

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РАН
ST. PETERSBURG RESEARCH CENTER OF RAS

ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ И ПРИКЛАДНАЯ ГИДРОФИЗИКА

**60 лет Санкт-Петербургскому филиалу
Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН**

ТОМ 19, № 1
2026

FUNDAMENTAL AND APPLIED HYDROPHYSICS

**60 years of St. Petersburg Branch of Shirshov Institute
of Oceanology of Russian Academy of Sciences**

VOL. 19, No. 1
2026

Учредители:
РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ И ПРИКЛАДНАЯ ГИДРОФИЗИКА

Том 19 № 1 2026

Основан в 2008 г.

Выходит 4 раза в год

ISSN 2073-6673 (Print)

ISSN 2782-5221 (Online)

*Журнал издается под руководством
Отделения наук о Земле РАН*

Главный редактор
Член-корреспондент РАН
Анатолий Александрович Родионов

Журнал входит в Перечень ВАК для опубликования работ
соискателей ученых степеней по специальностям:

- 1.3.6. Оптика (физико-математические науки)
- 1.3.7. Акустика (технические науки)
- 1.6.17. Океанология (физико-математические науки)
- 1.6.17. Океанология (географические науки)
- 2.5.17. Теория корабля и строительная механика (технические науки)

Свидетельство о регистрации печатного СМИ: № ФС77-69420 от 14 апреля 2017 г.
Свидетельство о регистрации сетевого СМИ: № ФС77-83580 от 13 июля 2022 г.

Адрес редакции и издателя: 199034, Санкт-Петербург,
Санкт-Петербургский научный центр РАН
Университетская наб., д. 5
Телефон +7(812) 328-50-66
nsgf2008@yandex.ru
<https://hydrophysics.spbrc.ru>

Редактор: *А. В. Сторожевых*

Подготовка оригинал-макета: *Н. В. Стасеева*

Подписано к печати 13.03.2026 г. Дата выпуска в свет 23.03.2026 г. Формат 60 × 84¹/₈.
Печать цифровая. Усл. печ. л. 17,00. Тираж 50 экз. Тип. зак. № 1178.

Отпечатано в Издательско-полиграфическом центре
Политехнического университета Петра Великого
195251, Санкт-Петербург, Политехническая ул., д. 29.
Телефон 8(812) 552-77-17, 552-66-19, 550-40-14
tipog@spbstu.ru
www.polytechpress.ru

Founders:
RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES
SAINT-PETERSBURG RESEARCH CENTER
OF THE RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

FUNDAMENTAL AND APPLIED HYDROPHYSICS

Vol. 19 No. 1 2026

Founded in 2008

Publication frequency: quarterly

ISSN 2073-6673 (Print)

ISSN 2782-5221 (Online)

*The Journal is published under conduction
of the Department of Earth Sciences RAS*

Editor-in-Chief

Corresponding Member of RAS
Anatoly A. Rodionov

Certificate of registration of the journal in the form of printed media № ΦC77-69420 of 14.04.2017
Certificate of registration of the journal in the form of online media № ΦC77-83580 of 13.07.2022

Address of the editorial office and publisher: Russia, St. Petersburg, 199034,
St. Petersburg Research Center of the Russian Academy of Sciences

Universitetskaya Nab., 5

Phone: +7(812) 328-50-66

E-mail: nsgf2008@yandex.ru

<https://hydrophysics.spbrc.ru>

Editing: *A. V. Storozhevykh*

Production of the original layout: *N. V. Staseeva*

Signed for printing: 13.03.2026. Issued: 23.03.2026. Format: 60 × 84¹/₈.

Digital printing. Printed sheets: 17.00. Circulation: 50 pcs. Order No. 1178.

Publishing and printing center of Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

195251, St. Petersburg, Polytechnicheskaya Ul., 29.

Phone: 8(812) 552-77-17, 552-66-19, 550-40-14

tipog@spbstu.ru

www.polytechpress.ru

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

- Алексеев Генрих Васильевич*, д.г.н. (ФГБУ Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, Санкт-Петербург)
- Белоненко Татьяна Васильевна*, д.г.н. (Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург)
- Долин Лев Сергеевич*, к.ф.-м.н. (Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород)
- Ерёмина Татьяна Рэмовна*, к.ф.-м.н. (Российский государственный гидрометеорологический университет, Санкт-Петербург)
- Журбас Виктор Михайлович*, д.ф.-м.н. (Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва)
- Завьялов Петр Олегович*, член-корреспондент РАН (Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва)
- Зацепин Андрей Георгиевич*, д.ф.-м.н. (Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва)
- Зимин Алексей Вадимович*, д.г.н. (Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург)
- Керимов Ибрагим Ахмедович*, д.ф.-м.н., академик Академии наук Чеченской Республики (Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва)
- Крюков Юрий Семенович*, д.т.н. (ФГУП Научно-исследовательский институт прикладной акустики, Дубна)
- Кустова Елена Владимировна*, д.ф.-м.н. (Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург)
- Малый Владимир Владимирович*, д.т.н. (Санкт-Петербургский институт информатики РАН, Санкт-Петербург)
- Митник Леонид Моисеевич*, д.ф.-м.н. (Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН, Владивосток)
- Морозов Евгений Георгиевич*, д.ф.-м.н. (Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва)
- Пелиновский Ефим Наумович*, д.ф.-м.н. (Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород)
- Рябченко Владимир Алексеевич (зам. главного редактора)*, д.ф.-м.н. (Санкт-Петербургский филиал Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Санкт-Петербург)
- Смирнов Валентин Георгиевич*, д.и.н. (ФКУ «Российский государственный архив Военно-Морского Флота», Санкт-Петербург)
- Софьина Екатерина Владимировна (ответственный секретарь)*, к.ф.-м.н. (Санкт-Петербургский филиал Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Санкт-Петербург)
- Стурова Изольда Викторовна*, д.ф.-м.н. (Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск)
- Суторихин Игорь Анатольевич*, д.ф.-м.н. (Институт водных и экологических проблем СО РАН, Барнаул)
- Чаликов Дмитрий Викторович*, д.ф.-м.н. (Санкт-Петербургский филиал Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Санкт-Петербург)
- Широкова Вера Александровна*, д.г.н. (Институт истории естествознания и техники им. С.И. Вавилова РАН, Москва)

РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ

- Бабанин Александр Владимирович* (Мельбурнский Университет, Мельбурн, Австралия)
- Бондур Валерий Григорьевич*, академик РАН (Научно-исследовательский институт аэрокосмического мониторинга «Аэрокосмос», Москва, Россия)
- Вильнит Игорь Владимирович* (АО Центральное конструкторское бюро морской техники «Рубин», Санкт-Петербург, Россия)
- Голицын Георгий Сергеевич*, академик РАН (Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Москва, Россия)
- Гусев Андрей Вадимович* (АО «Морские неакустические комплексы и системы», Санкт-Петербург, Россия)
- Дорофеев Владимир Юрьевич* (АО Санкт-Петербургское морское бюро машиностроения «Малахит», Санкт-Петербург, Россия)
- Зосимов Виктор Васильевич* (ФГУП Научно-исследовательский институт прикладной акустики, Дубна, Россия)
- Кортаев Геннадий Константинович*, член-корреспондент РАН (Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь, Россия)
- Кай Мюрберг* (Финский институт окружающей среды, Хельсинки, Финляндия)
- Нигматулин Роберт Искандерович*, академик РАН (Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва, Россия)
- Пешехонов Владимир Григорьевич*, академик РАН (АО Концерн «Центральный научно-исследовательский институт «Электроприбор», Санкт-Петербург, Россия)
- Рудской Андрей Иванович*, академик РАН (Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия)
- Румянцев Владислав Александрович*, академик РАН (Санкт-Петербургский научный центр РАН, Санкт-Петербург, Россия)
- Селезнев Игорь Александрович* (АО Концерн «Океанприбор», Санкт-Петербург, Россия)
- Соомере Тармо*, академик (Президент Эстонской академии наук, Таллин, Эстония)
- Филатов Николай Николаевич*, член-корреспондент РАН (Институт водных проблем Севера КарНЦ РАН, Петрозаводск, Россия)
- Филимонов Анатолий Константинович* (АО Концерн «Морское Подводное Оружие — Гидроприбор», Санкт-Петербург, Россия)

EDITORIAL BOARD

- Aleksei V. Zimin*. Dr.Sci., St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia
- Andrey G. Zatsepin*. Dr.Sci., P.P. Shirshov Institute of Oceanology of RAS, Moscow, Russia
- Dmitry V. Chalikov*. Dr. Sci., St. Petersburg Department of the P.P. Shirshov Institute of Oceanology of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia
- Efim N. Pelinovsky*. Dr. Sci., Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia
- Ekaterina V. Sofina* (**Executive Secretary**). Cand.Sci., St. Petersburg Department of the P.P. Shirshov Institute of Oceanology of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia
- Elena V. Kustova*. Dr. Sci., St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia
- Evgeniy G. Morozov*. Dr. Sci., P.P. Shirshov Institute of Oceanology of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Genrikh V. Alekseev*. Dr. Sci., Arctic and Antarctic Research Institute, St. Petersburg, Russia
- Ibragim A. Kerimov*, Dr. Sci., Academician of the Academy of Sciences of the Chechen Republic (Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia)
- Igor A. Sutorikhin*. Dr. Sci., Institute for Water and Environmental Problems, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Barnaul, Russia
- Izolda V. Sturova*. Dr. Sci., Lavrentyev Institute of Hydrodynamics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia
- Leonid M. Mitnik*. Dr. Sci., V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute, Far Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences, Vladivostok, Russia
- Lev S. Dolin*. Cand.Sci., Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia
- Pyotr O. Zavyalov*. Corresponding member of RAS, P.P. Shirshov Institute of Oceanology of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Tatyana R. Yeremina*. Cand.Sci., Russian State Hydrometeorological University, St. Petersburg, Russia
- Tatyana V. Belonenko*. Dr. Sci., St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia
- Valentin G. Smirnov*, Dr. Sci., Russian State Naval Archives, St. Petersburg, Russia
- Vera A. Shirokova*, Dr. Sci., S.I. Vavilov Institute for the History of Science and Technology of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Victor M. Zhurbas*. Dr.Sci., P.P. Shirshov Institute of Oceanology of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Vladimir A. Ryabchenko* (**Deputy Chief Editor**). Dr. Sci., St. Petersburg Department of the P.P. Shirshov Institute of Oceanology of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia
- Vladimir V. Malyj*. Dr. Sci., St. Petersburg Institute for Informatics and Automation, St. Petersburg, Russia
- Yuri S. Kryukov*. Dr. Sci., Research Institute of Applied Acoustics, Dubna, Russia

EDITORIAL COUNCIL

- Alexander V. Babanin*. The University of Melbourne, Melbourne, Australia
- Anatoly K. Filimonov*. JSC "Concern "Sea underwater weapon — Gidropribor", St. Petersburg, Russia
- Andrey I. Rudskoy*. Academician of RAS, Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia
- Andrey V. Gusev*. JSC "Morskiye Neakusticheskiye Kompleksy i Sistemy", St. Petersburg, Russia
- Gennadiy K. Korotaev*. Corresponding member of RAS, Marine Hydrophysical Institute of the Russian Academy of Sciences, Sevastopol, Russia
- Georgy S. Golitsyn*. Academician of RAS, A.M. Obukhov Institute of Atmospheric Physics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Igor A. Seleznev*. JSC "Concern "Oceanpribor", St. Petersburg, Russia
- Igor V. Vilnit*. JSC "Central Design Bureau for Marine Engineering "Rubin", St. Petersburg, Russia
- Kai Myrberg*. Finnish Environment Institute, Helsinki, Finland
- Nikolay N. Filatov*. Corresponding member of RAS, Northern Water Problems Institute of the Karelian Research Centre of the Russian Academy of Sciences, Petrozavodsk, Russia
- Robert I. Nigmatulin*. Academician of RAS, P.P. Shirshov Institute of Oceanology of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
- Tarmo Soomere*. Academician of EAS, President of the Estonian Academy of Sciences, Tallinn, Estonia
- Valery G. Bondur*. Academician of RAS, AEROCOSMOS Research Institute for Aerospace Monitoring, Moscow, Russia
- Vladimir G. Peshekhonov*. Academician of RAS, JSC "Concern CSRI Elektropribor", St. Petersburg, Russia
- Vladimir Yu. Dorofeev*. JSC "St. Petersburg Marine Design Bureau "MALACHITE", St. Petersburg, Russia
- Vladislav A. Rumyantsev*. Academician of RAS, St. Petersburg Research Center of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia
- Victor V. Zosimov*. Research Institute of Applied Acoustics, Dubna, Russia

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Родионов А.А., Лобанов А.А., Малова Т.И., Романенков Д.А., Дворников А.Ю., Глухов В.А., Зимин А.В., Мальков С.А., Филин К.Б.</i> Теоретические и экспериментальные исследования Санкт-Петербургских академических океанологов. 60 лет Санкт-Петербургскому филиалу Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН	8
Фундаментальные вопросы гидрофизики	
<i>Родионов А.А., Хантулева Т.А.</i> Принципы нелокальной гидродинамики океана	16
<i>Гольмшток А.Я., Пискарев А.Л.</i> Замечания о топографии срединно-океанических хребтов, сформированных синхронно с осадконакоплением на их поверхности (на примере котловин Нансена и Амундсена, Северный Ледовитый океан)	32
<i>Чаликов Д.В., Фокина К.В.</i> Численное моделирование ветровых волн с учетом притока энергии и диссипации	45
Гидрофизические и биогеохимические поля и процессы	
<i>Бухарев А.А., Булгаков К.Ю., Фокина К.В.</i> Прогноз максимальной высоты ветровых волн на основе спектра плотности волновой энергии с помощью фазо-разрешающей модели и машинного обучения	59
<i>Шарафутдинова Т.К., Астапкович А.М., Свергун Е.И., Зимин А.В.</i> Определение характеристик короткопериодных внутренних волн методом взаимно корреляционной обработки	71
Взаимодействие морских объектов, океана и атмосферы	
<i>Дворников А.Ю., Горчаков В.А., Лоза С.Н.</i> Моделирование нерадиоактивного загрязнения водоемов-охладителей сбросными водами АЭС в исследованиях последнего десятилетия	87
Гидроакустика	
<i>Родионов А.А., Никитин Д.А., Шарафутдинова Т.К., Шпилев Н.Н., Туманов В.В., Пуленец М.В.</i> Лабораторный эксперимент по оценке бистатической силы цели осесимметричного вытянутого тела в гидроакустическом бассейне	98
Гидрооптика	
<i>Глухов В.А., Родионов А.А., Глитко О.В.</i> Радиометрические лидары. Результаты лидарного зондирования морских акваторий и перспективы применения для решения научных и прикладных задач	115
История науки и техники в области гидрофизики	
<i>Малова Т.И., Родионов А.А., Лобанов А.А., Зеленкова Н.Г.</i> База данных наводнений Невы XIX в. Формирование репрезентативного каталога первой четверти века. Анализ источников	138
Хроника	
Поздравляем с юбилеем Владимира Алексеевича Рябченко!	145

CONTENTS

<i>Rodionov A.A., Lobanov A.A., Malova T.I., Romanenkov D.A., Dvornikov A.Yu., Glukhov V.A., Zimin A.V., Malkov S.A., Filin K.B.</i> Theoretical and experimental research by St. Petersburg academic oceanologists. 60 th anniversary of St. Petersburg Branch of Shirshov Institute of Oceanology of RAS	8
<i>Fundamental issues of hydrophysics</i>	
<i>Rodionov A.A., Khantuleva T.A.</i> Principles of nonlocal ocean hydrodynamics	16
<i>Golmshtok A.Ya., Piskarev A.L.</i> The remarks on the mid-ocean ridges topography formed synchronously with sedimentation on their surface (using the Nansen and Amundsen Basins, Arctic Ocean, as an example)	32
<i>Chalikov D.V., Fokina K.V.</i> Numerical modeling of wind waves with energy input and dissipation	45
<i>Hydrophysical and biogeochemical fields and processes</i>	
<i>Bukharev A.A., Bulgakov K.Yu., Fokina K.V.</i> Forecasting maximum wind wave height from wave spectra using phase-resolving model and machine learning	59
<i>Sharafutdinova T.K., Astapkovich A.M., Svergun E.I., Zimin A.V.</i> Determination of characteristics of short-period internal waves by the cross-correlation method	71
<i>Interaction of marine objects, ocean and atmosphere</i>	
<i>Dvornikov A.Yu., Gorchakov V.A., Losa S.N.</i> Modeling of non-radioactive contamination of cooling ponds by NPP discharge waters in research of the last decade	87
<i>Hydroacoustics</i>	
<i>Rodionov A.A., Nikitin D.A., Sharafutdinova T.K., Shpilev N.N., Tumanov V.V., Pulenets M.V.</i> Laboratory estimation of the bistatic target strength of an axisymmetric elongated body in an acoustic tank	98
<i>Hydrooptics</i>	
<i>Glukhov V.A., Rodionov A.A., Glitko O.V.</i> Profiling lidars. Marine lidar survey results and future directions for scientific and applied implementation	115
<i>The history of science and technics in hydrophysics</i>	
<i>Malova T.I., Rodionov A.A., Lobanov A.A., Zelenkova N.G.</i> Neva flood database of the 19 th century. Creation of a representative catalog of the first quarter of the century. Analysis of sources	138
<i>Chronicles</i>	
On the 75 th anniversary of V.A. Ryabchenko	145

Вступительная статья

© А. А. Родионов, А. А. Лобанов, Т. И. Малова, Д. А. Романенков, А. Ю. Дворников, В. А. Глухов, А. В. Зимин, С. А. Мальков, К. Б. Филин, 2026

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

Теоретические и экспериментальные исследования Санкт-Петербургских академических океанологов. 60 лет Санкт-Петербургскому филиалу Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН

Настоящий выпуск журнала посвящен 60-летию со дня основания Санкт-Петербургского филиала Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН (СПбФ ИО РАН). В нем представлены статьи, охватывающие ряд основных достижений сотрудников Филиала за последние пять лет.

Основные научные результаты Филиала за период до 2021 г. обобщены в монографиях, выпущенных к 50-летию и 55-летию со дня основания учреждения. За период, прошедший с празднования 55-летия Филиала, научные исследования сотрудников осуществлялись в рамках тем государственного задания: «Волновые процессы, явления переноса и биогеохимические циклы в морях и океанах: исследование формирующих механизмов на основе физико-математического моделирования и натурных экспериментальных работ», «Явления переноса, вихревые и волновые процессы, биогеохимические циклы и геофизические пограничные слои в Мировом океане: физико-математическое моделирование и экспериментальные исследования структурных и энергетических характеристик» и «Гидрофизические исследования волновихревых и гидроакустических процессов в крупномасштабных лабораторных бассейнах». Открытие последней из перечисленных тем стало результатом многолетних усилий администрации и сотрудников Лабораторного научно-исследовательского комплекса Санкт-Петербургского филиала по созданию и вводу в эксплуатацию уникального научного оборудования, состоящего из трех экспериментальных бассейнов, аналогов которому в России на данный момент нет.

В статье представлены основные направления и результаты исследований сотрудников Филиала за истекшее пятилетие, отмечены уникальные научные мероприятия, способствующие развитию наук о Земле в Северо-Западном регионе России и в стране в целом.

25 марта 1966 г. в Ленинграде решением Президиума Академии наук СССР была создана Лаборатория численного моделирования динамики атмосферы и океана Института океанологии им. П.П. Ширшова АН СССР. В 1973 г. лаборатория была преобразована в Ленинградский отдел, а в 1991 г. — в Ленинградский, позднее Санкт-Петербургский филиал Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН (далее — Филиал). Направления и результаты исследований за первые пятьдесят пять лет деятельности Филиала обобщены в монографиях [1, 2]. За период, прошедший с празднования 55-летия Филиала, научные исследования сотрудников Филиала осуществлялись в рамках тем государственного задания: «Волновые процессы, явления переноса и биогеохимические циклы в морях и океанах: исследование формирующих механизмов на основе физико-математического моделирования и натурных экспериментальных работ» (№ FMWE-2021-0014), «Явления переноса, вихревые и волновые процессы, биогеохимические циклы и геофизические пограничные слои в Мировом океане: физико-математическое моделирование и экспериментальные исследования структурных и энергетических характеристик» (№ FMWE-2024-0028) и «Гидрофизические исследования волновихревых и гидроакустических процессов в крупномасштабных лабораторных бассейнах» (№ FMWE-2024-0029). Открытие последней из перечисленных тем стало результатом многолетних усилий администрации и сотрудников Лабораторного научно-исследовательского комплекса Филиала по созданию и вводу в эксплуатацию уникального научного оборудования, состоящего из трех экспериментальных бассейнов, аналогов которому в России на данный момент нет.

На период 2021–2025 гг. приходится структурное преобразование Филиала. В составе Филиала четыре лаборатории: Численных экспериментов по динамике океана (заведующий — к. г. н. Д.А. Романенков), Моделирования океанских биогеохимических циклов (заведующий — к. ф.-м. н. А.Ю. Дворников), Оптики океана и атмосферы (до сентября 2024 г. заведующий — к. ф.-м. н. М.А. Родионов, с сентября 2024 г. — к. ф.-м. н. В.А. Глухов), Геофизических пограничных слоев (руководитель — д. г. н. А.В. Зимин) и Лабораторного научно-исследовательского комплекса (начальник — К.Б. Филин). На основе внебюджетной группы гидрофизических исследований создан Центр прикладных гидрофизических исследований (начальник — к. т. н. С.А. Мальков).

В 2024 г. Анатолию Александровичу Родионову — директору Филиала с 2009 по 2024 гг. — исполнилось семьдесят лет. По согласованию с РАН Анатолий Александрович (с 2022 г. — член-корреспондент РАН)

занял должность руководителя научного направления «Фундаментальная и прикладная гидрофизика» ИО РАН. На должность директора Филиала с должности заместителя директора был назначен д. т. н. Андрей Александрович Лобанов. Он пришел в Филиал на основное место работы в апреле 2023 г. с должности заместителя начальника Научно-исследовательского управления общесистемных проблем морской деятельности РФ Государственного научно-исследовательского навигационно-гидрографического института. В течение предыдущих шести лет Андрей Александрович участвовал в выполнении внебюджетных НИР в Филиале в качестве внешнего совместителя.

Лаборатория численных экспериментов по динамике океана создана в 1973 г. В настоящее время в составе лаборатории работают следующие научные сотрудники: к. г. н. Д.А. Романенков (заведующий лабораторией), проф., д. ф.-м. н. Б.А. Каган, проф., д.ф.-м. н. [Д.В. Чаликов], [Н.Е. Вольцингер], к. ф.-м. н. Е.В. Софьина, к. ф.-м. н. Д.В. Сеин, к. ф.-м. н. К.Ю. Булгаков, к. ф.-м. н. К.В. Фокина, А.А. Тимофеев.

Основные направления исследований Лаборатории за период 2021–2025 гг.:

- развитие технологии прямого моделирования ветровых волн и волнового пограничного слоя, исследование физики морских волн и их взаимодействия с атмосферой;
- моделирование поверхностных и внутренних приливов в морях Российской Арктики и Курило-Камчатских водах Тихого океана, включая исследование приливных изменений регионального климата морских акваторий;
- развитие гибридных моделей негидростатической гидродинамики течений в акваториях со сложным рельефом дна.

Основные достижения Лаборатории [3–8]:

- усовершенствована численная модель морских поверхностных волн с учетом процессов притока и диссипации энергии для расчета статистических характеристик развивающегося ветрового волнения и совместного спектрального и фазо-разрешающего моделирования ветровых волн;
- показана малая зависимость безразмерных статистических характеристик волнового поля от степени развития волн на основе длительных численных экспериментов по ускоренной фазо-разрешающей модели;
- предложена схема аппроксимации метрических членов в модели волнового пограничного слоя, удовлетворяющая закону сохранения геометрии;
- с помощью совместной модели морских волн и волнового пограничного слоя атмосферы получена аппроксимация бета-функции для параметризации притока энергии от ветра к волнам;
- разработана методика, объединяющая спектральную и фазо-разрешающую модели. Установлено, что для волнового поля, рассчитанного по разработанной методике, вероятность появления высоких волн и высокого эксцесса на порядок выше, чем для волнового поля, полученного в результате спектрального прогноза;
- предложен и апробирован метод учета влияния приливов в региональных климатических моделях морских акваторий на примере моря Лаптевых;
- выполнено моделирование баротропной приливной динамики Курильского региона как приложение гибридной модели длинноволновой негидростатической динамики регионов шельфа и материкового склона Мирового океана;
- выполнены модельные исследования динамики суточных и полусуточных приливов у юго-восточного побережья полуострова Камчатка; по результатам моделирования суммарного прилива оценены максимальные течения, вихревые структуры и остаточная приливная циркуляция в акватории.

Лаборатория моделирования океанских биогеохимических циклов основана в 1998 г. В настоящее время в составе лаборатории работают: к. ф.-м. н. А.Ю. Дворников (заведующий лабораторией), чл.-корр. РАН Н.Н. Филатов, д. ф.-м. н. В.А. Рябченко, к. т. н. Р.Е. Ванкевич, к. ф.-м. н. В.А. Горчаков, к. г. н. А.В. Исаев, к. ф.-м. н. С.Д. Мартыанов, к. г. н. Т.И. Малова, к. ф.-м. н. С.Н. Лоза, инженер-программист С.С. Пугалова.

Основные направления исследований Лаборатории за период 2021–2025 гг.:

- исследование климатических изменений, включая экстремальные, в регионе Южной Азии;
- изучение влияния изменений климата на экосистемы и эвтрофирование крупных озер Балтийского бассейнового округа;
- высокоразрешающее моделирование динамики и биогеохимических циклов в высокоширотных морях России.

Основные достижения Лаборатории [9–14]:

- благодаря международному сотрудничеству, поддержанному Российским научным фондом, выполнена большая работа по изучению влияния изменений климата на экстремальные явления в Южной Азии и по модельным оценкам изменений климата в этом регионе;
- выполнена оценка реакции экосистем Онежского и Ладожского озер на климатические изменения. Разработана трехмерная эко-гидродинамическая модель Онежского озера. Для Ладожского озера создана модель, которая использована для исследования термогидродинамики, экосистемных процессов и биогеохимических круговоротов, протекающих в озере в условиях изменения климата и антропогенных воздействий;
- выполнено высокоразрешающее моделирование динамики, термохалинной структуры и биогеохимических циклов Карского моря. Разработана региональная модель Карского моря высокого разрешения (KASM), эффективное горизонтальное разрешение которой для двух различных конфигураций составляет соответственно 900 и 1500 м. Это позволяет явно разрешить первый бароклинный радиус деформации Россби и моделировать мезомасштабную вихревую динамику.

Лаборатория оптики океана и атмосферы создана в 1969 г. В настоящее время в составе лаборатории работают к. ф.-м. н. В.А. Глухов, к. т. н. Д.А. Никитин, О.В. Глитко и ведущие инженеры О.Н. Французов и А.М. Корзухина. Лабораторию возглавлял к. ф.-м. н. Максим Анатольевич Родионов, скоропостижно ушедший из жизни 2-го сентября 2024 г. Сейчас должность заведующего занимает Владимир Алексеевич Глухов.

Основное направление исследований Лаборатории за период 2021–2025 гг. — совершенствование методов и средств дистанционного зондирования океана с судовых и авиационных носителей.

Основные достижения Лаборатории [15–17]:

- установлена связь между параметрами лидарных эхо-сигналов и гидрооптических характеристиками приповерхностного слоя;
- выявлены особенности формы лидарного эхо-сигнала, позволяющие при соответствующей обработке определить положение слоя скачка по данным лидарного зондирования;
- выполнена оценка зависимости величины и формы лидарного эхо-сигнала от протяженности трассы зондирования при регистрации слоев воды и морского дна. Введение дополнительного члена в лидарное уравнение, определяющего дисперсию распределения освещенности в поперечном сечении бесконечно узкого пучка света, прошедшего через водный слой заданной толщины;
- усовершенствованы разработанные образцы морских лидаров судового (ПЛД-1) и авиационного базирования (АПЛ-4).

Лаборатория геофизических пограничных слоев создана 2013 г. В период с 2021 по 2025 гг. в составе лаборатории работали д. г. н. А.В. Зимин (руководитель лабораторией), к. ф.-м. н. А.Я. Гольмшток (с 2023 г.), к. ф.-м. н. Михаил Юрьевич Белевич, к. г. н. О.А. Атаджанова, к. г. н. А.А. Коник, к. г. н. Е.И. Свергун, к. г. н. С.М. Гордеева (до 2023 г.) и научные сотрудники Г.В. Жегулин (до 2023 г.), Т.М. Максимовская (с 2023 г.).

Основные направления исследований Лаборатории за период 2021–2025 гг.:

- комплексное исследование фронтальных зон арктических морей в условиях меняющегося климата на основе разнородных данных;
- верификация и сравнительный анализ спутниковых данных и модельных результатов для мониторинга фронтальных зон;
- анализ особенностей короткопериодных внутренних волн и субмезомасштабных вихрей на разнотипных шельфах приливных морей;
- изучение термодинамических условий устойчивости и фазовых переходов газовых гидратов;
- оценка возможностей использования математических конструкций в физических моделях;
- оценка влияния процессов, обусловленных приливом на акватории Тихого океана, прилегающей к полуострову Камчатка, на ранние стадии развития минтая (в рамках проекта, поддержанного Российским научным фондом).

Основные достижения лаборатории [18–24]:

- выполнена оценка качества спутниковых данных и данных реанализов/прогнозов для регистрации фронтальных зон в Норвежском, Баренцевом и Карском морях;
- разработана методика детектирования фронтов по спутниковым данным с помощью кластерного анализа, эффективная даже при слабых градиентах гидрологических характеристик;

- получены количественные оценки характеристик сезонных фронтальных зон в Карском и Баренцевом морях для XXI в., выявлена тенденция по их динамике;
- выявлены новые районы частой встречаемости короткопериодных внутренних волн в Баренцевом море и Курило-Камчатском регионе Тихого океана;
- выявлены особенности вихревой динамики на акваториях арктических и дальневосточных морей;
- установлена роль процессов, обусловленных приливом, как абиотического фактора, влияющего на рыбопродуктивность поколений восточнокамчатского минтая;
- создана оперативно разворачиваемая система мониторинга субмезомасштабной изменчивости процессов в природных водоемах, обеспечивающая непрерывный сбор данных в труднодоступных акваториях;
- продолжено изучение условий стабильности и разложения газовых гидратов в пористых осадках при отрицательной по Цельсию температуре.

Центр прикладных гидрофизических исследований был создан 1 марта 2022 г. В составе Центра более 40 сотрудников. Среди них — к. т. н. С.А. Мальков (начальник Центра), д. ф.-м. н. Т.А. Хантулева, к. т. н. В.А. Сергеев, к. т. н. В.В. Черницкий, к. т. н. В.В. Коваленко, к. т. н. М.Л. Сбитной, к. т. н. П.В. Дорохов, к. т. н. Р.Ю. Монахов, к. в. н. С.П. Демин, Н.Ф. Калашников, Г.В. Жегулин, ведущие инженеры А.Н. Шиптенко, В.С. Лебанин и др.

Основные направления исследований Центра:

- изучение взаимодействия физических полей морских объектов, океана и атмосферы;
- разработка и применение новых методов и средств регистрации физических полей океана и морских объектов;
- применение современных информационных технологий в задачах прикладной гидрофизики, проектирования и эксплуатации морских объектов;
- применение методов гидробионики в задачах прикладной гидрофизики.

Основные достижения Центра [25–28]:

- исследованы методы согласованной со средой обработки гидроакустических сигналов;
- разработан алгоритм локализации движущегося подводного источника широкополосного шума на основе его пространственно-скоростных портретов в частотной области;
- исследованы параметры внутренних волн на основе моделирования методов просветной гидроакустики.

Лабораторный научно-исследовательский комплекс создан в 2020 г. Он включает гидрофизический, гидроакустический и вращающийся стратифицированный бассейны. В работах по вводу в строй и проведению экспериментов принимают участие более 15-ти сотрудников. Среди них — К.Б. Филин (начальник Комплекса), к. т. н. Р.Е. Ванкевич, к. т. н. Д.А. Никитин, Н.Н. Шпилев, к. т. н. Т.К. Шарафутдинова, В.В. Туманов, М.В. Пуленец, Е.Д. Паничева и др.

Основные направления исследований Комплекса:

- изучение тепломассопереноса при создании температурной стратификации;
- исследование условий стратификации и конвекции, при которых может возникать бифуркация системы;
- изучение зарождения и эволюции вихревых структур в стратифицированной среде;
- исследование методов оценки параметров внутренних волн и вихревых структур дистанционными оптическими методами;
- совершенствование комплексной цифровой модели гидрофизического бассейна лабораторного комплекса;
- исследование влияния взволнованной поверхности на распространение гидроакустических сигналов;
- исследование возможности оценки поля воздушного источника при приеме подводным приемником;
- исследование возможности согласованной со средой обработки импульсных и непрерывных сигналов.

Основные достижения Комплекса [29–32]:

- создана цифровая копия бассейна — модульная платформа для организации взаимодействия различных моделей для изучения волновых, турбулентных и конвективных процессов в стратифицированной среде;
- исследована склоновая плотностная конвекция;

- проведена валидация метода обработки дискретной информации с использованием шумоподобных сигналов при проведении эксперимента в водной среде;
- проведена экспериментальная оценка силы цели модели при различных углах поворота и при различных бистатистических углах приемного гидрофона;
- исследованы особенности распространения гидроакустических импульсов в районе с наклонным дном;
- оценены возможности поля воздушного источника при приеме подводным приемником.

В конце 2025 г. и начале 2026 г. наш Филиал понес невосполнимые потери.

30 ноября 2025 г. сотрудники Филиала простились с известным океанологом Наумом Евсеевичем Вольцингером, 4 декабря 2025 г. — с кандидатом физико-математических наук Михаилом Юрьевичем Белевичем, а 13 февраля 2026 г. — с доктором физико-математических наук, профессором Дмитрием Викторовичем Чаликовым.

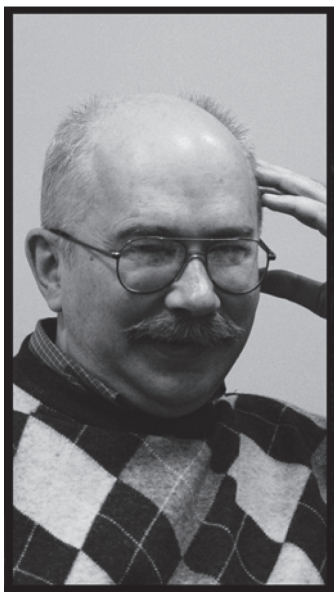


Наум Евсеевич Вольцингер родился 19 января 1929 года в Ленинграде. Наум Евсеевич — один из ведущих специалистов по численным методам в геофизической гидродинамике применительно к задачам океанологии. Им выполнены исследования в теории мелкой воды, динамике приливов, цунами и штормовых нагонов в морях и заливах Мирового океана.

Наум Евсеевич — автор теоретической основы и вычислительных алгоритмов оперативного метода прогноза невыходов в Финском заливе и Невской губе. В составе научного коллектива им была создана математическая модель, по которой вплоть до настоящего времени функционирует Комплекс защитных сооружений Санкт-Петербурга от наводнений, предотвращающая возможные затопления города.

Наумом Евсеевичем развит общий подход к построению региональных моделей на основе численного интегрирования краевых задач с открытой границей при использовании метода гранично-согласованных криволинейных координат для областей с выраженным проявлением нелинейных и бароклинных эффектов в динамике морской среды.

В последнее десятилетие Наум Евсеевич был занят разработкой негидростатических моделей стратегически значимых проливов островов Курильской гряды, которые важны для океанографии Охотского моря и прилегающего региона Тихого океана¹.



