УДК 539.2

Ю.О. ГУМЕНЮК, И.Н. СИВАК
Национальный университет биоресурсов и природопользования Украины
Ю.В. ЧОВНЮК
Национальный университет биоресурсов и природопользования Украины
Киевский национальный университет строительства и архитектуры

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНФОРМАЦИОННО-ВОЛНОВЫХ ПОЛЕЙ И ИХ РОЛЬ В МОРФОЛОГИЧЕСКОЙ СТРУКТУРНОЙ САМООРГАНИЗАЦИИ ЖИВОГО

Показано, что вблизи фазовых переходов порядок – беспорядок I рода при наличии в биотелах градиента тензора деформации (вызванного, например, градиентом температуры) существуют несколько типов нелинейных волн (солитонов): типа доменной границы, типа межфазной границы и нелинейные волны в метастабильной фазе нового типа. Последние солитоны при своём движении могут вырасти в движущийся в живой материи домен новой фазы. Подобным образом происходит пространственно-временная эволюция информационно-волновых полей, существующих в живом, которые, в свою очередь, влияют на его морфологическую структурную самоорганизацию. Применение методов неравновесной механики позволило определить условия существования подобных волнообразований, которые существенным образом влияют на энергоинформационный, тепло- и массоперенос в живой материи на всех её уровнях структурной организации.

Ключевые слова: моделирование, информационно-волновые поля, живая материя, морфологическая структурная самоорганизация, энергоинформационный, тепло- и массоперенос, фазовые переходы I рода, солитоны.

Ю.О. ГУМЕНЮК, І.М. СІВАК
Національний університет біоресурсів і природокористування України
Ю.В. ЧОВНЮК
Національний університет біоресурсів і природокористування України
Київський національний університет будівництва і архітектури

МОДЕЛЮВАННЯ ІНФОРМАЦІЙНО-ХВИЛЬОВИХ ПОЛІВ ТА ЇХ РОЛЬ У МОРФОЛОГІЧНІЙ СТРУКТУРНІЙ САМООРГАНІЗАЦІЇ ЖИВОГО

Показано, що поблизу фазових переходів порядок – безлад I роду при наявності у біотілах градієнту тензора деформації (викликаного, наприклад, градієнтом температури) існують кілька типів нелінійних хвиль (солітонів): типу доменної границі, типу міжфазної границі та нелінійні хвилі у метастабільній фазі нового типу. Останні солітони при своєму русі можуть перерости у рухливий у живій матерії домен нової фази. Подібним чином відбувається просторово-часова еволюція інформаційно-хвильових полів, існуючих у живому, котрі, у свою чергу, впливають на його морфологічну структурну самоорганізацію. Застосування методів нерівноважної механіки дозволило визначити умови існування подібних хвилеутворень, котрі суттєвим чином впливають на енергоінформаційний, тепло- й масообмін у живій матерії на усіх її рівнях структурної організації.

Ключові слова: моделювання, інформаційно-хвильові поля, жива матерія, морфологічна структурна самоорганізація, енергоінформаційний, тепло- та масообмін, фазові переходи I роду, солітони.

Y.O. GYUMENYUK, I.N. SIVAK
National University of Bioresources and Life Sciences of Ukraine
Y.V. CHOVNYUK
National University of Bioresources and Life Sciences of Ukraine
Kyiv National University of Construction and Architecture

MODELING OF INFORMATIONAL - WAVE FIELDS AND THEIR ROLE AT MORPHOLOGICAL STRUCTURAL SELF ORGANIZATION OF ALIVE

It is shown that in the vicinity of 1-order phase transitions in bio bodies with deformation tensor gradients (caused, e.g., by a temperature gradient), several types of nonlinear waves (solitons) exist: of the domain-wall type, of the phase interface type, as well as solitons in the metastable phase o the new type. The latter solitons can develop into a moving domain of the new phase. The dimensional-time evolution of informational-wave fields at alive is just so. These fields exist at alive matter and, in own turn, they influence on its morphological structure self organization. One may use the methods of non stable mechanics in order to determine the conditions of existence of such wave generations. Such generations are very important at energy-informational, heat and mass transfer in alive matter at all its structural organization levels. The equation of Landau – Halatnikov was used for the description of the time-domain evolution of the order parameter at a bioobject. The structure of the nonlinear wave is determined, *as well. The solution for the structure of nonlinear wave is equal to the solution for the structure of the surface critical fluctuation. Solitons of such type during their motion at metastable phase will be shorter in their size (so called "before critical solitons" or will be longer (so called "after critical solitons"). By the way, during their increasing, "after critical solitons" will slowly transfer into domain of a new phase, one front of this domain will have the velocity which is different from the velocity of its another front. The conditions of existence of such wave generations are depended on the frequencies of the whole flow (of informational-wave, heat and mass transfer at alive) and of the own frequency of the morphological structural field of alive. During the interaction of morphological structural field of alive with such flows, there is exchange of energy and information between them. Such interaction gives the possibility to existence of the non equilibrium stableness of the alive system and it supplies the stable outflow of the heat and mass transfer flows at alive matter. The results of this investigation may be used at future for the adjusting and improvement of the existent methods of the studying of the various interactions of alive matter with various interior and external fields (for example, with a electromagnetic millimeter-waves of the non heat intensity).*

