

DOI [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-1](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-1)

EDN <https://elibrary.ru/iuthkq>

УДК 532.5; 551.46.0



© А. А. Родионов¹, Т. А. Хантулева^{1,2*}, 2026

¹Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, 117997, Москва, Нахимовский проспект, д. 36

²Санкт-Петербургский государственный университет, Россия, 199034, Санкт-Петербург,

Университетская наб., 7/9

*khan47@mail.ru

Принципы нелокальной гидродинамики океана

Статья поступила в редакцию 15.01.2026, после доработки 24.02.2026, принята в печать 27.02.2026

Аннотация

Статья посвящена разработке основ нелокально-гидродинамического подхода к описанию гидрофизических процессов и полей в океане, основанного на строгих результатах неравновесной статистической механики и теории управления адаптивными системами. В экспериментальных исследованиях и теоретических проработках второй половины двадцатого столетия установлено, что океан, находящийся под воздействием солнечной энергии, небесных тел, вращения Земли, и взаимодействующий с атмосферой, сложными рельефом дна и береговой границей, является открытой неравновесной системой. Многмасштабные процессы, происходящие в океане под действием указанных факторов, являются сильнонеравновесными, и в совокупности приводят к самоорганизации океана.

Для описания динамики океана в настоящее время применяются методы классической механики сплошной среды и их модификации. Это позволяет решить ряд практически важных задач. Вместе с тем разработанные дифференциальные модели справедливы для систем в состоянии, близком к локальному термодинамическому равновесию. Поэтому классические гидродинамические модели непригодны для описания процессов формирования многомасштабных турбулентных вихре-волновых структур, и попытки их применения к описанию сильнонеравновесных процессов приводят к неадекватным природе решениям.

В результате разработки нелокально-гидродинамического подхода удалось сформулировать замкнутую постановку задачи о самоорганизации динамической структуры в открытой неравновесной системе, которая состоит из интегро-дифференциальных уравнений переноса с модельными интегральными ядрами. Параметры модели, определяющие размеры и времена жизни динамической структуры среды, удовлетворяют нелинейным дифференциальным уравнениям эволюции системы согласно алгоритму скоростного градиента. В системе формируется внутреннее управление через обратные связи между структурной динамикой и гидродинамическим поведением среды. Постановка дополняется начальными параметрами структуры среды и начальной скоростью ее деформации.

На основе разработанного нелокально-гидродинамического подхода к описанию сильнонеравновесных систем сформулированы принципы применения нелокальных моделей для описания комплекса процессов и явлений в океане.

Ключевые слова: открытые неравновесные системы, динамика океана, структурообразование в океане, вихре-волновые турбулентные структуры, нелокальные гидродинамические модели

© А. А. Rodionov¹, Т. А. Khantuleva^{1,2*}, 2026

¹Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, 36 Nakhimovsky Prosp., Moscow, 117997, Russia

²St Petersburg University, St. Petersburg State University, 7/9 Universitetskaya nab., St. Petersburg, 199034, Russia

*khan47@mail.ru

Principles of nonlocal ocean hydrodynamics

Received 15.01.2026, Revised 24.02.2026, Accepted 27.02.2026

Abstract

This article is devoted to developing the foundations of a nonlocal hydrodynamic approach to describing hydrophysical processes and fields in the ocean, based on rigorous results of nonequilibrium statistical mechanics and adaptive systems control theory. Experimental studies and theoretical work in the second half of the twentieth century established that the ocean, influenced

Ссылка для цитирования: Родионов А.А., Хантулева Т.А. Принципы нелокальной гидродинамики океана // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2026. Т. 19, № 1. С. 16–31. EDN IUTHKQ.

[https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-1](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-1)

For citation: Rodionov A.A., Khantuleva T.A. Principles of nonlocal ocean hydrodynamics. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2026;19(1):16–31. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-1](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-1)

by solar energy, celestial bodies, and the Earth's rotation, and interacting with the atmosphere, complex bottom topography, and coastal boundaries, is an open nonequilibrium system. The multi-scale processes occurring in the ocean under the influence of these factors are highly nonequilibrium and together lead to the self-organization of the ocean.

Classical continuum mechanics methods and their modifications are currently used to describe ocean dynamics. This allows us to solve a number of practically important problems. However, the differential models developed are valid for describing systems whose state is close to the local thermodynamic equilibrium. Therefore, they are not suitable for describing the formation of turbulent eddy-wave structures, and attempts to apply classical hydrodynamic models to describe highly nonequilibrium processes lead to solutions that are inadequate to nature.

The development of a nonlocal hydrodynamic approach allowed us to formulate a closed-loop formulation of the problem of self-organization of a dynamic structure in an open system. This formulation consists of integro-differential transport equations with model integral kernels. The model parameters, which determine the sizes and lifetimes of the medium's dynamic structure, satisfy nonlinear differential evolution equations according to the speed gradient algorithm. Internal control is formed in the system through feedback between the structural dynamics and the hydrodynamic behavior of the medium. The formulation is supplemented by the initial parameters of the medium's structure and the initial rate of its deformation.

Based on the developed nonlocal hydrodynamic approach to the description of highly nonequilibrium systems, principles for the application of nonlocal models to describe a complex of processes and phenomena in the ocean are formulated.

Keywords: open nonequilibrium systems, ocean dynamics, structure formation in the ocean, eddy-wave turbulent structures, non-local hydrodynamic models

1. Введение

В экспериментальных исследованиях и теоретических проработках второй половины двадцатого столетия установлено, что океан является открытой неравновесной системой [1]. Воздействие солнечного излучения, небесных тел, вращения Земли и обмен импульсом, массой, энергией через границы океан–атмосфера, дно, суша приводят к протеканию сильно неравновесных процессов и структурообразованию в жидкой оболочке планеты. В экспериментах «Полигон-70» (СССР), «МОДЕ» (США), «ПОЛИМОДЕ» зафиксированы синоптические вихри в океане, образующиеся под воздействием меандрирования струйных течений и неустойчивости градиентных течений открытого океана с временем «жизни» до 3–4 лет. Синоптическая изменчивость океана достаточно подробно описана в работах [2, 3]. В исследованиях начала XXI века наряду с мезомасштабными зафиксированы субмезомасштабные вихревые структуры. Причины их образования связываются со взаимодействием во фронтальных зонах морских вод разного происхождения, обтеканием неоднородностей рельефа дна и береговой границы, стоком рек. Субмезомасштабные вихри наблюдаются в морских и океанских акваториях [4, 5] и озерах [6]. Время их жизни, как правило, составляет от нескольких часов до суток. Таким образом, наблюдаемые пространственно-временные неоднородности полей характеризуются выраженной многомасштабной дискретной структурой. Очевидно, что такая структура является результатом самоорганизации сложной открытой системы за счет комплекса взаимодействия океана с окружающей средой. Однако выявить влияние отдельных внешних факторов на пространственно-временные масштабы океанических структур и понять закономерности их эволюции можно только на основе теоретической модели.

Процессы, протекающие в жидкой среде, обычно описываются гидродинамическими моделями. В экспериментальных исследованиях установлено, что теоретические оценки амплитудных характеристик и времени жизни внутренних волн и вихревых структур дают заниженные значения по сравнению с натурными данными (явления и процессы с «отрицательной вязкостью»).

Аппарат механики сплошных сред, частью которого является гидродинамика, базируется на дифференциальных уравнениях переноса массы, импульса и энергии и пр., которые получаются при условии, что размер структурного элемента среды мал по сравнению с масштабом неоднородности макроскопических полей. Эти уравнения замыкаются с помощью различных соотношений между плотностями потоков и градиентами макроскопических полей, определяющих модель среды в конкретных условиях [7–10].

Активное развитие численных методов и создание на их основе универсальных программных комплексов, использующих новейшие достижения в области вычислительной техники, является существенным достижением, позволившим решить целый ряд практических задач. Однако проблема замыкания уравнений переноса в таких программных комплексах сводится к произвольному выбору встроенной модели среды без указания, при каких условиях она работает. Попытки применения традиционных математических моделей механики сплошных сред вдали от термодинамического равновесия приводили к серьезным ошибкам. Чтобы избежать противоречий при математическом моделировании необходимо понимание особенностей, характеризующих ответ системы на внешнее возмущение в широком диапазоне условий.

Во многих областях механики обнаружено, что при интенсивном внешнем воздействии на сложную систему в ней возникают эффекты самоорганизации новой внутренней структуры [11–20] на промежуточных между макро- и микромасштабными уровнях. В свою очередь процессы в крупноструктурной среде, где понятие сплошной среды теряет смысл, сопровождаются разнообразными турбулентными, инерционными и релаксационными эффектами, которые делают поведение системы очень сложным и плохо предсказуемым [21–31]. Основная трудность заключается в том, что такие процессы протекают в условиях, далеких от локального термодинамического равновесия на промежуточных мезоскопических масштабных уровнях [32–35], где модели механики сплошной среды становятся некорректными [36]. До сих пор не существует теории, которая бы удовлетворительно предсказывала поведение турбулентных процессов. [37–40]. Ричард Фейнман назвал турбулентность «наиболее важной нерешенной проблемой классической физики». Теперь, десятилетия спустя, ученым по-прежнему не хватает надежного способа предсказания свойств турбулентных потоков, кроме нескольких аналитических решений и упрощенных моделей турбулентности. Более того, с этими моделями турбулентности связаны ошибки и неопределенности, которые могут привести к ненадежным и даже небезопасным инженерным проектам. Современной неравновесной термодинамике также не удалось далеко отойти от концепции локального термодинамического равновесия [41–48]. Поэтому прежняя надежда на создание универсальной модели турбулентности постепенно сменялась пониманием того, что явления турбулентности как неотъемлемый атрибут сильнонеравновесных процессов следует изучать с более общих и строгих позиций.