Михаил Юрьевич Белевич родился 3 сентября 1948 года в Ленинграде. За время работы Михаил Юрьевич выполнил ряд исследований по моделированию атмосферной циркуляции, параметризации верхнего квазигомогенного слоя океана и ледового покрова верхнего квазигомогенного слоя океана. Занимался изучением пограничного слоя над взволнованной морской поверхностью.

Михаил Юрьевич разработал модель динамики вязкой жидкости, удовлетворяющую принципу причинности, причинно-обусловленную модель явлений переноса (диффузия тепла, импульса и пассивной примеси); предложил универсальный закон, описывающий распространение сигнала в движущейся среде; обосновал вывод и место в модели жидкости так называемого уравнения диффузии плотности; предложил формулировку абстрактной механики континуума и описал ее гидромеханическую и электромагнитную интерпретации, что позволило рассмотреть ряд различных явлений в рамках одной математической теории².

¹ Некролог на сайте СПбФ ИО РАН. URL: <https://spb.ocean.ru/news/ushel-iz-zhizni-naum-evseevich-volcinger/> (дата обращения: 20.02.2026)

² Некролог на сайте СПбФ ИО РАН. URL: <https://spb.ocean.ru/news/ushel-iz-zhizni-mikhail-yurevich-belevich/> (дата обращения: 20.02.2026)

Дмитрий Викторович Чаликов родился 22 августа 1939 г. в Ленинграде. В науке Дмитрий Викторович прошел огромный творческий путь, от численного моделирования циркуляции атмосферы Венеры до нового раздела геофизической гидродинамики — совместного прямого моделирования ветровых волн и пограничного слоя над ними. Он стал одним из крупнейших в мире специалистов по математическому моделированию в геофизической гидродинамике. Дмитрий Викторович — автор теории атмосферного и океанского пограничных слоев. Им опубликованы более 140 работ и несколько монографий. С 1987 по 1991 гг. Дмитрий Викторович руководил Ленинградским отделом Института океанологии им. П.П. Ширшова Академии наук³.



Друзья и коллеги глубоко скорбят о понесенной утрате и выражают искренние соболезнования родным и близким.

В Филиале активно продолжается работа по проведению ставших традиционными и организации новых конференций. В 2021, 2023 и 2025 гг. были проведены Всероссийские конференции «Оптика естественных вод (ONW)» и «Крым: наука, культура, политика». В 2022 и 2024 гг. — Всероссийская конференция «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики (ГА)». Общее количество участников этих мероприятий приближается к тысяче человек. В 2025 г. впервые была проведена Всероссийская конференция «Природные опасности и катастрофы: история, прогноз, защита», которая получила высокую оценку среди участников и, по отзывам, видится традиционным научным мероприятием с периодичностью один раз в два года.

Стали традиционными и внеклассные мероприятия. «Четвертым четвергам на первой линии», включающим разнообразные лекции, необычные экскурсии, музыкальные концерты, в ноябре 2025 г. исполнилось четыре года. Будем надеяться, что зародившаяся в Филиале традиция будет жить и дальше.

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 No. FMWE-2024-0028).

Литература

1. Океан и атмосфера в исследованиях Санкт-Петербургских океанологов. К 50-летию Санкт-Петербургского филиала Института океанологии им. П.П. Ширшова Российской академии наук / Под ред. А.А. Родионова, Д.В. Чаликова. СПб.: Нестор-История, 2016. 152 с.
2. Океан и атмосфера в исследованиях Санкт-Петербургских океанологов. К 55-летию Санкт-Петербургского филиала Института океанологии им. П.П. Ширшова Российской академии наук. СПб.: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2021. 206 с.
3. Фокина К.В., Чаликов Д.В. Численное исследование статистических характеристик развивающегося волнения // Russian Journal of Earth Sciences. 2024. Т. 24. ES2010. EDN SNFMCI. <https://doi.org/10.2205/2024ES000878>
4. Чаликов Д.В., Булгаков К.Ю., Фокина К.В. Интерпретация результатов расчетов со спектральной моделью прогноза волн с помощью фазо-разрешающей модели // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 2. С. 21–33. EDN PHSGLK. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2023.16\(2\)-2](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2023.16(2)-2)
5. Каган Б.А., Софьина Е.В. Влияние приливного диапикнического перемешивания на климатические характеристики моря Лаптевых в безледный период // Морской гидрофизический журнал. 2022. Т. 38, № 2. С. 218–234. EDN KVHDUM. <https://doi.org/10.22449/0233-7584-2022-2-218-234>
6. Вольцингер Н.Е., Андросов А.А. Моделирование длинноволновой негидростатической динамики на горном рельефе. СПб.: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2022. 170 с.

³ Некролог на сайте СПбФ ИО РАН. URL: <https://spb.ocean.ru/news/ushel-iz-zhizni-dmitriy-viktorovich-chali/> (дата обращения: 20.02.2026)

7. Родионов А.А., Ванкевич Р.Е., Клеванная М.К., Вольцингер Н.Е. Моделирование баротропной приливной динамики Курильского региона // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2024. Т. 17, № 1. С. 23–38. EDN HUKDKU. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17\(1\)-2](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17(1)-2)
8. Романенков Д.А., Софьина Е.В., Родионова А.Е. Моделирование баротропного прилива у юго-восточного побережья п-ва Камчатка с учетом точности глобальных приливных моделей в северо-западном регионе Тихого океана // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2023. Т. 16, № 4. С. 45–62. EDN XTTLTK. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2023.16\(4\)-4](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2023.16(4)-4)
9. Сеин Д.В., Дворников А.Ю., Мартыанов С.Д., Кабос У., Рябченко В.А., Грегер М., Мишра А.К., Кумар П., Горчаков В.А. Влияние обратной связи «температура воды — фитопланктон» на температуру верхнего слоя Индийского океана // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2021. Т. 14, № 4. С. 64–76. EDN OGDBDY. <https://doi.org/10.7868/S2073667321040067>
10. Kumar P., Dinesh A.S., Mishra A.K., Pandey L.K., Sein D.V., Ryabchenko V. Marine heatwaves intensification, expansion and departure into the permanent state over the Tropical Indian Ocean: A Regional Earth System Model assessment // *Dynamics of Atmospheres and Oceans*. 2023. 101408. P. 0377–0265. EDN YSSOPG. <https://doi.org/10.1016/j.dynatmoce.2023.101408>
11. Филатов Н.Н., Савчук О.П., Баклагин В.Н., Галахина Н.Е., Зобков М.Б., Исаев А.В., Кондратьев С.А., Каликина Н.М., Новикова Ю.С., Расулова А.М., Шмакова М.В. Диагноз состояния и изменений экосистемы Онежского озера и водосбора на основе информационно-аналитической системы // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2024. Т. 17, № 2. С. 10–24. EDN PQWCUE. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17\(2\)-2](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17(2)-2)
12. Исаев А.В., Рябченко В.А., Коник А.А. Воспроизведение современного климатического состояния экосистемы Ладожского озера // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2024. Т. 17, № 2. С. 50–65. EDN WTIKS. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17\(2\)-5](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17(2)-5)
13. Исаев А.В., Рябченко В.А. Модельные оценки межгодовой изменчивости характеристик экосистемы Ладожского озера в период с 1980 по 2020 годы // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2024. Т. 17, № 4. С. 32–42. EDN EHTXVP. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17\(4\)-2](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17(4)-2)
14. Martyanov S.D. High-Resolution Modeling of the Kara Sea Dynamics and Thermohaline Structure and Assessment of the Impact of Various River Runoff Forcing in the Model // *Water Resources*. 2024. Vol. 50. S323–S327. EDN WVRJDI. <https://doi.org/10.1134/S0097807823700525>
15. Glukhov V.A., Goldin Yu.A., Glitko O.V., Aglova E.A., Rodionov M.A. The use of polarization lidar for the registration of horizontal spatial distributions of seawater beam attenuation coefficient // *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2024. Vol. 3 (S1). P. S162–S168. EDN MVERRL. <https://doi.org/10.1134/S1024856024701446>
16. Глухов В.А., Гольдин Ю.А., Жегулин Г.В., Родионов М.А. Комплексная обработка данных лидарной съемки морских акваторий // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2022. Т. 15, № 3. С. 27–42. EDN DCRZFG. <https://doi.org/10.59887/fpg/26nu-3hte-3n48>
17. Глухов В.А., Гольдин Ю.А. Морские радиометрические лидары и их использование для решения океанологических задач // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2024. Т. 17, № 1. С. 104–128. EDN YMUPXI. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17\(1\)-9](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17(1)-9)
18. Коник А.А., Зимин А.В., Козлов И.Е. Пространственно-временная изменчивость характеристик Полярной фронтальной зоны в Баренцевом море в первые два десятилетия XXI века // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2021. Т. 14, № 4. С. 39–51. EDN GSFBHS. <https://doi.org/10.7868/S2073667321040043>
19. Коник А.А., Зимин А.В., Атаджанова О.А. Пространственно-временная изменчивость характеристик Стоковой фронтальной зоны в Карском море в первые два десятилетия XXI века // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2022. Т. 15, № 4. С. 23–41. EDN VUJBMN. <https://doi.org/10.59887/fpg/38mu-zda7-dpep>
20. Зимин А.В., Атаджанова О.А., Благодатских Е.А., Коник А.А., Филатов Н.Н., Родионов А.А. 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>
21. Свергун Е.И., Зимин А.В., Романенков Д.А., Софьина Е.В. Короткопериодные внутренние волны в шельфовых районах с интенсивной приливной динамикой // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2022. Т. 58, № 6. С. 690–705. EDN BJQRWC. <https://doi.org/10.31857/S0002351522060165>
22. Свергун Е.И., Коник А.А., Родионов А.А., Зимин А.В. Короткопериодная изменчивость гидрофизических полей и процессов в Четвертом Курильском проливе по данным экспедиционных исследований // *Подводные исследования и робототехника*. 2022. № 4 (42). С. 53–61. EDN IHBDEO. https://doi.org/10.37102/1992-4429_2022_42_04_05
23. Свергун Е.И., Зимин А.В., Мотыжев С.В., Лунев Е.Г., Толстошеев А.П., Воликов М.С. Измерение характеристик короткопериодных внутренних волн при помощи массива дрейфующих термопрофилирующих буев // *Морской гидрофизический журнал*. 2025. Т. 41, № 3. С. 378–395. EDN UUZCGI.

24. Гольмшток А.Я. Некоторые замечания о фазовом превращении газогидратов в пористых осадках при отрицательной по Цельсию температуре // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2023. Т. 16, № 4. С. 94–106. EDN EDDXEC. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2023.16\(4\)-8](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2023.16(4)-8)
25. Сергеев В.А., Родионов А.А., Малеханов А.И., Никитин Д.А., Ванкевич Р.Е., Демин С.П., Кулинич В.В. Компьютерное моделирование согласованной со средой обработки гидроакустических сигналов // *Труды Всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики»*. СПб.: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2024. С. 26–30. EDN VMLDUP.
26. Никитин Д.А., Родионов А.А. Локализация движущегося подводного источника широкополосного шума на основе его пространственно-скоростных портретов в частотной области // *Труды Всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики»*. СПб.: ЛЕМА, 2023. С. 287–290. EDN GYQXFL.
27. Родионов А.А., Никитин Д.А. Метод оценки параметров внутренних волн на основе просветной гидроакустики. Результаты численного моделирования // *Труды Всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики»*. СПб.: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2020. С. 191–195. EDN XTRFBI.
28. Родионов А.А., Зимин А.В., Никитин Д.А., Филин К.Б. Модельные исследования влияния направленности излучателя на формирование гидроакустического поля в реальном волноводе с внутренними волнами // *Труды XIV Всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики»*. СПб.: ЛЕМА, 2018. С. 208–210. EDN XZYKDR.
29. Родионов А.А., Ванкевич Р.Е., Лобанов А.А., Глитко О.В., Шпилев Н.Н. Термостратифицированный бассейн Санкт-Петербургского филиала Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН для моделирования гидрофизических процессов // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2024. Т. 17, № 4. EDN TIKUEN. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17\(4\)-7](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17(4)-7)
30. Родионов А.А., Никитин Д.А., Филин К.Б., Шпилев Н.Н., Паничева Е.Д. Гидроакустический заглушенный бассейн Санкт-Петербургского филиала Института океанологии им. П.П. Ширшова Российской академии наук // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2024. Т. 17, № 4. С. 109–121. EDN CQXLVP. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17\(4\)-9](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17(4)-9)
31. Родионов А.А., Ванкевич Р.Е., Лобанов А.А., Шпилев Н.Н. Моделирование конвективных вихревых структур на склоне: от зарождения и распространения в стратифицированной среде до взаимодействия с внутренними волнами. Физический эксперимент в термостратифицированном бассейне // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2025. Т. 18, № 4. С. 8–19. EDN CYRCYK. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.18\(4\)-1](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.18(4)-1)
32. Ванкевич Р.Е., Родионов А.А., Шпилев Н.Н., Чеботкова В.В. Моделирование зарождения и эволюции конвективных вихревых структур на склоне // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2025. Т. 18, № 4. С. 20–27. EDN EISBND. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.18\(4\)-2](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.18(4)-2)

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 встроеной 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 регуляционные 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. Коротаев 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 XRBKXS.
<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

DOI [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-2](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-2)

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

УДК 550.361+550.362



© А. Я. Гольмшток^{1*}, А. Л. Пискарев^{2,3}, 2026

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

²Всероссийский научно-исследовательский институт геологии и минеральных ресурсов Мирового Океана им. акад. И.С. Грамберга (ВНИИОкеангеология), 190121, Санкт-Петербург, Английский пр-т, д. 1

³Санкт-Петербургский государственный университет — Институт наук о Земле, 199134, Санкт-Петербург, Университетская наб., д. 7–9

*golmshtok@gmail.com

Замечания о топографии срединно-океанических хребтов, сформированных синхронно с осадконакоплением на их поверхности (на примере котловин Нансена и Амундсена, Северный Ледовитый океан)

Статья поступила в редакцию 26.10.2025, после доработки 08.01.2026, принята в печать 16.01.2026

Аннотация

В статье приводится решение задачи о тепловом режиме образующейся океанической литосферы при осадконакоплении на ее поверхности, позволяющее оценить причины существенного контраста глубин моря в котловинах Нансена и Амундсена, окаймляющих хребет Гаккеля в Северном Ледовитом океане. Поскольку действие накапливающегося осадочного покрова на океаническую литосферу складывается как из его гравитационной нагрузки, так и его теплоизолирующего эффекта, в работе выполнено исследование их роли на формирование рельефа окружающих хребтов котловин. Показано, что учет в изостатических схемах роли теплового воздействия осадконакопления на глубину моря в котловинах может привести к ошибкам порядка нескольких сотен метров. Оценочные глубины моря в котловинах Нансена и Амундсена, вычисленные для литосферы различного возраста с учетом как гравитационного, так и теплового влияния осадконакопления, вполне удовлетворительно сопоставимы с реально существующими. Расчетные перепады глубин моря в опорных точках в центральных областях обеих котловин весьма близки к реальным. Выполненное моделирование образования океанической литосферы в центральной области Евразийского бассейна Северного Ледовитого океана с учетом как гравитационного, так и теплового влияния процесса осадконакопления показывает, что наблюдаемое в этой области различие глубин в котловинах Нансена и Амундсена действительно определяется мощностями их осадочных покровов и является вполне закономерным.

Ключевые слова: океан, хребет, котловина Нансена, котловина Амундсена, осадконакопление, литосфера, температура, фазовый переход

© А. Я. Golmshtok^{1*}, А. Л. Piskarev^{2,3}, 2026

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

²Gramberg All-Russia Research Institute of Geology and Mineral Resources of the World Ocean (VNIIOkeangeologia), 124 lit. A Moika River Emb., St. Petersburg, 190121, Russia

³St Petersburg State University, 7–9 Universitetskaya Emb., St Petersburg, 199134, Russia

*golmshtok@gmail.com

The remarks on the mid-ocean ridges topography formed synchronously with sedimentation on their surface (using the Nansen and Amundsen Basins, Arctic Ocean, as an example)

Received 26.10.2025, Revised 08.01.2026, Accepted 16.01.2026

Abstract

A solution to the problem of the thermal regime of the forming oceanic lithosphere during sedimentation on its surface is presented. This allows us to assess the causes of the significant contrast in sea depths in the Nansen and Amundsen Basins, located in the Arctic Ocean on either side of the Gakkell Ridge. This paper examines the role of both the gravitational load and the thermal

Ссылка для цитирования: Гольмшток А.Я., Пискарев А.Л. Замечания о топографии срединно-океанических хребтов, сформированных синхронно с осадконакоплением на их поверхности (на примере котловин Нансена и Амундсена, Северный Ледовитый океан) // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2026. Т. 19, № 1. С. 32–44. EDN JTKEFU. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-2](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-2)

For citation: Golmshtok A. Ya., Piskarev A. L. The remarks on the mid-ocean ridges topography formed synchronously with sedimentation on their surface (using the Nansen and Amundsen Basins, Arctic Ocean, as an example). *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2026;19(1):32–44. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-2](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-2)

insulation effect of the accumulating sedimentary cover on the formation of the relief of the basins surrounding the ridge. It is shown that neglect for the thermal effect of sedimentation on sea depth in the basins in isostatic models leads to errors of several hundred meters. Estimated sea depths in the Nansen and Amundsen Basins, calculated for lithosphere of different ages, taking into account both the gravitational and thermal effects of sedimentation, are comparable to actual depths. The calculated differences in sea depth at reference points in the central regions of both basins are also close to the actual depths.

Keywords: ocean, ridge, Nansen Basin, Amundsen Basin, sedimentation, lithosphere, temperature, phase transition

1. Введение

В открытом океане котловины по обе стороны от спрединговых океанических хребтов располагаются, как правило, практически симметрично относительно их осей. Существенно другая картина наблюдается в строении котловин, окаймляющих хребет Гаккеля, входящего в систему Срединно-Атлантического хребта.

Глубина моря в котловине Нансена (НК) значительно меньше, чем в котловине Амундсена (АК). Это различие, достигающее 1 км и более, отмечают практически все исследователи, работающие в Евразийском бассейне Северного Ледовитого океана [1]. В качестве основной причины этого явления рассматривается, как правило, то, что мощность осадков в котловине Нансена более чем в два раза превосходит мощность в котловине Амундсена. Соответственно, нагрузки осадков на океаническую литосферу и ее погружение в обеих котловинах будут различаться. Тем не менее остается неясным, почему это различие столь велико.

При учете нагрузки осадочного покрова, накапливающегося на океанической литосфере одновременно с ее образованием в оси спрединга, для указанных котловин используют обычную схему изостазии, в которой в выбранном пункте с известным возрастом литосферы в качестве ее мощности принимается значение, соответствующее тому же возрасту литосферы в открытом океане (без осадков) [1]. В такой модели осадконакопление оказывает только гравитационное воздействие на литосферу, как бы уже сформировавшуюся к этому моменту, способствуя ее погружению вместе с осадками и изменению глубины моря. При этом никак не рассматривается влияние накапливающегося осадочного чехла на тепловой режим самой океанической литосферы, приводящего к замедлению остывания и уменьшению мощности последней по сравнению со значением в случае открытого океана. В то же время влияние этого сокращения может быть весьма заметным, так как плотность вещества литосферы намного больше плотности осадков.

Ниже даются оценки совместного гравитационного и теплового влияния осадконакопления, синхронного с образованием океанической литосферы, на эволюцию глубины моря в котловинах Нансена и Амундсена, примыкающих к океаническому хребту Гаккеля.

2. Тепловой режим формирующейся океанической литосферы, перекрываемой накапливающимися осадками

В зоне срединно-океанических хребтов, как известно, постоянно происходит формирование литосферных плит. Под действием сил растяжения (в основном силы втягивания океанической плиты в желоб в зонах субдукции и др.) две плиты, расположенные по обе стороны от хребта, расходятся в стороны. Вследствие этого снизу поднимается горячий мантийный материал (базальтовый расплав) и заполняет образующийся промежуток, создавая вдоль хребта узкое и длинное дайкообразное вертикальное тело, поверхность которого контактирует с морской водой и приобретает ее температуру. Поскольку раздвигание происходит дискретно, с небольшими промежутками между внедрениями, в перерыве между импульсами раздвигания внедрившееся расплавленное вещество охлаждается и затвердевает, образуя тонкую (в секущей хребет вертикальной плоскости) шейку. Когда продолжающие действовать силы растяжения превосходят предел прочности шейки, она разрывается и в литосфере образуется зияние, снова заполняющееся расплавленным базальтом.

По мере раздвигания литосферных плит относительно оси хребта охлаждается и кристаллизуется не только базальтовое вещество из магматических камер, но и базальтовое вещество, существующее в астеносфере в форме частичного расплава. С течением времени процесс остывания захватывает все более глубокие участки астеносферы, за счет чего происходит наращивание мощности океанической литосферы. На больших временных отрезках можно пренебречь дискретностью процесса и считать, что скорость раздвигания плит является постоянной, увеличение мощности литосферы идет непрерывно с увеличением расстояния от оси хребта — конструктивной границы плит. Более холодная океаническая литосфера имеет отрицательную плавучесть в горячей астеносфере и стремится в нее погрузиться. Это погружение растет с увеличением мощности и, следовательно, возраста литосферы. В результате, практически симметрично по обе стороны образующегося срединно-океанического хребта формируются окаймляющие его котловины.

Температура пород везде под плитой (в том числе по всей глубине на оси хребта) равна температуре верхней мантии. Поверхность плиты, как сказано выше, имеет ту же температуру, что и придонная вода. Это означает, что поверхность внедрившейся очень протяженной по простиранию дайки из мантийного вещества, с начальной температурой верхней мантии, скачкообразно приобретает температуру придонной воды. В процессе отодвигания от хребта внутренняя часть дайки охлаждается. Когда снова внедряется разогретое вещество, породы в его ближайшей боковой окрестности, сформировавшиеся в предыдущий акт внедрения, еще не остыли настолько значительно, чтобы латеральный тепловой поток от образующейся дайки был соизмерим с вертикальным. Тепловой поток вдоль дайки практически отсутствует, поскольку заполнение внедрившимся веществом упомянутого зияния происходит одновременно по всей его длине, что обеспечивает одинаковые тепловые условия везде по простиранию дайки и отсутствие теплопереноса вдоль нее. Поэтому, если пренебречь горизонтальным вкост дайки молекулярным теплопереносом по сравнению с вертикальным, то есть как в теплоизолированной с обеих сторон дайке, то охлаждение этой вертикальной узкой дайки происходит только по вертикали, идентично охлаждению тонкого теплоизолированного с боков стержня при внезапном изменении температуры его верхнего торца. Но охлаждение тонкого и очень длинного теплоизолированного с боков вертикального стержня математически описывается так же, как и охлаждение однородного полупространства под действием внезапного изменения температуры на его границе. Другими словами, в пренебрежении горизонтальным молекулярным теплопереносом поток тепла в отодвигающейся дайке будет идти в вертикальном направлении также, как в модели образования океанической литосферы — модели остывающего полупространства [2].

Если одновременно с образованием океанической литосферы на ее поверхности накапливаются осадки, то тепловой режим в литосфере изменится и для его описания необходимо в общем случае использовать численные методы. Поэтому, поскольку целью настоящей работы является лишь оценка возможных причин существенного различия глубин котловин Нансена и Амундсена, ограничимся следующим рассмотрением.

2.1. Тепловые условия в среде

Для простоты будем считать, что теплофизические свойства осадков не меняются по глубине, вещество их минерального скелета, а также поровая вода, несжимаемы.

Процесс формирования осадочного слоя сам по себе приводит к изменению температурного режима основания, подстилающего осадочную толщу. Это обусловлено, с одной стороны, затратами глубинного тепла на прогревание холодных осадков после их выпадения на дне моря, а с другой стороны, экранирующим эффектом осадочного покрова, поскольку теплопроводящие свойства осадочного материала существенно хуже, чем аналогичные свойства кристаллического вещества литосферы. Затраты тепла растут во времени и существенно зависят от мощности осадочного чехла $h(t)$. Экранирующий эффект затрудняет отвод тепла из литосферы, что приводит к аномальному разогреву низов осадочной толщи и верхов кристаллической литосферы по сравнению со случаем, когда отсутствуют различия в теплофизических свойствах ее и осадков.

Также будем полагать, что осадочный чехол (среда 0) характеризуется теплопроводностью λ_0 , температуропроводностью a_0 и плотностью скелетного вещества ρ_{sk} . Параметры литосферы (среда 1) и астеносферы (среда 2) обозначим соответственно λ_1, a_1 и λ_2, a_2 .

Начало координат поместим на поверхность литосферы (подошву осадочного покрова), ось z направим вверх. В этом случае вся литосфера и астеносфера находятся в области $z \leq 0$.

2.1.1 Модель формирования осадочного чехла на одновременно образующейся океанической литосфере

Пористость осадочного материала на уровне z определяется литостатическим давлением, обусловленным весом вышележащих осадков. Другими словами, пористость ϕ на уровне z является функцией аргумента $\tilde{z} = h(t) - z$ и может быть выражена в виде $\phi(\tilde{z}) = \phi(h(t) - z)$.

Если известна меняющаяся во времени скорость осадконакопления $u_s(t)$, то, учитывая, что в осадочной колонке $0 \leq z \leq h(t)$ масса минерального скелетного вещества, накопившегося за время t и испытавшего уплотнение (пористость $\phi(\tilde{z})$), равна массе того же вещества, накопившегося бы в колонке $0 \leq z \leq h_0 = \int_0^t u_s(\tau) d\tau$ за то же время, но не испытавшего сжатия (пористость ϕ_0), получаем уравнение для нахождения мощности осадочного чехла $h(t)$ в любой момент времени с начала образования океанической литосферы:

$$h(t) = \int_0^{h(t)} \phi(\tilde{z}) d\tilde{z} + (1 - \phi_0) \int_0^t u_s(\tau) d\tau. \quad (1)$$

Здесь ϕ_0 — пористость на поверхности накапливающихся осадков.

Помимо уплотнения осадочного материала при описании процесса формирования осадочной толщи на океанической литосфере, возникшей в результате полного разрыва континентальной, нужно учитывать, что начальная фаза спрединга часто характеризуется близостью источников сноса осадочного материала (как правило, речных дельт) к оси раздвиг и поэтому большой начальной скоростью осадконакопления. С течением времени ось спрединга отодвигается от источников на большее расстояние и до нее доходит меньше осадков в единицу времени. Таким образом, совместное действие уплотнения осадков и удаления оси спрединга от источника их сноса приводит к тому, что для однородного накапливающегося слоя зависимость его мощности от времени графически всегда имеет форму монотонно возрастающей и постепенно выполаживающейся кривой, похожей на график величины, пропорциональной квадратному корню из времени, отсчитанного от начала осадконакопления, или, что то же самое, возраста океанической литосферы.

Подтверждением сказанного может служить рис. 1, где приведены решения уравнения (1) (сплошные линии) и указанные выше аппроксимирующие их зависимости (пунктир)

$$h_s(t) = \alpha_s \sqrt{t}. \quad (2)$$

Для примера скорость осадконакопления $u_s(t)$ задавалась здесь в виде зависимости:

$$u_s(t) = a \exp(-bt) + c, \quad (3)$$

а пористость $\phi(\tilde{z})$ ($\tilde{z}$ — глубина от поверхности осадочного слоя) задана законом Ати [4]:

$$\phi(\tilde{z}) = \phi_0 \exp(-k_s \tilde{z}), \quad (4)$$

здесь: k_s — коэффициент уплотнения осадка (для терригенного вещества характерны значения $k_s \approx 0,4 - 0,5 \text{ км}^{-1}$, если глубина измеряется в километрах).

С учетом здесь изложенного, поскольку выяснение причины сильного различия глубин моря в котловинах Нансена и Амундсена носит, как сказано выше, оценочный характер, ограничимся рассмотрением случая (2), кратко рассмотренного в работе [4].

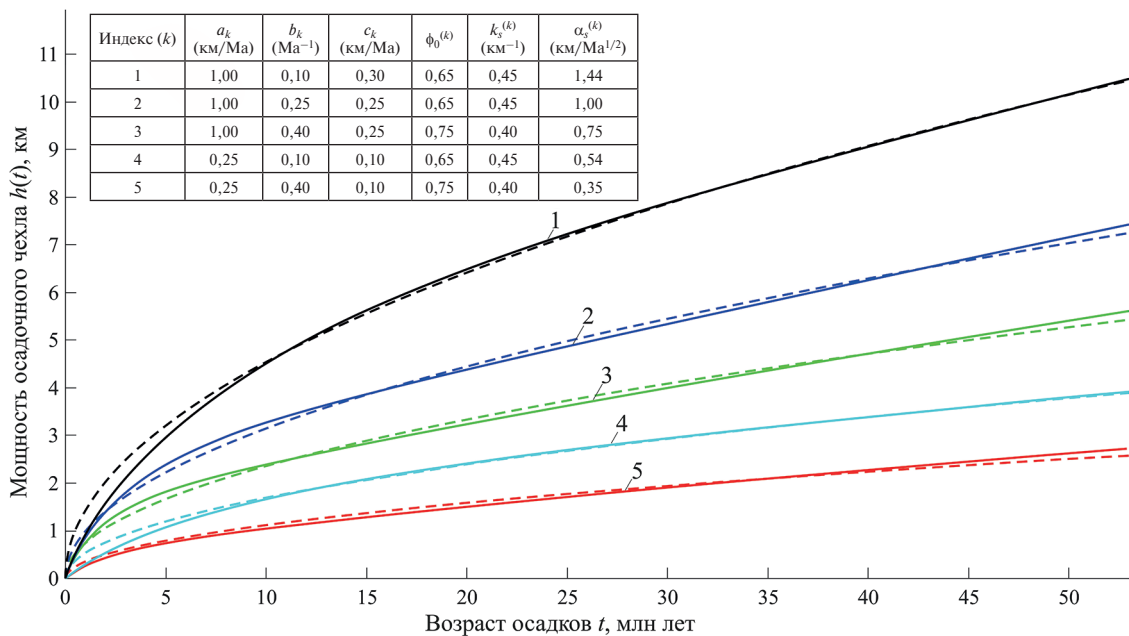


Рис. 1. Пример зависимости мощности $h(t)$ от возраста осадков. Сплошная линия — решение уравнения (1); пунктир — аппроксимирующая зависимость (2); α_s — коэффициент в зависимости (2); a_k, b_k, c_k — коэффициенты в зависимости (3); ϕ_0, k_s — параметры в законе Ати (4). Ма — млн лет назад

Fig. 1. Example of the dependence of sediment thickness $h(t)$ on age. The solid line is the solution to equation (1); the dashed line is the approximating dependence (2); α_s is the coefficient in this approximating dependence; a_k, b_k, c_k are the coefficients in dependence (3); ϕ_0, k_s are the parameters in Athy's law (4). Ma — million years ago

2.1.2. Вывод основных соотношений

На фазовой границе литосферы и астеносферы (поверхность $z = \xi(t)$) поддерживается постоянная температура фазового перехода T_{ph} , равная температуре солидуса наиболее плавких пород литосферы (базальтов) и выполняется условие Стефана для кондуктивного теплового потока $q_j(z, t) = -\lambda_j \partial T_j(z, t) / \partial z$ ($j = 1, 2$):

$$q_1|_{z=\xi} - q_2|_{z=\xi} = -L\Delta\rho \frac{d\xi(t)}{dt}, \quad (5)$$

где $\Delta\rho$ — объемная плотность расплава (в астеносферном веществе), переходящего в твердое состояние; L — скрытая теплота кристаллизации (энтальпия), равная количеству тепловой энергии, выделяющейся при затвердевании единичной массы расплава.

Не теряя общности, будем считать, что на поверхности осадков поддерживается температура, равная постоянной температуре придонной воды T_s , а вертикальный тепловой поток в литосфере значительно превосходит латеральный. Таким образом, в рассматриваемой среде осадочный слой (слой с номером 0) занимает область $0 \leq z \leq h_s(t)$. Слой с номером 1 — океаническая литосфера, мощность которой изменяется во времени и равна $H_L(t) = |\xi(t)|$. Литосфера подстилается астеносферой (слой 2), занимающей полупространство $z \leq \xi(t)$.

Температура в каждом слое с номером j удовлетворяет уравнению теплопроводности:

$$a_j \frac{\partial^2 T_j(z, t)}{\partial z^2} - \frac{\partial T_j(z, t)}{\partial t} = 0, \quad (6)$$

граничным условиям:

$$\begin{aligned} T_0(z = \alpha_s \sqrt{t}, t) &= T_s; & T_0(z = 0, t) &= T_1(z = 0, t); \\ \lambda_0 \frac{\partial T_0(z, t)}{\partial z} \Big|_{z=0} &= \lambda_1 \frac{\partial T_1(z, t)}{\partial z} \Big|_{z=0}; & T_1(z, t) \Big|_{z=\xi(t)} &= T_2(z, t) \Big|_{z=\xi(t)} = T_{ph}; \end{aligned} \quad (7)$$

и начальному условию:

$$T_2(z, t = 0) = T_m. \quad (8)$$

Астеносфера в начальный момент принимается нами изотермичной с надсолидусной температурой, т. е. $T_m > T_{ph}$.

Все три слоя нашей среды (осадочный чехол, литосфера и астеносфера) имеют подвижные границы: поверхность чехла и фазовая граница литосфера — астеносфера.

Применяя принцип подобия для уравнения теплопроводности и решая совместно все уравнения (6) с учетом условий (7)–(8), находим выражения для мощности литосферы под осадками

$$H_L(t) = \beta \sqrt{t}, \quad \beta \neq f(t) \quad (9)$$

и температур в каждом из слоев:

$$T_0(z, t) = T_s + (T_{ph} - T_s) \frac{\operatorname{erf}(v) - \operatorname{erf}\left(\frac{z}{2\sqrt{a_0 t}}\right)}{\operatorname{erf}(v) + \gamma \operatorname{erf}(u)}, \quad z \geq 0, \quad (10)$$

$$T_1(z, t) = T_{ph} - \gamma (T_{ph} - T_s) \frac{\operatorname{erf}(u) + \operatorname{erf}\left(\frac{z}{2\sqrt{a_1 t}}\right)}{\operatorname{erf}(v) + \gamma \operatorname{erf}(u)}, \quad -\beta \sqrt{t} \leq z \leq 0, \quad (11)$$

$$T_2(z, t) = T_m - (T_m - T_{ph}) \frac{\operatorname{erfc}\left(\frac{|z|}{2\sqrt{a_2 t}}\right)}{\operatorname{erfc}(\sqrt{a_1 / a_2} u)}, \quad z \leq -\beta \sqrt{t}. \quad (12)$$

Здесь:

$$v = \frac{\alpha_s}{2\sqrt{a_0}}, \quad \gamma = \frac{\lambda_0}{\lambda_1} \sqrt{\frac{a_1}{a_0}}, \quad u = \frac{\beta}{2\sqrt{a_1}}, \quad (13)$$

$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-s^2) ds$ — функция ошибок Гаусса, а $\text{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty \exp(-s^2) ds$ — дополнительная функция ошибок Гаусса.

Используя уравнение (5) и равенства (10)–(13), находим уравнение для β или u

$$\gamma \frac{(1 - T_s / T_{ph}) \exp(-u^2)}{\text{erf}(v) + \gamma \text{erf}(u)} - \gamma_1 \frac{(T_m / T_{ph} - 1) \exp(-a_1 / a_2 u^2)}{\text{erfc}(\sqrt{a_1 / a_2} u)} = \mu u, \quad (14)$$

где

$$\gamma_1 = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \sqrt{\frac{a_1}{a_2}}, \quad \mu = \sqrt{\pi} \frac{L \Delta \rho a_1}{\lambda_1 T_{ph}}. \quad (15)$$

Для нашей задачи примем следующие значения параметров: $T_m = 1350^\circ\text{C} = 1623,15\text{ K}$ — температура астеносферы, равная температуре ликвидуса базальтов; $T_{ph} = 1100^\circ\text{C} = 1373,15\text{ K}$; $T_s = 3^\circ\text{C} = 276,15\text{ K}$; $L = 400\text{ кДж/кг}$; $\lambda_1 = 3\text{ Вт/(м} \cdot \text{K)}$, $\lambda_2 = 4\text{ Вт/(м} \cdot \text{K)}$; $a_1 = a_2 = 7 \cdot 10^{-7}\text{ м}^2/\text{с}$; $\rho_L^0 = 3330\text{ кг/м}^3$; $\alpha_L = 3,3 \cdot 10^{-5}\text{ K}^{-1}$ — коэффициент объемного теплового расширения литосферного (астеносферного) вещества; $\Delta \rho = \rho_b \delta_m$, где $\rho_b = 2900\text{ кг/м}^3$ — плотность базальта, $\delta_m = 0,05$ — доля переходящего в твердое состояние базальтового расплава в единичном объеме вещества; $\rho_w = 1032\text{ кг/м}^3$ — плотность морской воды при ее солёности 35 ‰.