Keywords: modeling, informational-wave fields, alive matter, morphological structural self organization, energy-informational, heat and mass transfer, phase transitions of 1-order, solitons.

Постановка проблемы

С развитием нового направления фундаментальной науки – неравновесной механики – появилась возможность разработки адаптивных устройств, применяемых в физике живого. В основе этого направления заложено представление о движении вообще как о любом процессе расхода или накопления энергии в физических системах, а также как о процессе перехода энергии из одного вида в другой [1, 2]. В замкнутой системе (а биообъект не является таковой) полная энергия сохраняется, происходит лишь переход кинетической энергии в потенциальную энергию и обратно. Для открытой системы (биообъект является таковой) важным является баланс притока энергии извне и её отток наружу. Эта система способна проявлять постоянную устойчивость в неустойчивом мире за счёт специальных актов: поглощения энергии извне или отдачи её. Когда баланс потока энергии изменяется, открытая система реагирует изменением ансамбля своих функций. А это, в свою очередь, обязательно означает изменение её структуры. Поэтому структура открытой системы претерпевает изменения гораздо чаще, и сами эти изменения гораздо разнообразнее, чем у замкнутых систем. Многообразие изменений структуры открытой системы принято называть адаптацией, т.е. система "адаптируется" между устойчивыми траекториями. Изменения в структуре системы выражаются через энергию, и изменение структуры физической системы означает изменение её потенциальной энергии, а вместе с ней и формы действия. В наиболее распространённом определении устойчивость природной системы – это её способность сохранять свою структуру и характер функционирования в пространстве и во времени при изменяющихся условиях среды. Следует отметить и существенное влияние самой структуры или внутренних системообразующих факторов на её устойчивое функционирование в составе систем более высокого уровня [3]. В основу решения адаптационных задач в физике живого, по нашему мнению, следует положить теорию управления системами и теорию параметрически возбуждаемых систем при наложении на решения уравнений некоторых ограничений в виде допусков на исследуемый процесс в живой материи, что позволяет определить целенаправленность изменения структуры системы, допустимые частотные интервалы (её функционирования и внешнего воздействия) и сам вид необходимых управляющих воздействий на неё (например, внешним/внутренним электромагнитным полем миллиметрового диапазона нетепловой интенсивности). Все процессы, протекающие в живой материи (в биообъекте) при этом могут быть представлены как результат взаимодействия открытых распределённых систем и являются колебательно-волновыми процессами (в широком смысле) со взаимным переходом энергии из одной системы в другую: "условие функционирования – биосреда – внешнее/внутреннее воздействие (некоторое физическое поле)".

В процессе движения в живой материи энергоинформационных, тепло- и массообменных потоков происходит переход их свойств из одного состояния в качественно иное (из сплошной среды в подвижное состояние). Целенаправленность перехода определяется механикой квазисплошных сред. Любой из названных выше потоков в живой материи – открытая система, в результате воздействия на которую происходит приспособление (адаптация) её свойств под требуемые (возникшую ситуацию в биосреде в конкретный момент времени). Изменения состояния энергоинформационных, тепло- и массообменных потоков в живом, имеющих адаптационный характер, следует рассматривать с позиций теории синергетики [4].

В ходе взаимодействия внутреннего/внешнего поля (электромагнитной физической природы) с конкретным потоком, движущимся в живой материи, происходит обмен энергией и информацией между изначальной направленностью этого потока и задаваемой (электромагнитным) полем направленностью. В таком взаимодействии порождается неравновесная устойчивость системы "электромагнитное поле - энергоинформационные, тепло- и массообменные потоки в живом", структурные компоненты которой, несмотря на неравенство весовых вкладов, обеспечивают стабильное течение каждого из потоков после воздействия на них внутреннего/внешнего электромагнитного поля (миллиметрового диапазона нетепловой интенсивности). В результате такого взаимодействия с открытой системой возникает новая структура и составляющие её функционирования, которые необходимо всесторонне исследовать.

