2017;168(1–2):239–251.e16. <https://doi.org/10.1016/j.cell.2016.11.059>
5. Marsh D. Connectivity of membrane domains. *Biophys. J.* 1993;64(2):299–300. [https://doi.org/10.1016/S0006-3495\(93\)81368-7](https://doi.org/10.1016/S0006-3495(93)81368-7)
6. Vaz W.L.C. Percolation properties of two-component, two-phase phospholipid bilayers. *Mol. Membr. Biol.* 1995;12(1):39–43. <https://doi.org/10.3109/09687689509038493>
7. Griesbauer J., Wixforth A., Schneider M.F. Wave propagation in lipid monolayers. *Biophys. J.* 2009;97(10):2710–2716. <https://doi.org/10.1016/j.bpj.2009.07.049>
8. Bolterauer H., Tuszyński J.A., Sataric M.V. Fröhlich and Davydov regimes in the dynamics of dipolar oscillations of biological membranes. *Phys. Rev. A*. 1991;44(2):1366–1381. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.44.1366>

REFERENCES

1. Gennis R. *Biomembranes: molecular structure and function*. Moscow: Mir; 1997. 624 p. (in Russ.). ISBN 5-03-002419-0
[Gennis R. *Biomembranes: Molecular Structure and Function*. New York: Springer; 1989. 533 p.]
2. Zhao J., Gulán U., Horie T., et al. Advances in biological liquid crystals. *Small*. 2019;15(18):1900019. <https://doi.org/10.1002/sml.201900019>
3. Nesterov S.V., Chesnokov Y.M., Kamyshinsky R.A., Yaguzhinsky L.S., Vasilov R.G. Determining the structure and location of the ATP synthase in the membranes of rat's heart mitochondria using cryoelectron tomography. *Nanotechnol. Russia*. 2020;15(1):83–89 (in Russ.) <https://doi.org/10.1134/S1995078020010139>
[Original Russian Text: Nesterov S.V., Chesnokov Y.M., Kamyshinsky R.A., Yaguzhinsky L.S., Vasilov R.G. Determining the structure and location of the ATP synthase in the membranes of rat's heart mitochondria using cryoelectron tomography. *Rossiiskie nanotekhnologii*. 2020;15(1):93–100 (in Russ.). <https://doi.org/10.1134/S1992722320010136>]
4. Zhou Y., Prakash P., Liang H., Cho K.J., Gorfé A.A., Hancock J.F. Lipid-sorting specificity encoded in K-ras membrane anchor regulates signal output. *Cell*. 2017;168(1–2):239–251.e16. <https://doi.org/10.1016/j.cell.2016.11.059>
5. Marsh D. Connectivity of membrane domains. *Biophys. J.* 1993;64(2):299–300. [https://doi.org/10.1016/S0006-3495\(93\)81368-7](https://doi.org/10.1016/S0006-3495(93)81368-7)