Теплопроводность осадочного вещества λ_s в точке z находится из модели эффективной среды [5] при $\lambda_{sk} = 2,5\text{ Вт/(м} \cdot \text{K)}$ — теплопроводность минерального скелета осадочного вещества, $\lambda_w = 0,6\text{ Вт/(м} \cdot \text{K)}$ — теплопроводность поровой воды.

Температуропроводность a_s осадочного вещества в точке z определяется как

$$a_s = \frac{\lambda_s}{\rho C_s} = \frac{\lambda_s}{(1 - \phi) \rho_{sk} C_{sk} + \phi \rho_w C_w}, \quad (16)$$

где ρ_{sk} , C_{sk} — плотность и теплоемкость скелетного вещества, ρ_w , C_w — то же у воды.

Поскольку в нашей модели принимается, что теплофизические свойства осадков не изменяются с глубиной под дном, будем использовать их средние значения по z для каждого слоя мощностью $h_s^{(m)} = \alpha_s \sqrt{t_m}$, где t_m — максимальная рассматриваемая продолжительность осадконакопления. То есть среднее на интервале $0 \leq z \leq h_s^{(m)}$ значение, обозначаемое чертой над соответствующим символом, равно, например, для ρ_s :

$$\bar{\rho}_s = \frac{1}{h_s^{(m)}} \int_0^{h_s^{(m)}} \rho_s(z) dz, \quad (17)$$

а средние $\bar{\phi}$, $\bar{\rho C_s}$, $\bar{\lambda_s}$, $\bar{a_s}$ определяются аналогичным путем.

В рамках принятой модели температура (обозначим ее как $T_0^{(b)}$) на подошве осадочной толщи, в числе других параметров среды, зависит от коэффициента α_s . В соответствии с выражением (10) при $z = 0$ эта температура не изменяется с возрастом литосферы (и осадочного чехла) и равна

$$T_0^{(b)} = T_0(0, t) = T_1(0, t) = T_s + (T_{ph} - T_s) \frac{\text{erf}(v)}{\text{erf}(v) + \gamma \text{erf}(u)} \neq f(t). \quad (18)$$

Как следует из рис. 2 с ростом значений α_s температура на поверхности литосферы, вследствие теплоизолирующего влияния накапливающихся осадков на тепловой режим литосферы, может достигать первых сотен градусов Цельсия, что свидетельствует об ухудшении условий ее остывания и, в конечном итоге, о замедлении роста ее мощности во времени. При этом зависимость температуры $T_0^{(b)}(\alpha_s)$ от свойств материала осадочного чехла нельзя назвать сильной. Максимальное относительное расхождение между значениями $T_0^{(b)}(\alpha_s)$ в интервалах возможного изменения указанных величин ($0,65 \leq \phi_0 \leq 0,75$ и $0,4 \leq k_s \leq 0,5\text{ км}^{-1}$) не превосходит ~16 %.

В нашей модели показателем степени остывания литосферы под осадками и уменьшения ее мощности является изменение величины коэффициента $\beta(\alpha_s)$ относительно его значения $\beta(\alpha_s = 0)$, то есть при отсутствии осадков. Рис. 2 наглядно демонстрирует это уменьшение с возрастанием коэффициента α_s , что эквивалентно сокращению мощности литосферы при увеличении мощности осадков $h_s(t)$. При $\alpha_s = 0$ коэффициент $\beta(0) \approx 8,52\text{ км/(млн лет)}^{1/2}$. Он характеризует мощность литосферы в открытом океане (без осадков). Зависимость коэффициента $\beta(\alpha_s)$ от свойств осадков в чехле невелика с максимальным относительным расхождением его значений меньше 1 % в указанном интервале изменения параметров осадков.

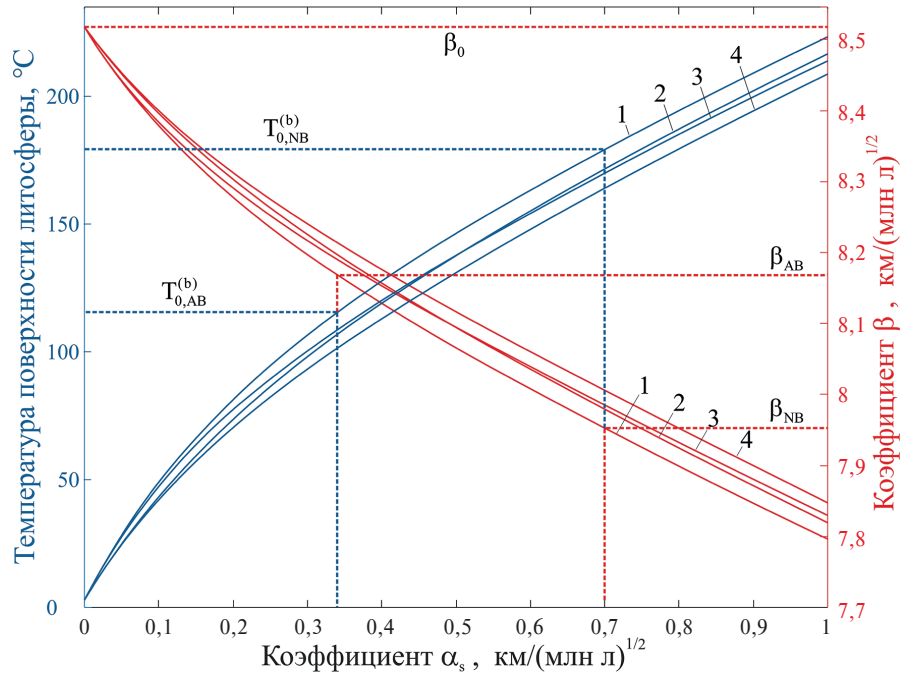


Рис. 2. Температура $T_0^{(b)} = T_1(0, t)$ (°C) на поверхности литосферы и коэффициент β как функции от коэффициента α_s . Графики и шкала в синих тонах — $T_0^{(b)}/\alpha_s$ в красных — $\beta(\alpha_s)$. Параметры осадков: 1) $\varphi_0 = 0,75$, $k_s = 0,4 \text{ км}^{-1}$; 2) $\varphi_0 = 0,65$, $k_s = 0,4 \text{ км}^{-1}$; 3) $\varphi_0 = 0,75$, $k_s = 0,5 \text{ км}^{-1}$; 4) $\varphi_0 = 0,65$, $k_s = 0,5 \text{ км}^{-1}$

Fig. 2. Temperature $T_0^{(b)} = T_1(0, t)$ (in °C) at the lithosphere surface and the coefficient β as functions of the coefficient α_s . Graphs and scale in blue tones — $T_0^{(b)}/\alpha_s$ in red — $\beta(\alpha_s)$. Sediments parameters: 1) $\varphi_0 = 0,75$, $k_s = 0,4 \text{ км}^{-1}$; 2) $\varphi_0 = 0,65$, $k_s = 0,4 \text{ км}^{-1}$; 3) $\varphi_0 = 0,75$, $k_s = 0,5 \text{ км}^{-1}$; 4) $\varphi_0 = 0,65$, $k_s = 0,5 \text{ км}^{-1}$

2.2. Погружение литосферы с осадками и глубина океана

С увеличением возраста литосферы ее мощность и вес вертикальной колонки с единичным горизонтальным сечением и высотой, равной этой мощности, возрастают и она испытывает погружение в менее плотную и менее вязкую астеносферу. Если литосфера перекрывается осадочной толщей, то под ее весом литосфера испытывает дополнительное погружение. Глубина океана Δh относительно вершины хребта также изменяется. При этом в зависимости от мощности осадочной толщи (или коэффициента α_s) и свойств осадков величина Δh либо положительна, то есть дно моря погружается относительно вершины хребта, либо отрицательна, когда мощность осадочного слоя настолько велика, что поверхность осадков находится выше уровня вершины хребта. Исследуем эти изостатические условия.

На расстоянии от оси спрединга, соответствующем возрасту t литосферы, выберем тонкую вертикальную колонку с верхним торцом, расположенным в водном слое на уровне вершины хребта. Нижний торец колонки размещается на границе литосфера—астеносфера, т. е. на глубине $\Delta h(t) + h_s(t) + H_L(t)$ от вершины хребта. Сравнивая литостатическое давление здесь и на том же уровне на оси спрединга (в вязкой жидкости — астеносфере) находим $(\rho_w \Delta h + \bar{\rho}_s h_s + \bar{\rho}_L H_L)g = \rho_a g(\Delta h + h_s + H_L)$ (g — ускорение свободного падения), откуда получаем выражение для приращения $\Delta h(t)$ за счет погружения литосферы вместе с осадочным слоем при учете как его веса, так и его влияния на остывание литосферы:

$$\Delta h(t) = \frac{\bar{\rho}_L - \rho_a}{\rho_a - \rho_w} H_L(t) - \frac{\rho_a - \bar{\rho}_s}{\rho_a - \rho_w} h_s(t). \quad (19)$$

Здесь: $\rho_a = \rho_L^0(1 - \alpha_L T_m)$ — плотность астеносферного вещества на оси спрединга; ρ_w — плотность морской воды. Средняя плотность литосферы $\bar{\rho}_L$ равна

$$\bar{\rho}_L(t) = -\frac{1}{\xi(t)} \int_{\xi(t)}^0 \rho_L(z, t) dz, \quad (20)$$

где $\rho_L(z, t)$ — плотность вещества литосферы в точке z , зависящая от температуры в этой точке, то есть

$$\rho_L(z, t) = \rho_L^0 [1 - \alpha_L T_1(z, t)], \quad (21)$$

ρ_L^0 — начальная плотность вещества литосферы и астеносферы; α_L — коэффициент объемного теплового расширения этого вещества.

Подставляя выражение (21) в уравнение (20), находим:

$$\bar{\rho}_L(t) = \rho_L^0 [1 - \alpha_L \bar{T}_L(t)], \quad (22)$$

где $\bar{T}_L(t)$ — средняя температура литосферы, перекрытой осадочной толщей. Принимая во внимание выражение (11) для $T_1(z, t)$, эта средняя температура не изменяется с возрастом:

$$\bar{T}_L(t) = -\frac{1}{\xi(t)} \int_{\xi(t)}^0 T_1(z, t) dz = T_{ph} - \frac{\gamma(T_{ph} - T_s) [1 - \exp(-u^2)]}{\sqrt{\pi} u [\operatorname{erf}(v) + \gamma \operatorname{erf}(u)]} = \bar{T}_L \neq f(t). \quad (23)$$

С учетом уравнений (2), (9) и (22) выражение (19) для глубины океана относительно гребня хребта принимает следующий вид

$$\Delta h(t) = \kappa \sqrt{t}, \quad (24)$$

где

$$\kappa = \kappa_L - \kappa_s, \quad \kappa_L = \rho_L^0 \alpha_L \frac{T_m - \bar{T}_L}{\rho_a - \rho_w} \beta, \quad \kappa_s = \frac{\rho_a - \bar{\rho}_s}{\rho_a - \rho_w} \alpha_s. \quad (25)$$

Как следует из (24, 25), если $\kappa_s = \kappa_L$, то происходит полная компенсация осадками погружения литосферы. Если $\kappa_s > \kappa_L$, то $\Delta h(t) < 0$ и поверхность осадков располагается выше уровня вершины хребта.

Зависимость κ от α_s приведена на рис. 3, а. На врезке к этому рисунку для каждого графика указываются соответствующие ему значения параметров осадочного материала, а также значения α_s , при которых достигается полная компенсация осадками погружения литосферы, т. е. $\kappa(\alpha_s) = 0$. Рис. 3, а демонстрирует заметную чувствительность глубины $\Delta h(t)$ к используемым при вычислениях значениям параметров осадков. Если не учитывать воздействие накапливающегося осадочного чехла на тепловой режим океанической литосферы, то есть считать, что под осадками находится такая же литосфера, как в условиях открытого океана, то, составляя подобные (19) изостатические равенства, получаем выражение для глубины океана $\Delta h_0(t)$ относительно гребня хребта. Именно:

$$\Delta h_0(t) = \kappa_0 \sqrt{t}, \quad (26)$$

где

$$\kappa_0 = \kappa_L^0 - \kappa_s, \quad \kappa_L^0 = \rho_L^0 \alpha_L \frac{T_m - \bar{T}_L^0}{\rho_a - \rho_w} \beta_0, \quad (27)$$

а κ_s , как и раньше, определяется уравнением из (25), $\beta_0 = \beta(\alpha_s = 0)$, $\bar{T}_L^0 = \bar{T}_L(\alpha_s = 0)$.

Зависимость $\kappa_0(\alpha_s)$ демонстрируется на рис. 3, б. На врезке к этому рисунку для каждого графика также указываются соответствующие ему значения параметров осадочного материала и значения α_s , при которых достигается полная компенсация погружения литосферы. Как следует из рис. 3, б, коэффициенты $\kappa_0(\alpha_s)$ превосходят по величине коэффициенты $\kappa(\alpha_s)$, свидетельствуя о большей глубине океана с осадками без учета их теплового влияния на литосферу. Особенно это различие заметно, начиная с $\alpha_s > 0,3$, что говорит о заметно большем погружении поверхности литосферы, а следовательно, и морского дна, так как мощность осадков в обоих случаях одинакова. Из этого рисунка видно также, что влияние свойств осадочного материала (φ_0 , k_s , ρ_{sk}) на характер изменения $\kappa_0(\alpha_s)$ качественно такое же, как и влияние на $\kappa(\alpha_s)$.

3. Об эволюции глубины моря в котловинах Нансена и Амундсена, примыкающих к хребту Гаккеля

Используя полученные выше результаты, оценим причины существенно больших глубин моря в котловине Амундсена по сравнению с глубинами в котловине Нансена. Для этого рассмотрим глубинный сейсмический разрез вдоль профиля МОВ 2014–07 [6], пересекающего обе эти котловины перпендикулярно оси спрединга (рис. 5).

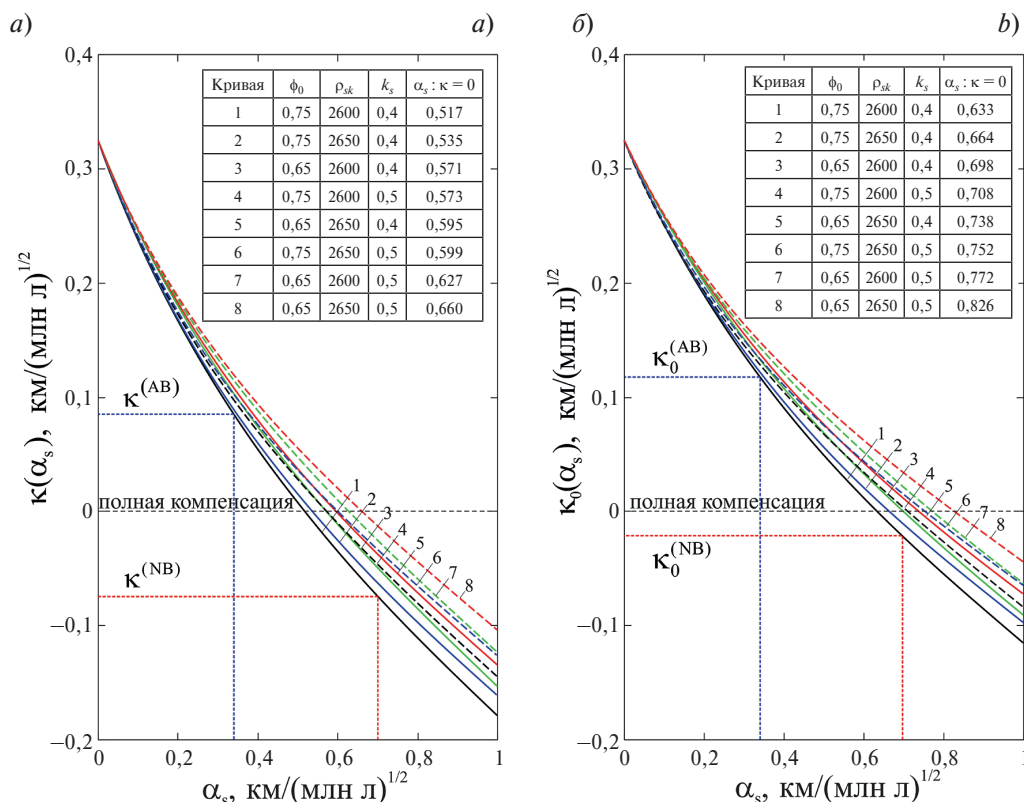


Рис. 3. Коэффициент κ как функция от коэффициента α_s : *a* — с учетом влияния осадконакопления на формирование океанической литосферы; *b* — без учета этого влияния; $\alpha_s: \kappa = 0$ — такое значение α_s , т. е. при полной компенсации осадками погружения литосферы

Fig. 3. Coefficient κ as a function of coefficient α_s : *a* — taking into account the influence of sedimentation on the formation of the oceanic lithosphere; *b* — ignoring this influence; $\alpha_s: \kappa = 0$ — a value α_s such that $\kappa = 0$, i. e. with complete compensation for the subsidence of the lithosphere by sediments

В океанической литосфере, в том числе перекрытой осадками, как правило (вдали от трансформных разломов и зон субдукции), действуют только напряжения растяжения, а потому естественно ожидать, что в обрамляющих медленносрединный хребет Гаккеля котловинах слои, составляющие осадочный покров, будут залегать практически горизонтально. Однако такая картина не является здесь повсеместной.

В котловине Нансена (НК), как следует из рис. 5, примерно до отметки 500 км на профиле все сейсмические границы на разрезе, включая дно моря, испытывают значительный подъем в южном направлении. Причем подъем происходит не только в пределах пассивной континентальной окраины, но и над наиболее древней частью литосферы океана. Это можно объяснить тем, что образующаяся океаническая литосфера в начальный момент сразу после разрыва континентальной приваривается к последней, затем утолщается, остывая и оставаясь с ней непрерывно соединенной. Поскольку плотность пород континентальной литосферы, существенно уступает плотности пород, составляющих океаническую, континентальная литосфера, обладая высокой положительной плавучестью в астеносфере, препятствует нормальному погружению края (наиболее древней части) океанической литосферы, плавучесть которой в астеносфере отрицательна, а мощность увеличивается с возрастом. В то же время под действием нагрузки утолщающейся океанической литосферы краевая часть континентальной испытывает дополнительное погружение относительно ее положения в момент разрыва, влияя на условия осадконакопления и наклон осадочных границ. С удалением от континентальной окраины ее влияние на характер погружения океанической литосферы должно убывать.

К северу от указанного на профиле пункта 500 км самые нижние, как нам представляется, сейсмические границы становятся субгоризонтальными. После отметки ≈ 520 соответствующей положению оси полосовой магнитной аномалии 20 (возраст литосферы 44 млн лет), эти границы далее не прослеживаются.

С учетом вышесказанного на оси линейной магнитной аномалии 20 в котловине Нансена выберем в качестве подошвы осадочного чехла точку на глубине $h_b \approx 8,1$ км, обведенную квадратом на рис. 5. Глубина моря на этой оси составляет $h_w \approx 3,4$ км, откуда получаем значение мощности осадочного покрова, примерно равное $h_s = h_b - h_w \approx 4,7$ км. Так как возраст океанической литосферы, как указано выше, составляет $t = 44$ млн

лет, находим значение коэффициента $\alpha_s = \alpha_s^{(HK)} \approx 0,7 \text{ км}/(\text{млн лет})^{1/2}$, в аппроксимирующей зависимости (2) для мощности осадочного слоя как функции от возраста океанической литосферы.

В котловине Амундсена (АК) аналогичная картина, хотя и в меньшей степени, чем в котловине Нансена, отмечается севернее пункта профиля $\sim 900 \text{ км}$, когда все отражающие границы, исключая дно моря, остающегося здесь практически горизонтальным, испытывают подъем по мере приближения к хребту Ломоносова с его континентальной литосферой.

На оси правой линейной магнитной аномалии 20 глубина моря составляет $h_w \approx 4,3 \text{ км}$, а подошва осадочного покрова располагается на глубине $h_b \approx 6,6 \text{ км}$. Таким образом, мощность осадков равна $h_s = h_b - h_w \approx 2,3 \text{ км}$, что при том же $t = 44 \text{ млн лет}$ соответствует значению коэффициента $\alpha_s = \alpha_s^{(AK)} \approx 0,34 \text{ км}/(\text{млн лет})^{1/2}$ в аппроксимирующей зависимости (2).

Для параметров осадков в обеих котловинах выберем характерные для терригенного заполнения осадочных бассейнов значения: $\rho_{sk} = 2600 \text{ кг}/\text{м}^3$, $\phi_0 = 0,75$, $k_s = 0,4 \text{ км}^{-1}$. Величина пористости ϕ_0 на дне моря обосновывается и используется в работе [1].

Используя полученные значения коэффициентов $\alpha_s^{(HK)}$ и $\alpha_s^{(AK)}$, находим, что в соответствии с рис. 2 уменьшение коэффициента $\beta(\alpha_s)$ с ростом α_s от $\beta(0)$ (в открытом океане) до $\beta(\alpha_s^{(HK)})$ в котловине Нансена составляет $\Delta\beta = 0,75 \text{ км}/(\text{млн лет})^{1/2}$. Если возраст литосферы равен $t = 53 \text{ млн лет}$ (предполагаемое время раскрытия океана в центральной области Евразийского бассейна), то литосфера под осадками в котловине Нансена будет на $\Delta\beta\sqrt{t} \approx 4,15 \text{ км}$ тоньше, чем литосфера в открытом океане. При коэффициенте $\beta(\alpha_s^{(ФЛ)})$ имеем для котловины Амундсена $\Delta\beta = 0,35 \text{ км}/(\text{млн лет})^{1/2}$ и на том же возрасте ее мощность меньше соответствующего значения в открытом океане на $\Delta\beta\sqrt{t} \approx 2,55 \text{ км}$.

Оценка степени теплового влияния осадконакопления на литосферу при $\alpha_s = \alpha_s^{(HK)}$ и $t = 53 \text{ млн лет}$, показывает, что в котловине Нансена глубина моря меньше примерно на 350–400 м, чем в случае океана с таким же осадочным покровом, но без учета этого воздействия на литосферу (различие между $\kappa(\alpha_s)$ и $\kappa_0(\alpha_s)$ на рис. 3!). В котловине Амундсена при $\alpha_s = \alpha_s^{(AK)}$ аналогичная величина составляет примерно 240 м.

Основные параметры океанической литосферы в обеих котловинах, вычисленные в рамках принятой нами зависимости (2) мощности осадочного покрова от возраста литосферы, представлены в таблице.

Таблица

Table

Параметры литосферы

Lithosphere parameters

Котловина	$\beta \text{ км}/(\text{млн лет})^{1/2}$	$H_L^{(\max)} \text{ км}$	$\bar{T}_L \text{ К}/^\circ\text{C}$	$T_0(0, t) \text{ К}/^\circ\text{C}$	$\beta_0 \text{ км}/(\text{млн лет})^{1/2}$	$H_L^{(\max)} \text{ км}$	$\bar{T}_L \text{ К}/^\circ\text{C}$
НК	7,95	57,9	959/685	463/179	8,52	62	887/614
АК	8,17	59,5	932/659	388/115	8,52	62	887/614

Как следует из приведенной таблицы, в рамках принятой нами модели среды средняя температура литосферы $\bar{T}_L = \bar{T}_L^{(HK)}$ под котловиной Нансена больше $\bar{T}_L^{(AK)}$ на 26 К, тогда как температура на подошве осадочного слоя в котловине Нансена превосходит аналогичную в котловине Амундсена на 64 К. В то же время максимальная мощность $H_L^{(\max)}$ (на возрасте 53 млн лет) в котловине Амундсена превышает мощность одновозрастной литосферы в котловине Нансена на 1,6 км. Поскольку плотность литосферного вещества существенно превосходит среднюю плотность осадков, литосфера в котловине Амундсена погружается в астеносферу на большую глубину, чем в котловине Нансена, несмотря на существенно большие мощность и среднюю плотность осадочного покрова в последней. Это приводит к разной степени погружения литосферы с перекрывающими ее осадками или, что то же самое, приращению глубины моря относительно гребня хребта Гаккеля в обеих котловинах. Этот вывод наглядно подтверждается зависимостью вычисленных, используя выражения (24, 26), значений $\zeta = \Delta h(t)$ и $\zeta = \Delta h_0(t)$, графики которых приведены на рис. 4.

Значения вычисленных глубин как дна, так и подошвы осадочного покрова вынесены на тот же глубинный сейсмический разрез вдоль профиля МОВ 2014-07 (рис. 5) [6]. Как следует из этого рисунка, наши оценочные глубины моря как в котловине Нансена, так и в котловине Амундсена, вычисленные с учетом не только гравитационного, но и теплового влияния осадконакопления, сопоставимы с реально существующими вполне удовлетворительно. Перепады глубин моря в точках с возрастом литосферы в 44 млн лет в обеих котловинах, вычисленные («оранжевые») и реальные («красные»), также близки.

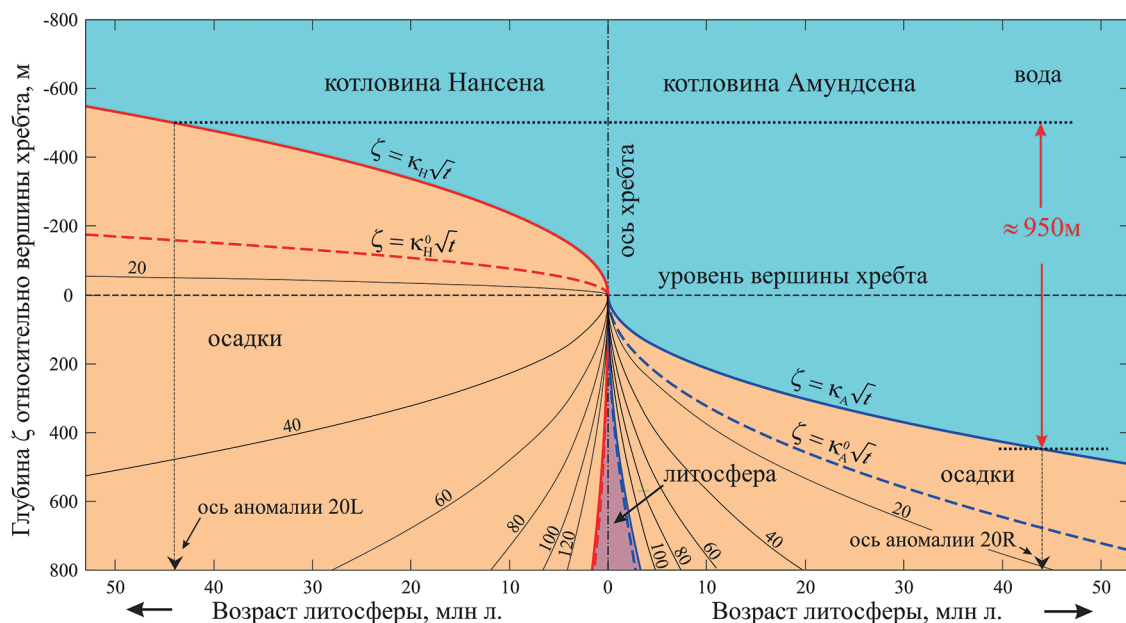


Рис. 4. Изменение вычисленной глубины океана $\zeta(t)$ относительно вершины хребта. Красные линии соответствуют котловине Нансена, синие — Амундсена. Пунктир — глубины без учета влияния осадконакопления на формирование океанической литосферы, тонкие линии с индексами — изолинии температуры и ее значения в $^{\circ}\text{C}$

Fig. 4. Change in calculated ocean depth $\zeta(t)$ relative to the ridge crest. The red lines correspond to the Nansen Basin, and the blue lines to the Amundsen Basin. The dotted lines represent depths excluding the influence of sedimentation on the formation of the oceanic lithosphere, the thin lines with indices are temperature isolines and their values in $^{\circ}\text{C}$

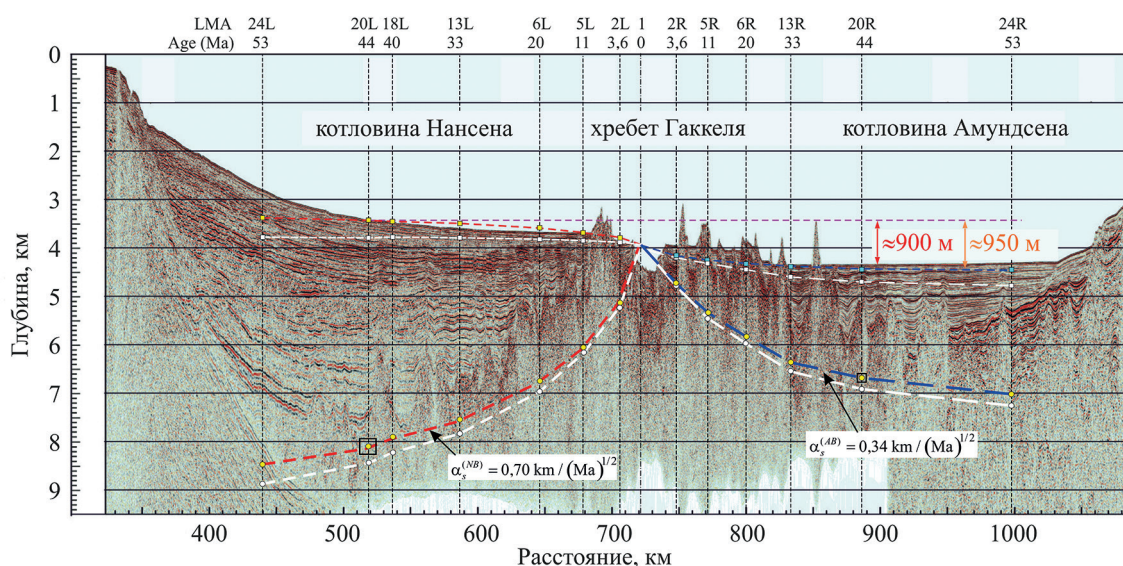


Рис. 5 Изменение вычисленной и фактической глубины океана относительно вершины хребта. Красные линии соответствуют котловине Нансена; синие Амундсена. Тонкий пунктир — вычисленная глубина моря относительно вершины хр. Гаккеля; жирный пунктир — подошва осадочного чехла. Белый пунктир — такие же поверхности, но без учета теплового влияния процесса осадконакопления. LMA — линейные магнитные аномалии, их номера и возраст

Fig. 5. Change in calculated and actual ocean depths relative to the ridge top. The red lines correspond to the Nansen Basin; the blue lines to the Amundsen Basin. The thin dotted line is the calculated sea depth relative to the Gakkel Ridge crest; the thick dotted line is the base of the sedimentary cover. The white dotted line represents the same surfaces, but without taking into account the thermal influence of sedimentation. LMA are linear magnetic anomalies, their numbers, and ages

4. Выводы

Несмотря на то, что выполненное исследование является оценочным и осуществлялось на примере одного сейсмического разреза с использованием приближенной модели формирования осадочного чехла в котловинах, полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Глубины моря в котловинах Нансена и Амундсена, вычисленные для литосферы различного возраста с учетом как гравитационного, так и теплового влияния осадконакопления, вполне удовлетворительно сопоставимы с реально существующими. Расчетные перепады глубин моря в опорных точках в центральных областях обеих котловин весьма близки к реальным.

2. Выполненное моделирование образования океанической литосферы, перекрываемой накапливающимися осадками, в Евразийском бассейне Ледовитого океана с учетом как гравитационного, так и теплового влияния процесса осадконакопления показывает, что наблюдаемое различие глубин в котловинах Нансена и Амундсена действительно определяется мощностями их осадочных покровов и является вполне закономерным.

3. Использование только гравитационного, без учета теплового, влияния осадконакопления в изостатических схемах определения глубины моря может привести к ошибкам, составляющим несколько сотен метров, поскольку сам процесс осадконакопления изменяет режим остывания океанической литосферы, и поэтому уменьшает ее мощность.

4. Процесс осадконакопления влияет не только на тепловой режим океанической литосферы, но и на распределение температуры в самом осадочном чехле. Это должно обязательно учитываться при расчете индексов зрелости океанических осадков для генерации углеводородов и определения областей нефтегазообразования.

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 No. FMWE-2024-0028).

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Conflict of interests

The authors declare no conflict of interests.

Литература

1. Jokat W., Micksch U. Sedimentary structure of the Nansen and Amundsen basins, Arctic Ocean // Geophysical research letters. 2004. Vol. 31, L02603. <https://doi.org/10.1029/2003GL018352>
2. Сорохтин О.Г. Зависимость топографии срединно-океанических хребтов от скорости раздвижения дна океана // Доклады АН СССР. 1973. Т. 208. С. 1338–1341.
3. Athy L.F. Density, porosity and compaction of sedimentary rocks // AAPG Bul. 1930. No. 14. P. 1–24.
4. Бацанин С.Ф., Гольмисток А.Я. О тепловой эволюции океанической литосферы в условиях осадконакопления // Океанология. 1986. Т. 26, № 3. С. 654–658.
5. Allen P.A., Allen J.R. Basin analysis. Oxford: Blackwell Sci. Publ., 1990. 451 p.
6. Арктический бассейн (геология и морфология) / Ред. В.Д. Каминский. СПб.: ВНИИОкеангеология, 2017. 291 с.

References

1. Jokat W., Micksch U. Sedimentary structure of the Nansen and Amundsen basins, Arctic Ocean. Geophysical Research Letters. 2004;31: L02603. <https://doi.org/10.1029/2003GL018352>

2. Sorokhtin OG. Dependence of the mid-ocean ridges topography on the ocean floor spreading rate. *Report of the USSR Academy of Sciences*. 1973;208:1338–1341.
3. Athy LF. Density, porosity and compaction of sedimentary rocks. *AAPG Bulletin*. 1930;14:1–24.
4. Batsanin SF, Golmshtok AY. On the thermal evolution of the oceanic lithosphere under sedimentation conditions. *Oceanology*. 1986;26(3):654–658.
5. Allen PA, Allen JR. Basin analysis. Oxford: Blackwell Scientific Publications; 1990. 451 p.
6. Kaminsky VD, editor. Arctic Basin (geology and morphology). St. Petersburg: VNIIOkeangeologia; 2017. 291 p. (In Russ.).