В качестве критерия оптимизации целенаправленного изменения в структуре внешнего/внутреннего поля, по-видимому, необходимо использовать принцип термодинамики, в частности, явление энтропии при обмене энергией и информацией в процессе взаимодействия поля с конкретным потоком, при котором обеспечивается неравновесная устойчивость всей системы. При взаимодействии с одним из указанных выше потоков в живой материи, необходимо целенаправленно изменять степень упорядоченности системы, т.е. сообщать всем потокам движение в живом с необходимым числом степеней свободы, что и является механизмом адаптации живого к заданным условиям.

Отсюда вытекает необходимость установить более удобный вид управляющего воздействия (электромагнитного поля) на конкретный поток в биосреде.

Для получения нормального (определяемого гомеостазом живого) течения конкретного потока в живой материи необходимо определить существующие для таких потоков зоны устойчивости их движения (течения), обеспечить точку неустойчивого фокуса в системе и выбрать режим её функционирования, который обеспечивается совпадением (или приблизительным равенством) частот колебаний электромагнитного поля (несущая частота $f \approx 60 ГГц$) и собственной частоты колебаний движущегося потока в живом. Следует заметить, что для указанной выше особой точки в этом случае возникает резонанс, а вокруг него - биение. Если ограничить биение особой точки определёнными значениями, то станет возможным управление исследуемым процессом.

Таким образом, если уподобить особую точку (центр бифуркации) средним значениям заданного процесса течения каждого из потоков в биосреде, то ограничение биения вокруг особой точки можно задавать специальными требованиями (для каждого из потоков в живом они различные). Нахождение соответствующего взаимодействия частот электромагнитного поля (миллиметрового диапазона нетепловой интенсивности) с собственными частотами живой материи, которые ответственны за нормальное течение конкретного потока в ней, и позволит задавать режим (нормального, соответствующего гомеостазу) функционирования внешнего/внутреннего поля определённой физической природы (например, морфогенетического поля в живой материи).

Анализ последних исследований и публикаций

Периодические возмущения, вызывающие упругие деформации биосреды, распространяются в ней с некоторой скоростью, зависящей от её физических свойств. Процесс колебательного движения, при котором возмущение, вызвавшее деформацию, не сопровождается поступательным перемещением вещества, называется волновым. Необходимыми условиями распространения волн в биосреде являются её упругость (отсутствие пластического течения) и инертность (противодействие деформациям). При этом различают продольные и поперечные волны. В случае продольных волн в биосреде (как в квазитвёрдом теле) упругость характеризуется модулем упругости (модуль Юнга), а поперечных – модулем сдвига. Во всех волновых процессах в формулу скорости распространения волны входит плотность среды и модуль Юнга (модуль сдвига), характеризующие соответственно её инертность и упругость.

Уравнения, описывающие волновые процессы, являются гиперболическими (линейными и нелинейными). Получение их точных аналитических решений в случаях незатухающих (вынужденных) колебаний и волн (типа солитонов), происходящих под действием некоторой возмущающей силы, представляет значительные трудности. Решения подобных задач получены лишь в отдельных частных случаях при конкретно заданных законах изменения возмущающей нагрузки [5-11]. При этом рассмотрение вопросов, связанных с решением проблемы бесконечной скорости распространения потенциалов исследуемых полей, авторами данной работы обнаружено в [12]. Как показали выполненные в этой работе исследования, учёт релаксационных свойств (био-)среды приводит к существенному отличию колебательного (волнового) процесса по сравнению со случаем их не учёта. Учёт этих свойств позволяет устранить проблему скачкообразного изменения сил во времени, возникающую ввиду заложенной в формуле закона Гука бесконечной скорости распространения возмущений. Устранение проблемы бесконечной скорости приводит к существенному изменению не только формы колебаний (волн), но и времени затухания колебательного (волнового) процесса. Вместе с тем, авторы [12] установили критерий, который позволяет получить в (био-)среде незатухающие колебания (и волны – типа солитонов):

$$Fo_r = v \cdot \tau_r / \delta \le 10^{-4}, \tag{1}$$

где Fo_r – релаксационное число Фурье, v – скорость распространения в (био-)среде возмущений, τ_r – коэффициент релаксации (время релаксации), учитывающий время, необходимое для рассеивания (выравнивания) упругой энергии, возникающей в деформируемом теле, δ – линейный размер деформируемого тела. Поскольку в биосреде скорость распространения упругих волн составляет $v \approx 10^3$ м/с, то для биотел размером порядка 1 мм=10^{-3}м (кластеры клеток живой материи) время релаксации для выполнения критерия (1) должно составлять $\tau_r \le 10^{-10}$ с. Это означает, что в кластерах клеток живого могут существовать незатухающие колебания (и волны – типа солитонов), с несущей частотой $f \geq$ 1ГГц и более (что соответствует гиперзвуковым колебаниям структур живой материи).