9. Collins M.A. Solitons in chemical physics. In: *Advances in Chemical Physics*. 2007;53:225–339. <https://doi.org/10.1002/9780470142776.ch3>
10. Wack D.C., Webb W.W. Synchrotron x-ray study of the modulated lamellar phase P_{β} in the lecithin-water system. *Phys. Rev. A*. 1989;40(5):2712–2730. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.40.2712>
11. Davydov A.S. *Solitons in Molecular Systems*. Dordrecht: Springer Netherlands; 1985. 317p. <https://doi.org/10.1007/978-94-017-3025-9>
12. Scott A.C. Dynamics of Davydov solitons. *Phys. Rev. A*. 1982;26(1):578. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.26.578>
13. Lupichev L.N., Savin A.V., Kadantsev V.N. *Synergetics of Molecular Systems*. Springer Series in Synergetics. Springer International Publishing; 2015. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-08195-3>
14. Yakushevich L.V., Savin A.V., Manevitch L.I. Nonlinear dynamics of topological solitons in DNA. *Phys. Rev. E*. 2002;66(1):016614. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.66.016614>
15. Каданцев В.Н., Гольцов А.Н. Коллективные возбуждения в альфа-спиральной молекуле белка. *Российский технологический журнал*. 2018;6(2):32–45. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2018-6-2-32-45>
16. Kadantsev V.N., Goltsov A. Collective excitations in α -helical protein structures interacting with the water environment. *Electromagn. Biol. Med.* 2020;39(4):419–432. <https://doi.org/10.1080/15368378.2020.1826961>
17. Meder D., Moreno M.J., Verkade P., Vaz W.L.C., Simons K. Phase coexistence and connectivity in the apical membrane of polarized epithelial cells. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*. 2006;103(2):329–334. <https://doi.org/10.1073/pnas.0509885103>
18. Risović D., Frka S., Kozarac Z. The structure of percolating lipid monolayers. *J. Colloid Interface Sci.* 2012;373(1):116–121. <https://doi.org/10.1016/j.jcis.2011.12.009>
19. Jørgensen K., Mouritsen O.G. Phase separation dynamics and lateral organization of two-component lipid membranes. *Biophys. J.* 1995;69(3):942–954. [https://doi.org/10.1016/S0006-3495\(95\)79968-4](https://doi.org/10.1016/S0006-3495(95)79968-4)
20. Goltsov A.N. Electromagnetic-field-induced oscillations of the lipid domain structures in the mixed membranes. *Bioelectrochem. Bioenerg.* 1999;48(2):311–316. [https://doi.org/10.1016/S0302-4598\(99\)00040-9](https://doi.org/10.1016/S0302-4598(99)00040-9)
21. Salari V., Tuszynski J., Rahnama M., Bernroider G. Plausibility of quantum coherent states in biological systems. *J. Phys.: Conf. Ser.* 2011;306(1):012075. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/306/1/012075>
22. Shrivastava S., Schneider M.F. Evidence for two-dimensional solitary sound waves in a lipid controlled interface and its implications for biological signalling. *J. R. Soc. Interface.* 2014;11(97):20140098. <https://doi.org/10.1098/rsif.2014.0098>
23. Heimburg T., Jackson A.D. On soliton propagation in biomembranes and nerves. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*. 2005;102(28):9790–9795. <https://doi.org/10.1073/pnas.0503823102>
24. Lei L., Changqing S., Juelian S., Lam P.M., Yun H. Soliton propagation in liquid crystals. *Phys. Rev. Lett.* 1982;49(18):1335. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.49.1335>
6. Vaz W.L.C. Percolation properties of two-component, two-phase phospholipid bilayers. *Mol. Membr. Biol.* 1995;12(1):39–43. <https://doi.org/10.3109/09687689509038493>
7. Griesbauer J., Wixforth A., Schneider M.F. Wave propagation in lipid monolayers. *Biophys. J.* 2009;97(10):2710–2716. <https://doi.org/10.1016/j.bpj.2009.07.049>
8. Bolterauer H., Tuszyński J.A., Sataric M.V. Fröhlich and Davydov regimes in the dynamics of dipolar oscillations of biological membranes. *Phys. Rev. A*. 1991;44(2):1366–1381. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.44.1366>
9. Collins M.A. Solitons in chemical physics. In: *Advances in Chemical Physics*. 2007;53:225–339. <https://doi.org/10.1002/9780470142776.ch3>
10. Wack D.C., Webb W.W. Synchrotron x-ray study of the modulated lamellar phase P_{β} in the lecithin-water system. *Phys. Rev. A*. 1989;40(5):2712–2730. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.40.2712>
11. Davydov A.S. *Solitons in Molecular Systems*. Dordrecht: Springer Netherlands; 1985. 317p. <https://doi.org/10.1007/978-94-017-3025-9>
12. Scott A.C. Dynamics of Davydov solitons. *Phys. Rev. A*. 1982;26(1):578. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.26.578>
13. Lupichev L.N., Savin A.V., Kadantsev V.N. *Synergetics of Molecular Systems*. Springer Series in Synergetics. Springer International Publishing; 2015. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-08195-3>
14. Yakushevich L.V., Savin A.V., Manevitch L.I. Nonlinear dynamics of topological solitons in DNA. *Phys. Rev. E*. 2002;66(1):016614. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.66.016614>
15. Kadantsev V.N., Goltsov A.N. Collective excitations in alpha-helical protein molecule. *Russian Technological Journal*. 2018;6(2):32–45 (in Russ.). <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2018-6-2-32-45>
16. Kadantsev V.N., Goltsov A. Collective excitations in α -helical protein structures interacting with the water environment. *Electromagn. Biol. Med.* 2020;39(4):419–432. <https://doi.org/10.1080/15368378.2020.1826961>
17. Meder D., Moreno M.J., Verkade P., Vaz W.L.C., Simons K. Phase coexistence and connectivity in the apical membrane of polarized epithelial cells. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*. 2006;103(2):329–334. <https://doi.org/10.1073/pnas.0509885103>
18. Risović D., Frka S., Kozarac Z. The structure of percolating lipid monolayers. *J. Colloid Interface Sci.* 2012;373(1):116–121. <https://doi.org/10.1016/j.jcis.2011.12.009>
19. Jørgensen K., Mouritsen O.G. Phase separation dynamics and lateral organization of two-component lipid membranes. *Biophys. J.* 1995;69(3):942–954. [https://doi.org/10.1016/S0006-3495\(95\)79968-4](https://doi.org/10.1016/S0006-3495(95)79968-4)
20. Goltsov A.N. Electromagnetic-field-induced oscillations of the lipid domain structures in the mixed membranes. *Bioelectrochem. Bioenerg.* 1999;48(2):311–316. [https://doi.org/10.1016/S0302-4598\(99\)00040-9](https://doi.org/10.1016/S0302-4598(99)00040-9)
21. Salari V., Tuszynski J., Rahnama M., Bernroider G. Plausibility of quantum coherent states in biological systems. *J. Phys.: Conf. Ser.* 2011;306(1):012075. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/306/1/012075>