Об авторах

ГОЛЬМШТОК Александр Яковлевич, кандидат физико-математических наук, главный научный сотрудник СПбФ ИО РАН, Scopus AuthorID: 6602613595, SPIN-код (РИНЦ): 8068-9293, e-mail: golmshtok@gmail.com

ПИСКАРЕВ Алексей Лазаревич, доктор геолого-минералогических наук, главный научный сотрудник ВНИИОкеангеология, профессор СПбГУ — Институт наук о Земле, ORCID: 0000-0002-6957-0242, e-mail: apiskarev@gmail.com

DOI [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-3](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-3)

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

УДК 551.466.3



© [Д. В. Чаликов](#)^{1,2}, К. В. Фокина^{1*}, 2026

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

²Университет Мельбурна, 3010 Виктория, Австралия

*fokinakarina@yandex.ru

Численное моделирование ветровых волн с учетом притока энергии и диссипации

Статья поступила в редакцию 19.06.2025, после доработки 10.02.2026, принята в печать 12.02.2026

Аннотация

В статье рассматривается актуальная проблема в области моделирования ветровых волн, связанная с необходимостью точного описания притока энергии от ветра и диссипации волновой энергии. Отмечается, что корректный учет этих процессов является важным шагом для повышения точности волновых прогнозов и оценки рисков, возникающих при экстремальных волновых явлениях. В статье представлены примеры параметризации притока и диссипации энергии, включенные в фазо-разрешающую модель трехмерных волн TriDWave, основанную на нелинейных уравнениях Эйлера. Приток энергии рассчитывается на основе модифицированной теории Майлза, а диссипация — с помощью оператора, активируемого в зонах, близких к обрушению, и осуществляющего быстрое сглаживание поверхности. На основе длительных численных экспериментов показано, что включение этих параметризаций позволяет реалистично моделировать развитие волнового поля: воспроизводить рост полной энергии, смещение спектрального пика в сторону меньших волновых чисел, а также формирование волн с характерной вертикальной и горизонтальной асимметрией. Представленный подход закладывает основу для разработки более совершенных параметризаций физических процессов в фазо-разрешающих волновых моделях и способствует созданию надежных систем прогноза ветрового волнения.

Ключевые слова: потенциальные поверхностные волны, численное моделирование, приток энергии, диссипация волн, спектр волн, метод преобразования Фурье, статистические характеристики волн, экстремальные волны

© [D. V. Chalikov](#)^{1,2}, [K. V. Fokina](#)^{1*}, 2026

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

²University of Melbourne, Victoria 3010, Australia

*fokinakarina@yandex.ru

Numerical modeling of wind waves with energy input and dissipation

Received 19.06.2025, Revised 10.02.2026, Accepted 12.02.2026

Abstract

The paper addresses a critical challenge in wind wave modeling — the need for accurate representation of energy input from wind and wave energy dissipation. It is emphasized that reliable incorporation of these processes is essential for improving the accuracy of operational wave forecasting models and for assessing risks associated with extreme wave events. The study introduces specific parameterizations for energy input and dissipation, implemented within the three-dimensional potential wave model TriDWave, which is based on nonlinear Euler equations in a periodic domain. Energy input is computed using a modified Miles theory, while dissipation is modeled via an operator triggered in near-breaking wave regions, facilitating rapid surface smoothing. Long-term numerical simulations demonstrate that incorporating these parameterizations enables realistic modeling of wave field evolution under steady wind forcing, including the reproduction of total energy growth, spectral peak downshift, and the formation of waves with characteristic vertical and horizontal asymmetry. The presented approach establishes a foundation for developing more refined physical parameterizations in wave models and contributes to the creation of reliable wind wave forecasting systems.

Keywords: potential surface waves, numerical modeling, energy input, wave dissipation, wave spectrum, Fourier transform method, statistical wave characteristics, extreme waves

Ссылка для цитирования: Чаликов Д.В., Фокина К.В. Численное моделирование ветровых волн с учетом притока энергии и диссипации // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2026. Т. 19, № 1. С. 45–58. EDN KLUSKM.

[https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-3](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-3)

For citation: Chalikov D.V., Fokina K.V. Numerical modeling of wind waves with energy input and dissipation. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2026;19(1):45–58. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-3](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-3)

1. Введение

Одним из ключевых методов геофизической гидродинамики является математическое моделирование, т. е. воспроизведение эволюции природных явлений с помощью моделей, базирующихся на фундаментальных уравнениях гидродинамики. Морские волны нельзя назвать экзотическим явлением, поскольку они возникают по всей акватории Мирового океана, который занимает более 70 % поверхности планеты. Однако их изучение долгое время развивалось медленнее других разделов геофизической гидродинамики. Это связано с рядом трудностей: необходимостью учитывать множество пространственных и временных масштабов — от длины отдельной волны до размеров всего океана, значительной энергией волновых процессов, а также математическими сложностями их описания. Математическое моделирование волн получило широкое развитие как в прикладных областях — таких как прогноз волнения, мониторинг состояния океана и расчет воздействия волн на инженерные сооружения, так и в фундаментальной науке, где значительное внимание уделяется изучению нелинейных свойств волн на примере идеализированных ситуаций.

Общее ограничение существующих численных моделей ветровых волн связано с предположением о потенциальности течения. Применение данного упрощения обусловлено тем, что переход к непотенциальной модели требует решения всего комплекса задач, связанных с описанием турбулентности. Реальные волны развиваются в среде со сдвигами скорости, они порождают турбулентность, взаимодействуют с турбулентностью и частично диссипируют за ее счет ([1], Глава 11).

Среди существующих потенциальных моделей морских волн, следует выделить модель HOS [2]. Ее применение наиболее успешно для случаев, когда волновое поле характеризуется относительно узким спектральным диапазоном. Учет области коротких высокочастотных волн в модели HOS связан со значительными трудностями. Это ограничение следует из самой основы метода: предположение о потенциальности течения перестает выполняться для коротких крутых волн, склонных к обрушению и генерации вихрей, а спектральное представление на основе гармоник Фурье становится неэффективным для описания возникающих локальных особенностей. Используемая в настоящей работе модель TriDWave [3] (см. описание модели в разделе 2) также основана на предположении о потенциальности, но первичными переменными в ней являются форма поверхности и поле скорости (представленное в виде потенциала скорости). В модели TriDWave разложение в ряд Фурье служит исключительно вычислительным инструментом, отдельные Фурье-моды не имеют самостоятельного физического смысла и используются для эффективного численного решения уравнений в частных производных. Такой подход кажется естественным, поскольку реальные волновые моды на самом деле нелинейны, а амплитуды формальных линейных мод изменяются со временем.

Модель TriDWave может использоваться в двух режимах. Самый простой из них — квазистационарный режим, в котором предполагается, что спектр волны не меняется в течение достаточного времени для расчета необходимых статистических характеристик. Расчет по модели в таком режиме не связан с большими затратами машинного времени. Такой подход широко используется для расчета статистических характеристик волнового поля (например, повторяемости экстремальных волн) при заданной форме спектра.

Более сложный, нестационарный режим предполагает учет притока энергии от ветра и диссипации — физических процессов, не описываемых исходной системой уравнений. Как правило, эти параметризации существенно опираются на эмпирические данные и уступают по строгости фундаментальным уравнениям, имеющим строгое математическое обоснование. Хотя физические процессы в волнах в некотором отношении проще, чем, например, в атмосфере, они изучены в значительно меньшей степени. Вследствие этого параметризации притока и диссипации энергии в волнах остаются недостаточно разработанными.

Физической основой процесса притока энергии служит линейная теория Майлза [4]. Однако для практического моделирования решающее значение имели полуэмпирические параметризации, полученные на основе натурных данных, такие как в работе [5], где впервые была получена количественная зависимость скорости роста волн от обратного возраста волны. Дальнейшее развитие привело к созданию более сложных нелинейных параметризаций, устанавливающих двустороннюю связь между волновым полем и атмосферным пограничным слоем, где растущее волнение увеличивает шероховатость поверхности и модифицирует профиль ветра, что, в свою очередь, влияет на эффективность передачи энергии [6]. Альтернативный подход представлен в работе [7], где показано, что классическая линейная зависимость коэффициента роста волн от скорости ветра значительно занижает приток энергии при сильных ветрах и предложена существенно более сильная, нелинейная параметризация, которая лучше описывает экстремальные условия и динамику развития волнения на начальной стадии.

Параметризация диссипации энергии, обусловленной обрушением волн, остается наиболее сложной задачей из-за стохастической природы процесса. Классические схемы, разработанные для моделей третьего поколения, представляли диссипацию как степенную функцию от спектральной плотности, подобранную для достижения баланса энергии в развитом море [8]. Более физически обоснованные современные подходы связывают потери энергии с мгновенным состоянием волнового поля. Например, в схеме Батеса–Янссена [9] для мелководья диссипация рассчитывается исходя из доли обрушающихся волн, определяемой предельной крутизной. Более современные подходы стремятся к большей физической обоснованности. В работе [10] предложена параметризация, в которой скорость диссипации за счет обрушения явно связана со средней крутизной отдельных волновых компонент, а не с интегральными характеристиками спектра, что дает более реалистичное распределение диссипации по частотам и направлениям. Приведенные параметризации успешно решают задачу замыкания уравнений в спектральных моделях, где физические процессы описываются в терминах усредненных статистических характеристик поля. Однако они неприменимы напрямую к фазо-разрешающим моделям, таким как TriDWave. Последние оперируют не со спектральной плотностью, а с мгновенной формой поверхности, для них требуется принципиально иной подход: оператор должен локально действовать в физическом пространстве, идентифицируя зоны, близкие к обрушению, по непосредственным характеристикам поверхности (например, по ее кривизне или крутизне), и осуществлять быстрое сглаживание. При этом алгоритм должен быть вычислительно эффективным, чтобы не нарушать устойчивость долговременного моделирования многомодового волнового поля.

В настоящей работе описывается технология фазо-разрешающего моделирования реального волнового поля, представляющего собой ансамбль волн сложной формы, с учетом разработанных для такого типа моделей параметризаций физических процессов притока и диссипации волновой энергии.

2. Основные уравнения модели TriDWave

Используется нестационарная, не ортогональная система координат:

$$\xi = x, \quad \vartheta = y, \quad \zeta = z - \eta(\xi, \vartheta, \tau), \quad \tau = t. \quad (1)$$

Трехмерные уравнения Эйлера для потенциальных волн в системе координат (1) принимают следующий вид:

$$\eta_\tau = -\eta_\xi \varphi_\xi - \eta_\vartheta \varphi_\vartheta + (1 + \eta_\xi^2 + \eta_\vartheta^2) \varphi_\zeta, \quad (2)$$

$$\varphi_\tau = -\frac{1}{2}(\varphi_\xi^2 + \varphi_\vartheta^2 - (1 + \eta_\xi^2 + \eta_\vartheta^2) \varphi_\zeta^2) - \eta - p_0, \quad (3)$$

$$\varphi_{\xi\xi} + \varphi_{\vartheta\vartheta} + \varphi_{\zeta\zeta} = 2\eta_\xi \varphi_{\xi\zeta} + 2\eta_\vartheta \varphi_{\vartheta\zeta} + (\eta_{\xi\xi} + \eta_{\vartheta\vartheta}) \varphi_\zeta - (\eta_\xi^2 + \eta_\vartheta^2) \varphi_{\zeta\zeta}, \quad (4)$$

где φ — трехмерный потенциал скорости; p_0 — давление на поверхности; нижние индексы обозначают дифференцирование. Уравнения (2)–(4) записаны в безразмерной форме с использованием соответствующих масштабов, представляющих собой комбинацию масштаба длины L и ускорения силы тяжести g . Например, масштаб времени представлен как $L^{1/2}g^{-1/2}$, масштаб скорости $L^{1/2}g^{1/2}$ и т. д.

Эволюционные уравнения (2) и (3) относятся к поверхности $\eta(\xi, \vartheta, \tau)$, (4) — диагностическое уравнение для трехмерного потенциала скорости. Уравнения (2) и (3) формально выглядят как двумерные, но содержат вертикальную производную потенциала φ_ζ , для вычисления которой необходимо решить трехмерное эллиптическое уравнение (4) с нижним $\varphi_\zeta(\zeta \rightarrow -\infty) = 0$ и верхним $\varphi(\zeta = 0) = \varphi_0$ граничными условиями. Аппроксимация уравнений основана на подходе Фурье-преобразования, когда все линейные операции производятся в пространстве Фурье, а для вычисления нелинейных членов используется расширенное сеточное пространство. Описание численной схемы не является предметом данной статьи. Подробности можно найти в [1, 3].

Модель TriDWave предназначена для моделирования многомодового волнового поля в условиях периодичности. Это условие предполагает, что физические процессы рассматриваются в области, размерность которой мала по сравнению с размерами бассейна. Сама область достаточно велика, чтобы вместить большой ансамбль волн разного размера.

3. Взаимодействие волн и ветра

Для численного учета притока энергии от ветра в рамках фазо-разрешающих и спектральных моделей требуется параметризация, основанная на детальном описании взаимодействий, происходящих в волновом пограничном слое (ВПС). Наиболее физически обоснованный подход к построению такой параметризации

основан на использовании совместной двумерной модели ВПС и модели ветровых волн, сформулированной в конформной системе координат, следующей за движущейся поверхностью [11]. Эта модель позволяет рассчитать поле поверхностного давления, инициированное нестационарным многомодовым волновым полем, и выделить ту его часть, которая ответственна за передачу энергии и импульса волнам.

В модели TriDWave, параметризация притока энергии от ветра к волнам основана на линейной теории Майлза, согласно которой компоненты Фурье поверхностного давления связаны с компонентами Фурье возвышения поверхности следующим выражением:

$$p = \beta(\Omega)\eta, \quad (5)$$

где p , β , η — действительные и мнимые части давления, возвышения поверхности и так называемой β -функции. Каждая волновая мода инициирует моды давления. Функция β зависит от безразмерной частоты $\Omega = \omega_k \cos(\theta)U / g = \cos(\theta)U / c_k$ (U — скорость ветра, θ — угол между направлением ветра и волновой моды, $c_k = g/\omega_k$ — фазовая скорость k -ой моды).

Вид β -функции для диапазона безразмерных частот ($-20 < \Omega < 20$) уточняется путем статистической обработки обширных массивов данных, полученных в длительных расчетах эволюции волнового поля, заданного спектром JONSWAP, под действием ветра в рамках упомянутой выше совместной модели ВПС и потенциальных волн в конформных координатах.

Поскольку в одном вычислительном эксперименте с фиксированным спектром JONSWAP энергия сосредоточена в относительно узком диапазоне волновых чисел, для охвата всего исследуемого диапазона была применена серия из 88 расчетов. В расчетах варьировалось значение безразмерного волнового числа пика в диапазоне ($10 < k_p < 100$), при этом значение обратного возраста волны в спектральном пике было фиксированным и составило $U/c_p = 2$ (c_p — фазовая скорость волны в пике спектра). Такой подход позволил последовательно смещать пик спектра вдоль оси волновых чисел, обеспечив достаточный для статистической обработки объем данных для гармоник с самыми разными частотами.

Волновое поле задавалось как суперпозиция 1000 линейных мод, а вычислительная сетка состояла из 4000 узлов по горизонтали и 40 неравномерных уровней по вертикали с параметром растяжения равном 1,20. Интегрирование выполнялось с безразмерным шагом по времени равном 0,001 на протяжении 50000 шагов, причем первые 10000 шагов каждого запуска исключались из анализа для исключения переходного процесса. В процессе каждого расчета генерировалась последовательность мгновенных полей возвышения поверхности и поверхностного давления, для которых вычислялись соответствующие комплексные Фурье-амплитуды (η_k , η_{-k}) и (p_k , p_{-k}). Область изменения ключевого параметра Ω была разделена на 400 интервалов в диапазоне ($-20 < \Omega < 20$) с шагом $\Delta\Omega = 0,1$. Все пары амплитуд, рассчитанные в разные моменты времени для всех расчетов, группировались по интервалам в соответствии с локальным значением Ω для каждой моды k . Поскольку поле давления содержит шум, для выделения полезного сигнала внутри каждого интервала проводилось усреднение, а точки, отклоняющиеся более чем на одно стандартное отклонение от аппроксимирующей кривой, последовательно отбрасывались. Усредненные по оставшимся точкам значения действительной и мнимой частей β -функции были аппроксимированы кусочно-полиномиальной функцией, которая представляет β -функцию в виде $\beta(\Omega) = \beta_k(\Omega) + i\beta_{-k}(\Omega)$, где мнимая часть β_{-k} , ответственная за обмен энергией, демонстрирует линейный рост при малых Ω , а действительная часть β_k характеризует фазовый сдвиг между давлением и возвышением. Такой подход обеспечил покрытие широкого диапазона Ω и корректную статистическую обработку, результаты которой представлены в безразмерном виде в итоговых формулах.

Аппроксимация β -функции, полученная в результате таких расчетов, имеет вид:

$$\begin{aligned} \beta_{-k} &= -0,01055 + 0,199\Omega + 0,0098\Omega^2 + 0,00019\Omega^3 & \Omega \leq -1, \\ \beta_{-k} &= -0,05 + 0,1\Omega - 0,05\Omega^2 & -1 < \Omega \leq 1, \\ \beta_{-k} &= -0,0385 + 0,055\Omega - 0,0147\Omega^2 + 0,00496\Omega^3 & 1 < \Omega \leq 8, \\ \beta_{-k} &= -4,4289 + 0,7937\Omega & 8 < \Omega, \\ \beta_k &= -0,5068 + 0,6648\Omega - 0,2097\Omega^2 & -1,5 \leq \Omega < 4,7, \\ \beta_k &= 0,6667 + 1,778\Omega & \Omega < 1,5, \\ \beta_k &= 3,1507 - 1,0959\Omega & \Omega \geq 4,7. \end{aligned} \quad (6)$$

где коэффициенты подобраны таким образом, чтобы мнимая часть β_{-k} была положительной при $\Omega > 1$ (режим передачи энергии от ветра волнам) и отрицательной при $\Omega < 1$ (режим передачи энергии от волн ветру), что качественно соответствует теории Майлза.

Использование данной параметризации позволяет воспроизводить реалистичную эволюцию волнового спектра под действием ветра, включая рост энергии, смещение пика спектра в сторону меньших волновых чисел и установление квазистационарного состояния.

Стоит отметить, что первоначальная теория Майлза применима к волнам малой амплитуды. В спектре волн все моды предполагаются линейными, поэтому метод, описанный выше, формально можно применять к любому волновому полю. Поскольку реальные волны имеют сложную форму, т. е. все они описываются набором мод с различными амплитудами и фазами, нет гарантии, что суперпозиция линейных мод давления описывает распределение давления на поверхности волны произвольной формы. Расчеты, проведенные в [11], показывают, что для набора линейных волн малой амплитуды инициированное поверхностное давление действительно подчиняется теории Майлза. Метод является особенно точным для монохроматических волн. Предполагается, что с ростом амплитуд теория из детерминированной превращается в стохастическую. Это означает, что давление, инициируемое ветром, изменяется случайным образом, и его влияние на волны имеет смысл рассматривать только в усредненном виде.

4. Диссипация энергии

Существует несколько механизмов диссипации энергии волн, наиболее очевидным из которых является обрушение волн. Поскольку при этом происходит интенсивное перемешивание воды и воздуха с образованием пены и брызг, для теоретического описания процесса недостаточно моделей, основанных на представлении о невязкой жидкости с четкой границей раздела. Требуются более сложные двухфазные и турбулентные модели, которые, однако, часто вынужденно опираются на те или иные упрощения. Маловероятно, что такой подход может привести к простым и надежным схемам параметризации диссипации волн. Основная задача параметризации опрокидывания волн в рамках фазо-разрешающих моделей заключается в том, чтобы не допустить ситуации, выводящей модель за рамки ее применимости, когда возникает неоднозначная зависимость возвышения от координат (например, образование вертикального фронта или «петли»). Подобная ситуация может возникнуть на любой стадии развития волны на разных волновых числах. Для устойчивого расчета необходимо ввести сглаживание поверхности с учетом контроля преобразования энергии и сохранения массы.

В различных фазо-разрешающих моделях для предотвращения нереалистичного роста высокочастотной энергии и численной неустойчивости применяются более простые схемы диссипации. В ряде работ, посвященных прямому моделированию волн, устойчивость расчетов обеспечивается за счет спектральной фильтрации высокочастотных гармоник или других форм искусственной диссипации (см., например, работы [2, 12, 13]). Эти подходы вычислительно эффективны и часто достаточны для моделирования слабо нелинейного волнения [14], где нелинейные эффекты незначительны и не происходит интенсивного обрушения. Однако в контексте моделирования сильно нелинейного, развитого волнения такие глобальные схемы имеют существенные ограничения: они рассеивают энергию равномерно по всей области, не различая спокойные участки поверхности и зоны, близкие к обрушению. Это приводит к некорректному с физической точки зрения затуханию длинных, наиболее энергетически значимых волн и искажению нелинейных взаимодействий.

Предложенная в данной работе параметризация основана на ином подходе: диссипативный оператор активируется локально, только в точках с экстремальной кривизной, что является индикатором приближающегося обрушения. Статистический анализ, проведенный по результатам длительного моделирования, показывает, что в нелинейном поле распределение вероятности больших отрицательных значений кривизны на порядки превышает таковое для суперпозиции линейных мод с тем же спектром (см. рис. 2 в [15]), что делает кривизну чувствительным индикатором формирования острых гребней. Такой подход позволяет достичь двух ключевых целей: 1) диссипация сосредоточена там, где она действительно происходит в природе — в зонах обрушающихся гребней, имитируя передачу импульса и энергии течению и турбулентности; 2) основная, необрушающаяся часть волнового поля эволюционирует согласно потенциальным уравнениям Эйлера практически без искажений, что критически важно для корректного воспроизведения нелинейной статистики, в том числе экстремальных волн.

Для повышения адаптивности и устойчивости алгоритма в качестве порога обрушения используется безразмерный критерий $\eta_{\xi\xi}^C$, учитывающий интенсивность всего волнового поля. А именно, диссипация активируется в точках, где произведение среднеквадратичного отклонения поля возвышения и лапласиана поверхности превышает по модулю эмпирическую константу, которая в зависимости от условий эксперимента обычно принимает значения в диапазоне от 50 до 100. Такой подход позволяет критерию

автоматически ужесточаться для более развитого волнения. В точках, где кривизна превышает заданный порог, к правым частям уравнений (2) и (3) добавляются диффузионные члены с нелинейным коэффициентом диффузии B , быстро растущим с увеличением абсолютной величины кривизны:

$$B_{\xi} = \begin{cases} \Delta \xi C_B (\eta_{\xi\xi})^2 \eta_{\xi\xi} < \eta_{\xi\xi}^C, \\ 0 & \eta_{\xi\xi} \geq \eta_{\xi\xi}^C, \end{cases} \quad (7)$$

$$B_{\eta} = \begin{cases} \Delta \eta C_B (\eta_{\eta\eta})^2 \eta_{\eta\eta} < \eta_{\eta\eta}^C, \\ 0 & \eta_{\eta\eta} \geq \eta_{\eta\eta}^C. \end{cases}$$

Алгоритм сохраняет объем и уменьшает локальную потенциальную и кинетическую энергию, имитируя передачу потерянных импульса и энергии течению и турбулентности. Кроме того, энергия и импульс могут передаваться другим волновым режимам. Выбор параметров в схеме основан на простых рассуждениях: волны должны максимально приблизиться к обрушению, но не обрушаться и подвергаться сглаживанию.

5. Примеры расчетов

Число мод, используемых для аппроксимации спектров, было равно 256×128 , (число узлов сетки 1024×512), число вертикальных уровней равно 20. Начальные условия рассчитывались на основе эмпирического спектра JONSWAP [16] с максимумом при безразмерном волновом числе $k_p = 50$ и очень узким углом расширения, моделирующим начальную стадию развития волн. При этом задавалось, что безразмерная скорость ветра, заданная в начальных условиях как $U = 5c_p$ (c_p — безразмерная фазовая скорость в спектральном пике), остается постоянной на всем периоде интегрирования. Расчеты проводились с безразмерным шагом по времени $\Delta t = 0,01$ в течение 200000 временных шагов ($t = 2000$ безразмерных единиц времени), что соответствует примерно 2247 периодам волны пика. Поскольку скорость ветра существенно превышала фазовую скорость волн, энергия волн и их размеры росли. Эволюция интегральных характеристик решения представлена на рис. 1. Рассчитанные интегральные характеристики представляют собой очень малые величины, поэтому для удобства представления они умножены на соответствующие масштабирующие множители (см. подрисуючную подпись).

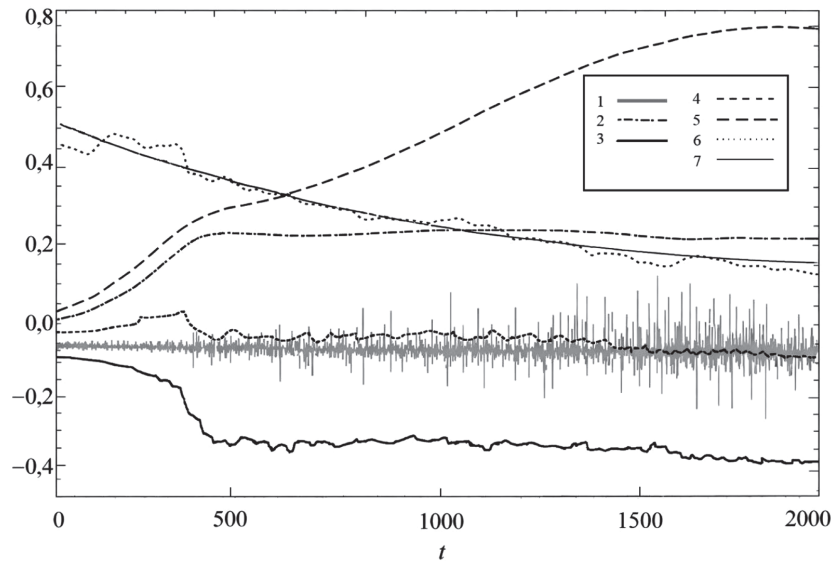


Рис. 1. Эволюция безразмерных интегральных характеристик решения: 1 — скорость нелинейных взаимодействий $10^9 N$; 2 — скорость поступления энергии от ветра $10^7 I$; 3 — скорость диссипации энергии $10^7 D$; 4 — полный баланс энергии $10^7(I + D)$; 5 — эволюция полной энергии $10^5 E$; 6 — эволюция волнового числа пика спектра $0,01k_p$; 7 — сглаженная кривая 6

Fig. 1. The evolution of dimensionless integral characteristics. The rate of evolution of 1 — nonlinear interaction $10^9 N$; 2 — input of energy from wind $10^7 I$; 3 — energy dissipation $10^7 D$; 4 — balance of energy $10^7(I + D)$; 5 — evolution of the integral energy $10^5 E$; 6 — peak wavenumber $0.01k_p$; 7 — smoothed curve 6

На рис. 1 представлена эволюция значений нелинейных взаимодействий N (кривая 1), вычисляемых как скорость изменения полной энергии по правым частям исходных консервативных уравнений (2)–(3) без учета членов притока и диссипации. В адиабатическом режиме исходные уравнения должны сохранять полную энергию, и величина N теоретически должна быть равна нулю. В действительности, из-за ошибок дискретизации, она представляет собой малые, некоррелированные во времени колебания вокруг нуля, что и наблюдается на рис. 1. В рассматриваемом неадиабатическом режиме при включенных параметризациях притока и диссипации энергии вычисляемая величина нелинейных взаимодействий остается малой — на два десятичных порядка меньше интегральных притоков и рассеивания энергии. Это подтверждает, что нелинейные взаимодействия, описываемые исходными уравнениями, сами по себе не генерируют и не уничтожают энергию. Основной вклад в изменение полной энергии (кривая 5) вносят именно приток энергии от ветра (кривая 2) и диссипация энергии (кривая 3), баланс которых ($I + D$) показан кривой 4. Приток энергии от ветра I быстро растет до момента времени $t = 400$ и после этого остается на одном уровне. Большая часть энергии, поступающей от ветра, рассеивается, но баланс энергии $I + D$ сохраняется положительным до момента времени $t = 1500$, что выражается в росте полной энергии E (равной сумме потенциальной и кинетической энергии, кривая 5). Точечная кривая 6 и сглаженная сплошная кривая 7 показывают сдвиг безразмерного волнового числа пика спектра k_p . Стоит отметить, что на ранней стадии эволюции форма спектра быстро перестраивается и в этот период несколько близких локальных максимумов оказываются сопоставимыми по величине, что приводит к резким колебаниям мгновенного значения волнового числа спектрального пика, не связанным с физическим переносом энергии по спектру. Временное сглаживание подавляет описанные колебания и позволяет выделить медленную эволюцию спектрального пика; поэтому начальная стадия для кривой 6 на данном графике выражена слабее.

На рис. 2 показаны одномерные волновые спектры как функции модуля волнового числа. Спектры получены усреднением по углам и по четырем последовательным временным интервалам: $(0 \div 10)$, $(10 \div 300)$, $(300 \div 1000)$, $(1000 \div 2000)$. Представление спектров в логарифмических координатах позволяет проанализировать асимптотическое поведение их высокочастотных хвостов. Видно, что в области больших волновых чисел спектр близок к степенной зависимости, при этом наклон хвоста слабо меняется по мере развития волнения. Основные изменения спектральной формы связаны со смещением спектрального пика и ростом интегральной энергии, которая за время интегрирования увеличилась в 11 раз. Максимум исходного спектра приходится на $k_p = 50$, наибольший спектр имеет максимум при $k_p = 25$ (см. кривую 6 на рис. 1).

Примеры спектра волн на разных стадиях развития показаны на рис. 3 в полярных координатах (углы показаны как лучи, а модуль волнового числа находится на горизонтальной оси). Для наглядности спектры нормированы максимальным значением на панели g . Как видно, характерные значения спектра увеличиваются на порядок по мере развития, а пик спектра смещается от волнового числа $k_p = 50$ до $k_p = 20$.

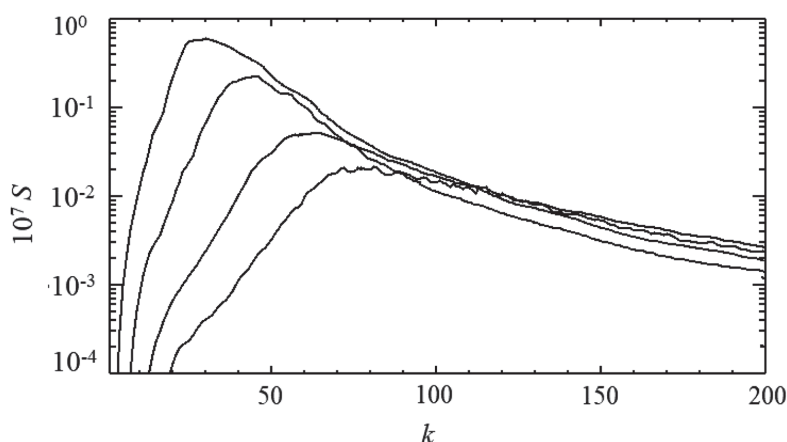


Рис. 2. Одномерные безразмерные волновые спектры S как функции модуля безразмерного волнового числа k (горизонтальная ось), полученные путем усреднения двумерных спектров по четырем временным интервалам и суммирования по направлениям

Fig. 2. 1D dimensionless wave spectra as a function of absolute value of wavenumber (horizontal axis), obtained by directional integration of two-dimensional spectra and subsequent averaging over four time intervals

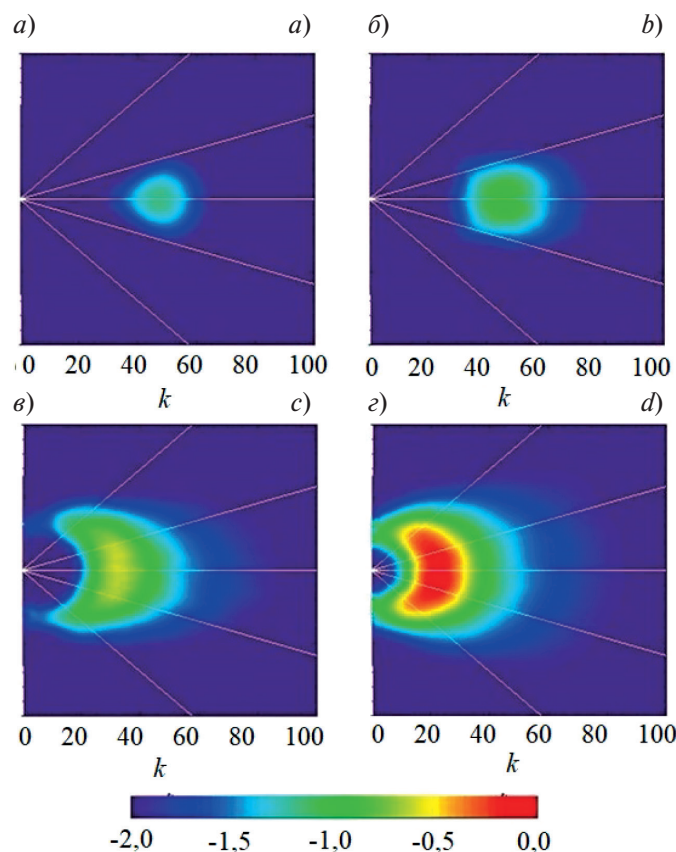


Рис. 3. Двумерные спектры усредненные за периоды, показанные на рис. 2, и нормированные на максимальное значение спектра S_m за последний период вычислений в полярных координатах (φ, k) : φ — направление мод (лучи), k — модуль волнового числа (горизонтальная ось), Легенда определяет значения $S_l = \log_{10}(S/S_m)$. Темно-синий фон соответствует $S_l \leq -2$

Fig. 3. Two-dimensional spectra averaged over the time intervals shown in Fig. 2 and normalized by the maximum spectral value from the final interval, presented in polar coordinates (φ, k) : φ — mode direction (rays), k — absolute value of wavenumber (horizontal axis). The legend indicates the values of $S_l = \log_{10}(S/S_m)$. Dark blue background corresponds to $S_l \leq -2$

6. Экстремальные волны

Одной из важнейших практических задач прикладной океанографии является оценка рисков, связанных с экстремальными (аномально высокими) волнами. Их появление представляет серьезную угрозу для судоходства и морских инженерных сооружений. Это явление долгое время считалось необычным, по-видимому, потому что океан огромен, а количество волн в нем очень велико. Прямые встречи с такой волной были сравнительно редки (не говоря уже о том, что документально хорошо было зафиксировано не очень много таких случаев). Между тем экстремальные волны систематически (и не так уж редко) возникают в полях, генерируемых полными нелинейными уравнениями [17].

Надежный прогноз вероятности таких событий возможен на основе прямых волновых моделей, способных адекватно описывать физику волн, включая нелинейную динамику волнового поля, приток энергии от ветра и диссипацию. Следовательно, разработка и усовершенствование параметризаций физических процессов (притока и диссипации энергии), выполняемая на основе полных нелинейных моделей является необходимым шагом для повышения точности прогнозов опасных волновых явлений.

Поскольку модель TriDWave воспроизводит полную нелинейную динамику поверхности, для анализа экстремальных волн был использован прямой метод, основанный на обработке мгновенных полей возвы-

шения. Алгоритм анализирует поле в направлении среднего распространения волн, идентифицируя локальные экстремумы. Ключевым параметром — полной высотой волны — считалась разность между локальным максимумом $\eta_{\max}$ (гребнем) и предшествующим ему минимумом $\eta_{\min}$ (впадиной). Этот подход позволяет учесть реальную, сильно несимметричную форму волн, которую генерирует модель. Все статистические оценки были получены для длительного ряда данных, состоящего из 1006 592 пар значений ($\eta_{\max}$, $\eta_{\min}$), что гарантирует репрезентативность результатов.

Длительные расчеты по развитию волн под действием ветра выявили ряд статистических свойств волнового поля, важных для оценки экстремальных явлений. Интегральные распределения вероятности для высот гребней, глубин впадин и полных высот волн (рис. 4) демонстрируют «тяжелые хвосты», характерные для нелинейных систем. В проведенных экспериментах волны, полная высота которых превышала удвоенную характерную высоту волн ($2H_s$) наблюдались около 100 раз. Этот количественный результат позволяет перейти от качественных рассуждений к оценке реальной вероятности экстремальных событий в заданных условиях. Необходимо отметить, что разброс данных (пунктирные линии на рис. 4) возрастает для наиболее высоких волн, что отражает присущую таким редким событиям статистическую неопределенность.