Следует отметить также, что авторы [12] получили свои соотношения и формулы, используя результаты А.В. Лыкова [13,14], который предложил обобщённую систему дифференциальных уравнений Онзагера, найденную исходя из гипотезы о конечной скорости распространения теплоты и массы.

Кинетика фазовых переходов "порядок – беспорядок" 1-го рода исследована в работах [15-17]. Исследования нелинейных волн в средах с неоднородным параметром порядка на основе уравнения Ландау - Халатникова проведены в [18]. Однако нам неизвестны работы, посвящённые исследованиям нелинейных волн в неоднородных квазитвёрдых биотелах вблизи фазовых переходов "порядок – беспорядок" 1-го рода при наличии в них градиента тензора деформаций, вызванного градиентом температуры. Следует отметить, что в данной работе под термином "порядок" в живой материи понимается гомеостазис живой ткани, характеризуемый определёнными значениями величин и направлений движения энергоинформационного, тепло- и массообменного потоков. Под термином "беспорядок" в живой материи здесь понимается ситуация, возникающая в живой ткани, отличная от гомеостазиса, когда изменяется либо величина, либо направление движения хотя бы одного из указанных выше потоков. Эти изменения могут быть вызваны рядом причин, например, отклонением температуры живого от её гомеостатического значения в ту или иную сторону, вызывающее, в свою очередь, возникновение квазиупругих линейных/нелинейных волн (гиперзвукового диапазона частот) во всех организационных структурах живого (клетка, кластер клеток, ткани, органы, организм в целом) под воздействием внешнего/внутреннего поля (соответственно, электромагнитовязкоупругой природы/морфогенетического собственного поля живой системы). Возникновение упругих (квазиупругих) волн гиперзвукового диапазона частот в живом обусловлено, например, резонансным взаимодействием внешнего электромагнитного поля миллиметрового диапазона длин волн (нетепловой интенсивности) с клеточными организационными структурами биосреды (клеточные мембраны, органеллы клетки, кластеры клеток), которые поддерживают именно упругие волны гиперзвукового диапазона частот (см. таблицу 1). Расчёт линейной частоты f , Гц ведётся по формуле: $f = \omega/(2\pi)$, где круговая частота ω, с$^{-1}$ рассчитывается из соотношения: $\omega = v/h$, причём $v -$ скорость распространения упругих волн, $h -$ линейный размер организационной структуры живого.

Таблица 1.

Резонансные круговые (ω)/линейные (f) частоты гиперзвукового диапазона в организационных структурах живого в зависимости от скорости распространения упругих волн (v) и линейных размеров (h) структуры

h, м	v, м/с		
	10	100	1000
10^{-6}	10^7/1,6x10^6	10^8/1,6x10^7	10^9/1,6x10^8
10^{-7}	10^8/1,6x10^7	10^9/1,6x10^8	10^{10}/1,6x10^9
10^{-8}	10^9/1,6x10^8	10^{10}/1,6x10^9	10^{11}/1,6x10^{10}
10^{-9}	10^{10}/1,6x10^9	10^{11}/1,6x10^{10}	10^{12}/1,6x10^{11}
10^{-10}	10^{11}/1,6x10^{10}	10^{12}/1,6x10^{11}	10^{13}/1,6x10^{12}

Ниже, в таблице 2 приведены значения линейных размеров h (в нанометрах) структур живой материи, которые откликаются на внешнее воздействие в виде электромагнитных волн миллиметрового диапазона нетепловой интенсивности. Длина электромагнитной волны - λ, мм, а её линейная частота f, ГГц резонирует с колебаниями/волнами гиперзвукового диапазона (имеющими скорость распространения v, м/с) организационных структур живой материи.

Таблица 2.

Линейные размеры организационной структуры живой материи (h, нм), которые резонансным образом откликаются на внешнее воздействие электромагнитных волн (нетепловой интенсивности) длиной λ, мм и линейной частотой f, ГГц в зависимости от скорости распространения в структуре гиперзвуковых колебаний/волн

$\lambda^{(э-м)}, мм$	$f^{(э-м)}, ГГц$	$v, м/с$			
		100	1000	3000	5000
1	300	0,053	0,53	1,59	2,65
3	100	0,159	1,59	4,77	7,95
5	60	0,265	2,65	7,95	13,25
7	42,9	0,371	3,71	11,13	18,55
10	30	0,53	5,3	15,9	26,5

Цель исследования

Обоснование модели для анализа пространственно-временной эволюции нелинейных волн (солитонов) в биообъектах, изучаемых в физике живого, которые возникают вблизи фазовых переходов "порядок – беспорядок" 1-го рода при наличии в квазитвёрдой биосреде тензора деформаций, вызванного градиентом температуры. На основе полученной модели установлено существование нескольких типов нелинейных волн (солитонов): типа доменной границы, типа межфазной границы и нелинейные волны в метастабильной фазе нового типа. Последние солитоны при своём движении могут вырасти в движущийся домен новой фазы.