Современное понимание неравновесных процессов в распределенных системах, основанное на экспериментальных данных, полученных с использованием высокоточных приборов, принципиально отличается от ранее распространенного мнения о том, что неравновесные процессы — это диссипативные нестационарные процессы, которые можно описать уравнениями в частных производных. Из первых принципов в неравновесной статистической механике было доказано, что макроскопические уравнения переноса вдали от локального равновесия невозможно локализовать в одной точке и один момент времени [49–50]. Стало ясно, что поведение сложной системы под внешним воздействием определяется динамикой мезоскопических элементов среды, их свойствами и эволюцией во времени, которые не вписываются в традиционные модели механики сплошной среды.

Проблема математического описания процессов в макроскопических системах вдали от локального термодинамического равновесия вместе с проблемой самоорганизации турбулентных структур, остается актуальной проблемой современной механики, которую невозможно решить без привлечения междисциплинарных подходов, опирающихся на результаты неравновесной статистической механики, синергетики и теории управления сложными адаптивными системами для описания термодинамической эволюции макроскопических систем.

2. Результаты неравновесной статистической механики

Еще во второй половине прошлого века в рамках неравновесной статистической механики Д.Н. Зубарев [49–50] из первых принципов доказал, что вдали от равновесия макроскопические уравнения переноса не могут быть локализованы ни в пространстве, ни во времени. Методом неравновесного статистического оператора [51–52] он вывел обобщенные нелокальные в пространстве и времени макроскопические уравнения переноса, справедливые вдали от локального равновесия. Согласно его результатам, реакция сложной системы на интенсивное внешнее воздействие должна быть нелинейной, нелокальной и зависящей от предыстории.

Характерной особенностью обобщенного описания является сохранение в макроскопических уравнениях переноса интегральной информации о системе при описании ее локальных свойств. Эффекты нелокальности и памяти в обобщенных уравнениях являются следствием неизбежной неполноты макроскопического описания процесса в открытой неравновесной системе. Эти эффекты и проблемы, связанные с нелокальным описанием макроскопических систем, обсуждались в работах [53–58]. Хотя попытки обобщить уравнения механики сплошной среды на неравновесные условия предпринимались уже давно [59–66], подход Зубарева является наиболее строгим и последовательным.

Неожиданные следствия вытекают из полученных Зубаревым результатов относительно поведения энтропии вдали от равновесия. Согласно полученному им обобщенному критерию эволюции [49], в реальном неравновесном процессе производство энтропии частично уменьшается по сравнению с производством энтропии в линейной термодинамике необратимых процессов. Причиной этой убыли Ю.Л. Климонтович [67, 68] считал сохранение некоторой части информации о начальном воздействии на систему в ее внутрен-

ней структуре. Было показано, что вдали от равновесия уровень энтропии может колебаться, а 2-е начало термодинамики имеет место лишь в среднем. Это означает, что на разных стадиях неравновесного процесса в некоторых частях системы уровень ее энтропии может уменьшаться за счет новой информации, носителем которой становится структура, возникшая в результате самоорганизации.

Однако разработанное Зубаревым обобщенное описание неравновесных процессов оставалось незамкнутым, поскольку релаксационные ядра в нелокальных уравнениях переноса с памятью представляли собой в общем случае неизвестные нелинейные функционалы всей истории полей макроскопических градиентов в системе. Это обстоятельство стало препятствием для использования нелокальных моделей в практических задачах на несколько десятилетий.

3. Основные положения нелокальной теории неравновесных процессов переноса

На основе строгих результатов неравновесной статистической механики в последние десятилетия разрабатывается новый подход к описанию процессов переноса в средах в неравновесных условиях — нелокальная теория неравновесных процессов переноса [69–73]. Математический аппарат нелокальной гидродинамики основан на интегро-дифференциальных уравнениях переноса массы, импульса и энергии, в которых интегральные ядра переноса имеют смысл неравновесных пространственно-временных корреляционных функций.

В отличие от статистико-механического описания, включающего два масштабных уровня — микро- и макроскопический, — новая теория [70–73] через неравновесные корреляционные функции $K(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t, t', \mathbf{s})$ подключает мезоскопический масштаб, на котором и происходит эволюция системы вдали от термодинамического равновесия. Обобщенные термодинамические соотношения между потоками $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ и градиентами макроскопических полей $\mathbf{X}(\mathbf{r}, t)$ являются нелокальными и несут память об истории системы:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^t dt' \int_V d\mathbf{r}' K(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t, t', \mathbf{s}) \mathbf{X}(\mathbf{r}', t') \xrightarrow{\mathbf{s} \rightarrow 0} k \mathbf{X}(\mathbf{r}, t). \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{s}$ — вектор, характеризующий набор масштабов пространственно-временных корреляций. В предельном случае при $\mathbf{s} \rightarrow 0$, когда все пространственно-временные корреляции затухают, определяющие термодинамические соотношения переходят в локальные соотношения линейной термодинамики.

Для замыкания уравнений переноса вдали от равновесия необходимо иметь конкретный вид интегральных ядер переноса, что в общем случае невозможно, поскольку они должны нести отпечаток произвольного внешнего воздействия, которое вызвало сильное отклонение состояния системы от равновесия. В этих условиях становится необходимым использование элементов математического моделирования неравновесных корреляционных функций, поведение которых в предельных случаях известно. Так, предельный переход к классической гидродинамике в соотношениях (1) определяет дельта-образный тип модельных корреляционных функций с параметрами $\mathbf{s}$.

В работах [72, 73] было показано, что даже без знания явного вида неравновесных корреляционных функций можно построить модели нелокальных термодинамических соотношений между градиентами и потоками, которые позволяют замкнуть нелокальное описание неравновесных процессов. Выявление физического смысла первых моментов корреляционных функций $K(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t, t', \mathbf{s})$ позволило связать параметры пространственно-временных корреляций $\mathbf{s}$ с масштабами динамической мезоструктуры среды, реализующей перенос массы, импульса и энергии. Из предельного перехода в соотношениях (1) понятно, что моменты 0-го порядка корреляционных функций обобщают коэффициенты переноса на неравновесные условия. В частности, для переноса импульса $k(\mathbf{r}) = \int_V \Psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}'$ задает обобщенный коэффициент вязко-

сти. Момент 1-го порядка функции пространственных корреляций $\mathbf{Y}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ порождает вектор $\mathbf{k}_1(\mathbf{r}) = \int_V \Psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}')(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) d\mathbf{r}' = \boldsymbol{\beta}(\mathbf{r})$, поляризующий среду за счет больших градиентов и исчезающий вблизи локаль-

ного равновесия, когда $\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rightarrow \delta(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)$, а момент 2-го порядка $\int_V \Psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}')(\mathbf{r}' - \mathbf{r})^2 d\mathbf{r}' = \varepsilon^2(\mathbf{r}) - 2\mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\beta}(\mathbf{r})$ задает

дисперсию распределения пространственных корреляций ε^2 (ε — характерный радиус пространственных корреляций). С помощью только этой информации уже можно построить упрощенную модель функции распределения пространственных корреляций в неравновесной системе, в которой в качестве параметров $\mathbf{s}$ можно взять 3 первых момента $k, \boldsymbol{\beta}, \varepsilon$:

$$K(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \varepsilon) = \frac{k(\mathbf{r})}{\varepsilon} \exp \left\{ -\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}' - \boldsymbol{\beta})^2}{\varepsilon} \right\} \xrightarrow{\varepsilon, \beta \rightarrow 0} \delta(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|). \quad (2)$$

Асимметричное распределение пространственных корреляций конечного размера на конечных интервалах времени порождается интенсивным взаимодействием движущейся среды с межфазными границами, которое в свою очередь приводит к возникновению моментных напряжений [74] и развитию турбулентности. Показано, что в процессе сглаживания градиентов макроскопических полей за счет интегрирования в соотношениях (1) в системе будут формироваться динамические структуры в виде кластеров с практически одинаковыми значениями макроскопических плотностей. Кластеры конечного размера движутся как почти твердые частицы, которые могут взаимодействовать и вращаться. Кластеризацию движения среды на мезоскопических масштабах, динамические элементы которой обладают собственным моментом вращения, а с учетом сдвига центра инерции элемента среды за счет вектора $\boldsymbol{\beta}$ еще и орбитальным моментом вращения, искривляющим траектории движения этого элемента, можно считать проявлением развивающейся турбулентности [75, 76]. Именно учет эффектов пространственной нелокальности позволяет описать возникновение вихревых структур.

Эффекты памяти нельзя моделировать полностью аналогично эффектам пространственной нелокальности, поскольку любое возмущение в среде распространяется с конечной скоростью, которая связывает пространственные и временные переменные в единый комплекс $t - (\mathbf{r} \cdot \mathbf{d})/C$, где $\mathbf{r} \cdot \mathbf{d}$ — расстояние, пройденное возмущением с постоянной скоростью C в направлении $\mathbf{d}$. Для временной корреляционной функции $\Phi(\zeta, \zeta')$ можно использовать модельный вид (2), но со своими параметрами $\theta = t_d/t_R$ вместо первого момента, $\tau = t_r/t_R$ вместо ε . Здесь t_d задает характерное время запаздывания ответа среды на возмущение, действующее в течение времени t_R , а t_r определяет время релаксации напряжения в среде. Между параметрами существует связь $\varepsilon = Ct_r/L$, L — характерная длина.