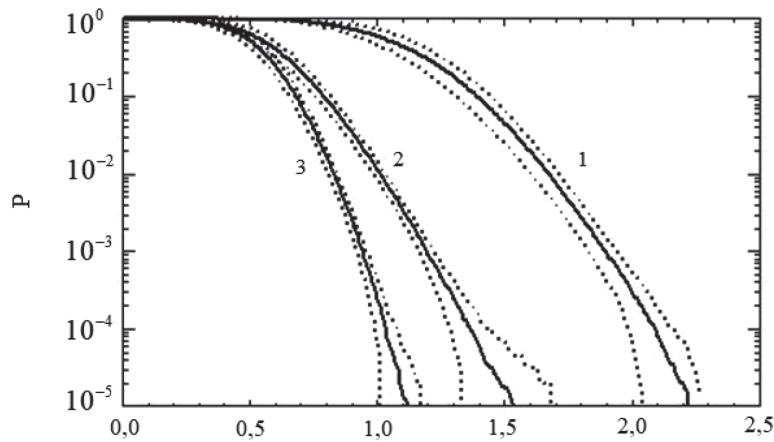


Рис. 4. Интегральная вероятность для высоты гребня (кривая 1), глубины впадины (кривая 2) и полной высоты волны (кривая 3). Все величины нормированы на характерную высоту волн. Пунктирные линии показывают разброс вероятности. По оси абсцисс отложены значения высот или глубин, по оси ординат — вероятность

Fig. 4. The integral probability for the crest (curve 1), the trough depth (curve 2) and the full height of wave (curve 3). All curves are normalized by significant wave height. Dotted curves show the scatter of the probability. The abscissa axis corresponds to the height or depth, while the ordinate axis shows probability P

Наиболее значимым результатом является выраженная вертикальная асимметрия реальных нелинейных волн. На рис. 5 представлены зависимости отклонений высот гребней $\tilde{H}_c$ и впадин $\tilde{H}_t$ от полной высоты волны H_{tc} , которые аппроксимированы следующими выражениями:

$$\tilde{H}_c = 0,045H_{tc} + 0,0694H_{tc}^2, \quad (8)$$

$$\tilde{H}_t = -0,053H_{tc} + 0,0622H_{tc}^2. \quad (9)$$

Статистическая обработка более одного миллиона индивидуальных волн показала, что в среднем высота гребня составляет приблизительно $\tilde{H}_c \approx 0,63H_{tc}$, тогда как глубина предшествующей впадины — лишь $\tilde{H}_t \approx 0,37H_{tc}$ (рис. 5). Такое соотношение, существенно отличающееся от симметричного профиля линейных волн, является прямым следствием нелинейных взаимодействий и указывает на естественную склонность волн к формированию острых гребней и пологих впадин. Данное свойство принципиально важно, поскольку именно высота гребня в наибольшей степени определяет ударное воздействие волны на инженерные сооружения и суда.

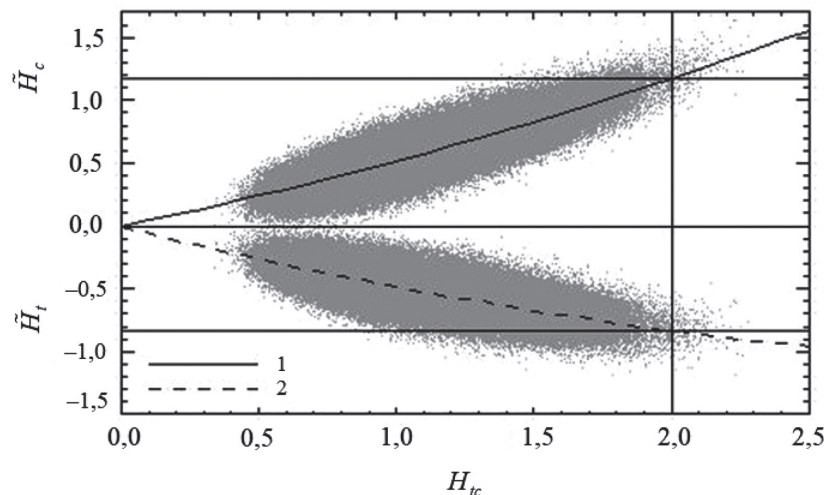


Рис. 5. Зависимость положительного $\tilde{H}_c$ (верхняя часть графика) и отрицательного $\tilde{H}_t$ (нижняя часть графика) отклонений от полной высоты волны H_{tc} . Все величины нормированы на характерную высоту волны H_s . Каждая пара максимума и минимума, расположенных в направлении общего распространения волн, определена на отрезке, равном длине волны, соответствующей пику спектра

Fig. 5. The dependence of positive $\tilde{H}_c$ (an upper part of panel) and negative $\tilde{H}_t$ (a lower part) deviations on the full height of wave H_{tc} . All the values are normalized by the significant wave height H_s . Each pair of maximum and minimum located in the direction of general movement of waves is found in the segment equal to the wavelength of spectrum peak

Для количественной оценки было рассчитано безразмерный параметр вертикальной (Sk) асимметрии волновых профилей. Расчет проводился по всему массиву мгновенных значений возвышения поверхности:

$$Sk = \frac{\langle \eta^3 \rangle}{\langle \eta^2 \rangle^{3/2}}. \quad (10)$$

Здесь $\langle \cdot \rangle$ обозначает пространственное усреднение.

Для развитого волнового поля были получены значения $Sk \approx 0,28$. Полученное положительное значение количественно подтверждает преобладание острых гребней над глубокими впадинами, что согласуется с соотношениями, показанными на рис. 5.

Важным выводом является подтверждение свойства статистического самоподобия волнового поля. Когда все статистические характеристики (распределения высот, моменты поля) нормируются на характерную высоту волн, они демонстрируют высокую степень универсальности, почти не зависящую от стадии развития волнения (см. рис. 6, где кривые для разных периодов практически совпадают). Это означает, что вероятность встретить волну высотой, например, $2,5H_s$, остается примерно постоянной как для слабого, так и для развитого шторма. Данное свойство позволяет экстраполировать оценки рисков, полученные в результате численных экспериментов или ограниченных натурных измерений, на волновые поля с любой энергией, что кардинально упрощает задачу оперативного прогнозирования опасных явлений.

В дополнение к статистическому описанию, полные нелинейные модели позволяют исследовать механизмы, лежащие в основе возникновения экстремальных волн. Одним из наиболее наглядных и эффективных сценариев является пространственно-временная фокусировка энергии. Это явление возникает, когда гребни нескольких волн, двигаясь с близкими фазовыми скоростями, совпадают по фазе в определенный момент времени в локализованной области пространства. Численные эксперименты с использованием точных уравнений для случая взаимодействия двух нелинейных волновых пакетов [18] демонстрируют, что такая суперпозиция может приводить к быстрому (за доли периода) формированию одиночной волны, амплитуда которой существенно превышает линейную сумму амплитуд исходных волн. Процесс характеризуется резкой локализацией энергии и часто является предвестником интенсивного, но короткого по времени обрушения гребня.

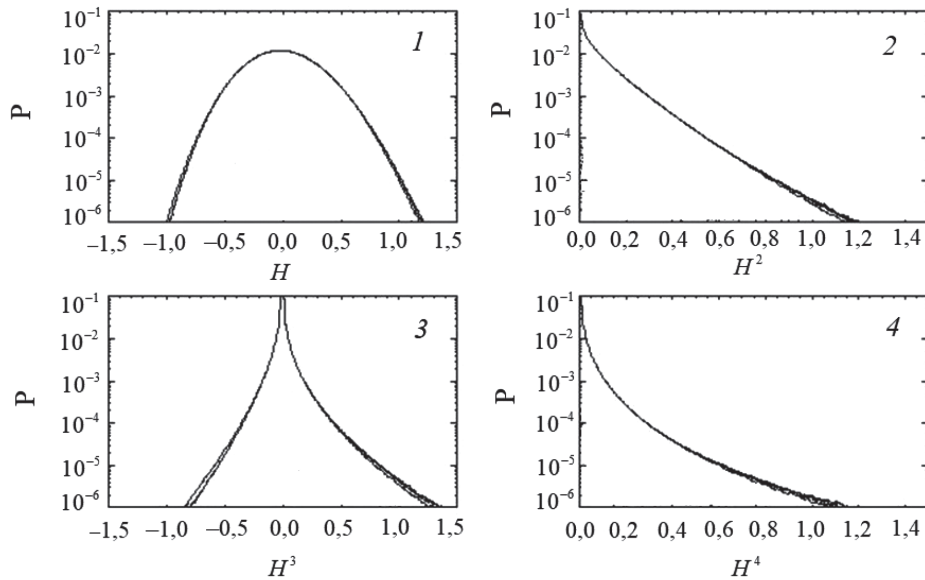


Рис. 6. Распределение вероятности для первых четырех статистических моментов поля возвышения, рассчитанных за четыре последовательных периода и нормированных на характерную высоту волны ($H^n = \eta H_s^{-1}$, где $n = 1, 2, 3, 4$). Отмечается полное совпадение всех кривых на рисунке

Fig. 6. Distribution of probability for four first statistical moments of elevation field, calculated for four consequent periods. The values of elevation are normalized by the significant wave height ($H^n = \eta H_s^{-1}$, где $n = 1, 2, 3, 4$). All the curves shown nearly coincide

В полях, генерируемых моделью TriDWave, такие события возникают спонтанно как часть естественной нелинейной динамики, подтверждая, что экстремальные волны не являются случайными выбросами, а представляют собой закономерное, хотя и редкое, следствие внутренней физики волнового поля. Изучение подобных механизмов на основе прямого моделирования является важным шагом для понимания пределов применимости линейной статистики и разработки физически обоснованных поправок к прогнозным моделям.

Проведенное исследование демонстрирует, что полные нелинейные модели являются уникальным инструментом для получения достоверной статистики экстремальных волн и анализа механизмов их формирования. Результаты данного моделирования указывают на то, что корректное описание нелинейной статистики и вероятности экстремальных событий невозможно без точного учета двух ключевых компонентов: 1) механизма притока энергии от ветра, который определяет общий энергетический баланс и скорость развития волнения; 2) диссипации за счет обрушения волн, которая выступает главным ограничителем роста амплитуд и напрямую влияет на форму «тяжелого хвоста» распределения высот волн. Таким образом, разработка и верификация параметризаций для этих процессов, которым посвящены разделы 3 и 4 настоящей работы, представляют необходимый этап для повышения точности оперативных прогнозов волн.

7. Заключение

В данной работе излагаются общие принципы подхода к моделированию реальных волн в открытом океане на основе полной нелинейной модели ветровых волн TriDWave, дополненной физически обоснованными параметризациями ключевых процессов. Поскольку модель описывает индивидуальное движение многих тысяч волн разного размера, то для воспроизведения волнового режима в конкретном водоеме она заведомо непригодна. Поэтому основное назначение модели — исследование статистического режима волновых полей для различных спектральных распределений энергии. Еще более важным применением модели является разработка параметризации физических процессов в волнах, связанных с преобразованием энергии. Численное моделирование волн имеет очевидные преимущества перед экспериментальными исследованиями, особенно в аэродинамических каналах, где ускорение резко ограничено и возникает множество других помех из-за малых размеров бассейнов и неточности измерений.

В рамках данного подхода были предложены схемы для учета притока энергии от ветра на основе модифицированной теории Майлза и диссипации, вызванной обрушением волн, с помощью диффузионного оператора, обеспечивающего локальное сглаживание. Длительные численные эксперименты подтвердили, что включение этих параметризаций позволяет реалистично воспроизводить развитие волнового поля под действием постоянного ветра, а также получать статистические характеристики, соответствующие реальному волнению. Однако же в целом нельзя сказать, что проблема описания притока и диссипации энергии в волновых моделях в настоящее время изучена удовлетворительно.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИОРАН (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. Chalikov D. Numerical modeling of sea waves. Springer, 2016. 330 p. EDN YVEVGD. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-32916-1>
2. Ducrozet G., Bonnefoy F., Le Touzé D., Ferrant P. HOS-ocean: Open-source solver for nonlinear waves in open ocean based on High-Order Spectral method // Computer Physics Communications. 2016. Vol. 203. P. 245–254. <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2016.02.017>
3. Чаликов Д.В., Фокина К.В. Прямая (фазо-разрешающая) модель поверхностных волн // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2025. Т. 18, № 1. С. 8–18. EDN REKTQQ. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.18\(1\)-1](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.18(1)-1)
4. Miles J.W. On the generation of surface waves by shearflows // Journal of Fluid Mechanics. 1957. Vol. 3, Iss. 2. P. 185–204. <https://doi.org/10.1017/S0022112057000567>
5. Snyder R.L., Dobson F.W., Elliott J.A., Long R.B. Array measurements of atmospheric pressure fluctuations above surface gravity waves // Journal of Fluid Mechanics. 1981. Vol. 102. P. 1–59. <https://doi.org/10.1017/S0022112081002528>
6. Janssen P.A.E.M. Quasi-linear theory of wind-wave generation applied to wave forecasting // Journal of Physical Oceanography. 1991. Vol. 21, Iss. 11. P. 1631–1642. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1991\)021<1631:QLTOWW>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1991)021<1631:QLTOWW>2.0.CO;2)
7. Donelan M.A., Babanin A.V., Young I.R., Banner M.L. Wave-follower field measurements of the wind-input spectral function. Part II: Parameterization of the wind input // Journal of Physical Oceanography. 2006. Vol. 36, Iss. 8. P. 1672–1689. EDN MFHGGX. <https://doi.org/10.1175/JPO2933.1>
8. Komen G.J., Hasselmann S., Hasselmann K. On the existence of a fully developed wind-sea spectrum // Journal of Physical Oceanography. 1984. Vol. 14. P. 1271–1285 [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1984\)014<1271:OTEOAF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1984)014<1271:OTEOAF>2.0.CO;2)
9. Battjes J.A., Janssen J.P.F.M. Energy loss and set-up due to breaking of random waves // Proceedings of the 16th International Conference on Coastal Engineering. 1978. P. 569–587. <https://doi.org/10.9753/icce.v16>
10. Ardhuin F., Rogers E., Babanin A., et al. Semiempirical Dissipation Source Functions for Ocean Waves. Part I: Definition, Calibration, and Validation // Journal of Physical Oceanography. 2010. Vol. 40, Iss. 9. P. 1917–1941. EDN OMOLNF. <https://doi.org/10.1175/2010JPO4324.1>
11. Chalikov D., Rainchik S. Coupled numerical modelling of wind and waves and the theory of the wave boundary layer // Boundary-Layer Meteorology. 2010. Vol. 138. P. 1–41. EDN OHTVBH. <https://doi.org/10.1007/s10546-010-9543-7>
12. Xiao W., Liu Y., Wu G., Yue D.K.P. Rogue wave occurrence and dynamics by direct simulations of nonlinear wave-field evolution // Journal of Fluid Mechanics. 2013. Vol. 720. P. 357–392. EDN RGYKQB. <https://doi.org/10.1017/jfm.2013.37>

13. Dommermuth D.G., Yue D.K.P. A high-order spectral method for the study of nonlinear gravity waves // *Journal of Fluid Mechanics*. 1987. Vol. 184. P. 267–288.
14. Korotkevich A., Pushkarev A., Resio D., Zakharov V. Numerical verification of the weak turbulent model for swell evolution // *European Journal of Mechanics-B/Fluids*. 2007. Vol. 27. P. 361–387. EDN LLDYOV. <https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2007.08.004>
15. Chalikov D. Numerical modeling of surface wave development under the action of wind // *Ocean Science*. 2018. Vol. 14. P. 453–470. EDN YCERRB. <https://doi.org/10.5194/os-14-453-2018>
16. Hasselmann K., Barnett T.P., Bouws E., et al. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint Sea Wave Project (JONSWAP) // *Ergaenzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift Reihe A*. 1973. A8. P. 1–95.
17. Chalikov D. Freak waves: their occurrence and probability // *Physics of Fluid*. 2009. Vol. 21, Iss. 7. 076602. EDN MWYJEX. <https://doi.org/10.1063/1.3175713>
18. Chalikov D., Babanin A.V. Nonlinear sharpening during superposition of surface waves // *Ocean Dynamics*. 2016. Vol. 66. P. 931–937. <https://doi.org/10.1007/s10236-016-0965-8>

References

1. Chalikov D. Numerical modeling of sea waves. Springer; 2016. 330 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-32916-1>
2. Ducrozet G, Bonnefoy F, Le Touzé D, Ferrant P. HOS-ocean: Open-source solver for nonlinear waves in open ocean based on High-Order Spectral method. *Computer Physics Communications*. 2016;203:245–254. <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2016.02.017>
3. Chalikov DV, Fokina KV. Direct (phase-resolving) model of surface waves. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2025;18(1):8–18. (In Russ.) [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.18\(1\)-1](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.18(1)-1)
4. Miles JW. On the generation of surface waves by shear flows. *Journal of Fluid Mechanics*. 1957;3(2):185–204. <https://doi.org/10.1017/S0022112057000567>
5. Snyder RL, Dobson FW, Elliott JA, Long RB. Array measurements of atmospheric pressure fluctuations above surface gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics*. 1981;102:1–59. <https://doi.org/10.1017/S0022112081002528>
6. Janssen PAEM. Quasi-linear theory of wind-wave generation applied to wave forecasting. *Journal of Physical Oceanography*. 1991;21(11):1631–1642. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1991\)021<1631:QLTOWW>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1991)021<1631:QLTOWW>2.0.CO;2)
7. Donelan MA, Babanin AV, Young IR, Banner ML. Wave-follower field measurements of the wind-input spectral function. Part II: Parameterization of the wind input. *Journal of Physical Oceanography*. 2006;36(8):1672–1689. <https://doi.org/10.1175/JPO2933.1>
8. Komen GJ, Hasselmann S, Hasselmann K. On the existence of a fully developed wind-sea spectrum. *Journal of Physical Oceanography*. 1984;14:1271–1285. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1984\)014<1271:OTEOAF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1984)014<1271:OTEOAF>2.0.CO;2)
9. Battjes JA, Janssen JPFM. Energy loss and set-up due to breaking of random waves. *Proceedings of the 16th International Conference on Coastal Engineering*. 1978;569–587. <https://doi.org/10.9753/icce.v16>
10. Ardhuin F, Rogers E, Babanin A, et al. Semiempirical Dissipation Source Functions for Ocean Waves. Part I: Definition, Calibration, and Validation. *Journal of Physical Oceanography*. 2010;40(9):1917–1941. <https://doi.org/10.1175/2010JPO4324.1>
11. Chalikov D, Rainchik S. Coupled Numerical Modelling of Wind and Waves and the Theory of the Wave Boundary Layer. *Boundary-Layer Meteorology*. 2010;138:1–41. <https://doi.org/10.1007/s10546-010-9543-7>
12. Xiao W, Liu Y, Wu G, Yue DKP. Rogue wave occurrence and dynamics by direct simulations of nonlinear wave-field evolution. *Journal of Fluid Mechanics*. 2013;720:357–392. <https://doi.org/10.1017/jfm.2013.37>
13. Dommermuth DG, Yue DKP. A high-order spectral method for the study of nonlinear gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics*. 1987;184:267–288.
14. Korotkevich A, Pushkarev A, Resio D, Zakharov V. Numerical verification of the weak turbulent model for swell evolution. *European Journal of Mechanics — B/Fluids*. 2007;27:361–387. <https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2007.08.004>
15. Chalikov D. Numerical modeling of surface wave development under the action of wind. *Ocean Science*. 2018;14:453–470. <https://doi.org/10.5194/os-14-453-2018>
16. Hasselmann K, Barnett TP, Bouws E, et al. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint Sea Wave Project (JONSWAP). *Ergaenzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift Reihe A*. 1973; A8:1–95.
17. Chalikov D. Freak waves: their occurrence and probability. *Physics of Fluids*. 2009;21(7):076602. <https://doi.org/10.1063/1.3175713>
18. Chalikov D, Babanin AV. Nonlinear sharpening during superposition of surface waves. *Ocean Dynamics*. 2016;66:931–937. <https://doi.org/10.1007/s10236-016-0965-8>

Об авторах

ЧАЛИКОВ Дмитрий Викторович, доктор физико-математических наук, профессор, ведущий научный сотрудник СПбФ ИО РАН, ORCID: 0000-0001-8698-9558, WoS ResearcherID: AAO-3528-2020, Scopus AuthorID: 57203700718, SPIN-код (РИНЦ): 4192-7324, e-mail: dmitry-chalikov@yandex.ru

ФОКИНА Карина Владимировна, кандидат физико-математических наук, младший научный сотрудник СПбФ ИО РАН, ORCID: 0000-0003-1826-0452, WoS ResearcherID: MCI-7658-2025, Scopus AuthorID: 57225150215, SPIN-код (РИНЦ): 9395-5822, e-mail: fokinakarina@yandex.ru

DOI [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-5](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-5)

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

УДК 551.466.33



© А. А. Бухарев*, К. Ю. Булгаков, К. В. Фокина, 2026

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

*anton.bukharev@gmail.com

Прогноз максимальной высоты ветровых волн на основе спектра плотности волновой энергии с помощью фазо-разрешающей модели и машинного обучения

Статья поступила в редакцию 02.12.2025, после доработки 18.02.2026, принята в печать 24.02.2026

Аннотация

Предлагается комбинированная методика для оперативного прогноза максимальной высоты волны, которая объединяет преимущества спектральных, фазо-разрешающих моделей и машинного обучения, преодолевая некоторые ограничения, связанные с ресурсоемкими вычислениями прямого численного моделирования. Методика использует частотно-угловой спектр из модели WAVEWATCH III, преобразует его в поле волновых чисел и передает в качестве начальных условий в фазо-разрешающую модель TRIDWAVE для генерации нелинейного волнового поля и расчета искомой экстремальной характеристики. Чтобы избежать вычислительной затратности этого этапа при каждом прогнозе, разработана полносвязная нейронная сеть, которая обучается аппроксимировать результаты модели TRIDWAVE на основе пар «угловой волновой спектр — максимальная высота волны». Эксперименты, проведенные для акватории Балтийского моря, показали, что обученная сеть предсказывает максимальную высоту волны со средней относительной ошибкой около 5 %, демонстрируя способность восстанавливать нелинейную статистику по линейному спектру.

Ключевые слова: максимальная высота волны, прогноз волн, фазо-разрешающее моделирование, машинное обучение, нейронные сети, WAVEWATCH III

© А. А. Bukharev*, K. Yu. Bulgakov, K. V. Fokina, 2026

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

*anton.bukharev@gmail.com

Forecasting maximum wind wave height from wave spectra using phase-resolving model and machine learning

Received 02.12.2025, Revised 18.02.2026, Accepted 24.02.2026

Abstract

The paper presents a combined methodology for the operational forecasting of maximum wave height, integrating the strengths of spectral wave models, phase-resolving simulations, and machine learning to address the core limitations inherent in each approach. The procedure begins with a frequency-directional wave spectrum obtained from the WAVEWATCH III model, which is subsequently transformed into a wavenumber field and used as initial conditions for the phase-resolving model TRIDWAVE. This step enables the generation of a realistic nonlinear wave field from which the target extreme parameter (maximum wave height) is extracted. To circumvent the prohibitive computational cost associated with repeatedly executing the phase-resolving model, a feedforward neural network was developed and trained to act as a fast surrogate, learning the mapping from input wave spectra to the corresponding maximum height values as calculated by TRIDWAVE. Validation experiments conducted for the Baltic Sea demonstrate that the trained network predicts maximum wave height with an average relative error of approximately 5 %. This result confirms the network's capability to accurately infer key nonlinear statistics directly from linear spectral input.

Keywords: maximum wave height, wave forecasting, phase-resolving modeling, machine learning, neural networks, WAVEWATCH III

Ссылка для цитирования: Бухарев А.А., Булгаков К.Ю., Фокина К.В. Прогноз максимальной высоты ветровых волн на основе спектра плотности волновой энергии с помощью фазо-разрешающей модели и машинного обучения // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2026. Т. 19, № 1. С. 59–70. EDN OYPWPN.
[https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-5](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-5)

For citation: Bukharev A.A., Bulgakov K. Yu., Fokina K.V. Forecasting maximum wind wave height from wave spectra using phase-resolving model and machine learning. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2026;19(1):59–70.

[https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-5](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-5)

1. Введение

Важнейшим видом гидрометеорологического обеспечения хозяйственной деятельности человека в Мировом океане является прогноз ветровых волн. В настоящее время данный прогноз осуществляется на основе спектральных моделей (типа WAVEWATCH III [1] (далее WW3), SWAN [2], WAM [3]). Такие модели описывают волны не как физические объекты, а через распределение энергии по частотам и направлениям (частотно-угловой спектр) в каждом узле расчетной сетки. Такой подход позволяет воспроизводить волновой режим для практически любых пространственных масштабов, начиная от всего Мирового океана, заканчивая внутренними озерами. Однако спектральное описание дает неполную картину волнового поля.

Во-первых, спектр содержит информацию только о распределении энергии по частотам и направлениям, но не о фазовых соотношениях между отдельными волновыми компонентами. При реконструкции волновой поверхности из спектра фазы гармоник задаются случайным образом. Во-вторых, в результате нелинейных взаимодействий реальные волны являются асимметричными: их гребни становятся круче и выше, а подошвы — более пологими, чем предсказывает линейная суперпозиция гармоник. Как следствие, реконструированное линейное поле систематически занижает вероятность появления экстремально высоких волн, что критично для оценки рисков [4]. В противоположность этому, *нелинейные* поля, генерируемые фазо-разрешающими моделями, которые решают полные уравнения гидродинамики, воспроизводят указанную асимметрию, но требуют непомерных вычислительных затрат для оперативного использования.

В [5–6] предложено совместное использование спектральной и фазо-разрешающей моделей. Поля спектральной плотности энергии, полученные из моделей прогноза волн, используются как начальные условия для фазо-разрешающей модели. Затем по фазо-разрешающей модели проводится расчет, в ходе которого волновое поле вырабатывает нелинейные свойства. Такой подход может компенсировать вышеуказанные недостатки спектральных моделей, но он все еще вычислительно неэффективен для практической реализации. Это связано с тем, что для получения статистики волнового поля в каждой точке пространства требуется выполнить отдельный расчет. Несмотря на то, что современные фазо-разрешающие модели (такие как TRIDWAVE [7] или NOS [8]) сами по себе обладают высокой вычислительной эффективностью и допускают идеальное распараллеливание (когда каждый независимый расчет выполняется на отдельном процессоре без затрат времени на коммуникацию между ними), — один такой расчет для сетки 256×256 узлов на интервале в 100 периодов пиковой волны занимает около часа (для 1 вычислительного узла с процессором Ryzen 95950X (3,4 ГГц, 16 физических ядер), 32 Гб ОЗУ), что исключает возможность использования данного подхода в режиме реального времени.

В последнее десятилетие машинное обучение активно используется для прогноза и исследования ветровых волн (см., например [9–11]). Особое внимание уделяется нейронным сетям, способным решать задачи с учетом физических законов, описываемых общими нелинейными уравнениями в частных производных (Physics-informed neural network [12]). Это делает методы машинного обучения для задач прогноза характеристик морских волн особенно перспективными.

Однако на сегодняшний день практически отсутствуют исследования по обучению нейронных сетей на данных, сгенерированных фазо-разрешающими моделями. В качестве примера можно упомянуть только работу [13], где нейронная сеть обучалась на данных, сгенерированных моделью типа Буссинеска (Boussinesq type model, BTM) для воспроизведения волнового режима в гавани Хамбатонта. В качестве входных параметров как для BTM, так и для нейросети использовался стандартный набор интегральных характеристик на границе акватории: характерная высота волны, средний период волны и осредненное направление. Целью обучения нейронной сети было предсказание характерной высоты волны в точках стоянки судов, рассчитанной исходной моделью BTM. После обучения нейросеть, получая на вход результаты модели WW3, осуществляла прогноз, который при сравнении с натурными данными показал максимальную относительную ошибку до 15 %.

Наиболее практически значимая характеристика, которую можно извлечь из нелинейного поля — максимальная высота волны (линейное поле будет занижать данную величину ввиду своей симметрии относительно невозмущенного уровня). Ниже будет приведена методика расчета данной характеристики с использованием технологии нейронных сетей, основанной на интерпретации спектров ветровых волн с помощью фазо-разрешающей модели [5].

2. Методы

2.1. Система прогноза ветровых волн WRF/WW3

Для получения волновых спектров использовалась модель прогноза ветровых волн WW3, которая получала атмосферное воздействие (поля скорости ветра на высоте 10 м, поля влажности и температуры на высоте 2 м) из модели атмосферной циркуляции WRF [14].

Была проведена адаптация этих моделей для воспроизведения эволюции волнового спектра Балтийского моря. Выбор данной акватории был обусловлен относительной простотой воспроизведения волнового режима в ней вследствие отсутствия открытых границ и относительно небольшого размера. В модели WW3 задавались следующие численные настройки: разрешение по горизонтали — 10 км, количество направлений — 72 с равномерным шагом 5° , количество частот — 50 с переменным шагом, увеличивающимся на коэффициент 1,06, минимальное значение частоты — 0,08 Гц (соответствующее длине волны 243 м), максимальное значение частоты — 1,65 Гц (соответствующее длине волны 0,53 м). Нижняя граница 0,08 Гц обусловлена отсутствием в Балтийском море низкочастотной зыби и глубинами акватории. Верхняя граница расширена до 1,65 Гц, а разрешение увеличено (инкремент 1,06) для более детального описания короткопериодных волн и процессов притока ветровой энергии.

Модель WRF имела следующие настройки: использовались три последовательно вложенных сетки с разрешением 90 км (количество точек — 40×39), 30 км (67×64) и 10 км (130×139) соответственно. Вычислительные узлы сетки с разрешением 10 км имели такие же координаты, как и узлы сетки WW3, таким образом не требовалась какая-либо интерполяция в процессе передачи полей от модели WRF к модели WW3. Реанализ NCEP [15] использовался для генерации начальных и боковых граничных условий. Модель WW3 не требовала граничных условий (считалось, что можно пренебречь потоком волновой энергии через Датские проливы), в качестве начальных условий задавалось отсутствие волнения.

Непрерывное сохранение двумерных полей спектральной плотности энергии для всех узлов расчетной сетки потребовало бы чрезмерных вычислительных ресурсов. Кроме того, в рамках данной работы этого не требовалось, поскольку фазовая модель использует спектры в качестве периодических начальных условий и сформулирована для глубоководного случая, а волновые поля в соседних узлах сетки WW3 являются высокоррелированными. Поэтому было выбрано пять точек, расположенных в разных частях моря (центральная часть, южная часть, Финский залив, Ботнический залив) и имеющих наибольшую в данной области моря глубину (см. рис. 4.4 из [16]). Для данных точек ежечасные спектры сохранялись в течение всего периода моделирования.

2.2. Подготовка начальных условий для фазо-разрешающей модели

Частотно-угловые спектры WAVEWATCH III интерполировались на равномерную сетку волновых чисел (129×129) для использования в качестве начальных условий модели TRIDWAVE. Интерполяция выполнялась методом линейной интерполяции из полярной системы координат (частота-направление) в декартову (волновые числа). Ключевым требованием являлось сохранение интегральной характеристики — значительной высоты волны H_s . Детальная верификация данной процедуры, включая анализ возникающих погрешностей, представлена в работе [5]. Полученное поле возвышения свободной поверхности и потенциал скорости на поверхности восстанавливались в рамках линейной теории. Так как фазо-разрешающая модель сформулирована и реализована в безразмерном виде, то интерпо-

Рис. 1. Карта батиметрии Балтийского моря, используемой в модели WW3 (данные ETOPO1 [17]). Цифрами обозначены положения точек для записи спектра. Значения глубины на градационной шкале указаны в метрах [16]

Fig. 1. Bathymetry map of the Baltic Sea used in the WW3 model (ETOPO1 data [17]). The numbers indicate the locations of the spectral recording points. The depth values on the grayscale are given in meters [16]



лированное поле спектра необходимо масштабировать. Нормализация выполняется с использованием двух параметров: масштаба длины (принят равным 1000 м) и ускорения свободного падения. Соответствующий временной масштаб в таком случае равен 10 с. Спектральная плотность энергии в модели WW3 после умножения на шаг по частоте и по направлению имеет размерность $[м^2]$, поэтому в системе координат регулярных волновых чисел это поле необходимо разделить на квадрат масштаба длины.

2.3. Фазо-разрешающая модель

Для генерации нелинейного волнового поля использовалась фазо-разрешающая модель потенциальных течений TRIDWAVE [7], реализованная для периодической области и бесконечной глубины. Основные уравнения модели формулируются для потенциала скорости и возвышения свободной поверхности. Полное математическое описание модели, включая вывод уравнений, численную схему и верификацию, представлено в работе [5]. Здесь приведем лишь ключевые особенности реализации, важные для понимания подхода. В основе метода лежит разложение потенциала скорости на линейную (аналитическую) и нелинейную составляющие. Линейная часть удовлетворяет уравнению Лапласа и точно описывает линейные волны. Нелинейная поправка вычисляется из решения трехмерного эллиптического уравнения с граничным условием на свободной поверхности. В ускоренной версии модели, используемой в данной работе, трехмерная задача проектируется на поверхность, что приводит к двумерному уравнению, содержащему первую и вторую вертикальные производные потенциала. Для замыкания используется линейная связь между этими производными. Численная реализация основана на псевдоспектральном методе с использованием быстрого преобразования Фурье (FFT) для перехода между физическим пространством и пространством волновых чисел. Интегрирование по времени выполняется явной схемой Рунге-Кутты четвертого порядка.

Следует учитывать ограничения, присущие используемой версии модели TRIDWAVE. Модель применима для глубоководных районов, где глубина существенно (более чем в два раза) превышает длину наиболее энергонесущих волн. Кроме того, используемая математическая формулировка накладывает ограничение на допустимую крутизну волн: моделирование корректно лишь до тех пор, пока локальная крутизна не достигает значений, при которых начинают доминировать процессы, не учитываемые моделью (например, опрокидывание гребней).

Расчеты выполнялись в адиабатическом режиме (без притока энергии от ветра и диссипации) на интервале 120 периодов пиковой волны, из которых первые 100 периодов отводились на развитие нелинейности, а на последующих 20-ти периодах регистрировалась максимальная высота волны [5].

2.4. Нейронная сеть

Для прогноза максимальной высоты волны была разработана и обучена полностью связанная (полносвязная) нейронная сеть прямого распространения. Основной целью применения данного подхода является замена вычислительно затратной фазо-разрешающей численной модели, требующей многократного интегрирования уравнений по времени, на компактный аппроксиматор, способный выдавать оценку максимальной высоты волны крайне быстро после подачи входных данных.

Использование полного спектра (массив из 3600 значений) в качестве признакового описания приводило к тому, что нейросеть запоминала данные. К тому же большая часть любого частного-углового спектра содержит значения близкие к нулю, т. е. не оказывающие влияние на значение целевой характеристики. Поэтому перед подачей на вход в нейронную сеть выполняется усреднение спектра отдельно по каждой координате, что позволяет извлечь два характерных профиля спектра: среднее значение по частоте и по направлению (два вектора размерностью 72 и 50 соответственно). Пример входных данных приведен на рис. 2.

Оба профиля конкатенируются, образуя входной вектор размерностью 122 элементов. Далее для каждого примера производится нормализация (удаление среднего и деление на стандартное отклонение). Эмпирически установлено, что в данной задаче это ускоряет сходимость оптимизационного алгоритма. Возможно, существует более оптимальное преобразование волнового спектра для задач машинного обучения. Но поиск наилучшего способа представления данных из частотно-углового распределения в нейронную сеть сам по себе является отдельным исследованием.