Изложение основного материала исследования

1. Решение типа нелинейных волн уравнения Ландау–Халатникова вблизи фазовых переходов "порядок – беспорядок" 1-го рода при наличии в квазитвёрдых структурах живого градиента тензора деформации, вызванного градиентом температуры.

В квазитвёрдых биотелах вблизи фазовых переходов "порядок – беспорядок" 1-го рода релаксация параметра порядка описывается уравнением Ландау–Халатникова [15, 16]:

$$\frac{\partial M}{\partial t} = -\gamma \cdot \frac{\delta \Phi}{\delta M} = -\gamma \cdot \left\{ \frac{\partial \varphi}{\partial M} - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\rho \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial (\partial M / \partial x_i)} \right] \right\}, \tag{2}$$

где $M -$ параметр порядка (в биотелах, в структурах живой материи $M -$ многомерный вектор единицы массы вещества, компонентами которого являются энергоинформационный, тепло- и массообменный потоки, направленные в биосреде определённым образом (в соответствии с её гомеостазом); $\gamma -$ кинетический коэффициент; $\Phi -$ термодинамический потенциал системы ($\varphi -$ потенциал единицы массы); $\rho -$ плотность массы биовещества.

При наличии в квазитвёрдом биотеле вдоль оси ξ градиента тензора деформации (вызванного, например, градиентом температуры) уравнение (2) приобретает вид:

$$\gamma^{-1} \cdot \frac{\partial M}{\partial t} = \alpha \cdot \frac{\partial^2 M}{\partial \xi^2} - \frac{\partial \varphi_0(M)}{\partial M} - \beta \cdot \frac{\partial M}{\partial \xi}, \tag{3}$$

где $\alpha -$ константа неоднородного взаимодействия; $\varphi_0(M) -$ термодинамический потенциал единицы массы биовещества в однородном состоянии с параметром порядка M. Величина β определяется градиентом тензора деформаций ε_{ik} [16]: $\beta \approx \alpha \cdot (\partial / \partial \xi) \varepsilon_{kk}$. При наличии градиента температур величина $\beta \approx \alpha \cdot \alpha_0 \cdot (\partial T / \partial \xi)$, ($\alpha_0 -$ коэффициент объёмного температурного расширения биосреды, $T -$ её абсолютная температура).

Найдём решения уравнения (3) типа нелинейных волн: $M(\xi, t) = M(\xi - \xi_0)$, $\xi_0(t) -$ координата нелинейной волны (солитона). Уравнение (3) в этом случае преобразуется следующим образом ($x \equiv \xi - \xi_0$):

$$\alpha \frac{\partial^2 M}{\partial x^2} + \left(\gamma^{-1} \cdot \frac{\partial \xi_0}{\partial t} - \beta \right) \cdot \frac{\partial M}{\partial x} - \frac{\partial \varphi_0(M)}{\partial M} = 0. \tag{4}$$

Выражение (4) аналогично уравнению движения частицы массой α и с координатой M в потенциальной яме $-\varphi_0(M)$ при наличии в системе трения (с коэффициентом трения $\gamma^{-1} \cdot (\partial \xi_0 / \partial t - \beta)$. Поведение термодинамического потенциала $\varphi_0(M)$ вблизи точки фазового перехода 1-го рода описывается тремя разными ситуациями: 1) зависимость $\varphi_0(M)$ не имеет точек пересечения с осью $|M|$, но существует один максимум $\varphi_{\max} = \varphi(M_m) > 0$ и один минимум $\varphi_{\min} = \varphi(M_s) > 0$; 2) зависимость $\varphi_0(M)$ имеет один максимум, больший нуля, и один минимум, меньший нуля, а также пересекает ось $|M|$ в точке M_2; 3) зависимость $\varphi_0(M)$ имеет один минимум, меньший нуля, и пересекает ось $|M|$ в одной точке, монотонно возрастая до бесконечности. Предельный переход к случаю фазового перехода 2-го рода осуществляется просто [17].

2. Нелинейные волны типа доменной границы.