Рассмотрим нелокальную модель переноса импульса вдали от локального термодинамического равновесия. В условиях, когда размеры структурных элементов эволюционируют, а характер их движения изменяется, невозможно заранее разделить механизмы переноса на обратимые и необратимые и даже однозначно отделить потоки и источники из-за обратных связей между ними. Поэтому запишем уравнение переноса импульса в обобщенном виде:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \Pi(\mathbf{r}, t) = \mathbf{F}. \quad (3)$$

Здесь $\rho \mathbf{v}$ — объемная плотность импульса, Π — плотность потока импульса, которую можно назвать обобщенным тензором напряжений, $\mathbf{F}$ — вектор плотности внешних сил (силы тяжести, Кориолиса).

Рассмотрим динамическое взаимодействие жидкой среды с твердой поверхностью. В нелокальной теории переноса предложено замыкающее выражение для обобщенного тензора напряжений, моделирующее неравновесный процесс взаимодействия движущейся среды с неподвижной границей:

$$\Pi(\mathbf{r}, t) = \int_V \frac{d\mathbf{r}'}{\varepsilon} \Psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \boldsymbol{\beta}, \varepsilon) \int_0^{\omega((t - \mathbf{r} \cdot \mathbf{d}/C)/t_R)} \frac{d\zeta'}{\tau} \Phi(\zeta, \zeta'; \theta, \tau) \left(\tau C \mathbf{d} \frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial \zeta'}(\zeta', \mathbf{r}') - M \frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial \mathbf{r}'}(\mathbf{r}', t) \right). \quad (4)$$

В этом формальном выражении предполагается, что каждое направление распространения возмущения характеризуется своими модельными параметрами, а $M = \mu k$ — обобщенный коэффициент вязкости, который вблизи локального равновесия переходит в обычную вязкость $M \rightarrow \mu$. Здесь введена новая безразмерная переменная $\zeta = \{t - (\mathbf{r} \cdot \mathbf{d})/C\}/t_R$, а пространственная координата отнесена к характерной длине L . В верхнем пределе интегрирования в процессе внешнего воздействия функция $\omega(\zeta < 1) = \zeta$, а после его окончания $\omega(\zeta < 1) = 1$ процесс релаксации идет по инерции.

Короткое взаимодействие среды с твердой поверхностью индуцирует две волны: сдвиговую волну, распространяющуюся по нормали от поверхности со скоростью поперечного звука в жидкости C , и поверхностную волну, распространяющуюся вдоль поверхности со скоростью C_1 . Остановимся на сдвиговой волне. Для слабо искривленной поверхности введем локальную систему координат: ось x направлена по касательной к поверхности, а ось y — по нормали.

На очень малых временах воздействия t_R , когда $\tau \gg 1$, для больших систем пространственной нелокальностью можно пренебречь по сравнению с временными корреляциями $Ct_R \ll L$, т. е. $\varepsilon \ll \tau$. При этом для сдвиговой волны, бегущей вдоль оси y , получаем:

$$\frac{1}{\varepsilon} \exp \left\{ -\frac{\pi(y' - y - \beta(t))^2}{\varepsilon^2(t)} \right\} \xrightarrow{\varepsilon, \gamma \rightarrow 0} \delta(|y' - y|).$$

Для сдвиговой компоненты тензора напряжений в движущейся с волной системе координат в пределе замороженной релаксации $\tau \rightarrow \infty$:

$$\Pi(\zeta, y) = \int_0^\zeta d\zeta' \exp \left\{ -\frac{\pi(\zeta - \zeta' - \theta)^2}{\tau^2} \right\} C\rho \frac{\partial v}{\partial \zeta'}(\zeta', y) \xrightarrow{\tau \rightarrow \infty} C\rho v, \quad (5)$$

получаем упругое напряжение, которое распространяется в виде упругой волны:

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + C \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0. \quad (6)$$

Одновременно возникает и упругая поверхностная волна, бегущая по оси x . В силу малости t_R , обе волны высокочастотные. Вязкость пока еще никакой роли не играет, поскольку обусловлена медленной по сравнению со скоростью звука диффузией импульса.

В отличие от длинных упругих волн короткая высокочастотная волна сразу релаксирует, причем не за счет диссипации, а за счет дисперсии на внутренней структуре среды, образуя волновые пакеты, групповая скорость которых меньше скорости звука $C_{gr} < C$ [72, 73, 77]. Волновые пакеты мезоскопического масштаба переносят массу, импульс и энергию, но быстро расплываются, взаимодействуют друг с другом и теряют скорость [78]:

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + C_{gr} \frac{\partial}{\partial y} \int_0^{\omega(\zeta)} d\zeta' \Phi(\zeta, \zeta'; \theta, \tau) \frac{\partial \rho v}{\partial \zeta'}(\zeta', y) = 0. \quad (7)$$

При этом пакеты быстро забывают свою начальную форму, созданную внешним воздействием на данную область среды, и становятся гауссовыми [78]. Действительно, из уравнения (7) в работах [73, 79] было показано, что в движущейся с волной системе координат импульс, переносимый волновым пакетом, принимает гауссову форму, когда его максимум запаздывает по отношению к фазе несущей волны на достаточно значимое время θ :

$$\rho v = \frac{C_{gr}}{C} \exp \left\{ -\frac{\pi(\zeta - \theta)^2}{\tau^2} \right\} \langle \rho v \rangle_R. \quad (8)$$

В формуле (8) $\langle \rho v \rangle_R$ задает средний импульс, полученный средой при взаимодействии с границей. То же самое происходит с продольной волной на поверхности.

В результате взаимодействия продольных и поперечных волн волновые пакеты приобретают форму вихре-волновых структур, которые распространяются вдоль вектора групповой скорости под некоторым углом к поверхности. При этом групповая скорость приобретает продольную компоненту.

В ограниченной системе, как в волновом резонаторе, взаимодействие волновых пакетов с границами приводит к установлению дискретного спектра размеров волновых пакетов, если граничные условия это допускают [80, 81].

Таким образом, предложенный в нелокальной теории переноса вариант моделирования корреляционных функций позволил выявить конкретный вид и физический смысл носителей массы и импульса на начальной стадии процесса, предшествующей гидродинамической стадии, которая имеет место только после того, как состояние системы приблизится к локальному термодинамическому равновесию. Можно считать, что турбулентные течения занимают промежуточную зону между начальной волновой стадией и заключительной гидродинамической стадиями неравновесного процесса [75, 77].

Если внешнее воздействие продолжается, начинается переход к гидродинамической стадии процесса. Сначала формируется конвективный механизм переноса. Когда групповая скорость расплывшихся волновых пакетов падает до значений массовой скорости, но соотношение параметров $\tau \gg \varepsilon$ еще сохраняется, из уравнения (7) получаем:

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} C_{gr} \int_0^\omega d\zeta' \frac{\partial \rho v}{\partial \zeta'}(\zeta', y) = 0. \quad (9)$$

Пренебрегая запаздыванием и заменяя вектор групповой скорости массовой скоростью, получаем уравнение движения идеальной жидкости:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\nabla p. \quad (10)$$

В отличие от малых масштабов, на которых импульс переносится мезоскопическими волновыми пакетами, конвективный перенос осуществляется на макромасштабах, где действием гидродинамического давления p пренебречь уже невозможно. Если в этих условиях вязкостью еще можно пренебречь, то конвективный перенос, как принято считать, является обратимым процессом. Кроме того, макроскопические носители импульса должны сохраняться гораздо дольше, чем мезоскопические волновые пакеты. В результате со временем конвективный перенос [82] может иметь место одновременно с диффузионным, который отвечает за диссипацию и, в частности, за вязкость.

С ростом продолжительности воздействия исчезают волновые эффекты $\tau \rightarrow 0$, и сжимаемостью можно пренебречь. Устанавливается медленный квазистационарный процесс, модель которого учитывает только пространственную нелокальность. В таком процессе вязкая диссипация играет существенную роль. Влияние вязкости возрастает с уменьшением размеров носителей импульса, поскольку для крупных частиц преобладают инерционные эффекты. В частности, для систем большого размера область вязкого взаимодействия с граничной поверхностью превращается в тонкий пограничный слой, а параметр нелокальности становится пренебрежимо мал $\varepsilon \ll 1$. Тогда в пределе $\varepsilon \rightarrow 0$ из модели (2) получаем сдвиговую компоненту тензора вязких напряжений:

$$\Pi_{xy}(y, t) = - \int_0^L dy' \exp \left\{ - \frac{\pi(y' - y - \gamma)^2}{\varepsilon^2} \right\} M \frac{\partial v}{\partial y'}(y') \xrightarrow{\varepsilon \rightarrow 0} -M \frac{\partial v}{\partial y}. \quad (11)$$

Линейная комбинация двух предельных случаев — конвективного и диффузионного переноса одновременно — приводит для данной системы к классическим уравнениям Прандтля. В частности, такая комбинация макроскопических и микроскопических масштабов носителей импульса в одномерном случае дает известное уравнение Бюргерса:

$$\frac{\partial}{\partial t} v(y, t) + v(y, t) \frac{\partial}{\partial y} v(y, t) = \mu \frac{\partial^2}{\partial y^2} v(y, t). \quad (12)$$

Решение нелинейного уравнения (12) в виде стационарной волны описывает движение ударного фронта от поверхности. Вязкость размазывает разрыв скорости, и фронт волны приобретает конечную толщину. Нелинейное уравнение Кортевега де Фриза

$$\frac{\partial}{\partial t} v(y, t) + (c + v) \frac{\partial}{\partial y} v(y, t) + \chi \frac{\partial^3}{\partial y^3} v(y, t) = 0 \quad (13)$$

содержит линейную волновую компоненту, нелинейный конвективный член и 3-ю производную, отвечающую за дисперсионные свойства среды. Наличие дисперсии на более крупных частицах не дает волнам опрокидываться и порождает солитоны [83]. На воде могут возникать групповые солитоны, аналогично волновым пакетам. Таким образом, механизмы переноса импульса в реальных средах определяются размерными спектрами носителей импульса и их эволюцией при распространении.