Используемая модель представляет собой нейронную сеть с тремя последовательно соединенными скрытыми линейными слоями. Формально модель можно представить в виде:

$$x \in R^{122} \rightarrow ReLU(W_1 x + b_1) \rightarrow ReLU(W_2 h_1 + b_2) \rightarrow W_3 h_2 + b_3 \in R, \quad (1)$$

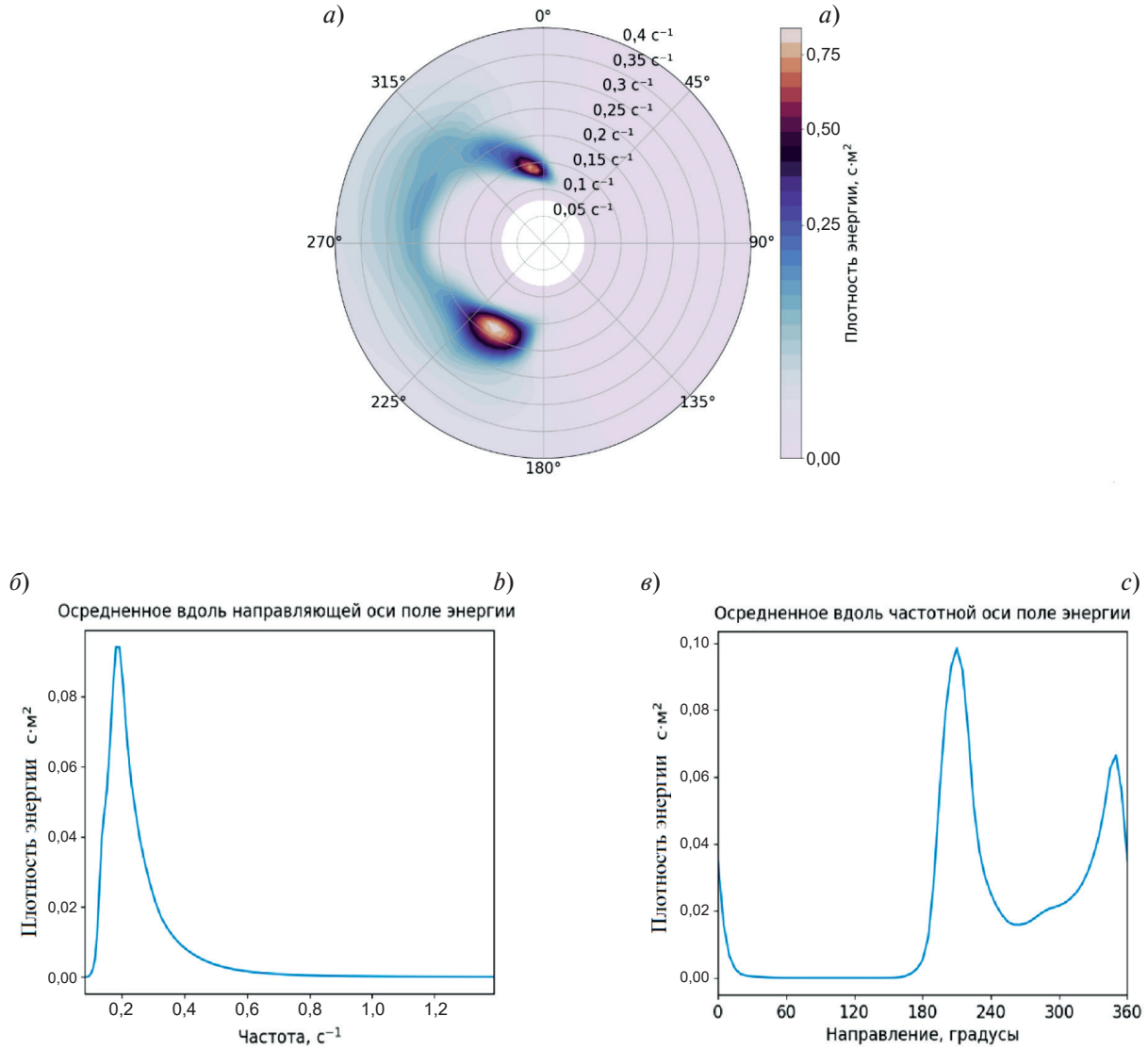


Рис. 2. Волновой спектр для точки с номером 5 (пример для 5 мая 2014 г., 02:00): *a* — двумерное представление спектра в полярных координатах; *b* — зависимость плотности энергии от частоты; *c* — зависимость плотности энергии от направления

Fig. 2. Wave spectrum for the 5th point (example for 5 May 2014, 02:00 UTC): *a* — two-dimensional representation of the spectrum in polar coordinates; *b* — energy averaged along the directional axis; *c* — energy averaged along the frequency axis

$$x_i \leftarrow \frac{x_i - \mu_i}{\sigma_i}, \quad (2)$$

$$h_1 = \text{ReLU}(W_1 x + b_1), W_1 \in R^{128 \times 122}, \quad (3)$$

$$h_2 = \text{ReLU}(W_2 h_1 + b_2), W_2 \in R^{64 \times 128}, \quad (4)$$

$$\hat{y} = W_3 h_2 + b_3, W_3 \in R^{1 \times 64}, \quad (5)$$

где x — нормализованный вектор признакового описания; μ_i и σ_i — среднее и стандартное отклонение соответствующего признака, вычисленные по обучающей выборке; h_1 и h_2 — вектора активации первого и второго скрытых слоев; $\hat{y}$ — скалярный выход модели; W_i и b_i — получаемые матрица весов и векторы смещений.

Матрицы W задают линейное преобразование входного пространства соответствующего слоя. Векторы смещений b делают преобразование аффинным, то есть линейным с параллельным переносом, что позволяет модели аппроксимировать зависимости, не проходящие через ноль.

Используемая в модели функция активации ReLU (Rectified Linear Unit) определяется выражением

$$ReLU(z) = \max(0, z). \quad (6)$$

Ее ключевые преимущества — вычислительная эффективность и отсутствие насыщения, что ускоряет обучение глубоких сетей, предотвращая проблему затухающих градиентов [18, 19]. Кроме того, разреженность активаций (обнуление отрицательных значений) способствует лучшей обобщающей способности модели. Для решения нашей задачи это позволяет нейросети эффективно описывать нелинейную связь между входным спектром и максимальной высотой волны.

Обучение сети осуществляется методом обратного распространения ошибки [20], который итеративно подбирает значения весовых коэффициентов W_i и b_i таким образом, чтобы минимизировать функцию потерь. В качестве функции потерь используется среднеквадратическая ошибка (Mean Squared Error, MSE). Эта метрика необходима для достижения сходимости градиентного метода при машинном обучении и является критерием оптимизации нейросетевой модели, но не критерием качества моделирования.

Для минимизации функции потерь выбран оптимизатор Adam (Adaptive Moment Estimation), являющийся одним из наиболее распространенных алгоритмов стохастической оптимизации. На t -й итерации обновление параметров производится по формулам:

$$m_t = \beta_1 m_{t-1} + (1 - \beta_1) g_t, \quad (7)$$

$$\hat{m}_t = \beta_2 m_t + (1 - \beta_2) g_t^2, \quad (8)$$

$$\hat{m}_t = \frac{m_t}{1 - \beta_1^t}, \quad \hat{v}_t = \frac{v_t}{1 - \beta_2^t}, \quad (9)$$

$$\Theta_{t+1} = \Theta_t - \alpha \frac{m_t}{\sqrt{\hat{v}_t} + \epsilon}, \quad (10)$$

где g_t — градиент функции потерь, β_1, β_2 — параметры сглаживания, Θ_t — вектор параметров модели (W_i, b_i), α — скорость обучения.

Подробное описание преобразований оптимизатора приводится в [21]. Скорость обучения принималась равной 10^{-4} . Выбор данного значения обусловлен использованием оптимизатора Adam, для которого типичные значения шага обучения находятся в диапазоне 10^{-7} – 10^{-2} . Предварительные эксперименты показали, что при скорости обучения 10^{-2} – 10^{-3} наблюдается неустойчивость сходимости и увеличение колебаний функции потерь на валидационной выборке. При скорости 10^{-5} и меньше существенно замедляется снижение ошибки при отсутствии качественного изменения результата.

3. Описание и результаты экспериментов

Для формирования обучающей выборки с помощью моделей WRF и WW3 были проведены расчеты эволюции волнового режима Балтийского моря в безледный период с 1 мая по 30 ноября 2014 г. Эволюция H_s , рассчитанная для пяти вышеупомянутых точек, показана на рис. 3.

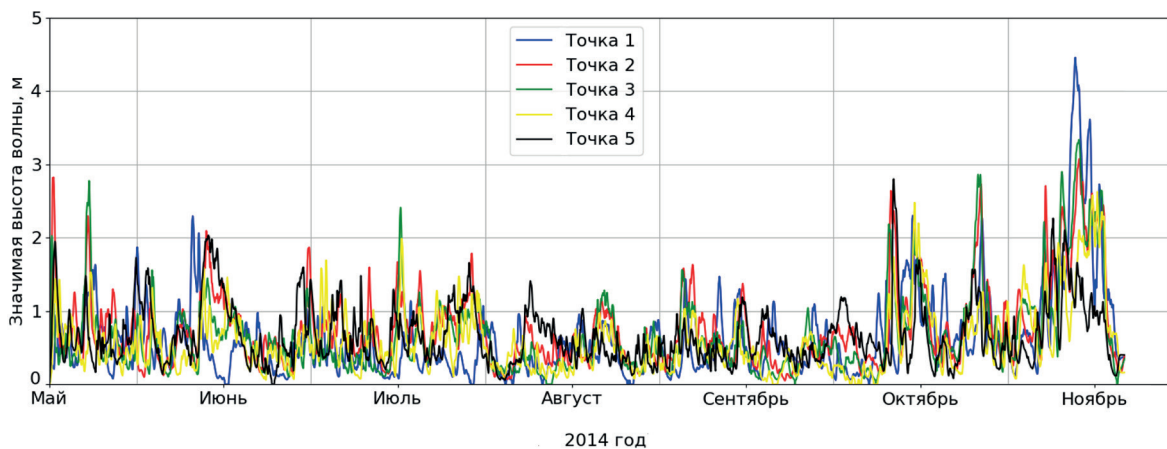


Рис. 3. Временной ход высоты значимой волны, воспроизведенный моделью WW3

Fig. 3. Time series of significant wave height simulated by the WW3 model

Всего за данный период было получено 25680 спектров. Проведение такого количества экспериментов с моделью TRIDWAVE заняло бы длительное время. Кроме того, волновые спектры в Балтийском море в целом однообразны, и как будет показано далее, для обучения нейронной сети нет необходимости использовать несколько тысяч случаев. Поэтому для дальнейшей работы были выбраны спектры с 1 по 21 мая и с 25 октября по 1 ноября. Как видно из рис. 3, значения H_s в эти два периода покрывают весь диапазон изменений.

Данные частотно-угловые спектры были преобразованы в спектры волновых чисел по описанной выше методике и использованы в качестве начальных условий для фазо-разрешающей модели TRIDWAVE. Эта модель выполняла расчеты для выработки нелинейных свойств волнового поля, по итогам которых определялась максимальная высота волны. В итоге была сформирована обучающая выборка, состоящая из значений максимальной высоты волны и соответствующих им волновым спектрам.

Из всех рассчитанных спектров для обучения были отобраны случаи $H_s > 1$ м. Установление такого порога позволяет сфокусироваться на энергетически насыщенных состояниях, наиболее важных для прогноза экстремальных волновых характеристик. Всего было получено 2860 двумерных спектров, из которых критерию $H_s > 1$ м соответствовало 1028 спектров. Данные со всех пяти точек были объединены в общую выборку. Это обеспечивает репрезентативность данных, так как каждая точка характеризуется собственным режимом волнения, что в совокупности охватывает широкий диапазон условий и позволяет обучить модель, устойчивую к различным волновым состояниям. Отобранные 1028 спектра были разделены на обучающую и валидационную части — 950 и 78 случаев соответственно. На данном этапе исследования для обучения нейронной сети использовались волновые спектры, соответствующие максимальным высотам волн из всего диапазона более 1 м. Это сделано по следующему соображению: поскольку невозможно заранее определить, какому диапазону максимальной высоты волны соответствует тот или иной волновой спектр, нейронная сеть должна адекватно воспроизводить это значение для максимально широких входных условий. Оценка возможности, скажем, прогнозировать волны с максимальной высотой более 5 м, с помощью модели, обученной только в диапазоне 1–2 м, лежит за пределами данного исследования.

На рис. 4 приведена плотность распределения максимальной высоты волны общей выборки.

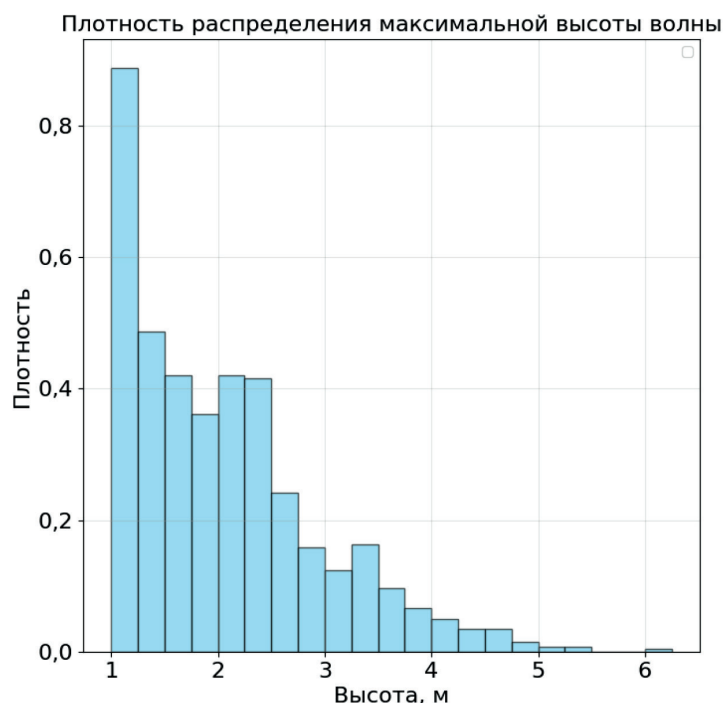


Рис. 4. Гистограмма плотности распределения максимальной высоты волны

Fig. 4. Histogram of maximum wave height probability density

Дополнительно учитывалось, что временная последовательность исходных спектров может приводить к нежелательной коррелированности выборок. Чтобы исключить скрытую временную зависимость и обеспечить статистическую независимость обучающей и валидационной подвыборок, обе части были

случайным образом перемешаны перед подачей в алгоритм обучения. Такой подход гарантирует, что нейронная сеть будет обучаться на структурных особенностях спектров, а не на временной автокорреляции модельных данных.

Для оценки устойчивости модели и снижения влияния случайного выбора данных на результат обучения было проведено несколько независимых обучающих экспериментов. В каждом эксперименте формировались новые, случайным образом определенные обучающая и валидационная подвыборки. Обучение останавливалось после того, как в течение 50-ти эпох подряд функция потерь не уменьшалась, то есть MSE не уменьшалась или уменьшалась не более чем на 10^{-6} (гиперпараметр patience). Выбор данного порога обусловлен следующими соображениями:

1. В рассматриваемой задаче наблюдается стохастическая флуктуация валидационной ошибки вследствие батчевой оптимизации; слишком малое значение patience приводит к преждевременному прекращению обучения.
2. Эмпирически установлено, что при значениях patience < 30 обучение нередко останавливается до достижения глобального минимума на валидационной выборке.
3. Увеличение patience свыше 50-ти не приводит к статистически значимому снижению ошибки, но увеличивает вычислительные затраты.

Всего было проведено 4 независимых эксперимента (см. рис. 5). Для оценки эффективности аппроксимации рассчитывалась относительная погрешность предсказанных данных по отношению к истинным (модельным) значениям. Для интерпретации результатов критерием качества выбрана именно относительная погрешность, а не функция потерь сама по себе. Переход к относительной ошибке нивелирует зависимость интерпретации размера ошибки от масштаба волны. Так, например, абсолютная погрешность в 20 см является грубой для высоты волны в 1 м, но достаточно малой для высоты волны в 5 м. В эксперименте 1 средняя относительная ошибка составила 4,7 %. В эксперименте 2—4,2 %. В эксперименте 3—4,8 %. В эксперименте 4—4 %. Отметим, что наибольшие отклонения от модельных данных наблюдаются преимущественно для небольших волн 1–2 м. Во всех экспериментах средняя относительная погрешность для обучающей выборки не превышала 3 %. На рис. 5 приведены графики сходимости эпох по экспериментам.

На рис. 6 приведены результаты экспериментов: распределение нейросетевых значений относительно референсных, среднеквадратичная ошибка для лучшей эпохи (MSE), средняя относительная ошибка (MRE).

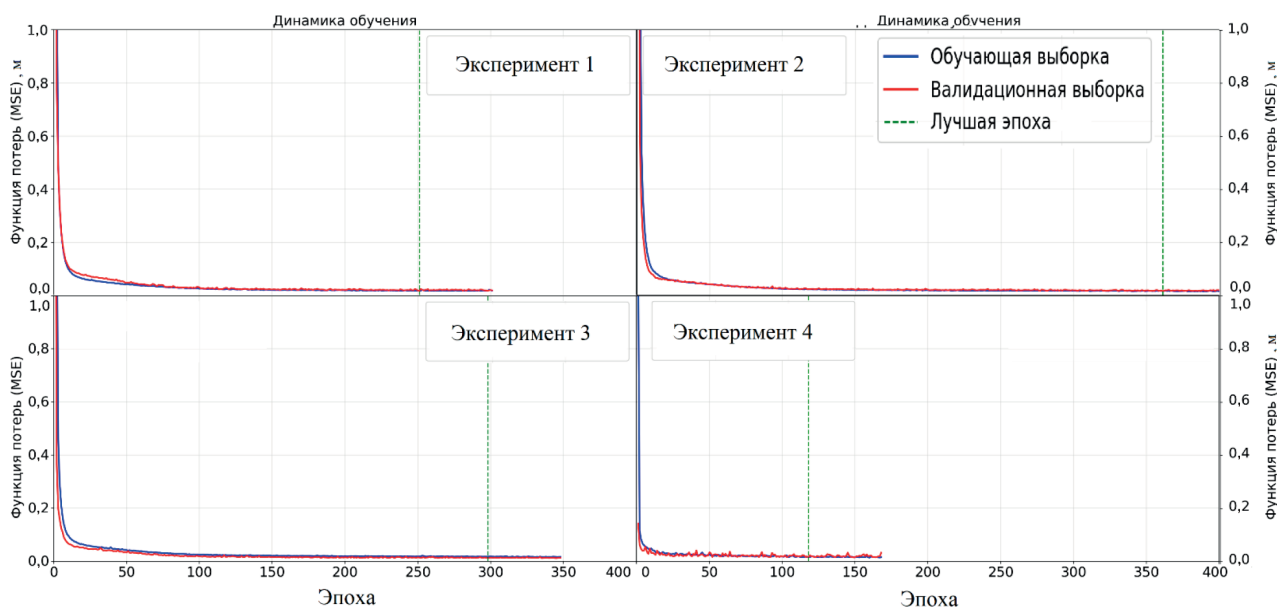


Рис. 5. График сходимости по эпохам для каждого эксперимента (синяя линия — для обучающей выборки; красная линия — для валидационной выборки; зеленая пунктирная линия — лучшая эпоха)

Fig. 5. Convergence graph by epoch for each experiment (blue line — training set; red line — for the validation set; green dashed line — epoch corresponding to the minimum validation loss)

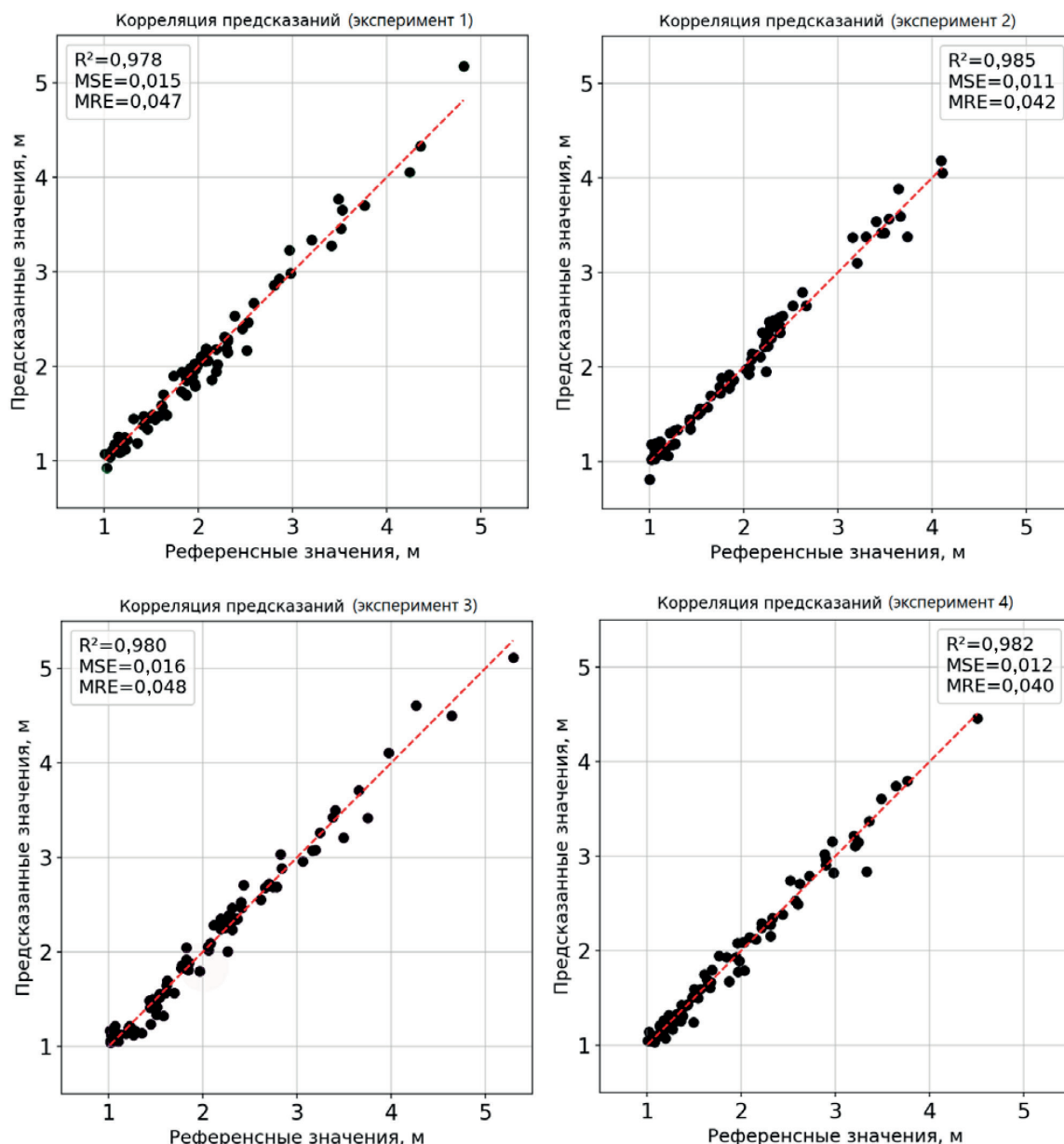


Рис. 6. Распределение данных, спрогнозированных нейросетевой моделью, относительно референсных значений фазо-разрешающей модели в 4-х экспериментах; красной пунктирной линией показаны точные совпадения

Fig. 6. Distribution of data predicted by the neural network model relative to the reference values of the phase-resolving model in 4 experiments; the red dashed line shows exact matches

Отметим также, что были проведены несколько экспериментов, в которых размер обучающей выборки уменьшался или из него удалялись отдельные элементы. Качество нейросетевого моделирования перестает меняться после достижения размера обучающей выборки в 300 случаев. Средняя относительная ошибка в данном случае составляли от 4,8 до 7 процентов (в 4-х независимых экспериментах).

Среднее время обучения нейросетевой модели в 4-х экспериментах на 950 примерах составило 797,56 с. Моделирование одного случая занимает в среднем 0,0017 с. Один такой эксперимент при использовании фазо-разрешающей модели занимает в среднем 4200 с. Указанные временные отрезки характерны для 1 вычислительного узла с процессором Ryzen 95950X (3,4 ГГц, 16 физических ядер), 32 Гб ОЗУ. Таким образом, не учитывая время, затраченное на обучение модели (выполняется однократно), оценка максимальной высоты волны нейронной сетью происходит в $2,48 \times 10^6$ раз быстрее по сравнению с прямым моделированием.

4. Заключение

В работе предложена и протестирована комбинированная методика, которая преодолевает некоторые ограничения, связанные в первую очередь с ресурсоемкими вычислениями при прогнозировании максимальной высоты волнения. Для этого спектральные прогнозы модели WW3 сначала преобразуются в нелинейные волновые поля с помощью фазо-разрешающей модели TRIDWAVE, а затем ее вычислительно затратная часть заменяется обученной нейронной сетью.

Полносвязная нейронная сеть продемонстрировала способность успешно обобщать результаты фазо-разрешающего моделирования, предсказывая максимальную высоту волны по входному спектру. Средняя относительная ошибка прогноза на независимой выборке составила около 5 %, что подтверждает точность методики. Наибольшие ошибки (до 18–35 %) наблюдались для случаев с незначительным волнением ($H_s \sim 1\text{--}2$ м). Это, вероятно, связано с меньшей выраженностью нелинейных эффектов в таких условиях и повышенным влиянием шума в данных. При этом в абсолютном выражении ошибки моделирования для всего диапазона рассматриваемых волн примерно одинаковые. Относительная погрешность, соответственно, снижается по мере увеличения высоты волны. Ключевое практическое преимущество представленной методики заключается в значительном увеличении скорости прогноза. Нейронная сеть выдает результат в среднем $2,48 \times 10^6$ раз быстрее, что делает предложенный подход принципиально пригодным для оперативного применения, в отличие от прямого использования фазо-разрешающих моделей.

Вместе с тем стоит отметить, что Балтийское море имеет некоторые особенности волнового режима, а именно размеры акватории ограничивают разгон волн, в результате чего высоты волн не достигают больших значений, и отсутствует длинная зыбь. И так как методы машинного обучения существенно зависят от данных, на которых проводится обучение, то обученную на спектрах Балтийского моря нейронную сеть ошибочно применять для других морей.

Таким образом, работа закладывает основу для потенциального создания гибридной прогностической системы, сочетающей физическую строгость фазо-разрешающего моделирования, оперативность спектральных моделей и эффективность машинного обучения в задачах прогноза и в работе с большими объемами данных. В будущем методика может быть улучшена путем сравнения прогнозов сети с полевыми измерениями, использованием более сложной архитектуры нейронных сетей, а также посредством внедрения принципов Physics-informed learning (обучения с учетом физических законов), что позволит модели более строго и явно учитывать реальные физические процессы при обучении.

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 No. FMWE-2024-0028).

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Conflict of interests

The authors declare no conflict of interests.

Литература

1. Tolman H.L. User manual and system documentation of WAVEWATCH III version 3.14. Technical Report. NOAA/NWS/NCEP/MMAB. May 2009. 220 p.
2. Booij N., Ris R.C., Holthuijsen L.H. A third-generation wave model for coastal regions: 1. Model description and validation // Journal of Geophysical Research: Oceans. 1999, 104, 7649–7666. <https://doi.org/10.1029/98JC02622>
3. The WAMDI Group. The WAM Model — A Third Generation Ocean Wave Prediction Model // Journal of Physical Oceanography. 1988. Vol. 18. P. 1775–1810. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1988\)018<1775:TWMTGO>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1988)018<1775:TWMTGO>2.0.CO;2)

4. Chalikov D.V., Bulgakov K. Yu. Estimation of wave height probability based on the statistics of significant wave height // Journal of Ocean Engineering and Marine Energy. 2017. Vol. 3. P. 417–423. <https://doi.org/10.1007/s40722-017-0093-7>
5. Чаликов Д.В., Булгаков К.Ю., Фокина К.В. Интерпретация результатов расчетов со спектральной моделью прогноза волн с помощью фазо-разрешающей модели // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 2. С. 21–33. EDN PHSGLK. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2023.16\(2\)-2](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2023.16(2)-2)
6. Dias F., Brennan J., Ponce de Leon S., Clancy C., Dudley J. Local analysis of wave fields produced from hindcasted rogue wave sea states // 2015 OMAE2015–34th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering 2015. EDN VGGQAZ. <https://doi.org/10.1115/OMAE2015-41458>
7. Чаликов Д.В., Фокина К.В. Прямая (фазо-разрешающая) модель поверхностных волн // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2025. Т. 18, № 1. С. 8–18. EDN REKTQQ. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.18\(1\)-1](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.18(1)-1)
8. Dommermuth D.G., Yue D.K.P. A high-order spectral method for the study of nonlinear gravity waves // Journal of Fluid Mechanics. 1987. Vol. 184. P. 267–288. <https://doi.org/10.1017/S002211208700288X>
9. Adytia D., Saepudin D., Pudjaprasetya S.R., Husrin S., Sopaheluwakan A. A deep learning approach for wave forecasting based on a spatially correlated wind feature, with a case study in the Java Sea, Indonesia // Fluids. 2022. Vol. 7(1). P. 39. EDN DJZLVR. <https://doi.org/10.3390/fluids7010039>
10. Castro E., Iuppa C., Musumeci R.E., et al. Optimizing neural network training for nearshore sea state forecasts using maximum dissimilarity algorithm // Journal of Ocean Engineering and Marine Energy. 2025. Vol. 11. P. 1119–1128. EDN PVZUYY. <https://doi.org/10.1007/s40722-025-00426-5>
11. Minuzzi F.C., Farina L. Artificial neural networks ensemble methodology to predict significant wave height // Ocean Engineering. 2024. Vol. 300. P. 117479. EDN YSHQCI. <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2024.117479>
12. Raissi M., Perdikaris P., Karniadakis G. Physics-informed neural networks: A deep learning framework for solving forward and inverse problems involving nonlinear partial differential equations // Journal of Computational Physics. 2019. Vol. 378. P. 686–707. <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2018.10.045>
13. Zheng Z., Ma X., Huang X., Ma Y., Dong G. Wave forecasting within a port using WAVEWATCH III and artificial neural networks // Ocean Engineering. 2022. Vol. 255. 111475. EDN CNQTOA. <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2022.111475>
14. Michalakes J., Dudhia J., Gill D., et al. The weather research and forecast model: Software architecture and performance // Use of High Performance Computing in Meteorology — Proceedings of the Eleventh ECMWF Workshop. 2005. https://doi.org/10.1142/9789812701831_0012
15. National Centers for Environmental Prediction/National Weather Service/NOAA/U.S. Department of Commerce, NCEP FNL Operational Model Global Tropospheric Analyses, continuing from July 1999. Research Data Archive at the National Center for Atmospheric Research, Computational and Information Systems Laboratory, Boulder, CO. 2000. <https://doi.org/10.5065/D6M043C6>
16. Фокина К.В. Фазо-разрешающее моделирование трехмерных ветровых волн: дис. ... канд. физ.-мат. наук. СПб., 2024. 103 с.
17. NOAA Technical Memorandum: Amante, C. and B.W. Eakins, 2009. ETOPO1 1 Arc-Minute Global Relief Model: Procedures, Data Sources and Analysis. NOAA Technical Memorandum NESDIS NGDC-24. National Geophysical Data Center, NOAA. <http://doi.org/10.7289/V5C8276>
18. Glorot X., Bordes A., Bengio Y. Deep Sparse Rectifier Neural Networks // Proceedings of the Fourteenth International Conference on Artificial Intelligence and Statistics. 2011. PMLR15. P. 315–323.
19. Luo G.L., Wang X., Zhao W., Tao S., Tang Z. ReLU Neural Networks and Their Training // Mathematics. 2026. Vol. 14, Iss. 1. P. 39. <http://doi.org/10.3390/math14010039>
20. Rumelhart D., Hinton G., Williams R. Learning representations by back-propagating errors // Nature. 1986. Vol. 323. P. 533–536. <http://doi.org/10.1038/323533a0>
21. Kingma D.P., Ba J. Adam: A method for stochastic optimization // Conference paper at the 3rd International Conference for Learning Representations, San Diego, 2015. arXiv:1412.6980ss. <https://doi.org/10.48550/arXiv.1412.6980>

References

1. Tolman HL. User manual and system documentation of WAVEWATCH III version 3.14. Technical Note. Camp Springs, MD: NOAA/NWS/NCEP/MMAB; 2009 May. 220 p.
2. Booij N, Ris RC, Holthuijsen LH. A third-generation wave model for coastal regions: 1. Model description and validation. *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1999;104:7649–7666. <https://doi.org/10.1029/98JC02622>
3. The WAMDI Group. The WAM Model — A Third Generation Ocean Wave Prediction Model. *Journal of Physical Oceanography*. 1988;18:1775–1810. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1988\)018<1775:TWMTO>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1988)018<1775:TWMTO>2.0.CO;2)
4. Chalikov DV, Bulgakov KY. Estimation of extreme waves statistics based on the statistics of significant wave height. *Journal of Ocean Engineering and Marine Energy*. 2017;3(4):417–423. <https://doi.org/10.1007/s40722-017-0093-7>

5. Chalikov DV, Bulgakov KY, Fokina KV. Interpretation of the spectral wave forecast model results using the phase-resolving model. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2023;16(2):21–33. (In Russ.). [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2023.16\(2\)-2](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2023.16(2)-2)
6. Dias F, Brennan J, Ponce de Leon S, Clancy C, Dudley J. Local analysis of wave fields produced from hindcasted rogue wave sea states. In: *Proceedings of the 34th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering (OMAE2015); 2015 May 31-Jun 5; St. John's, Newfoundland, Canada*. New York: ASME; 2015. OMAE2015-41734. <https://doi.org/10.1115/OMAE2015-41458>
7. Chalikov DV, Fokina KV. Direct (phase-resolving) model of surface waves. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2025;18(1):8–18. (In Russ.). [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.18\(1\)-1](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.18(1)-1)
8. Dommermuth DG, Yue DKP. A high-order spectral method for the study of nonlinear gravity waves. *Journal of Fluid Mechanics*. 1987;184:267–288. <https://doi.org/10.1017/S002211208700288X>
9. Adytia D, Saepudin D, Pudjaprasetya SR, Husrin S, Sopaheluwakan A. A deep learning approach for wave forecasting based on a spatially correlated wind feature, with a case study in the Java Sea, Indonesia. *Fluids*. 2022;7(1):39. <https://doi.org/10.3390/fluids7010039>
10. Castro E, Iuppa C, Musumeci RE, Foti E, Scandura P. Optimizing neural network training for nearshore sea state forecasts using maximum dissimilarity algorithm. *Journal of Ocean Engineering and Marine Energy*. 2025;11:1119–28. <https://doi.org/10.1007/s40722-025-00426-5>
11. Minuzzi FC, Farina L. Artificial neural networks ensemble methodology to predict significant wave height. *Ocean Engineering*. 2024;300:117479. <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2024.117479>
12. Raissi M, Perdikaris P, Karniadakis GE. Physics-informed neural networks: A deep learning framework for solving forward and inverse problems involving nonlinear partial differential equations. *Journal of Computational Physics*. 2019;378:686–707. <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2018.10.045>
13. Zheng Z, Ma X, Huang X, Ma Y, Dong G. Wave forecasting within a port using WAVEWATCH III and artificial neural networks. *Ocean Engineering*. 2022;255:111475. <https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2022.111475>
14. Michalakes J, Dudhia J, Gill D, et al. The weather research and forecast model: Software architecture and performance. In: Zwiefhofer W, Mozdzyński G, eds. *Use of High Performance Computing in Meteorology: Proceedings of the Eleventh ECMWF Workshop; 2004 Nov 1–5; Reading, United Kingdom*. Singapore: World Scientific Publishing; 2005;156–168. https://doi.org/10.1142/9789812701831_0013
15. National Centers for Environmental Prediction/National Weather Service/NOAA/U.S. Department of Commerce, NCEP FNL Operational Model Global Tropospheric Analyses, continuing from July 1999. Research Data Archive at the National Center for Atmospheric Research, Computational and Information Systems Laboratory, Boulder, CO. 2000. <https://doi.org/10.5065/D6M043C6>
16. Fokina KV. Phase-resolving modeling of three-dimensional wind waves: dissertation ... Candidate of Physical and Mathematical Sciences. St. Petersburg, 2024. 103 p.
17. NOAA Technical Memorandum: Amante, C. and B.W. Eakins, 2009. ETOPO1 1 Arc-Minute Global Relief Model: Procedures, Data Sources and Analysis. NOAA Technical Memorandum NESDIS NGDC-24. National Geophysical Data Center, NOAA. <http://doi.org/10.7289/V5C8276>
18. Glorot X, Bordes A, Bengio Y. Deep sparse rectifier neural networks. *Proceedings of the Fourteenth International Conference on Artificial Intelligence and Statistics*. 2011, PMLR15:315–323.
19. Luo G, Wang X, Zhao W, Tao S, Tang Z. ReLU Neural Networks and Their Training. *Mathematics*. 2026;14:39. <http://doi.org/10.3390/math14010039>
20. Rumelhart D., Hinton G., Williams R. Learning representations by back-propagating errors. *Nature*. 1986;323:533–536. <http://doi.org/10.1038/323533a0>
21. Kingma DP, Ba J. Adam: A method for stochastic optimization. *Conference Paper at the 3rd International Conference for Learning Representations, San Diego, 2015*. arXiv:1412.6980ss, <https://doi.org/10.48550/arXiv.1412.6980>

Об авторах

БУХАРЕВ Антон Андреевич, младший научный сотрудник СПбФ ИО РАН, ORCID: 0009-0003-7971-7601, SPIN-код (РИНЦ): 3629-7249, e-mail: anton.bukharev@gmail.com

БУЛГАКОВ Кирилл Юрьевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник СПбФ ИО РАН, ORCID: 0000-0001-8779-965X, Scopus AuthorID: 55270509900, WoS ResearcherID: R-7744-2016, SPIN-код (РИНЦ): 7711-7314, e-mail: bulgakov.kirill@gmail.com

ФОКИНА Карина Владимировна, кандидат физико-математических наук, младший научный сотрудник СПбФ ИО РАН, ORCID: 0000-0003-1826-0452, WoS ResearcherID: MCI-7658-2025, Scopus AuthorID: 57225150215, SPIN-код (РИНЦ): 9395-5822, e-mail: fokinakarina@yandex.ru

DOI [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-6](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-6)

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

УДК 551.466.8:519.237



© Т. К. Шарафутдинова^{1*}, А. М. Астапкович², Е. И. Свергун^{1,3}, А. В. Зимин^{1,4}, 2026

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

²ГК «ГЕОСКАН», 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., д. 22, литер Л

³Российский государственный гидрометеорологический университет, 192007, Санкт-Петербург, Воронежская ул., д. 79

⁴Санкт-Петербургский государственный университет, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., д. 7–9

*sharafutdinova.taya@yandex.ru

Определение характеристик короткопериодных внутренних волн методом взаимно корреляционной обработки

Статья поступила в редакцию 31.10.2025, после доработки 16.02.2026, принята в печать 25.02.2026

Аннотация

В работе предложен подход для автоматической оценки параметров короткопериодных внутренних волн, использующий сочетание корреляционной обработки и численных методов. Рассмотрено применение метода взаимно корреляционной обработки для определения задержки распространения короткопериодных внутренних волн между буями, описано применение численных методов для оценки направления распространения короткопериодных внутренних волн. Выполнена оценка чувствительности метода взаимно корреляционной обработки к шуму с использованием имитационного моделирования, показавшая, что данный метод обеспечивает оценку задержки распространения с точностью не хуже 10 % для отношения сигнал/шум не ниже 1,75. Описано два варианта численного решения задачи определения направления распространения короткопериодных внутренних волн. Подход протестирован при обработке данных натурных измерений, полученных с дрейфующих термопрофилирующих буйев. Произведено сравнение результатов оценки параметров скорости и направления распространения короткопериодных внутренних волн, полученных аналитическим методом, численным методом и методом сжимающихся интервалов, показавшее их хорошую сходимость. Отмечено, что описанный подход перспективен для внедрения в системы мониторинга, работающие в режиме реального времени.