Рассмотрим возможные решения уравнения (4) при граничных условиях $M(x = \infty) = \pm M_s$, $M(-\infty) = \mp M_s$ ($M_s -$ спонтанный параметр порядка живой материи). Для существования решения уравнения движения "частицы" массой α с такими условиями необходимо отсутствие в системе "трения", т.е.

$$\frac{\partial \xi_0}{\partial t} = \beta\gamma. \tag{5}$$

Структура нелинейной волны из (4), (5) определяется соотношением:

$$\int_0^M dM \left\{ \frac{2}{\alpha} \cdot \left[\varphi_0(M) - \varphi_0(M_s)\right] \right\}^{-1/2} = x,\ -M_s \le M \le M_s,\ -\infty < x < \infty, \tag{6}$$

что соответствует второй и третьей ситуациям в зависимости $\varphi_0(M)$, приведенным выше.

В явном виде решение уравнения (6) для структуры доменной границы можно найти при разложении потенциала $\varphi_0(M)$ по степеням параметра порядка M с удержанием членов до шестой степени включительно:

$$\varphi_0(M) = \frac{a}{2} \cdot M^2 + \frac{b}{4} \cdot M^4 + \frac{c}{6} \cdot M^6. \tag{7}$$

Тогда из (6), (7) получаем [19]:

$$M(x) = \frac{M_s shkx}{(1+chkx)} \cdot \left\{ 1 + \frac{cM_s{}^6}{3W \cdot (1+chkx)} \right\}^{-1/2},\ k^2 = \frac{2}{\alpha}\left(WM_s{}^{-2} + \frac{c}{6} M_s{}^4 \right)^{1/2},\ W = -\varphi_0(M_s). \tag{8}$$

Если с изменением температуры изменяется и потенциал $\varphi_0(M)$, то для существования решений (6), (8) необходимо выполнение условия малости градиента температуры, т.е. чтобы характерная длина l $\left(l \approx |\varphi_0(M_s)| \cdot \left[\left| \frac{\partial T}{\partial x} \cdot \frac{\partial \varphi_0}{\partial T}(M_s, T) \right| \right]^{-1} \right)$, на которой с температурой существенно изменяется значение $\varphi_0(M_s)$, была много больше размеров δ нелинейной волны (в данном случае, $\delta -$ толщина доменной границы).

Отметим, что при $\beta = 0$ такая плоская доменная граница неподвижна, однако при другой геометрии скорость её передвижения отлична от нуля [20].

3. Нелинейные волны типа межфазной границы.

Рассмотрим возможные решения уравнения (4) при граничных условиях $|M(x = \pm\infty)| = M_s$ и $M(x = \mp\infty) = 0$.

В этом случае разность потенциальной энергии "частицы" массой α в двух её предельных координатных точках $M = 0$ и $|M| = M_s$ должна при движении частицы с трением полностью диссипироваться:

$$\varphi_0(M_\infty) - \varphi_0(M_{-\infty}) = \left(\gamma^{-1} \cdot \frac{\partial \xi_0}{\partial t} - \beta \right) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dx \left(\frac{\partial M}{\partial x} \right)^2. \tag{9}$$

Вблизи точки равновесия фаз (когда $\varphi_{\max} \equiv \varphi_0(M_m) >> |\varphi_0(M_s)|$, первый случай зависимости $\varphi_0(M)$) структура нелинейной волны задаётся следующим решением уравнения (4):

$$\int_{M_m}^{M} dM \left[\frac{2}{\alpha} \cdot \varphi_0(M) \right]^{-1/2} \approx x,\ 0 \le M \le M_s,\ -\infty < x < \infty. \tag{10}$$

Соответственно из (9), (10) получаем:

$$\frac{\partial \xi_0}{\partial t} = \beta\gamma + \gamma\varphi_0(M_s) \cdot \left\{ \int_0^{M_s} dM \left[\frac{2}{\alpha} \cdot \varphi_0(M) \right]^{1/2} \right\}^{-1}. \tag{11}$$

Решение (10) в явном виде для структуры границы раздела фаз при разложении $\varphi_0(M)$ по M с удержанием членов до шестой степени включительно из (7) найдено в [19]:

$$M^2(x) = \frac{M_s{}^2}{1 + \sqrt{3/c} \cdot \exp\left(-2\sqrt{a/\alpha}x\right)}. \tag{12}$$

При получении решений (10)-(12) не учитывалось возможное изменение термодинамического потенциала $\varphi_0(M)$ с изменением температуры. Это обстоятельство можно учесть при достаточно малых градиентах температуры:

$$\frac{\delta}{|\varphi_0(M_s)|}\left|\frac{\partial\varphi_0}{\partial T}(M_s)\cdot\frac{\partial T}{\partial x}\right| << 1, \tag{13}$$

где $\delta -$ толщина межфазной границы. Тогда в соотношении (11) потенциал φ_0 будет содержать также и зависимость от ξ_0: $\varphi_0 = \varphi_0(M, T(\xi_0))$; $\varphi_0(M_s, T(\xi_0))$ играет роль разности потенциалов фаз в точке $\xi = \xi_0$.