Все модели механики сплошной среды строятся по аддитивному принципу, пренебрегая последовательностью стадий смены носителей импульса в среде в зависимости от времени внешнего воздействия на систему. Это одна из причин, почему такие модели не описывают переходные процессы, в том числе возникновение турбулентности.

4. Термодинамическая эволюция вдали от равновесия

В полуограниченной системе размеры носителей импульса — волновых пакетов — эволюционируют со временем по мере удаления от граничной поверхности. В нелокальной модели эти размеры и длительность жизни носителей импульса выступают в качестве параметров. Поскольку они быстро изменяются в пространстве и времени, подобрать их значения из каких-либо экспериментальных данных практически невозможно. Поэтому для того, чтобы замкнуть постановку задачи, требуется описать эволюцию структурных элементов среды [77, 84, 85].

В рамках нелокальной теории переноса временная эволюция системы вдали от локального равновесия описывается кибернетическими методами, разработанными в рамках теории управления адаптивными системами с обратной связью [86, 87]. Целью эволюции в соответствии с принципом максимальной энтропии (МЭП) Джейнса [88] выбрана $Q(t)$ минимизация полного производства энтропии в системе при наличии наложенных на систему ограничений:

$$Q(t) = \int_0^t dt \int_V d\mathbf{r} \sum_i \mathbf{P}_i(\mathbf{r}, t; \mathbf{s}) \cdot \mathbf{X}_i(\mathbf{r}, t) + \sum_m \lambda_m \Phi_m(\mathbf{r}, t; \mathbf{s}), \quad (14)$$

где Φ_m — выраженные в виде функционалов граничные условия, λ_m — множители Лагранжа, а m — число граничных условий.

Для описания наискорейшего пути эволюции выбран алгоритм скоростного градиента [87], в котором в качестве параметров управления берутся параметры структуры $\mathbf{s}(t)$, а вектор $\mathbf{g}$ определяет скорость эволюции структурных параметров:

$$\frac{d\mathbf{s}(t)}{dt} = -\mathbf{g} \nabla_{\mathbf{s}} \Omega(t, \mathbf{s}(t)), \quad \Omega(t, \mathbf{s}(t)) = \frac{d}{dt} Q(t, \mathbf{s}(t)). \quad (15)$$

Проследивая траектории эволюции динамических структур в неравновесных процессах, такой алгоритм позволяет прогнозировать будущие состояния системы с учетом сохраненной в ограничениях информации. Включенный в математическую модель контур внутреннего управления между эволюцией структуры и поведением системы при задании начальных значений параметров замыкает постановку задачи моделирования неравновесных процессов [77, 89].

5. Принципы построения нелокального описания динамики океана

С помощью нелокально-гидродинамического подхода удалось сформулировать замкнутую постановку задачи о самоорганизации динамической структуры в открытой системе, которая включает интегро-дифференциальные уравнения переноса с модельными интегральными ядрами. Параметры модели, определяющие размеры и времена жизни динамической структуры среды, удовлетворяют нелинейным дифференциальным уравнениям эволюции согласно алгоритму скоростного градиента. В системе формируется внутреннее управление через обратные связи между структурной динамикой и гидродинамическим поведением среды. Постановка дополняется начальными параметрами структуры среды и начальной скоростью ее деформации.

На основе предложенной модельной постановки найдены приближенные решения для ряда тестовых задач гидродинамики с учетом влияния нелокальных эффектов [69], которые показали, что полученные профили скорости соответствуют турбулентным течениям. Разработанные нелокальные модели адекватно описывают распространение импульсов разной длительности в конденсированных средах с учетом изменения свойств среды за счет ввода энергии извне. Построена иерархия гидродинамических моделей, связанная с изменением масштабов структурных элементов среды.

Таким образом, можно надеяться, что нелокальная теория неравновесных процессов переноса, единообразно описывающая турбулентные, конвективные и молекулярные процессы, может стать основой построения моделей для изучения взаимного влияния многомасштабных факторов внешнего воздействия на поведение сложной системы.

Экспериментальные исследования динамических структур в океане выявили влияние множества разномасштабных факторов на формирование динамических структур различных пространственных и временных масштабов. Эти результаты демонстрируют некоторые закономерности, позволяющие судить о физической природе динамических структур. Однако их теоретическое описание требует установления более определенной связи каждого фактора и пространственно-временного размера структурного элемента.

Поэтому моделирование динамических процессов в такой сложной неравновесной системе как океан должно быть основано на следующих принципах:

- 1) учет интегральных свойств системы в уравнениях переноса массы, импульса, энергии и пр. и включение граничных условий в модель системы для сохранения ее целостности;
- 2) включение пространственной нелокальности и памяти об истории процесса позволяют связать причину и следствие, которые разнесены в пространстве и времени;
- 3) изучение самых крупномасштабных и устойчивых структур возможно на квазистационарных моделях, которые включают только эффекты пространственной нелокальности, тогда как параметры этих моделей будут изменяться со временем за счет глобальных факторов, таких как вращение Земли, стратификация, геометрия берегов, неоднородностей дна и др.;

4) на всем диапазоне структур мезоскопического масштаба связь пространственных и временных масштабов указывает на волновой характер большинства природных процессов. Их взаимодействие через интерференцию, дисперсию, резонансы, а также поглощение или отражение от твердых границ, преломление на границах слоев вод разной плотности порождает все разнообразие океанских структур;

5) в пределах одной крупной структурной единицы под действием периодически изменяющихся внешних факторов волновые процессы за счет дисперсионных свойств водной среды формируют волновые пакеты, которые, как следует из наблюдений, являются основным структурным элементом в динамике океанской среды, но их свойства в жидкой среде требуют отдельного изучения;

6) с точки зрения нелокального подхода турбулентность, конвекция и внутренние волны представляют собой взаимодействующие волновые пакеты на всех диапазонах мезомасштабов между молекулярными и океаническими, которые различаются только количественными размерами пакетов и временами жизни и могут описываться интегральными моделями типа (7);

7) наложенные на ограниченную систему условия формируют дискретный спектр размеров структурных элементов системы, как в волновом резонаторе, который в общем случае не будет устойчивым;

8) временная эволюция размеров океанических структур под действием факторов различной длительности с учетом совокупного влияния разных масштабов друг на друга и обратного их влияния на целостные свойства системы может моделироваться с помощью алгоритмов скоростного градиента типа (14)–(15);

9) использование кибернетических методов теории управления адаптивными системами с обратной связью позволяет прогнозировать возможные будущие изменения системы, включая катастрофические.

6. Заключение

На основе натурных измерений характеристик океанических течений было установлено, что в результате комплексного воздействия множества разномасштабных факторов, действующих на океаническую систему со стороны атмосферы и окружающих твердых поверхностей при вращении Земли, в океане формируется иерархия многомасштабных структур, которые эволюционируют с разными скоростями. Поэтому океанические системы следует считать сильнонеравновесными, для описания которых подходы, основанные на моделях механики сплошных сред, непригодны.

В данной работе для теоретического описания океанических процессов предлагается использовать междисциплинарный нелокально-гидродинамический подход, основанный на строгих результатах неравновесной статистической механики, физике волновых процессов и теории управления адаптивными системами. Основные положения этого подхода изложены в разделах этой работы 2–4. В рамках этого подхода возникновение дискретных структур в непрерывной среде рассматривается как самоорганизация в открытой системе вдали от локального термодинамического равновесия. Показано, что в общем случае эти структуры нестабильны, носят турбулентный характер и эволюционируют со временем. Предложенное на основе кибернетических методов описание эволюции неравновесной системы позволяет делать прогнозы о состоянии системы на разных временных масштабах в зависимости от возможных факторов внешнего воздействия. На основе разработанных теоретических моделей, учитывающих нелокальные эффекты и память об истории системы, в разделе 5 сформулированы принципы применения нелокальных моделей для описания комплекса процессов и явлений в океане.

В отличие от «жестких» моделей механики сплошных сред для описания многомасштабных процессов в сложных системах построены «мягкие» математические модели [90] интегрального типа, сохраняющие целостность системы и позволяющие ей адаптироваться к изменению условий внешнего воздействия, перестраивая свою структуру и уменьшая свои необратимые потери. Именно таким образом функционируют все регуляторные процессы в живых системах.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИО РАН (тема № FMWE-2024-0028).

Funding

The research was carried out within the state assignment of Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation for IO RAS (theme № FMWE-2024-0028).

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Conflict of interests

The authors declare no conflict of interests.