25. Shen Y., Dierking I. Dynamics of electrically driven solitons in nematic and cholesteric liquid crystals. *Commun. Phys.* 2020;3(1):14. <https://doi.org/10.1038/s42005-020-0288-4>
26. Cavallo F., De Giovanni C., Nanni P., Forni G., Lollini P.-L. 2011: the immune hallmarks of cancer. *Cancer Immunol. Immunother.* 2011;60(3):319–326. <https://doi.org/10.1007/s00262-010-0968-0>
27. Žmuidzinis J.S. Electron trapping and transport by supersonic solitons in one-dimensional systems. *Phys. Rev. B.* 1978;17(10):3919. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.17.3919>
28. Каданцев В.Н., Гольцов А.Н., Кондаков М.А. Динамика электросолитона в термализованной молекулярной цепи. *Российский технологический журнал.* 2020;8(1):43–57. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2020-8-1-43-57>
22. Shrivastava S., Schneider M.F. Evidence for two-dimensional solitary sound waves in a lipid controlled interface and its implications for biological signalling. *J. R. Soc. Interface.* 2014;11(97):20140098. <https://doi.org/10.1098/rsif.2014.0098>
23. Heimburg T., Jackson A.D. On soliton propagation in biomembranes and nerves. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA.* 2005;102(28):9790–9795. <https://doi.org/10.1073/pnas.0503823102>
24. Lei L., Changqing S., Juelian S., Lam P.M., Yun H. Soliton propagation in liquid crystals. *Phys. Rev. Lett.* 1982;49(18):1335. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.49.1335>
25. Shen Y., Dierking I. Dynamics of electrically driven solitons in nematic and cholesteric liquid crystals. *Commun. Phys.* 2020;3(1):14. <https://doi.org/10.1038/s42005-020-0288-4>
26. Cavallo F., De Giovanni C., Nanni P., Forni G., Lollini P.-L. 2011: the immune hallmarks of cancer. *Cancer Immunol. Immunother.* 2011;60(3):319–326. <https://doi.org/10.1007/s00262-010-0968-0>
27. Žmuidzinis J.S. Electron trapping and transport by supersonic solitons in one-dimensional systems. *Phys. Rev. B.* 1978;17(10):3919. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.17.3919>
28. Kadantsev V.N., Goltsov A.N., Kondakov M.A. Electrosoliton dynamics in a thermalized molecular chain. *Russian Technological Journal.* 2020;8(1): 43–57 (in Russ.). <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2020-8-1-43-57>

Об авторах

Каданцев Василий Николаевич, д.ф.-м.н., профессор кафедры биокбернетических систем и технологий Института искусственного интеллекта ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78). E-mail: appl.synergy@yandex.ru. <http://orcid.org/0000-0001-9205-6527>

Гольцов Алексей Николаевич, д.ф.-м.н., профессор кафедры биокбернетических систем и технологий Института искусственного интеллекта ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78). E-mail: alexey.goltsov@gmail.com. Scopus Author ID 56234051200, ResearcherID I-3755-2019, SPIN-код РИНЦ 8852-2616, <http://orcid.org/0000-0001-6725-189X>

About the authors

Vasiliy N. Kadantsev, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Department of Biocybernetic Systems and Technologies, Institute of Artificial Intelligence, MIREA – Russian Technological University (78, Vernadskogo pr., Moscow, 119454 Russia). E-mail: appl.synergy@yandex.ru. <http://orcid.org/0000-0001-9205-6527>

Alexey N. Goltsov, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Department of Biocybernetic Systems and Technologies, Institute of Artificial Intelligence, MIREA – Russian Technological University (78, Vernadskogo pr., Moscow, 119454 Russia). E-mail: alexey.goltsov@gmail.com. Scopus Author ID 56234051200, ResearcherID I-3755-2019, RSCI SPIN-code 8852-2616, <http://orcid.org/0000-0001-6725-189X>