Отметим, что при $\beta = 0$ из (11) получается известный результат для скорости движения плоской границы раздела неравновесных фаз [21].

3. Нелинейные волны в метастабильной фазе.

Уравнение (4) допускает решения нового типа, возникающие в метастабильной фазе при фазовых переходах 1 рода. При этом для таких волн граничные условия будут выглядеть следующим образом:

а) $M(x = \pm\infty) = 0$ и $M(x = 0) = M_2$ или $M(0) = -M_2$ (второй случай для зависимости $\varphi_0(M)$, см. выше);

б) $M(x = \pm\infty) = M_s$ и $M(x = 0) = M_1$ или $M(x = \pm\infty) = -M_s$ и $M(x = 0) = -M_1$ (первый случай для зависимости $\varphi_0(M)$, см. выше).

Теперь "движение частицы" массой α, согласно уравнению (4), должно осуществляться без "трения", т.е. для скорости нелинейной волны (солитона) должно быть выполнено условие (5). Структура солитона находится из уравнения (4), и, например, для граничного условия а) его решение имеет вид:

$$\int_M^{M_2} dM\left\{\frac{2}{\alpha}\cdot\varphi_0(M)\right\}^{-1/2} = |x|, \quad M(0) = M_2, \quad M(\pm\infty) = 0. \tag{14}$$

Решение для структуры нелинейной волны (14) совпадает с решением для структуры поверхностной критической флуктуации [22]. Солитоны такого типа при движении в метастабильной фазе будут уменьшаться в размерах ("докритические" солитоны) или увеличиваться ("закритические" солитоны). При своём увеличении "закритические" солитоны будут постепенно превращаться в движущийся домен новой фазы, один фронт которого, согласно (11), будет иметь скорость V_1, а другой - V_2:

$$V_{1,2} = \beta\gamma \pm \gamma\cdot|\varphi_0(M_s)|\cdot\left\{\int_0^{M_s} dM\left[\frac{2}{\alpha}\cdot\varphi_0(M)\right]^{1/2}\right\}^{-1}. \tag{15}$$

Отметим, что подобные нелинейные волновые процессы исследовались в магнетиках с однородным параметром порядка (в качестве его выступал магнитный момент) [23, 24]. Известны и работы по изучению нелинейных волн в магнетиках с однородным параметром порядка вблизи ориентационных фазовых переходов различного типа [25,26]. **Однако исследование нелинейных волн в биосредах с неоднородным параметром порядка на основе уравнения Ландау-Халатникова проведено впервые.**

Выводы

1. Обоснована физико-математическая модель, используемая для адекватного описания пространственно-временной эволюции нелинейных волн (солитонов) в живой материи (биосреде). Эта модель основана на решении уравнения Ландау–Халатникова для квазитвёрдых биосред вблизи фазовых переходов "порядок – беспорядок" первого рода, применимого для анализа процесса релаксации самого параметра порядка. В качестве последнего выступает многомерный вектор, компонентами которого являются постоянно существующие в живой материи энергоинформационный, тепло- и массообменный потоки, всегда имеющие определённое значение и направление движения.
2. Показано, что вблизи указанных выше фазовых переходов в живой материи при наличии градиента тензора деформаций, вызванного градиентом температуры, существуют несколько типов нелинейных волн (солитонов): типа доменной границы, типа межфазной границы и нелинейные волны в метастабильной фазе нового типа. Последние солитоны при своём движении могут вырасти в движущийся домен новой фазы. Определены основные характеристики всех типов солитонов, возникающих в живой материи вблизи таких переходов.
3. Полученные в данном исследовании результаты могут быть в дальнейшем использованы для более точного и адекватного описания взаимодействий различных организационных структур живой материи (отдельная клетка, кластеры клеток, органеллы клетки, ткани и пр.) с полями различной физической природы, например, с внешними электромагнитными полями миллиметрового диапазона (нетепловой интенсивности) или с внутренними морфогенетическими полями живой материи, имеющими, по нашему убеждению, электромагнитовязкоупругую физическую природу.