Литература

1. Сеидов Д.Г. Синергетика океанских процессов. Ленинград: Гидрометеиздат, 1989. 286 с.
2. Каменкович В.М., Кошляков М.Н., Монин А.С. Синоптические вихри в океане. Ленинград: Гидрометеиздат, 1982. 264 с.
3. Кортаев Г.К. Структура и кинематика синоптических вихрей в океане: теория и современные наблюдения // Морской гидрофизический журнал. 2020. Т. 36, № 6. С. 757–780. EDN ZPPIVO.
<https://doi.org/10.22449/0233-7584-2020-6-757-780>
4. Коник А.А., Зимин А.В. Многолетняя изменчивость поверхностных проявлений вихрей в Карском море // Вестник Санкт-Петербургского университета. Науки о Земле. 2024. Т. 69, № 2. С. 356–371. EDN KFTMPJ.
<https://doi.org/10.21638/spbu07.2024.208>
5. Зимин А.В., Атаджанова О.А., Коник А.А., Круглова К.А. Малые вихревые структуры Берингова моря и шельфа Курило-Камчатского региона по данным спутниковой радиолокации за теплый период 2020–2021 гг. // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2023. Т. 20, № 4. С. 239–249. EDN IQUPQI.
<https://doi.org/10.21046/2070-7401-2023-20-4-239-249>
6. Зимин А.В., Атаджанова О.А., Благодатских Е.А. и др. Субмезомасштабные вихревые структуры Ладожского озера по радиолокационным данным Sentinel-1 за теплый период 2019–2022 гг. // Доклады Российской академии наук. Науки о Земле. 2024. Т. 514, № 2. С. 350–355. EDN ABSCUS.
<https://doi.org/10.31857/S2686739724020201>
7. Slattery J.C. Momentum, Energy, and Mass Transfer in Continua. New York: McGraw-Hill, 1971.
8. Седов Л.И. Механика сплошной среды. М.: Наука, 1970. 1054 с.
9. Murdoch A.I. Physical Foundations of Continuum mechanics. Cambridge: Cambridge University Press, 2012.
10. Gurtin M.E., Fried E., Anand L. The Mechanics and Thermodynamics of continua. New York: Cambridge University Press, 2010. 694 p.
11. Glansdorff P., Prigogine I. Thermodynamic Theory of Structure, Stability and Fluctuations. New York: Wiley-Interscience, 1971. 305 p.
12. Nicolis G., Prigogine I. Self-Organization in Nonequilibrium Systems. From Dissipative Structure to Order Through Fluctuations. New York: Wiley, 1977. 320 p.
13. Klimontovich Yu.L. From the Hamiltonian mechanics to a continuous media. Dissipative structures. Criteria of self-organization // Theoretical and Mathematical Physics. 1993. Vol. 96, No. 3. P. 1035–1056. EDN XRBKSX.
<https://doi.org/10.1007/BF01019066>
14. Mikhailov A.S., Loskutov A. Yu. Foundations of Synergetics II. Chaos and Noise. 2nd ed. Berlin; Heidelberg: Springer, 1996. (Springer Series in Synergetics).
15. Knyazeva E.N., Kurdyumov S.P. Foundations of synergetics. Moscow: URSS, 2006. EDN QZOJHD.
16. Хакен Г. Информация и самоорганизация: макроскопический подход к сложным системам / Г. Хакен; пер. с англ. Ю.А. Данилова и А.В. Беркова. Изд. 2-е, доп. Москва: URSS: КомКнига, 2005. 245 с. EDN QJPFSB.
17. Бородулин В.И., Качанов Ю.С. Формирование и развитие когерентных структур в переходном пограничном слое // Прикладная математика и техническая физика. 1985. Т. 36, № 4. С. 60–97.
18. Белоцерковский О.М., Опарин А.М., Четчин В.М. Образование крупномасштабных структур в зазоре между вращающимися цилиндрами // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2002. Т. 42, № 11. С. 1727–1737.
19. Meshcheryakov Yu.I., Atroshenko S.A. Multiscale rotations in dynamically deformed solids // International Journal of Solids and Structures. 1992. Vol. 29. P. 2761.
20. Meshcheryakov Yu.I., Divakov A.K., Zhigacheva N.I., Makarevich I.P., Barakhtin B.K. Dynamic structures in shock-loaded copper // Physical Review B. 2008. Vol. 78. P. 64301–64316. EDN LLCASF.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.064301>
21. Хонькин А.Д. Парадокс бесконечной скорости распространения возмущений в гидродинамике вязкой теплопроводящей среды и уравнения гидродинамики быстрых процессов // Аэродинамика. М.: Наука, 1976. С. 289–299.

22. Ишлинский А.Ю. Классическая механика и силы инерции. М.: Наука, 1987. EDN YHLAXT.
23. Murdoch A.I., Bedeaux D. Continuum Equations of Balance via weighted averages of microscopic quantities // Proceedings of the Royal Society of London A. 1994. Vol. 445. P. 157–179. <https://doi.org/10.1098/rspa.1994.0054>
24. Ravichandran G., Rosakis A.J., Hodovany J., Rosakis P. On the convention of plastic work into heat during high-strain-rate deformation // Shock Compression of Condensed Matter-2001 / Eds. M.D. Furnish, N.N. Thadhani, Y-Y. Horie. Melville, NY: AIP, 2002. P. 557–562. (AIP Conference Proceedings; Vol. 620). <https://doi.org/10.1063/1.1483600>
25. Asay J.R., Chhabildas L.C. Paradigms and Challenges in Shock Wave Research // High-pressure compression of solids VI: old paradigms and new challenges / Eds. Y. Horie, L. Davison, N.N. Thadhani. Springer, 2003. P. 57–108. https://doi.org/10.1007/978-1-4757-3526-4_2
26. Gilman J.J. Response of condensed matter to impact // High Pressure Shock Compression of Solids VI. Old Paradigms and New Challenges / Eds. Y-Y Horie, L. Davison, N.N. Thadhani. Springer, 2003. P. 279–296. https://doi.org/10.1007/978-1-4757-3526-4_8
27. Морозов В.А. Особенности нагружения, деформирования и разрушения материалов в субмикросекундном и наносекундном диапазонах длительностей // Доклады и лекции 14-й Международной школы по моделям механики сплошной среды. Жуковский, 1997. С. 187–191.
28. Sud'enkov Y.V., Pavlishin A.I. Nanosecond pressure pulses propagating at anomalously high velocities in metal foils // Technical Physics Letters. 2003. Vol. 29, No. 6. P. 491–493. EDN LHZHPJ. <https://doi.org/10.1134/1.1589571>
29. Dimitrienko Yu. Nonlinear continuum mechanics and Large Inelastic Deformations. Springer, 2011. <https://doi.org/10.1007/978-94-007-0034-5>
30. Van Kampen N.G. Stochastic Processes in Physics and Chemistry. Elsevier, 2011. <https://doi.org/10.1016/C2009-0-04561-2>
31. Khantuleva T.A. Specific Features of Processes Far from Equilibrium // Mathematical Modeling of Shock-Wave Processes in Condensed Matter. Singapore: Springer, 2022. Chapter 2. (Shock Wave and High Pressure Phenomena). https://doi.org/10.1007/978-981-19-2404-0_2
32. Panin V.E., Egorushkin V.E., Panin A.V. Physical mesomechanics of a deformed solid as a multilevel system. 1. Physical fundamentals of the multilevel approach // Physical Mesomechanics. 2006. Vol. 9, No. 3–4. P. 9–20.
33. Furnish M.D., Trott W.M., Mason J., et al. Assessing mesoscale material response via high resolution line-imaging VISAR // Shock compression of condensed matter-2003 / Eds. M.D. Furnish, Y.M. Gupta, J.W. Forbes. Melville, NY: AIP, 2003. P. 1159–1163. (AIP Conference Proceedings; Vol. 706). <https://doi.org/10.1063/1.1780429>
34. Asay J.R., Dwivedi S.K., Gupta Y.M. Mesoscale predictions of shock states in aluminium // Bulletin of the American Physical Society. Shock Compression. 2005. Vol. 50, No. 5. P. 122.
35. Meshcheryakov Yu.I. Multiscale mechanics of shock wave processes. Singapore: Springer Nature, 2021. <https://doi.org/10.1007/978-3-030-74824-1>
36. Khantuleva T.A. Models of Continuum Mechanics and Their Deficiencies // Mathematical Modeling of Shock-Wave Processes in Condensed Matter. Singapore: Springer, 2022. Chapter 1. (Shock Wave and High Pressure Phenomena). https://doi.org/10.1007/978-981-19-2404-0_1
37. Hintze T. Turbulence. New York: Mc. Graw-Hill, 1962.
38. Pope S.B. Turbulent flows. Cambridge University Press, 2000. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511840531>
39. Camussi R., Guj G., Ragni A. Wall pressure fluctuations induced by turbulent boundary layers over surface discontinuities // Journal of Sound and Vibration. 2006. Vol. 294. P. 177–204. EDN TVGQYL. <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2005.11.007>
40. Liu C., Yan Yonghua, Lu P. Physics of turbulence generation and sustenance in a boundary layer // Computers and Fluids. 2014. Vol. 102. P. 353–384. EDN USSCGF. <https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2014.06.032>
41. Lebon G., Jou D., Casas-Vazquez J. Understanding non-equilibrium thermodynamics. Springer-Verlag, 2008. EDN SQNLQP. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-74252-4>
42. Kleidon A., Lorenz L.D. Nonequilibrium thermodynamics and the production of entropy. Life, Earth, and Beyond. Berlin: Springer, 2005. <https://doi.org/10.1007/11672906>
43. Ottinger H.C. Beyond equilibrium thermodynamics. New York: John Wiley and Sons, 2005. EDN SRXEEX. <https://doi.org/10.1002/0471727903>
44. Ross J. Thermodynamics and fluctuations far from equilibrium. Berlin: Springer, 2008. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-74555-6>
45. Demirel Y. Nonequilibrium thermodynamics. Transport and rate processes in physical and biological systems. Amsterdam: Elsevier, 2002. <https://doi.org/10.1016/B978-0-444-50886-7.X5000-1>
46. Grandy W.T. Entropy and the time evolution of macroscopic systems. New York: Oxford University Press, 2008. EDN UPJLQN. <https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780199546176.001.0001>
47. Beyond the second law. Entropy production and non-equilibrium systems / Eds. R.C. Devar, C.H. Lineweaver, R.K. Niven, K. Regenauer-Lieb. Berlin: Springer, 2014. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-40154-1>