Ключевые слова: короткопериодные внутренние волны, обработка сигналов полигонных измерений, корреляционная обработка, методика определения скорости и направления, мониторинг в реальном времени

© Т. К. Sharafutdinova^{1*}, А. М. Astapkovich², Е. И. Svergun^{1,3}, А. В. Zimin^{1,4}, 2026

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

²GEOSCAN Ltd, 22, letter L Politechnicheskaya Str., St. Petersburg, Russia

³Russian State Hydrometeorological University, 79 Voronezhskaya Str., St. Petersburg, 192007, Russia

⁴St. Petersburg State University, 7–9 Universitetskaya Emb., St. Petersburg, 199034, Russia

*sharafutdinova.taya@yandex.ru

Determination of characteristics of short-period internal waves by the cross-correlation method

Received 31.10.2025, Revised 16.02.2026, Accepted 25.02.2026

Abstract

The paper proposes an approach for automatic estimation of the parameters of short-period internal waves using a combination of correlation processing and numerical methods. The application of the method of cross-correlation processing to determine the propagation delay of short-period internal waves is considered, and the application of numerical methods to estimate the

Ссылка для цитирования: Шарафутдинова Т.К., Астапкович А.М., Свергун Е.И., Зимин А.В. Определение характеристик короткопериодных внутренних волн методом взаимно корреляционной обработки // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2026. Т. 19, № 1. С. 71–86. EDN RJCET. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-6](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-6)

For citation: Sharafutdinova T.K., Astapkovich A.M., Svergun E.I., Zimin A.V. Determination of characteristics of short-period internal waves by the cross-correlation method. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2026;19(1):71–86.

[https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-6](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-6)

direction of propagation of short-period internal waves is described. The sensitivity of the cross-correlation processing method to noise was evaluated using simulation modeling, which showed that this method provides an estimate of the propagation delay with an accuracy of at least 10 % for a signal-to-noise ratio of at least 1.75. Two variants of the numerical solution of the problem of determining the direction of propagation of short-period internal waves are described. The approach has been tested by processing in situ data obtained from drifting thermal profiling buoys. The results of estimating the parameters of the velocity and direction of propagation of short-period internal waves obtained by the analytical method, the numerical method and the method of compressible intervals have been compared, which showed their good convergence. It is noted that the described approach is promising for implementation in real-time monitoring systems.

Keywords: short-period internal waves, signal processing of polygon measurements, correlation processing, methods for determining velocity and direction, real-time monitoring

1. Введение

Короткопериодные внутренние волны (КВВ) являются важным компонентом локальной динамики океана, оказывающим значительное влияние на вертикальный и горизонтальный перенос энергии и вещества. Эти волны с типичными периодами колебаний от десятков секунд до сотен минут тесно связаны с процессами турбулентного перемешивания и формированием мелкомасштабной структуры плотности, что критически важно для понимания обмена тепла, солёности и биогенных элементов. Несмотря на их значимую роль в обменных процессах, количественное определение характеристик КВВ остается затруднительным ввиду высокой пространственной и временной изменчивости, а также наличия шумовых составляющих в измерительных данных.

Создание новых автономных систем регистрации и оценки характеристик КВВ устойчивых к шумам и обладающих возможностью автоматической обработки данных измерений в режиме реального времени является актуальной задачей. Такая система должна обеспечивать возможность обнаружения наличия КВВ и оценки их характеристик.

В предлагаемом подходе для оценки характеристик КВВ используется сочетание корреляционной обработки и численных методов. Метод взаимно корреляционных функций применяется для определения временной задержки между сигналами с разнесенных буюв, что обеспечивает возможность оценки скорости распространения КВВ, а численные методы позволяют оценить направление распространения фронта волны. Такой вариант удобнее и надежнее традиционных аналитических решений: он не требует дополнительных условий для учета знаков углов, проще реализуется в алгоритмах и устойчивее к шумам и неполным данным. Существуют также подходы, где задержка определяется при помощи вычисления скользящей дисперсии или аналогичных статистических методов [1], но они менее надежны для реализации в автоматизированных системах мониторинга. В отличие от существующих работ, где корреляционный анализ используется исключительно в режиме пост-обработки [2–7], предложенная схема ориентирована на применение в системах реального времени. Она сочетает простоту вычислений с гибкостью численных методов и обеспечивает возможность оперативного мониторинга внутренних волн. Дополнительным преимуществом является простота реализации на встраиваемых платформах: вычисление взаимно корреляционных функций эффективно ускоряется за счет применения быстрого преобразования Фурье (БПФ), а этап численного решения сводится к решению системы уравнений, что занимает лишь несколько операций. Такой алгоритм легко исполним даже на дешевых микроконтроллерах или на программируемых логических интегральных схемах (ПЛИС), обеспечивая возможность работы в режиме реального времени.

Практические сценарии применения включают использование системы интеллектуального анализа данных в составе группировки термопрофилирующих буюв, которые могут выполнять обработку данных локально и передавать только результаты вычислений — направление и скорость распространения КВВ. Это снижает нагрузку на каналы связи и энергопотребление. В прибрежных системах мониторинга подобные алгоритмы могут работать на встраиваемых платформах в режиме постоянного контроля, формируя предупреждения о появлении внутренних волн и обеспечивая оценку их характеристик аналогично [8]. В сравнении с традиционными методами, требующими аналитических решений или использующими статистические критерии с ограниченной применимостью, предложенная связка корреляционного анализа и численных подходов обеспечивает баланс между вычислительной простотой, устойчивостью и возможностью внедрения в системы реального времени.

Методика обработки измерений в режиме реального времени состоит из двух ключевых этапов: определение факта наличия пакета КВВ по измерениям; оценка длительности пакета КВВ, скорости и направления распространения КВВ с использованием известных данных о местоположении буюв и периода сбора

данных. Целью работы является разработка методики решения второй из этих задач с использованием метода взаимно корреляционных функций. Особое внимание уделено оценке устойчивости метода при наличии шумов и искажений.

2. Модель плоской волны для системы трех буйев

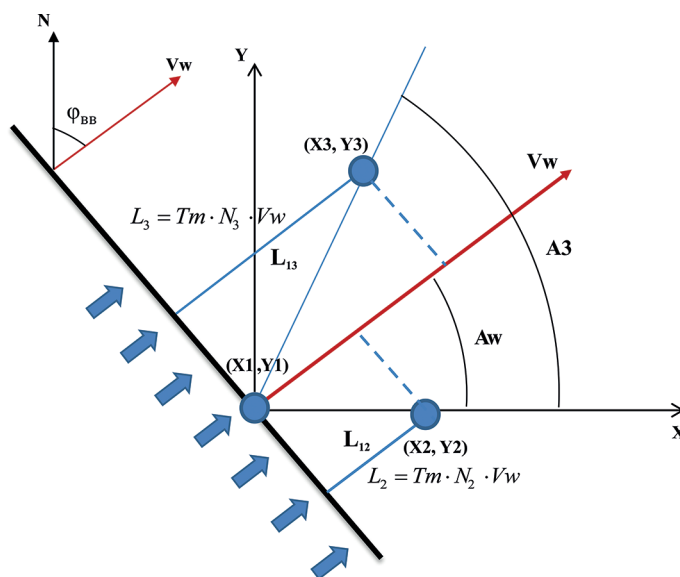
Для оценки скорости и направления параметров используется модель, которую для определенности будем называть «плоская волна» в локальной системе координат. Предполагается, что волна распространяется в виде плоского фронта. При этом форма волны: постоянна по фронту распространения; имеет ограниченную длительность по направлению распространения; протяженность фронта волны существенно больше, чем максимальное расстояние между любыми двумя буйами.

Применимость модели плоской волны определяется соотношением характерных пространственных масштабов. Длина волны КВВ составляет порядка сотен метров, а протяженность их фронта, согласно спутниковым данным, обобщенным за десятилетний период [9], достигает в среднем десятков километров. Расстояния между буйами в рассматриваемой системе также не превышают сотен метров [1]. Таким образом, измерительная база оказывается сопоставима с длиной волны, но на два порядка меньше протяженности фронта, что позволяет аппроксимировать локальный участок фронта плоскостью в пределах измерительной базы. Вместе с тем, при увеличении базы измерений или существенной кривизне фронта отклонения от данного приближения могут становиться значимыми. Расчетная схема для определения скорости и направления волны приведена на рис. 1. Расчетная схема использует локальную систему координат. Положение буйев в этой системе образует треугольник, стороны которого сопоставимы с длиной регистрируемых волн. При этом, точность оценки параметров КВВ существенно снижается при вырожденном взаимном расположении буйев: они находятся почти на одной прямой, два буйа расположены рядом или один существенно удален от двух других. Такая геометрия нарушает соразмерность измерительной базы и, как следствие, определяет плохую обусловленность обратной задачи и снижает достоверность оценок скорости и направления распространения КВВ.

Нумерация буйев в схеме выполняется в порядке регистрации ими фронта волны: первый номер присваивается бую, к которому волна приходит раньше остальных. Под фронтом волны понимается граница волнового пакета, фиксируемая по характерному возмущению глубины залегания изотермы в области слоя скачка. Пример процедуры обнаружения таких событий представлен в [1]. Предполагается, что измерения на каждом бую проводятся синхронизировано с одинаковым шагом дискретизации по времени Tm . На каждом временном шаге производится обработка результатов измерений с целью определения факта прихода фронта волны. Начало системы координат привязано к бую Б1, на котором раньше других зафиксирован фронт волны. В локальной системе координат этот буй используется в качестве центра локальной системы координат.

Рис. 1. Расчетная схема для системы трех буйев: $(X1, Y1)$ — координаты бую № 1; $(X2, Y2)$ — координаты бую № 2; $(X3, Y3)$ — координаты бую № 3; L_{12} — расстояние между буйами № 1 и № 2; L_{13} — расстояние между буйами № 1 и № 3; L_2 — расстояние, которое проходит фронт волны распространяясь от бую № 1 к бую № 2; L_3 — расстояние, которое проходит фронт волны распространяясь от бую № 1 к бую № 3; V_w — скорость волны; A_w — угол между перпендикуляром к фронту волны и осью X; A_3 — угол между буйами № 2 и № 3; Tm — интервал дискретизации измерений

Fig. 1. Calculation scheme for a system of three buoys: $(X1, Y1)$ — coordinates of buoy No. 1; $(X2, Y2)$ — coordinates of buoy No. 2; $(X3, Y3)$ — coordinates of buoy No. 3; L_{12} — distance between buoys No. 1 and No. 2; L_{13} — distance between buoys No. 1 and No. 3; L_2 is the distance that the wave front passes through propagating from buoy No. 1 to buoy No. 2; L_3 is the distance that the wave front passes through propagating from buoy No. 1 to buoy No. 3; V_w is the wave velocity; A_w is the angle between the perpendicular to the wave front and the X axis; A_3 is the angle between buoys No. 2 and No. 3; Tm — sampling interval of measurements



Ось X проходит через буй Б2. Это тот буй, к которому фронт волны приходит вторым. Для определения скорости и направления используются геометрические параметры расчетной схемы: L_{12} , L_{13} , L_2 , L_3 , $A3$.

При этом расстояния L_{12} , L_{13} и угол $A3$ определяются из текущих координат буюв в локальной системе координат. Угол $A3$ рассчитывается с использованием скалярного произведения векторов $(X3, Y3)$ и $(X2, Y2)$:

$$A3 = \arccos \left(\frac{X3 \cdot X2 + Y3 \cdot Y2}{\left((X3^2 + Y3^2)^{1/2} \cdot (X2^2 + Y2^2)^{1/2} \right)} \right). \quad (1)$$

С учетом того, что $Y2 = 0$ получаем:

$$\text{abs}(A3) = \arccos \left(\frac{X3}{\left((X3^2 + Y3^2)^{1/2} \right)} \right). \quad (2)$$

Скалярное произведение, используемое для определения угла $A3$, дает абсолютное значение угла. Для дальнейших вычислений необходимо учитывать знак угла $A3$. Для расчетной схемы с рис. 1 логическое условие, определяющее знак для $A3$:

$$A3 > 0 \text{ if } Y3 \geq 0, A3 < 0 \text{ if } Y3 < 0. \quad (3)$$

При этом значение угла удовлетворяет интервальным ограничениям:

$$\pi > A3 > -\pi. \quad (4)$$

При анализе результатов следует иметь ввиду, что угол $A3$ имеет положительное значение при повороте против часовой стрелки относительно оси X .

В предположении, что два других геометрических параметра расчетной схемы $L2$ и $L3$ могут быть вычислены через известные задержки распространения фронта волны, получаем уравнение для оценки угла распространения КВВ в локальной системе.

Для расчетной схемы должны выполняться следующие уравнения:

$$\cos(Aw) = \frac{Tm \cdot N_2 \cdot Vw}{L_{12}}, \quad (5)$$

$$\cos(A3 - Aw) = \frac{Tm \cdot N_3 \cdot Vw}{L_{13}}. \quad (6)$$

Таким образом, задача оценки параметров плоской волны в локальной системе координат с тремя буюми требует оценки параметров N_2 и N_3 и решения системы (5)–(6). Эта задача может быть решена несколькими способами, каждый из которых имеет собственную ценность с практической точки зрения.

Следует указать, что соотношение (6) универсально и существенным образом использует свойство четности функции косинуса. Из этой системы уравнений получаем трансцендентное уравнение для Aw , разделив (5) на (6), и преобразовав полученное соотношение, получаем трансцендентное уравнение для определения угла Aw :

$$\cos(Aw) = \frac{L_{13} \cdot N_2 \cdot \cos(A3 - Aw)}{L_{12} \cdot N_3}. \quad (7)$$

Соответственно, для определения характеристик КВВ волны требуется решить численным методом всего одно уравнение:

$$Aw = \arccos \left(\frac{L_{13} \cdot N_2 \cdot \cos(A3 - Aw)}{L_{12} \cdot N_3} \right). \quad (8)$$

Скорость распространения КВВ для угла Aw равна:

$$Vw = \frac{\cos(Aw) \cdot L_{12}}{Tm \cdot N_2}. \quad (9)$$

Компоненты вектора Vw в локальной системе координат описываются в виде:

$$Vwx = \frac{\cos^2(Aw) \cdot L_{12}}{Tm \cdot N_2}, \quad Vwy = \frac{\cos(Aw) \cdot \sin(Aw) \cdot L_{12}}{Tm \cdot N_2}. \quad (10)$$

В соответствии с используемой расчетной схемой координаты буев в исходной постановке задаются в используемой глобальной системе координат. Так как динамически меняющиеся текущие координаты буев 1 и 2 используют глобальную систему координат, привязка характеристик КВВ к глобальной системе координат требует пересчета значения угла AgI из локальной системы в глобальную.

Для приведения результатов обработки в глобальную систему координат требуется знание угла AgI между какой-либо координатной осью в локальной системе координат и аналогичной осью (X или Y) в глобальной. На рис. 2 приведена расчетная схема для оценки угла AgI .

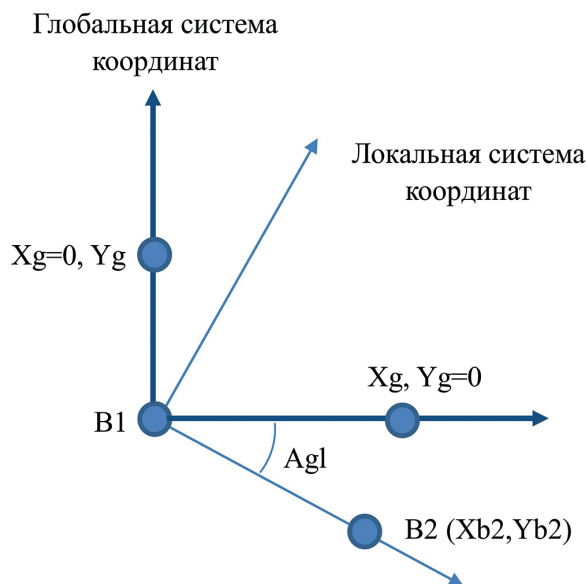


Рис. 2. Расчетная схема для оценки угла AgI

Fig. 2. Calculation scheme for estimating the AgI angle

Общая схема оценки угла аналогична оценке угла $A3$ (1)–(3): для оценки модуля угла используем скалярное произведение; для оценки знака используется соответствующее логическое условие.

Без потери общности и для определенности используем ось X глобальной системы координат, на которой требуется задать координату точки Xg . Модуль угла AgI равен:

$$\text{abs}(AgI) = \arccos \left(\frac{Xb2}{(Xb2^2 + Yb2^2)^{1/2}} \right). \quad (11)$$

Логическое условие для определения знака условия, определяющее знак для $A3$:

$$AgI > 0 \text{ if } Yb2 \geq 0, AgI < 0 \text{ if } Yb2 < 0. \quad (12)$$

Тогда вектор скорости в глобальной системе координат будут равен:

$$\mathbf{Vwgl} = \mathbf{R} \cdot \mathbf{Vw}, \quad (13)$$

где $\mathbf{Vwgl} = \begin{pmatrix} Vwgx \\ Vwgy \end{pmatrix}$ — вектор скорости в глобальной системе координат; $\mathbf{R} = \begin{pmatrix} \cos(AgI) & -\sin(AgI) \\ \sin(AgI) & \cos(AgI) \end{pmatrix}$ — матрица поворота; $\mathbf{Vw} = \begin{pmatrix} \dot{E} \\ \dot{E} \end{pmatrix}$ — вектор скорости в локальной системе.

3. Метод взаимно корреляционных функций

Важной особенностью задачи определения параметров КВВ по результатам натурных измерений является наличие шумов, а также ряда других факторов, существенным образом искажающих форму волны в разнесенных по положению буях. Применение корреляционных функций для обработки сигналов с большим уровнем шумов является стандартным подходом в гидроакустике [10].

Корреляционные функции широко используются в гидроакустических комплексах для обнаружения сигналов известной формы, так как обеспечивают возможность обнаружения таких сигналов при наличии большого уровня шумов [11]. По сравнению с системами гидролокации и гидроакустическими системами передачи данных специфика рассматриваемой задачи заключается в том, что форма КВВ априори неизвестна [12, 13].

Массивы данных, которые подвергаются обработке, представляют собой изотермы на глубине залегания термоклина с трех дрейфующих буев. Исходные данные включают в себя: временные метки (дата и время); географические координаты буев; температурные измерения; гидростатическое давление для пересчета номинальных горизонтов расположения датчиков в реальные. На эти данные накладываются шумы разной природы. Таким образом, проверкой работоспособности предлагаемого подхода является тестирование обработки при различном отношении сигнал/шум (Signal to Noise Ratio SNR).

В рамках данной терминологии сигналами будут являться глубины залегания изотермы, для которых будут вычисляться взаимно корреляционные функции с целью определения наличия КВВ, а также будут определяться положения максимумов взаимно корреляционных функций для вычисления задержек распространения фронта волны.

Дискретная взаимная корреляционная функция описывается следующим выражением:

$$R_{12}[n] = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} S_1[n] \cdot S_2[n-k], \quad (14)$$

где k — сдвиг исходного сигнала в отсчетах; n — нумерация отсчетов; N — число отсчетов.

Метод взаимно корреляционных функций позволяет вычислять параметры $N2$ и $N3$, описывающие задержку при распространении фронта КВВ от буя Б1, расположенного в начале локальной системы координат до буев Б2 и Б3.

Для детектирования наличия КВВ для каждого временного отсчета производится расчет взаимно корреляционных функций для трех массивов измерений для каждого из буев. При этом для каждой пары сигналов рассчитываются две корреляционные функции с переменной массивов. В терминах формулы для дискретной корреляционной функции это R_{12} , R_{21} , R_{13} , R_{31} , R_{23} , R_{32} .

Характерным признаком наличия КВВ является наличие ярко выраженных максимумов на каждом из шести графиков корреляционных функций. Фиксация наличия КВВ осуществляется при превышении значений корреляционных функций заданного порога, который является параметром метода. При задержке одного из сигналов по отношению к другому положение максимума корреляционной функции дает возможность оценить величину этой задержки.

Алгоритм определения параметров $N2$ и $N3$ и определения длительности КВВ по направлению распространения иллюстрируется рис. 3. Для иллюстрации приведены результаты корреляционной обработки модельной задачи с использованием солитоноподобной волны. Форма волны описывается гауссианом. В первом случае форма модельной волны идеальна и одинакова для каждого из буев. Во втором варианте на модельную волну накладывается гауссов шум с параметрами: математического ожидания $\mu = 0$, дисперсией $\sigma^2 = [0,408-0,707]$. Такое значение дисперсии обеспечивает изменение отношения сигнал/шум в диапазоне $\text{SNR} = [1-3]$.

Рассмотрим первую модельную задачу. Даны две модельные солитоноподобные волны: S_1 и S_2 . Задержка распространения фронта волны между буюм № 1 и буюм № 2 соответствует параметр $N2$. Для вычисления $N2$ используется метод взаимно корреляционных функций. Корреляционные функции: R_{12} — взаимно корреляционная функция S_1 и сигнала S_2 и R_{21} — взаимно корреляционная функция S_2 и сигнала S_1 , вычисляются по формулам:

$$R_{12} = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} S_1 \cdot S_2, \quad R_{21} = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} S_2 \cdot S_1. \quad (15)$$

Для вычисления задержки распространения фронта волны между буюм № 1 и буюм № 2 определяется положение максимумов корреляционных функций R_{12} , R_{21} , превышающих заданный порог:

$$N_{\max 12} = \arg(\max(R_{12})), \quad N_{\max 21} = \arg(\max(R_{21})). \quad (16)$$

Разность положения максимумов корреляционных функций равна удвоенному значению разности задержек исходных сигналов:

$$N2 = \frac{N_{\max 12} - N_{\max 21}}{2}. \quad (17)$$

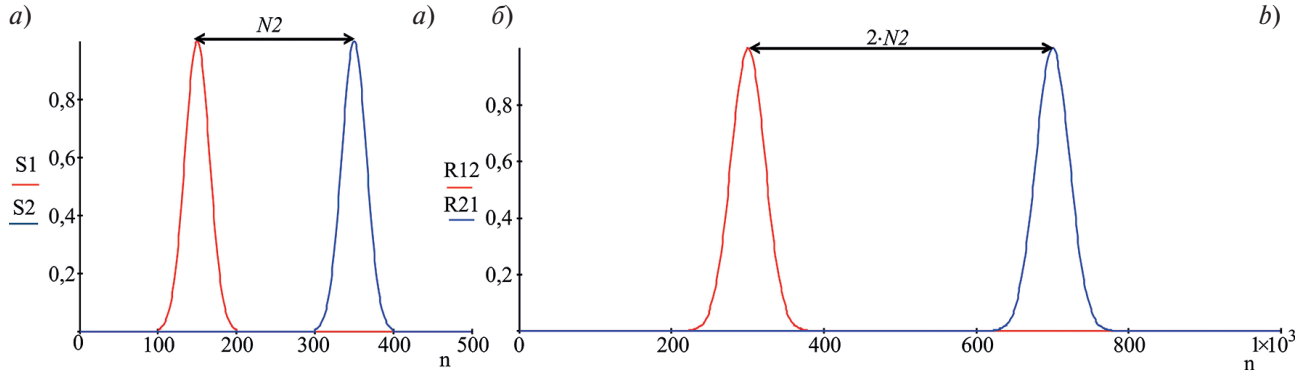


Рис. 3. Модельная задача: a — солитоноподобные волны; b — взаимно корреляционные функции R_{12} , R_{21}

Fig. 3. The model problem: a — soliton-like waves; b — cross-correlation functions R_{12} , R_{21}

Аналогичным образом вычисляется задержка распространения фронта волны между бумом № 1 и бумом № 3 N_3 .

Важным преимуществом подхода является возможность определения длительности волны по направлению распространения. Оценкой является размер усредненной ширины корреляционных функций для заданного порогового значения.

В модельной задаче использовалась методика имитационного моделирования [10], [14]. Были заданы два сигнала типа «гауссиан» сдвинутые относительно друг друга на 200 отсчетов (рис. 4, a). К сигналам добавлялся аддитивный гауссов шум с различными значениями SNR. Задержка вычислялась с использованием метода взаимно корреляционных функций. Для каждого уровня шума было выполнено 1000 опытов.

Полученные к настоящему времени результаты продемонстрировали возможность использования взаимно корреляционной функции для оценки задержки распространения КВВ. В таблице 1 представлены результаты имитационного моделирования для различного уровня отношения сигнал/шум в диапазоне $\text{SNR} = [1-3]$.

На рис. 4, b представлена зависимость отклонения задержки от заданного значения (200) от отношения сигнал/шум в диапазоне $\text{SNR} = [1-3]$.

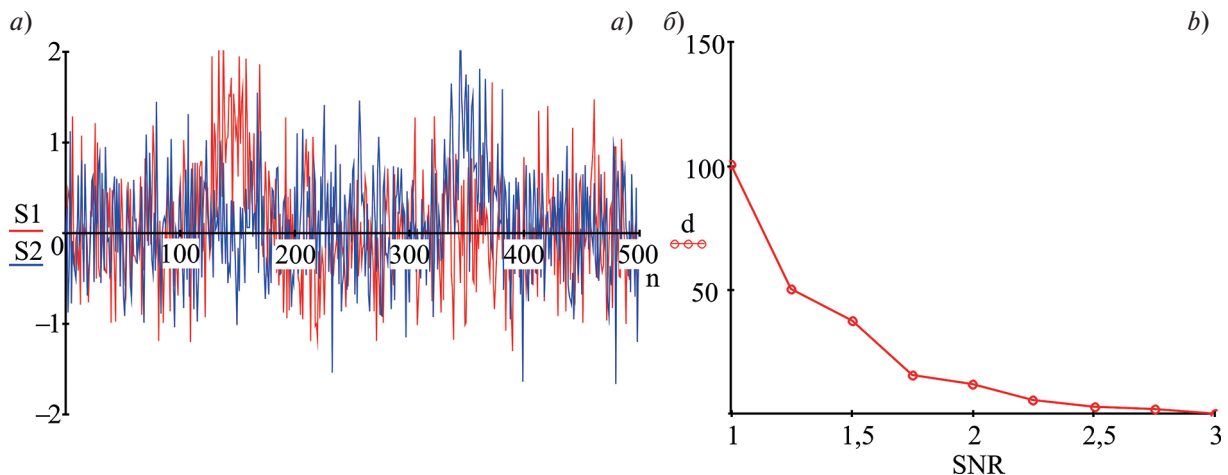


Рис. 4. Результаты имитационного моделирования: a — S_1 — зашумленный сигнал типа «гауссиан» при $\text{SNR} = 1,75$; S_2 — зашумленный сигнал типа «гауссиан» с задержкой 200 отсчетов по отношению к S_1 при $\text{SNR} = 1,75$; b — зависимость отклонения значений задержки от заданного значения (d) от отношения сигнал/шум (SNR)

Fig. 4. Imitation modelling results: a — S_1 is a noisy “Gaussian” type signal at $\text{SNR} = 1.75$; S_2 is a noisy “Gaussian” type signal with a delay of 200 samples relative to S_1 at $\text{SNR} = 1.75$; b — The dependence of the deviation of the delay values from the set value (d) on the SNR

Таблица 1

Table 1

Результаты имитационного моделирования

Imitation modelling results

Количество опытов 1000				
Параметры гауссова шума: мат. ожидание, дисперсия	Отношение сигнал/шум	Известное значение задержки	Вычисленное значение задержки	Отклонение значений по модулю
$\mu = 0; \sigma = 0,707$	1	200	99,561	100,439
$\mu = 0; \sigma = 0,632$	1,25	200	149,537	50,463
$\mu = 0; \sigma = 0,577$	1,5	200	162,707	37,293
$\mu = 0; \sigma = 0,535$	1,75	200	184,304	15,696
$\mu = 0; \sigma = 0,5$	2	200	188,022	11,978
$\mu = 0; \sigma = 0,471$	2,25	200	194,503	5,497
$\mu = 0; \sigma = 0,447$	2,5	200	197,301	2,699
$\mu = 0; \sigma = 0,426$	2,75	200	198,248	1,752
$\mu = 0; \sigma = 0,408$	3	200	199,818	0,182

Очевидно, что при наличии шума и искажений в данных точность определения задержки будет ухудшаться. Из практических соображений представляется целесообразным ввести 10 % порог по точности для отбора соотношения SNR, при котором метод взаимно корреляционных функций хорошо работает для определения задержки КВВ типа «гауссиан». По данным из табл. 1 это $\text{SNR} = 1,75$ (рис. 4, а). Рисунок 4, а иллюстрирует факт того, что метод взаимно корреляционных функций позволяет определить задержку с заданной точностью даже для сильно зашумленных сигналов, тогда как при использовании визуального анализа это уже не представляется возможным. Однако метод имеет ограничения, а именно, предполагается, что волна имеет существенно большие размеры, чем максимальное расстояние между буями и волна распространяется в виде плоского фронта.

4. Численные методы решения

В работе рассматриваются три способа оценки параметров КВВ: аналитический и два численных. Под аналитическим решением понимается получение параметров на основе явных соотношений, вытекающих из модели плоской волны. Первый численный метод — метод поиска минимума на регулярной сетке — представляет собой алгоритм одномерной минимизации целевой функции (квадрата невязки уравнения (8)) на заданном интервале изменения угла A_w с использованием переборного алгоритма. Второй численный метод — метод сжимающихся интервалов — относится к классу интервальных алгоритмов глобальной оптимизации и основан на последовательном сужении области неопределенности параметров с одновременной оценкой точности решения.

Применение численных методов для оценки параметров КВВ в перспективе открывает возможности использования более сложных моделей КВВ, включая искажение формы волны при распространении, учет дрейфа и т. п. Можно выделить два базовых типа обработки результатов натурных измерений, которые необходимо иметь в составе автоматизированной системы регистрации КВВ средства для: постобработки массива данных натурных измерений; обработки в реальном масштабе времени.

В режиме постобработки выполняется анализ накопленных данных натурных измерений с целью как изучения феномена КВВ, так и для разработки методик, методов и алгоритмов. Этот режим, в принципе, не накладывает жестких ограничений на время обработки.

При обработке в реальном масштабе времени требуется выполнить решение функционально полного комплекса прикладных задач за фиксированный промежуток времени. Конкретные методы обработки данных в реальном времени оказывают существенное влияние как на архитектуру системы в целом, так и используемые аппаратно-программные решения, используемые при разработке архитектуры буев.

Общая схема применения метода взаимно-корреляционных функций для системы с тремя буями включает в себя расчет шести корреляционных функций и определения положения максимума для каждой из них. С использованием (17) далее оцениваются параметры N_2 и N_3 расчетной схемы. Таким образом, ключевой прикладной задачей является нахождения глобального экстремума одномерной функции, которая в общем случае мультимодальна. Иллюстрацией этого утверждения является корреляционные функции с рис. 7, которые получены при обработке данных натурных измерений.

Алгоритмы поиска минимума одномерных унимодальных функции разработаны давно и хорошо известны [15]. При этом представляется важным отметить, что эти алгоритмы во главу угла ставили уменьшение объема вычислений, что было связано со скромными возможностями первых поколений микропроцессоров.

Существенно, что такого рода алгоритмы имеют итерационный характер, что существенно затрудняет оценку времени на реализацию такого рода алгоритмов. Более того потенциально существует опасность зацикливания. В системах обработки реального времени это является ошибкой. На практическом уровне это означает, что КВВ не будет обнаружена.

Оценки параметров КВВ с использованием метода взаимно корреляционных функций в качестве ключевого элемента включает в себя решение трансцендентного уравнения (8) для оценки Aw . Далее с использованием этого параметра производится оценка Iw с последующей трансформацией этих параметров в глобальную систему координат.

Задача решения трансцендентного уравнения (8) также сводится к задаче поиска экстремума, в данном случае речь идет о минимуме. Для этого введем целевую функцию для квадрата невязки уравнения (8) в виде:

$$F(Aw) = \left(\cos(Aw) - \frac{L_{13} \cdot N_2 \cdot \cos(A3 - Aw)}{L_{12} \cdot N_3} \right)^2. \quad (18)$$

Важно отметить, что эта функция на интервале $[-\pi, \pi]$ имеет единственное решение:

$$Aw = \min_{Aw \in [-\pi, \pi]} F(Aw). \quad (19)$$

Для иллюстрации на рис. 5. приведен график целевой функции (18) для параметров из иллюстрирующего примера, который описан в разделе 4.