Список использованной литературы

1. Берталанфи Л. Общая теория систем; критический обзор / Л. Берталанфи // Исследования по общей теории систем. – М.: Прогресс, 1969. – С. 157.
2. Дубошин Г.Н. Основы теории устойчивости движения / Г.Н. Дубошин. – М.: Изд-во МГУ, 1952. – 97 с.
3. Курдюмов С.П. Самоорганизация сложных систем / С.П. Курдюмов // Экология и жизнь. – 2001. – №5. – С. 42-45.
4. Хакен Г. Синергетика / Г. Хакен. – М.: Мир, 1980. – 405 с.
5. Фролов К.В. Избранные труды в двух томах. Т.1: Вибрация и техника / К.В. Фролов. – М.: Наука, 2007. – 351 с.
6. Бабаков И.М. Теория колебаний / И.М. Бабаков. – М.: Дрофа, 2004. – 592 с.
7. Тихонов А.Н. Уравнения математической физики / А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. – М.: Изд-во МГУ, 1999. – 798 с.
8. Зельдович Я.Б. Высшая математика для начинающих физиков и техников / Я.Б. Зельдович, И.М. Яглом. – М.: Наука, 1982. – 510 с.
9. Юнин Е.К. Загадки и парадоксы сухого трения / Е.К. Юнин. – М.: Книжный дом "Либроком", 2009. – 128 с.
10. Кабисов К.С. Колебания и волновые процессы: Теория. Задачи с решениями / К.С. Кабисов, Т.Ф. Камалов, В.А. Лурье. – М.: КомКнига, 2010. – 360 с.
11. Кудинов И.В. Аналитические решения параболических и гиперболических уравнений тепломассопереноса / И.В. Кудинов, В.А. Кудинов. – М.: ИНФРА-М, 2013. – 391 с.
12. Кудинов И.В. Получение точного аналитического решения гиперболического уравнения колебаний струны с учётом релаксационных свойств материалов / И.В. Кудинов, В.А. Кудинов // Известия РАН. Механика твёрдого тела. – 2014. - №5. – С. 63-75.
13. Лыков А.В. Применение методов термодинамики необратимых процессов к исследованию тепло- и массообмена / А.В. Лыков // Инженерно-физический журнал. – 1965. – Т. 9. – №3. – С. 287–304.
14. Лыков А.В. Тепломассообмен. Справочник / А.В. Лыков. – М.: Энергия, 1978. – 479 с.
15. Лифшиц Е.М. Физическая кинетика / Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. – М.: Наука, 1979. – 527 с.
16. Ахиезер А.И. Спиновые волны / А.И. Ахиезер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. – М.: Наука, 1967. – 368 с.
17. Ландау Л.Д. Статистическая физика / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1976. – 583 с.
18. Нечипоренко И.Н. Нелинейные волны в неоднородных твёрдых телах/И.Н. Нечипоренко//Физика низких температур. – 1981. – Т.7. - №11. – С. 1440-1444.
19. Нечипоренко И.Н. Зародышеобразование при фазовых переходах первого рода в магнетиках / И.Н. Нечипоренко // Физика низких температур. – 1975. – Т.1. – №11. – С. 1481–1495.
20. Боровик А.Е. Метастабильные неоднородные состояния магнетиков на дефектах / А.Е. Боровик, И.Н. Нечипоренко // Известия АН СССР. Серия физическая. – 1980. – Т. 44. – №7. – С. 1413–1416.
21. Боровик А.Е. Флуктуационное разрушение метастабильных состояний магнетиков при фазовых переходах / А.Е. Боровик, И.Н. Нечипоренко // Физика низких температур. – 1978. – Т.4. – №2. – С. 218–235.
22. Нечипоренко И.Н. Влияние поверхности на кинетическую блокировку метастабильных состояний магнетиков / И.Н. Нечипоренко // Физика твёрдого тела. – 1980. – Т.22. – №10. – С. 3375–3377.
23. Ахиезер И.А. К теории спиновых волн конечной амплитуды / И.А. Ахиезер, А.Е. Боровик // ЖЭТФ. – 1967. – Т.52. – Вып. 2. – С. 508-513.
24. Ахиезер И.А. О нелинейных спиновых волнах в ферромагнетиках и антиферромагнетиках / И.А. Ахиезер, А.Е. Боровик // ЖЭТФ. – 1967. – Т.52. – Вып. 5. – С. 1332–1344.
25. Барьяхтар В.Г. Нелинейные волны и динамика доменных границ в слабых ферромагнетиках / В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, А.Л. Сукстанский // ЖЭТФ. – 1980. – Т.78. – Вып. 5. – С. 1509–1522.
26. Иванов Б.А. Динамика межфазных границ в антиферромагнетиках / Б.А. Иванов // ЖЭТФ. – 1980. – Т. 79. – Вып. 2. – С. 581–589.