48. Bruers S. Classification and discussion of macroscopic entropy production principles // *arXiv* [Preprint]. 2007. URL: <https://arxiv.org/abs/cond-mat/0604482v3> (date of access: 02.11.2025).
49. Зубарев Д.Н. Неравновесная статистическая термодинамика. М.: Наука, 1971. С. 377–390.
50. Zubarev D.N., Tischenko S.V. Nonlocal hydrodynamics with memory // *Physica*. 1972. Vol. 59, No. 2. P. 285–304. EDN XORMFS. [https://doi.org/10.1016/0031-8914\(72\)90081-1](https://doi.org/10.1016/0031-8914(72)90081-1)
51. Zubarev D.N. Statistical operator for nonequilibrium systems // *Reports of USSR Academy of Sciences*. 1961. Vol. 140, No. 1. P. 92–95.
52. Zubarev D.N. Boundary conditions for statistical operators in the theory of non-equilibrium processes and quasiaverages // *Theoretical and Mathematical Physics*. 1970. Vol. 3, No. 2. P. 276–286. EDN XQJEL. <https://doi.org/10.1007/BF01037101>
53. Bogoliubov N.N. Problems of dynamic theory in statistical physics. Oak Ridge, TN: Technical Information Service, 1960.
54. Edelen D.G. Nonlocal field theories in continuum physics. Acad. Press Inc., 1976. Vol. 4.
55. Mogen G.A. Nonlocal theories or gradient type theories: a matter of convenience // *Archives of Mechanics*. 1979. Vol. 31, No. 1. P. 15–26.
56. Rogula D. Geometrical and dynamical nonlocality // *Archives of Mechanics*. 1979. Vol. 15, No. 1. P. 66–75.
57. Rymarz Z. Boundary problems of the nonlocal theory // *Proceedings of Vibration Problems*. 1974. Vol. 15, No. 4. P. 355–372.
58. Wilmanski N. Localization problem of nonlocal continuum theories // *Archives of Mechanics*. 1979. Vol. 31, No. 1. P. 77–89.
59. Richardson J.M. The hydrodynamical equations of a one-component system derived from nonequilibrium statistical mechanics // *Journal of Mathematical Analysis and Applications*. 1960. Vol. 1. P. 12–60. [https://doi.org/10.1016/0022-247X\(60\)90027-9](https://doi.org/10.1016/0022-247X(60)90027-9)
60. Chung C.H., Yip S. Generalized hydrodynamics and time correlation functions // *Physical Review*. 1965. Vol. 182, No. 1. P. 323–338. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.182.323>
61. Kadanoff L.P., Martin P.C. Hydrodynamic equations and correlation functions // *Annals of Physics*. 1963. Vol. 24. P. 419–460. [https://doi.org/10.1016/0003-4916\(63\)90078-2](https://doi.org/10.1016/0003-4916(63)90078-2)
62. Robertson B. Equations of motion in nonequilibrium statistical mechanics // *Physical Review*. 1967. Vol. 35, No. 1. P. 160–183.
63. Piccirelli R. Theory of the dynamics of simple fluid for large spatial gradients and long memory // *Physical Review*. 1968. Vol. 175, No. 1. P. 77–98. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.175.77>
64. Ailavadi N., Rahman A., Zwanzig R. Generalized hydrodynamics and analysis of current correlation functions // *Physical Review A*. 1971. Vol. 4, No. 4. P. 1616–1625. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.4.1616>
65. Хонькин А.Д. Гидродинамические уравнения быстрых процессов // *Доклады Российской академии наук СССР*. 1973. Т. 210, № 5. С. 1033–1035.
66. Boffi V.C., Spiga G. Spatial effects in the study of nonlinear evolution problems of particle transport theory // *Transport Theory and Statistical Physics*. 1988. Vol. 17, No. 2–3. P. 241–255. <https://doi.org/10.1080/00411458808230866>
67. Климонтович Ю.Л. Турбулентное движение и структура хаоса. М.: Наука, 1990. 316 с.
68. Климонтович Ю.Л. Энтропия и информация в открытых системах // *Успехи физических наук*. 1999. Т. 169, № 4. С. 443–452. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0169.199904h.0443>
69. Хантулева Т.А. Нелокальная теория неравновесных процессов переноса. СПб.: Изд-во СПбГУ, 2013. 274 с.
70. Хантулева Т.А. Об описании неравновесных процессов переноса и формировании динамических структур в жидких средах // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2020. Т. 13, № 1. С. 3–14. EDN AMVODM. <https://doi.org/10.7868/S2073667320010013>
71. Khantuleva T.A. New Approach to Modeling Non-equilibrium Processes // *Mathematical Modeling of Shock-Wave Processes in Condensed Matter*. Singapore: Springer, 2022. Chapter 5. (Shock Wave and High Pressure Phenomena). https://doi.org/10.1007/978-981-19-2404-0_5
72. Морозов В.А., Хантулева Т.А., Яковлев А.Б. Математическое моделирование неравновесных процессов на кафедре физической механики СПбГУ. Ч. 1. Моделирование процессов в газе, жидкости и твердом теле // *Вестник Санкт-Петербургского университета. Математика. Механика. Астрономия*. 2024. Т. 11 (69), № 3. С. 419–454. EDN MBRBSL. <https://doi.org/10.21638/spbu01.2024.301>
73. Хантулева Т.А., Мещеряков Ю.И., Коновалов Г.В. и др. Нелокальная механика переноса в динамически деформируемой среде. Волновая концепция мезоуровня // *Физическая мезомеханика*. 2024. Т. 27, № 6. С. 55–75. EDN INOIV. https://doi.org/10.55652/1683-805X_2024_27_6_55-75
74. Aero E.L., Bulygin A.I., Kuvshinskiy E.I. Asymmetric hydrodynamics // *Prikladnaya Matematika i Mekhanika*. 1965. Vol. 29, No. 2. P. 297–308.
75. Khantuleva T.A., Meshcheryakov Yu.I. Shock-induced mesoparticles and turbulence occurrence // *Particles*. 2022. Vol. 5, No. 3. P. 407–425. EDN YJMCQY. <https://doi.org/10.3390/particles5030032>

76. Хантулева Т.А., Родионов А.А. Нелокальная гидродинамика. Подходы к описанию турбулентных течений реальных сред // Труды Всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». СПб.: ЛЕМА, 2023. С. 43–49. EDN RHLGMR.
77. Khantuleva T.A. Mathematical Modeling of Shock-Wave Processes in Condensed Matter. Singapore: Springer, 2022. 336 p. (Shock Wave and High Pressure Phenomena). <https://doi.org/10.1007/978-981-19-2404-0>
78. Иванов М.Г. Как понимать квантовую механику. Москва; Ижевск: НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», 2012. 516 с.
79. Мецераков Ю.И., Хантулева Т.А. Неравновесные процессы в конденсированных средах. Часть 1. Экспериментальные исследования в свете нелокальной теории переноса // Физическая мезомеханика. 2014. Т. 17, вып. 5. С. 21–37. EDN SXLZIT.
80. Han Yining, Jin Jaehyeok, Wagner Jacob W., Voth Gregory A. Quantum theory of multiscale coarse-graining // Journal of Chemical Physics. 2018. Vol. 148, 102335. <https://doi.org/10.1063/1.5010270>
81. Khantuleva T.A., Kats V.M. Quantum Effects on the Mesoscale // Particles. 2020. Vol. 3. P. 562–575. EDN ULZZVA. <https://doi.org/10.3390/particles3030038>
82. Лыков А.В., Берковский Б.М. Конвекция и тепловые волны. Москва: Энергия, 1974. 335 с.
83. Инфельд Э., Роуландс Дж. Нелинейные волны, солитоны и хаос. М.: Физматлит, 2006. 478 с.
84. Kuzemsky A.L. Temporal evolution, directionality if time and irreversibility // Rivista del Nuovo Cimento. 2018. Vol. 41, No. 10. EDN JPUMQI. <https://doi.org/10.1393/ncr/i201-10152-0>
85. Khantuleva T.A. Thermodynamic evolution far from equilibrium // AIP Conference Proceedings. 2018. Vol. 1959, 100003. EDN XXJPKX. <https://doi.org/10.1063/1.5034750>
86. Фрадков А.Л. Адаптивное управление в сложных системах. Беспорисковые методы. М.: Наука, 1990. 292 с.
87. Фрадков А.Л. Кибернетическая физика. СПб.: Наука, 2003. 283 с. EDN QJMQKV.
88. Jaynes E. The Maximum Entropy Formalism. Cambridge: MIT Press, 1979. 498 p.
89. Khantuleva T.A., Shalymov D.S. Modelling non-equilibrium thermodynamic systems from the speed-gradient principle // Philosophical Transactions of the Royal Society A. 2017. Vol. 375, issue 2088, 2016220. EDN YVARWP. <https://doi.org/10.1098/rsta.2016.0220>
90. Арнольд В.И. «Жесткие» и «мягкие» математические модели. М.: МЦНМО, 2014. 32 с.

References

1. Seidov DG. Synergetics of ocean processes. Leningrad: Gidrometeoizdat; 1989. 286 p. (In Russ.).
2. Kamenkovich VM., Koshlyakov MN., Monin AS. Synoptic eddies in the ocean. Leningrad: Gidrometeoizdat; 1982. 264 p. (In Russ.).
3. Korotaev GK. Structure and kinematics of synoptic eddies in the ocean: theory and modern observations. *Physical Oceanography*. 2020;27(6):651–672. <https://doi.org/10.22449/1573-160X-2020-6-651-672>
4. Konik AA, Zimin AV. Long-term variability of surface manifestations of eddies in the Kara Sea. *Vestnik of Saint Petersburg University. Earth Sciences*. 2024;69(2):356–371. <https://doi.org/10.21638/spbu07.2024.208> (In Russ.).
5. Zimin AV, Atadzhanova OA, Konik AA, Kruglova KA. Small eddy structures of the Bering Sea and the shelf of the Kuril-Kamchatka region according to satellite radar data for the warm period of 2020–2021. *Current Problems in Remote Sensing of the Earth from Space*. 2023;20(4):239–249. <https://doi.org/10.21046/2070-7401-2023-20-4-239-249> (In Russ.).
6. Zimin AV, Atadzhanova OA, Blagodatskikh EA, et al. Submesoscale eddy structures of Lake Ladoga based on Sentinel-1 radar data for the warm period of 2019–2022. *Doklady Earth Sciences*. 2024;514(2):350–355. <https://doi.org/10.1134/S1028334X23602727>
7. Slattery JC. Momentum, Energy, and Mass Transfer in Continua. New York: McGraw-Hill; 1971.
8. Sedov LI. Continuum mechanics. Moscow: Nauka; 1970. 1054 p. (In Russ.).
9. Murdoch A.I. Physical Foundations of Continuum mechanics. Cambridge: Cambridge University Press; 2012.
10. Gurtin ME, Fried E, Anand L. Mechanics and Thermodynamics of continua. New York: Cambridge University Press; 2010.
11. Glansdorff P, Prigogine I. Thermodynamic Theory of Structure, Stability and Fluctuations. New York: Wiley-Interscience; 1971. 305 p.
12. Nicolis G, Prigogine I. Self-Organization in Nonequilibrium Systems. From Dissipative Structure to Order Through Fluctuations. New York: Wiley; 1977. 320 p.
13. Klimontovich Yu L. From the Hamiltonian mechanics to a continuous media. Dissipative structures. Criteria of self-organization. *Theoretical and Mathematical Physics*. 1993;96(3):1035–1056. <https://doi.org/10.1007/BF01019066>

14. Mikhailov AS., Loskutov AYu. Foundations of Synergetics II. Chaos and Noise. 2nd ed. Berlin; Heidelberg: Springer: 1996. (Springer Series in Synergetics).
15. Knyazeva EN, Kurdyumov SP. Foundations of synergetics. Moscow: URSS; 2006.
16. Haken G. Information and self-organization: A macroscopic approach to complex systems. Moscow: URSS; 2005. (In Russ.).
17. Borodulin VI, Kachanov Yu S. Formation and development of coherent structures in a transitional boundary layer. *Prikladnaya Matematika i Tekhnicheskaya Fizika*. 1985;36(4):60–97. (In Russ.).
18. Belotserkovskiy OM, Oparin AM, Chechetkin VM. Formation of large-scale structures in the gap between rotating cylinders. *Zhurnal Vychislitel'noy Matematiki i Matematicheskoy Fiziki*. 2002;42(11):1727–1737. (In Russ.).
19. Meshcheryakov YuI, Atroschenko SA. Multiscale rotations in dynamically deformed solids. *International Journal of Solids and Structures*. 1992;29:2761.
20. Meshcheryakov YuI, Divakov AK, Zhigacheva NI, Makarevich IP, Barakhtin BK. Dynamic structures in shock-loaded copper. *Physical Review B*. 2008;78:64301–64316. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.064301>
21. Khonkin AD. The paradox of infinite velocity of perturbation propagation in the hydrodynamics of a viscous heat-conducting medium and equations of hydrodynamics of fast processes. *Aerodinamika*. Moscow: Nauka, 1976. P. 289–299. (In Russ.).
22. Ishlinskiy AYU. Classical mechanics and inertia forces. Moscow: Nauka, 1987. (In Russ.).
23. Murdoch AI, Bedeaux D. Continuum Equations of Balance via weighted averages of microscopic quantities. *Proceedings of the Royal Society of London A*. 1994;445:157–179. <https://doi.org/10.1098/rspa.1994.0054>
24. Ravichandran G, Rosakis AJ, Hodovany J, Rosakis P. On the convention of plastic work into heat during high-strain-rate deformation. Shock Compression of Condensed Matter-2001 / Eds. M.D. Furnish, N.N. Thadhani, Y-Y. Horie. Melville, NY: AIP, 2002. P. 557–562. (AIP Conference Proceedings; Vol. 620). <https://doi.org/10.1063/1.1483600>
25. Asay JR, Chhabildas LC. Paradigms and Challenges in Shock Wave Research // High-pressure compression of solids VI: old paradigms and new challenges / Eds. Y. Horie, L. Davison, N.N. Thadhani. Springer, 2003. P. 57–108. https://doi.org/10.1007/978-1-4757-3526-4_2
26. Gilman JJ. Response of condensed matter to impact // High Pressure Shock Compression of Solids VI. Old Paradigms and New Challenges / Eds. Y-Y. Horie, L. Davison, N.N. Thadhani. Springer, 2003. P. 279–296. https://doi.org/10.1007/978-1-4757-3526-4_8
27. Morozov VA. Peculiarities of loading, deformation and fracture of materials in the sub-microsecond and nanosecond duration ranges // Doklady i lektsii 14-y Mezhdunarodnoy shkoly po modelyam mekhaniki sploshnoy sredy. Zhukovskiy, 1997. P. 187–191. (In Russian)
28. Sud'enkoy YV, Pavlishin AI. Nanosecond pressure pulses propagating at anomalously high velocities in metal foils. *Technical Physics Letters*. 2003;29(6):491–493. <https://doi.org/10.1134/1.1589571>
29. Dimitrienko YI. Nonlinear continuum mechanics and Large Inelastic Deformations. *Springer*; 2011. <https://doi.org/10.1007/978-94-007-0034-5>
30. Van Kampen NG. Stochastic Processes in Physics and Chemistry. 3rd ed. Elsevier; 2011. <https://doi.org/10.1016/C2009-0-04561-2>
31. Khantuleva TA. Specific Features of Processes Far from Equilibrium. In: *Mathematical Modeling of Shock-Wave Processes in Condensed Matter*. Springer; 2022. p. 2. (Shock Wave and High Pressure Phenomena). https://doi.org/10.1007/978-981-19-2404-0_2
32. Panin VE, Egorushkin VE, Panin AV. Physical mesomechanics of a deformed solid as a multilevel system. 1. Physical fundamentals of the multilevel approach. *Physical Mesomechanics*. 2006;9(3–4):9–20.
33. Furnish MD, Trott WM, Mason J, et al. Assessing mesoscale material response via high resolution line-imaging VISAR. In: *Shock compression of condensed matter-2003*. Furnish MD, Gupta YM, Forbes JW, editors. Melville, NY: AIP; 2003. p. 1159–63. (AIP Conference Proceedings; Vol. 706). <https://doi.org/10.1063/1.1780429>
34. Asay JR, Dwivedi SK, Gupta YM. Mesoscale predictions of shock states in aluminium. *Bulletin of the American Physical Society*. 2005;50(5):122.
35. Meshcheryakov YI. Multiscale mechanics of shock wave processes. Singapore: Springer Nature; 2021. <https://doi.org/10.1007/978-3-030-74824-1>
36. Khantuleva TA. Models of Continuum Mechanics and Their Deficiencies. In: *Mathematical Modeling of Shock-Wave Processes in Condensed Matter*. Singapore: Springer; 2022. p. 1. (Shock Wave and High Pressure Phenomena). https://doi.org/10.1007/978-981-19-2404-0_1
37. Hinze JO. *Turbulence*. 2nd ed. New York: McGraw-Hill; 1975.
38. Pope SB. *Turbulent Flows*. Cambridge: Cambridge University Press; 2000. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511840531>
39. Camussi R, Guj G, Ragni A. Wall pressure fluctuations induced by turbulent boundary layers over surface discontinuities. *Journal of Sound and Vibration*. 2006;294(1–2):177–204. <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2005.11.007>

40. Liu C, Yan Y, Lu P. Physics of turbulence generation and sustenance in a boundary layer. *Computers and Fluids*. 2014;102:353–384. <https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2014.06.032>
41. Lebon G, Jou D, Casas-Vazquez J. *Understanding Non-Equilibrium Thermodynamics*. Springer-Verlag; 2008. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-74252-4>
42. Kleidon A, Lorenz RD, editors. *Non-Equilibrium Thermodynamics and the Production of Entropy: Life, Earth, and Beyond*. Berlin: Springer; 2005. <https://doi.org/10.1007/11672906>
43. Ottinger HC. *Beyond Equilibrium Thermodynamics*. New York: John Wiley & Sons; 2005. <https://doi.org/10.1002/0471727903>
44. Ross J. *Thermodynamics and Fluctuations Far From Equilibrium*. Berlin: Springer; 2008. <https://doi.org/10.1007/978-3-540-74555-6>
45. Demirel Y. *Nonequilibrium Thermodynamics: Transport and Rate Processes in Physical and Biological Systems*. 2nd ed. Amsterdam: Elsevier; 2007. <https://doi.org/10.1016/B978-044452886-7/50000-1>
46. Grandy WT. *Entropy and the Time Evolution of Macroscopic Systems*. New York: Oxford University Press; 2008. <https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780199546176.001.0001>
47. Dewar RC, Lineweaver CH, Niven RK, Regenauer-Lieb K, editors. *Beyond the Second Law: Entropy Production and Non-Equilibrium Systems*. Berlin: Springer; 2014. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-40154-1>
48. Bruers S. Classification and discussion of macroscopic entropy production principles. *arXiv [Preprint]*. 2007. URL: <https://arxiv.org/abs/cond-mat/0604482v3> (date of access: 02.11.2025).
49. Zubarev DN. *Nonequilibrium Statistical Thermodynamics*. Moscow: Nauka; 1971. p. 377–390. (In Russ.).
50. Zubarev DN, Tischenko SV. Nonlocal hydrodynamics with memory. *Physica*. 1972;59(2):285–304. [https://doi.org/10.1016/0031-8914\(72\)90081-1](https://doi.org/10.1016/0031-8914(72)90081-1)
51. Zubarev DN. Statistical operator for nonequilibrium systems. *Reports of USSR Academy of Sciences*. 1961;140(1):92–95.
52. Zubarev DN. Boundary conditions for statistical operators in the theory of non-equilibrium processes and quasiaverages. *Theoretical and Mathematical Physics*. 1970;3(2):276–286. <https://doi.org/10.1007/BF01037101>
53. Bogoliubov NN. *Problems of dynamic theory in statistical physics*. Oak Ridge (TN): Technical Information Service; 1960.
54. Edelen DGB. *Nonlocal field theories in continuum physics*. Volume 4. New York (NY): Academic Press Inc.; 1976.
55. Mogen GA. Nonlocal theories or gradient type theories: a matter of convenience. *Archives of Mechanics*. 1979;31(1):15–26.
56. Rogula D. Geometrical and dynamical nonlocality. *Archives of Mechanics*. 1979;31(1):66–75.
57. Rymarz Z. Boundary problems of the nonlocal theory. *Proceedings of Vibration Problems*. 1974;15(4):355–372.
58. Wilmanski N. Localization problem of nonlocal continuum theories. *Archives of Mechanics*. 1979;31(1):77–89.
59. Richardson JM. The hydrodynamical equations of a one-component system derived from nonequilibrium statistical mechanics. *Journal of Mathematical Analysis and Applications*. 1960;1:12–60. [https://doi.org/10.1016/0022-247X\(60\)90027-9](https://doi.org/10.1016/0022-247X(60)90027-9)
60. Chung CH, Yip S. Generalized hydrodynamics and time correlation functions. *Physical Review*. 1965;182(1):323–338. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.182.323>
61. Kadanoff LP, Martin PC. Hydrodynamic equations and correlation functions. *Annals of Physics*. 1963;24:419–460. [https://doi.org/10.1016/0003-4916\(63\)90078-2](https://doi.org/10.1016/0003-4916(63)90078-2)
62. Robertson B. Equations of motion in nonequilibrium statistical mechanics. *Physical Review*. 1967;35(1):160–183.
63. Piccirelli R. Theory of the dynamics of simple fluid for large spatial gradients and long memory. *Physical Review*. 1968;175(1):77–98. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.175.77>
64. Ailawadi NK, Rahman A, Zwanzig R. Generalized hydrodynamics and analysis of current correlation functions. *Physical Review A*. 1971;4(4):1616–1625. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.4.1616>
65. Khonkin AD. Hydrodynamic equations of fast processes. *Doklady Akademii Nauk SSSR*. 1973;210(5):1033–1035. (In Russ.).
66. Boffi VC, Spiga G. Spatial effects in the study of nonlinear evolution problems of particle transport theory. *Transport Theory and Statistical Physics*. 1988;17(2–3):241–255. <https://doi.org/10.1080/00411458808230866>
67. Klimontovich Iu L. *Turbulent Motion and the Structure of Chaos*. Moscow: Nauka; 1990. 316 p. (In Russ.).
68. Klimontovich Iu L. Entropy and information in open systems. *Physics-Uspekhi*. 1999;42(4):375–384. <https://doi.org/10.1070/PU1999v04n04ABEH000562>
69. Khantuleva TA. *Nonlocal Theory of Nonequilibrium Transport Processes*. Saint Petersburg: St. Petersburg State University Publishing House; 2013. 274 p. (In Russ.).
70. Khantuleva TA. On the description of nonequilibrium transport processes and formation of dynamic structures in liquid media. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2020;13(1):3–14. <https://doi.org/10.7868/S2073667320010013> (In Russ.).
71. Khantuleva TA. New Approach to Modeling Non-equilibrium Processes. In: *Mathematical Modeling of Shock-Wave Processes in Condensed Matter*. Singapore: Springer; 2022. (Shock Wave and High Pressure Phenomena). https://doi.org/10.1007/978-981-19-2404-0_5

72. Morozov VA, Khantuleva TA, Yakovlev AB. Mathematical modeling of nonequilibrium processes at the Department of Physical Mechanics of St. Petersburg State University. Part 1. Modeling of processes in gas, liquid and solid. *Vestnik of Saint Petersburg University. Mathematics. Mechanics. Astronomy*. 2024;11(3):419–454. <https://doi.org/10.21638/spbu01.2024.301> (In Russ.).
73. Khantuleva TA, Meshcheryakov IuI, Konovalov GV, et al. Nonlocal transport mechanics in a dynamically deformed medium. Wave concept of the mesolevel. *Physical Mesomechanics*. 2024;27(6):55–75. https://doi.org/10.55652/1683-805X_2024_27_6_55-75 (In Russ.).
74. Aero EL, Bulygin AI, Kuvshinskii EV. Asymmetric hydrodynamics. *Prikladnaya Matematika i Mekhanika*. 1965;29(2):297–308.
75. Khantuleva TA, Meshcheryakov Iu I. Shock-Induced Mesoparticles and Turbulence Occurrence. *Particles*. 2022;5(3):407–425. <https://doi.org/10.3390/particles5030032>
76. Khantuleva TA, Rodionov AA. Nonlocal hydrodynamics. Approaches to describing turbulent flows of real media. In: *Proceedings of the All-Russian Conference “Applied Technologies of Hydroacoustics and Hydrophysics”*. St Petersburg: LEMA; 2023. p. 43–49. (In Russ.).
77. Khantuleva TA. *Mathematical Modeling of Shock-Wave Processes in Condensed Matter*. Singapore: Springer; 2022. 336 p. (Shock Wave and High Pressure Phenomena). <https://doi.org/10.1007/978-981-19-2404-0>
78. Ivanov MG. *How to Understand Quantum Mechanics*. Moscow; Izhevsk: R&C Dynamics; 2012. 516 p. (In Russ.).
79. Meshcheryakov IuI, Khantuleva TA. Nonequilibrium processes in condensed media. Part 1. Experimental studies in the light of nonlocal transport theory. *Fizicheskaya Mezomekhanika*. 2014;17(5):21–37. (In Russ.).
80. Han Y, Jin J, Wagner JW, Voth GA. Quantum theory of multiscale coarse-graining. *The Journal of Chemical Physics*. 2018;148:102335. <https://doi.org/10.1063/1.5010270>
81. Khantuleva TA, Kats VM. Quantum Effects on the Mesoscale. *Particles*. 2020;3:562–575. <https://doi.org/10.3390/particles3030038>
82. Lykov AV, Berkovskii BM. *Convection and Heat Waves*. Vladimir: Energiya; 1974.
83. Infeld E, Rowlands G. *Nonlinear Waves, Solitons and Chaos*. Moscow: Fizmatlit; 2006. 478 p. (In Russ.).
84. Kuzemsky AL. Temporal evolution, directionality of time and irreversibility. *Rivista del Nuovo Cimento*. 2018;41(10). <https://doi.org/10.1393/ncr/i2018-10152-0>
85. Khantuleva TA. Thermodynamic evolution far from equilibrium. *AIP Conference Proceedings*. 2018;1959:100003. <https://doi.org/10.1063/1.5034750>
86. Fradkov AL. *Adaptive Control in Complex Systems: Searchless Methods*. Moscow: Nauka; 1990. 292 p. (In Russ.).
87. Fradkov AL. *Cybernetical Physics*. Saint Petersburg: Nauka; 2003. 283 p. (In Russ.).
88. Jaynes ET. *The Maximum Entropy Formalism*. Cambridge: MIT Press; 1979. 498 p.
89. Khantuleva TA, Shalymov DS. Modelling non-equilibrium thermodynamic systems from the speed-gradient principle. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2017;375(2088):20160220. <https://doi.org/10.1098/rsta.2016.0220>
90. Arnol'd VI. *“Hard” and “Soft” Mathematical Models*. Moscow: MCCME; 2014. 32 p. (In Russ.).

Об авторах

РОДИОНОВ Анатолий Александрович, член-корреспондент РАН, профессор, руководитель научного направления «Фундаментальная и прикладная гидрофизика» ИО РАН, ORCID: 0000-0002-2377-5621, Scopus AuthorID: 56223713100, WoS ResearcherID: AAT-6466–2021, SPIN-код (РИНЦ): 5277-4598, e-mail: rodionov.aa@spb.ocean.ru

ХАНТУЛЕВА Татьяна Александровна, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник СПбФ ИО РАН, профессор кафедры физической механики СПбГУ, ORCID: 0000-0003-4633-7533, Scopus AuthorID: 6603283450, WoS ResearcherID: 2457656, SPIN-код (РИНЦ): 3072-6760, e-mail: khan47@mail.ru