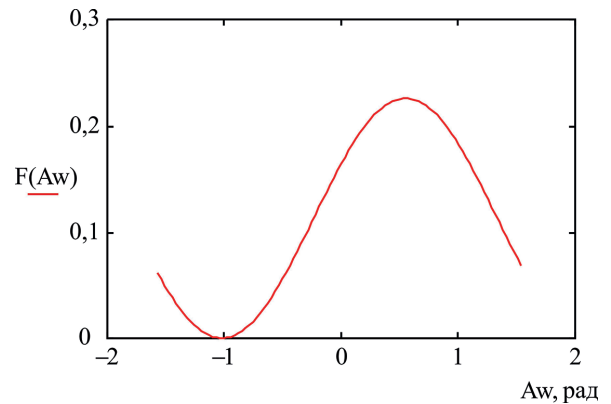


Рис. 5. Значение целевой функции на интервале $[-\pi/2, \pi/2]$ (на примере обработки данных натурных измерений $N_2 = 11$, $N_3 = 9$; $Tm = 10$ с)

Fig. 5. The value of the objective function in the interval $[-\pi/2, \pi/2]$ (using the example of processing field measurement data $N_2 = 11$, $N_3 = 9$; $Tm = 10$ s)

Исходное трансцендентное уравнение имеет множество решений. Однако в этом случае проблема решается путем использования интервальных ограничений на значение угла Aw . Применительно к рассматриваемой задаче речь идет об оценке параметров модели «Плоская волна» по данным натурных измерений. Размерность пространства параметров для этой модели равно двум.

В работе [16] был предложен класс переборных алгоритмов, предназначенных для поиска экстремума функций для относительно небольших размерностей. Это класс методов сжимающихся интервалов, который существенным образом использует интервальное описание области неопределенности. Такая постановка восходит к Канторовичу [17] и положила начало разработки теории интервальных вычислений [18, 19]. Суть подхода заключается в использовании границ значений для переменных.

Как показано в работе [16], для одномерной задачи обеспечивается нахождение глобального экстремума для одномерной мультимодальной функции. Таким образом, его применение обеспечивает решение задачи нахождения глобального максимума для корреляционных функций, которые в общем случае могут быть мультимодальными. Платой за это является существенное увеличение объема вычислений. И с этой точки зрения, это полезный инструмент решения прикладных задач постобработки.

Постановка задачи в интервальной постановке заключается в задании целевой скалярной функции многих переменных, которые являются оцениваемыми параметрами. Для каждого из параметров задаются начальные границы. За значение оцениваемого параметра принимается средняя точка его интервала неопределенности, который описывается двумя значениями. Оценкой точности является половина интервала неопределенности для каждого из параметров.

Методы класса сжимающихся интервалов реализуются как конечная последовательность шагов. На каждом шаге осуществляется уменьшение размера области неопределенности. Для корректировки границ интервалов неопределенности используется скалярная целевая функция многих переменных.

В качестве параметра метода используется число шагов, на каждом из которых исходная область неопределенности сжимается по определенному алгоритму. Существенными преимуществами является то, что уменьшение размера области неопределенности описывается геометрической прогрессией. При этом алгоритм естественным образом распараллеливается, что существенно упрощает его реализацию.

В работе [20] описан опыт применения этого метода для оценки двух параметров винтомоторной группы для летательных аппаратов, использующих BLDC моторы. Целевая функция представляла собой сумму квадратов невязки для таблицы измерений с расчетными значениями, рассчитываемыми по эмпирической формуле с двумя параметрами. В этой же работе рассмотрены практически важные аспекты выбора меры оценки точности.

Аналогичный подход может быть применен к задаче оценки A_w и I_w КВВ по данным натурных измерений. Для этого вводится целевая функция, представляющая сумму квадратов невязок уравнений (8)–(9). Результаты применения метода сжимающихся интервалов применительно к задаче обработки данных измерений приведены в разделе 4.

5. Обработка данных натурных измерений

Предлагаемый подход тестировался для обработки данных, представляющих собой глубины залегания изотерм в области термоклина с трех дрейфующих буев «Волна-ДБ 01». Измерения выполнялись в рамках экспедиции всероссийской образовательной программы «Плавучий университет» в июле 2024 г. на НИС «Профессор Молчанов» в проливе Карские Ворота. Измерительные линии дрейфующих буев охватывали слой от поверхности до глубины 65 метров. Дискретность измерений составляла 10 с, продолжительность 7 ч.

Описанная выше модель не учитывает дрейф буев. Движение КВВ описывается относительно двух систем отсчета: подвижной системы отсчета (ПСО) (массив дрейфующих буев) и неподвижной системы отсчета (НСО). Зная скорость КВВ относительно ПСО (V_w) и скорость движения ПСО (скорость дрейфа буев V_{dr}) относительно НСО, можно вычислить скорость движения КВВ относительно НСО:

$$\mathbf{Vw}' = \mathbf{Vw} + \mathbf{V}_{dr}, \quad (20)$$

где $\mathbf{Vw}'$ — вектор скорости КВВ относительно НСО, $\mathbf{Vw}$ — вектор скорости КВВ относительно ПСО, $\mathbf{V}_{dr}$ — вектор скорости дрейфа буев относительно НСО.

Оценка вектора скорости дрейфа буев относительно НСО получается усреднением скорости дрейфа по трем буям:

$$\mathbf{V}_{dr} = (\mathbf{V}_{dr1} + \mathbf{V}_{dr2} + \mathbf{V}_{dr3}) / 3. \quad (21)$$

Вычисления выполняются с использованием правил сложения векторов. Для этого требуется оценка угла в глобальной системе координат, которая предполагается неподвижной.

Для обработки использован фрагмент записи колебаний изотерм от 24 июля 2024 года (рис. 6, а). Была выбрана изотерма 5 градусов, отражающая положение термоклина. В период примерно с 4:49 по 5:39 на записях отмечался цуг из 6 ранжированных по амплитуде колебаний в виде волн заглубления термоклина. Амплитуда первой зарегистрированной волны составляла 2,5 м, а замыкающей 1,5 м. Период волн варьировался от 10 до 15 мин. Данный цуг регистрировался перед сменой направления дрейфа буев системы (рис. 6, б), что может указывать на приливное происхождение регистрируемых волн. Фрагменты изотерм, содержащие данный цуг были выбраны для последующей обработки.

Задержки при распространении волны между буями вычислялись как сдвиг положений максимумов взаимно корреляционных функций (рис. 7). Задержка распространения фронта волны между буюм № 1 и буюм № 2 $N2=11$, между буюм № 1 и буюм № 3 — $N3=9$. Интервал дискретизации измерений составил $Tm=10$ с. Длительность сигналов составила 300 отсчетов.

Расчет скорости и направления распространения КВВ для обработки данных натурального эксперимента задачи выполнялся тремя способами: аналитическое решение в глобальной системе координат; численное решение в локальной системе координат; численное решение с применением метода сжимающихся интервалов.

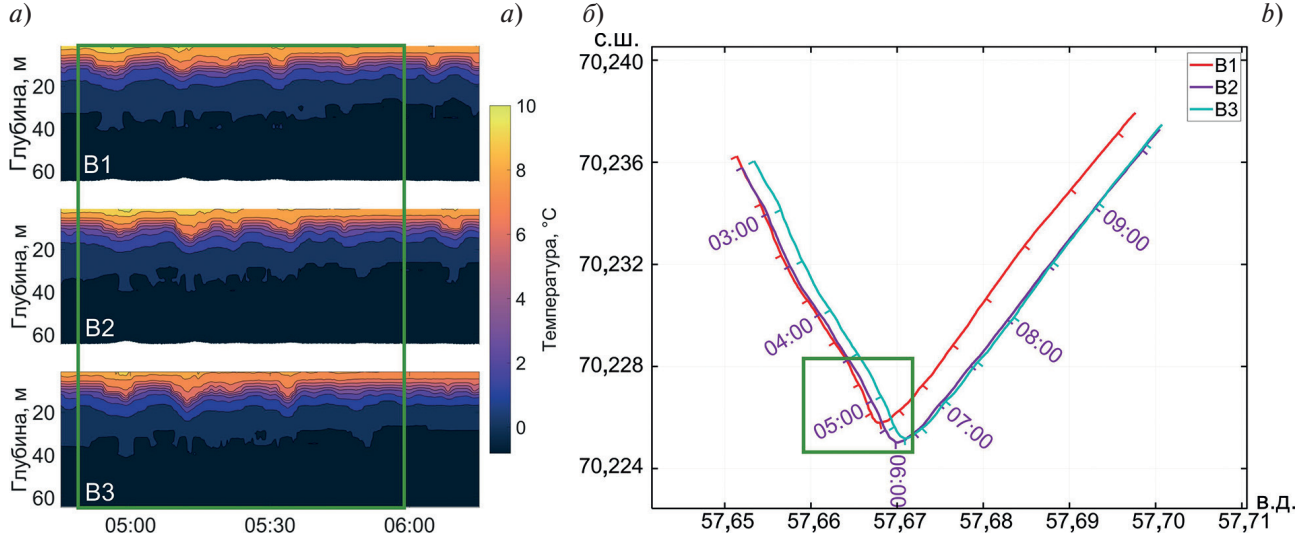


Рис. 6. Результаты измерений дрейфующей системой в проливе Карские Ворота 24 июля 2024 г.: *a* — фрагменты записей колебаний изотерм; *b* — карта траекторий дрейфа буйев системы. Зеленый прямоугольник отмечает выбранные для дальнейшего анализа данные. B1 — буй № 1, B2 — буй № 2, B3 — буй № 3

Fig. 6. The results of measurements by the drifting system in the Kara Gate Strait on July 24, 2024: *a* — fragments of recordings of isotherm oscillations; *b* — a map of the buoy drift trajectories of the system. The green rectangle marks the data selected for further analysis. B1 — buoy No. 1, B2 — buoy No. 2, B3 — buoy No. 3

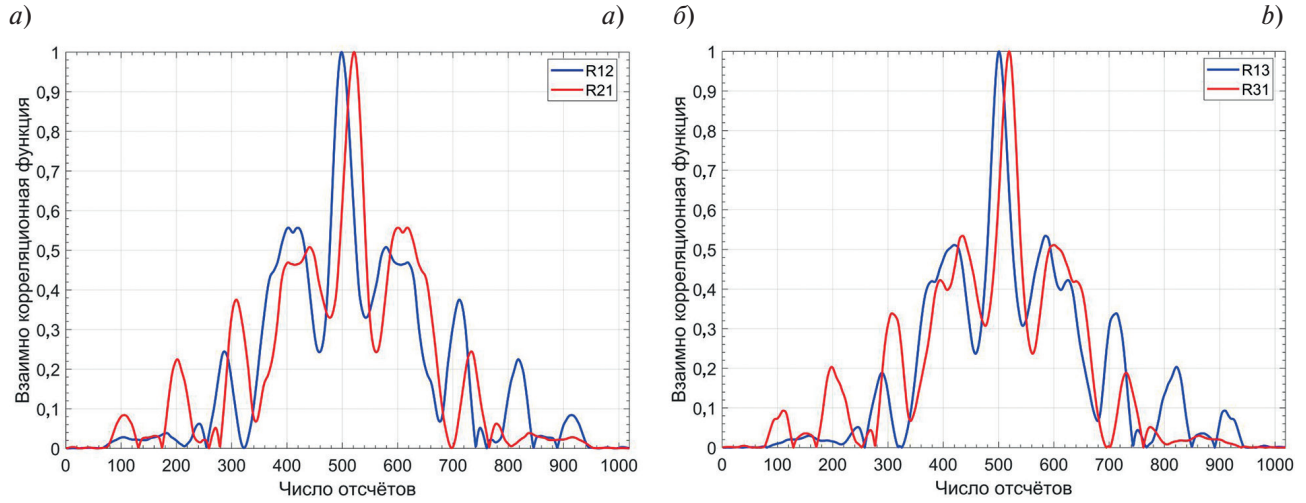


Рис. 7. Взаимно корреляционные функции: *a* — R_{12} , R_{21} ; *b* — R_{13} , R_{31}

Fig. 7. Cross-correlation functions: *a* — R_{12} , R_{21} ; *b* — R_{13} , R_{31}

В работе [1] описано аналитическое решение задачи определения скорости и направления распространения КВВ. Тогда, скорость КВВ можно выразить:

$$V_{\text{БВ}} = \frac{L_{12} \sin \varphi_{2\text{Б}}}{t_2 - t_1} = \frac{L_{13} \sin \varphi_{3\text{Б}}}{t_3 - t_1} = \frac{L_{12} \sin \varphi_{2\text{Б}}}{N_2 \cdot Tm} = \frac{L_{13} \sin \varphi_{3\text{Б}}}{N_3 \cdot Tm}, \quad (22)$$

Угол между прямой волнового фронта, проходящей через точку Б₁ и направлением из точки Б₁ в точку Б₂, определяется по формуле:

$$\varphi_{2\text{Б}} = \pm \arctg \left(\frac{\sin \varphi_{32}}{\frac{L_{12} \cdot (t_3 - t_1)}{L_{13} \cdot (t_2 - t_1)} - \cos \varphi_{32}} \right) = \pm \arctg \left(\frac{\sin \varphi_{32}}{\frac{L_{12} \cdot N_3 \cdot Tm}{L_{13} \cdot N_2 \cdot Tm} - \cos \varphi_{32}} \right), \varphi_{3x} > \varphi_{2x}. \quad (23)$$

Угол между прямой волнового фронта, проходящей через точку B_1 и направлением из точки B_1 в точку B_3 , определяется по формуле:

$$\varphi_{3B} = \varphi_{2B} \pm \varphi_{32}, \varphi_{3x} > \varphi_{2x}. \quad (24)$$

Выше под B_1 и B_2 понимались буи, а точка B_1 и точка B_2 взяты из работы [1].

Угол между направлением распространения волны и направлением на север:

$$\varphi_{BB} = 2\pi + \varphi_{2B} - \varphi_{2x}. \quad (25)$$

Расчет по выражениям (22) и (25) дает скорость и направление распространения волны в движущейся системе отсчета, связанной с дрейфующей системой.

Аналитические формулы для угла требуют учета квадрантов, коррекции углов по знакам проекций и сложной логики при переходах через $\pm\pi$. Данное решение позволяет определить параметры КВВ, но требует соблюдения ряда условий по выбору знака в формулах для определения углов, что затрудняет применение данного метода в системах регистрации реального времени.

В качестве иллюстрирующего примера рассмотрим применение одного из вариантов метода сжимающихся интервалов к задаче оценки параметров КВВ с использованием данных натурных измерений. Расчетная схема для оценки параметров КВВ с использованием численного решения и локальной системы координат представлена на рис. 8. Для применения метода в рассматриваемой задаче используется целевая скалярная целевая функция от параметров Aw и Vw . Целевая функция представляет собой норму вектора невязки системы уравнений (8)–(9):

$$GOAL_A(Aw, Vw) = \left(\cos(Aw) - \frac{Tm \cdot N2 \cdot Vw}{L_{12}} \right)^2 + \left(\cos(A3 - Aw) - \frac{Tm \cdot N3 \cdot Vw}{L_{13}} \right)^2. \quad (26)$$

Целевая функция в исходной области неопределенности имеет единственный минимум. В такой постановке это корректная по Адамару задача в смысле наличия единственного решения. И ее решение одним из вариантов метода сжимающихся интервалов за конечное число шагов не вызывает затруднений. Для оценки угла и скорости распространения КВВ использовался вариант реализации метода сжимающихся интервалов с наличием ограничений.

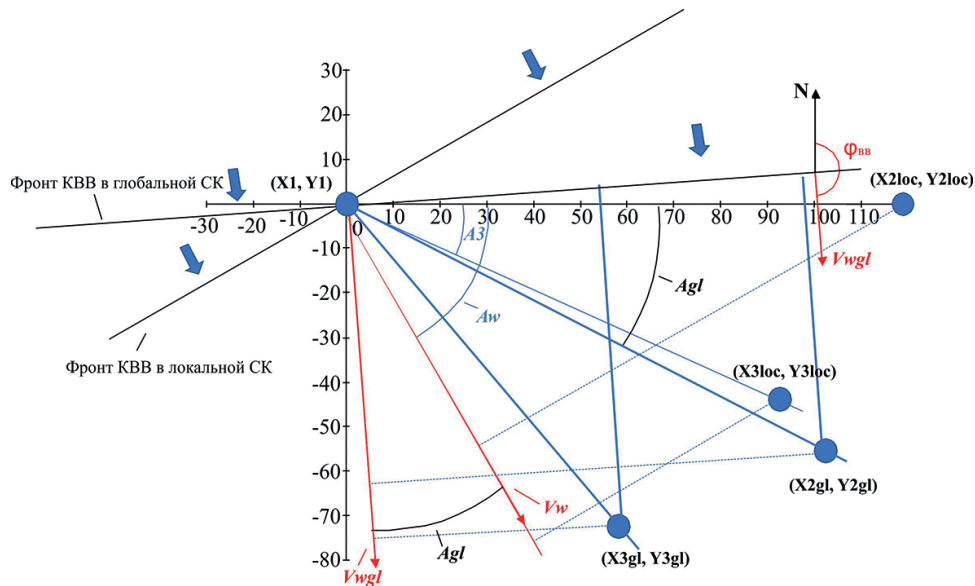


Рис. 8. Расчетная схема для численного решения

Fig. 8. Calculation scheme for numerical solution

Параметрами алгоритма являются: $Aw = [-\pi/2, \pi/2]$ (рад) исходный интервал неопределенности угла Aw ; $Vw = [0, 5]$ (м/с) исходный интервал неопределенности скорости Vw ; NPOINT = 41 — количество точек регулярной сетки; KD = 3 — коэффициент ускорения; NSTEP = 75 — количество шагов. Эти параметры выбираются из специфики конкретной прикладной задачи. Результаты расчета приведены в табл. 2.

Таблица 2
Table 2

Оценка параметров методом сжимающихся интервалов
Estimation of parameters by the method of shrinking intervals

Целевая функция: $GOAL_A(Aw, Vw) = \left(\cos(Aw) - \frac{Tm \cdot N2 \cdot Vw}{L_{12}} \right)^2 + \left(\cos(A3 - Aw) - \frac{Tm \cdot N3 \cdot Vw}{L_{13}} \right)^2$				
Область неопределенности	Нижняя граница	Верхняя граница	Среднее значение	Оценка точности
Исходная	$Aw_L = -\pi/2$ $Vw_L = 0$	$Aw_H = \pi/2$ $Vw_H = 5$	0 рад 2,5 м/с	+/- 1,57 рад +/- 2,5 м/с
Результирующая	$Aw_L = -1,02576$ $Vw_L = 0,674$	$Aw_H = -1,01669$ $Vw_H = 0,688$	-1,02135 рад 0,681 м/с	+/- 0,009 рад +/- 0,007 м/с

Результаты сравнения оценки параметров КВВ разными способами представлены в табл. 3. В табл. 3 приведены данные для угла $\varphi_{вв}$ — угла, измеряемого по ходу часовой стрелки между направлением распространения волны и направлением на север. Аналитическое решение позволяет определить направление распространения КВВ посредством вычисления угла $\varphi_{2в}$ (23)–(25). В столбце «Численное решение» представлены результаты оценки параметра Aw путем применения переборного алгоритма к решению задачи (19) и последующему расчету значения Vw .

Таблица 3
Table 3

Сравнение применения методов оценки параметров КВВ
Comparison of the use of methods for estimating internal waves parameters

Параметр	Аналитическое решение	Численное решение	
		Метод поиска минимума на регулярной сетке	Метод сжимающихся интервалов
Угол Aw , °	В данном методе не вычисляется	–59	–59
Угол $\varphi_{2в}$, °	–31	В данном методе не вычисляется	В данном методе не вычисляется
Направление распространения КВВ относительно севера $\varphi_{вв}$, °	177	177	177
Оценка точности определения направления, %	В данном методе не вычисляется	В данном методе не вычисляется	0,44
Скорость Vw , м/с	0,68	0,68	0,68
Оценка точности определения скорости, %	В данном методе не вычисляется	В данном методе не вычисляется	1,06

В приведенном примере обработки рассчитанная скорость дрейфа составила 0,1 м/с, угол дрейфа 123°. Тогда в соответствии с (20)–(21) скорость КВВ составит 0,74 м/с. Было выполнено сопоставление вектора скорости КВВ с полученными ранее оценками в районе Карских Ворот по данным обработки сигналов от трех термокос, расположенных в разных частях дрейфующего судна [21]. Продемонстрировано хорошее согласование оценок фазовой скорости: 0,74 м/с в настоящей работе против 0,87 м/с в [21]. Отмечено несоответствие оценок направления распространения (177° в данной работе против 56° в [21]), которое может быть вызвано тем, что измерения производились в разные фазы приливного цикла.

6. Заключение

В работе предложен новый подход к оценке параметров КВВ по результатам обработки результатов измерений температуры, выполненной массивом дрейфующих буев, базирующий на: вычислении задержки распространения сигналов между регистрирующими устройствами с помощью взаимно корреляционных функций; численном решении трансцендентного уравнения для определения направления движения и скорости КВВ; интервальном методе оценки параметров КВВ.

Оценка параметров скорости и направления выполнялась с использованием модели плоской волны. В локальной системе координат с использованием известных геометрических параметров расчетной схемы получена система двух уравнений для скорости и угла распространения КВВ. Описано два варианта численного решения этой системы. Один базируется на поиске минимума одномерной функции для уравнения угла распространения. Второй алгоритм использует интервальный метод одновременной оценки угла и скорости распространения КВВ. Интервальный метод обеспечивает получение оценки точности решения системы уравнений.

Полученные к настоящему времени результаты подтверждают перспективность применения метода взаимно-корреляционных функций и численных методов для определения базовых характеристик КВВ по данным натурных измерений температуры в системах регистрации реального времени.

В этой связи актуальными задачами следующего этапа являются задачи разработки методов: фиксации фронтов КВВ с использованием взаимно-корреляционных функций; выработки подходов к оценке формы волны; расширение границ применимости метода, связанных с ограничениями, накладываемыми моделью плоской волны. Предлагаемые алгоритмы ориентированы на работу в системах регистрации КВВ в реальном времени. Однако их развитие также позволит в дальнейшем обработать накопленный массив измерений, собранных в ходе экспедиционных исследований по программе «Плавучий университет», и получить оценки кинематических свойств КВВ в различных морях российской Арктики.

Финансирование

Измерения в проливе Карские ворота выполнены в рамках научно-образовательной программы «Плавучий университет» (соглашение № 075-01593-23-06). Формулирование методов обработки, имитационное моделирование и обработка результатов измерений выполнены в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИО РАН (тема № FMWE-2024-0028).

Funding

Measurements in the Kara Gates Strait were carried out within the framework of the scientific and educational program “Floating University” (Agreement No. 075-01593-23-06). The research was carried out within the state assignment of Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation for IO RAS (theme No. FMWE-2024-0028).

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Conflict of interests

The authors declare no conflict of interests.

Литература

1. Свергун Е.И., Зимин А.В., Мотыжев С.В., и др. Метод измерения характеристик короткопериодных внутренних волн при помощи массива дрейфующих термопрофилирующих буев // Морской гидрофизический журнал. 2025. Т. 41, № 3. С. 378–394. EDN UUZCGL.
2. Pelaez Quiñones J.D., Sladen A., Ponte A., et al. High resolution seafloor thermometry for internal wave and upwelling monitoring using Distributed Acoustic Sensing // Scientific Reports. 2023. Vol. 13, 17459. EDN NMMYXH. <https://doi.org/10.1038/s41598-023-44635-0>
3. Yang C.F., Chi W.C., van Haren H. et al. Tracking deep-sea internal wave propagation with a differential pressure gauge array // Scientific Reports. 2021. Vol. 11, 23311. EDN XYRZNF. <https://doi.org/10.1038/s41598-021-02721-1>
4. Preusse M., Peeters F., Lorke A. Internal waves and the generation of turbulence in the thermocline of a large lake // Limnology and Oceanography. 2010. Vol. 55, No. 6. P. 2353–2365. <https://doi.org/10.4319/lo.2010.55.6.2353>
5. Lorke A., Peeters F., Bäuerle E. High-Frequency Internal Waves in the Littoral Zone of a Large Lake // Limnology and Oceanography. 2006. Vol. 51, No. 4. P. 1935–1939. <https://doi.org/10.4319/lo.2006.51.4.1935>
6. Serebryany A., Khimchenko E., Popov O., Denisov D., Kenigsberger G. Internal Waves Study on a Narrow Steep Shelf of the Black Sea Using the Spatial Antenna of Line Temperature Sensors // Journal of Marine Science and Engineering. 2020. Vol. 8, 833. EDN JDCUER. <https://doi.org/10.3390/jmse8110833>

7. Гайский П.В. Стационарная измерительная система на базе термопрофилемеров на океанографической платформе для определения параметров внутренних волн: результаты испытаний // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон моря. 2024. № 1. С. 98–112. EDN TSHDME
8. Rong L., Xiong X., Chen L. An automatic identification algorithm of internal solitary wave for mooring data based on geometric characteristics of the flow field // *Frontiers in Marine Science*. 2023. Vol. 10: 1147268. EDN AYTQRY. <https://doi.org/10.3389/fmars.2023.1147268>
9. Zimin A., Svergun E., Sofina E., et al. Interannual variability of nonlinear internal wave characteristics in the Pacific Ocean off the Kamchatka Peninsula and the Northern Kuril Islands // *Frontiers in Marine Science*. 2025. Vol. 12, 1662937. EDN GNWFAF. <https://doi.org/10.3389/fmars.2025.1662937>
10. Бутырский Е.Ю. Методы моделирования и оценивания случайных величин и процессов. СПб.: Стратегия будущего, 2020. 642 с. EDN RIWUKM. https://doi.org/10.37468/mon_1850
11. Астапкович А.М., Матвеев Д.П., Шарафутдинова Т.К. Способ обнаружения сигналов известной формы на основе векторно-косинусной меры подобия. Патент № 2783875 С1 от 21.11.2022. EDN QUHQJA.
12. Степанюк И.А. Методы измерения характеристик морских внутренних волн. СПб.: изд. РГГМУ, 2002. 136 с.
13. Сабинин К.Д., Серебряный А.Н. Горячие точки в поле внутренних волн в океане // *Акустический журнал*. 2007. Т. 53. С. 410–436. EDN HFFSOU
14. Шарафутдинова Т.К. Программа для синтеза и исследования свойств детекторов сигналов. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2021615878 от 13.04.2021.
15. Himmelblau D. Applied nonlinear programming. McGraw-Hill Education, 1972.
16. Астапкович А.М., Бутырский Е.Ю., Шкатов А.В., Васильев В.В. Метод сжимающихся интервалов на регулярной сетке для поиска глобального минимума // *Информация. Космос*. 2024. № 1. С. 91–105. EDN AHFJUS.
17. Канторович Л.В. О некоторых новых подходах к вычислительным методам и обработке наблюдений // *Сибирский математический журнал*. 1962. Т. 3, № 5. С. 701–709. EDN ZIGTWJ.
18. Жолен Л., Кифер М., Дидри О., Вальтер Э. Прикладной интервальный анализ. Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2007. 468 с.
19. Морозов А.Ю. Параллельный алгоритм адаптивной интерполяции на основе разреженных сеток для моделирования динамических систем с интервальными параметрами // *Программная инженерия*. 2021. Т. 12, № 8. С. 395–403. EDN DNKGPH. <https://doi.org/10.17875/prin.12.395-403>
20. Астапкович А.М., Шарафутдинова Т.К., Шкатов А.В. Параметрическая идентификация моделей методом сжимающихся интервалов // *Информация и космос*. 2024. № 3. С. 52–59. EDN AVQRDU.
21. Kozlov I.E., Kopyshov I.O., Frey D.I., et al. Multi-Sensor Observations Reveal Large-Amplitude Nonlinear Internal Waves in the Kara Gates, Arctic Ocean // *Remote Sensing*. 2023. Vol. 15. 5769. EDN LBAVOR. <https://doi.org/10.3390/rs15245769>

References

1. Svergun EI, Zimin AV, Motyzhev SV, et al. Measuring the characteristics of short-period internal waves using an array of drifting thermoprofiling buoys. *Physical Oceanography*. 2025;32(3):392–407. (In Russ.).
2. Pelaez Quiñones JD, Sladen A, Ponte A, et al. High resolution seafloor thermometry for internal wave and upwelling monitoring using Distributed Acoustic Sensing. *Scientific Reports*. 2023;13:17459. <https://doi.org/10.1038/s41598-023-44635-0>
3. Yang CF, Chi WC, van Haren H, et al. Tracking deep-sea internal wave propagation with a differential pressure gauge array. *Scientific Reports*. 2021;11:23311. <https://doi.org/10.1038/s41598-021-02721-1>
4. Preusse M, Peeters F, Lorke A. Internal waves and the generation of turbulence in the thermocline of a large lake. *Limnology and Oceanography*. 2010;55(6):2353–2365. <https://doi.org/10.4319/lo.2010.55.6.2353>
5. Lorke A, Peeters F, Bäuerle E. High-Frequency Internal Waves in the Littoral Zone of a Large Lake. *Limnology and Oceanography*. 2006;51(4):1935–1939. <https://doi.org/10.4319/lo.2006.51.4.1935>
6. Serebryany A, Khimchenko E, Popov O, Denisov D, Kenigsberger G. Internal Waves Study on a Narrow Steep Shelf of the Black Sea Using the Spatial Antenna of Line Temperature Sensors. *Journal of Marine Science and Engineering*. 2020;8:833. <https://doi.org/10.3390/jmse8110833>
7. Gaisky PV. Thermoprofiler-Based Stationary Measuring System on the Oceanographic Platform for Determining Internal Wave Parameters: Testing Results. *Ecological Safety of Coastal and Shelf Zones of Sea*. 2024;(1):98–112. (In Russ.).
8. Rong L, Xiong X, Chen L. An automatic identification algorithm of internal solitary wave for mooring data based on geometric characteristics of the flow field. *Frontiers in Marine Science*. 2023;10:1147268. <https://doi.org/10.3389/fmars.2023.1147268>
9. Zimin A, Svergun E, Sofina E., et al. Interannual variability of nonlinear internal wave characteristics in the Pacific Ocean off the Kamchatka Peninsula and the Northern Kuril Islands. *Frontiers in Marine Science*. 2025;12:1662937. <https://doi.org/10.3389/fmars.2025.1662937>

10. Butyrsky EY. Methods of modeling and estimation of random variables and processes. St. Petersburg: Strategiya buduschego; 2020. 642 p. (In Russ.).
11. Astapkovich AM, Matveev DP, Sharafutdinova TK. A method for detecting signals of a known shape based on a vector-cosine similarity measure. Patent No. 2783875 C1 dated 11/21/2022. (In Russ.).
12. Stepanyuk IA. Methods of measuring the characteristics of marine internal waves. St. Petersburg: Izdatel'stvo RGGMU; 2002. 136 p. (In Russ.).
13. Sabinin KD., Serebryany AN. "Hot spots" in the field of internal waves in the ocean. *Acoustical Physics*. 2007;53(3):357–380.
14. Sharafutdinova TK. Program for synthesis and investigation of properties of signal detectors. Certificate of state registration of the computer program No. 2021615878, dated 04/13/2021. (In Russ.).
15. Himmelblau D. Applied nonlinear programming. McGraw-Hill Education; 1972.
16. Astapkovich AM, Butyrsky EYu, Shkatov AV, Vasiliev VV. The method of compressible intervals on a regular grid for searching for a global minimum. *Informatsiya. Kosmos*. 2024;(1):91–105. (In Russ.).
17. Kantorovich LV. On some new approaches to computational methods and observation processing. *Siberian Mathematical Journal*. 1962;3(5):701–709. (In Russ.).
18. Jolene L, Kiefer M, Didry O, Walter E. Applied interval analysis. Moscow–Izhevsk: Institut kompyuternykh issledovaniy; 2007. 468 p. (In Russ.).
19. Morozov AY. Parallel algorithm of adaptive interpolation based on sparse grids for modeling dynamic systems with interval parameters. *Programmnaya Inzheneriya*. 2021;12(8):395–403. (In Russ.). <https://doi.org/10.17875/prin.12.395-403>
20. Astapkovich AM, Sharafutdinova TK, Shkatov AV. Parametric identification of models by the method of shrinking intervals. *Informatsiya i Kosmos*. 2024;(3):52–59. (In Russ.).
21. Kozlov IE, Kopyshov IO, Frey DI., et al. Multi-Sensor Observations Reveal Large-Amplitude Nonlinear Internal Waves in the Kara Gates, Arctic Ocean. *Remote Sensing*. 2023;15:5769. <https://doi.org/10.3390/rs15245769>

Об авторах

ШАРАФУТДИНОВА Таисия Константиновна, кандидат технических наук, научный сотрудник СПбФ ИО РАН, ORCID: 0009-0002-1082-9528, SPIN-код (РИНЦ): 5349-1395, e-mail: sharafutdinova.taya@yandex.ru

АСТАПКОВИЧ Александр Михайлович, кандидат технических наук, ведущий специалист ГК «ГЕОСКАН», e-mail: tatalex2@gmail.com

СВЕРГУН Егор Игоревич, кандидат географических наук, научный сотрудник СПбФ ИО РАН, доцент РГГМУ, SPIN-код (РИНЦ): 3212-7041, ORCID: 0000-0002-9228-5765, Scopus AuthorID: 57195066881, WoS ResearcherID: AAC-7289-2020, e-mail: egor-svergun@yandex.ru

ЗИМИН Алексей Вадимович, доктор географических наук, главный научный сотрудник СПбФ ИО РАН, профессор СПбГУ, ORCID: 0000-0003-1662-6385, WoS ResearcherID: C-5885-2014, Scopus AuthorID: 55032301400, SPIN-код (РИНЦ): 9833-3460, e-mail: zimin2@mail.ru

DOI [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-7](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-7)

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

УДК 551.468



© А. Ю. Дворников^{1*}, В. А. Горчаков¹, С. Н. Лоза^{1,2}, 2026

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

²Институт Альфреда Вегенера, Центр полярных и морских исследований им. Гельмгольца,
г. Бремерхафен, Германия

*dvornikov.ayu@spb.ocean.ru

Моделирование нерадиоактивного загрязнения водоемов-охладителей сбросными водами АЭС в исследованиях последнего десятилетия

Статья поступила в редакцию 29.12.2025, после доработки 16.02.2026, принята в печать 19.02.2026

Аннотация

В обзоре систематизированы исследования последнего десятилетия по моделированию нерадиоактивного воздействия АЭС на водоемы-охладители. Рассмотрены современные подходы численного моделирования, включая адаптированные гидродинамические модели и оригинальные отечественные разработки для оценки теплового и химического влияния. На основе анализа сформулированы перспективные направления развития модельного аппарата в данной области, такие как: включение обратных связей с атмосферными процессами для повышения точности прогнозов в прибрежных зонах со сложной ветровой циркуляцией; развитие моделей взаимодействия с донными отложениями; интеграция с моделями экологического риска для перехода от оценки абиотических параметров к прямому прогнозу воздействия на конкретные виды и популяции гидробионтов; создание детальных прогнозов для экстремальных гидрометеорологических сценариев в условиях меняющегося климата для оценки устойчивости экосистем; а также активное применение моделей на прединвестиционных этапах проектирования новых АЭС для оптимизации размещения и конфигурации сбросных и водозаборных сооружений с целью минимизации потенциального экологического воздействия.

Ключевые слова: АЭС, атомная электростанция, водоем-охладитель, тепловое загрязнение, математическое моделирование

© А. Ю. Дворников¹, В. А. Горчаков¹, С. Н. Лоза^{1,2}, 2026

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

²Alfred Wegener Institute, Helmholtz Centre for Polar and Marine Research, Bremerhaven, Germany

*dvornikov.ayu@spb.ocean.ru

Modeling of non-radioactive contamination of cooling ponds by NPP discharge waters in research of the last decade

Received 29.12.2025, Revised 16.02.2026, Accepted 19.02.2026

Abstract

The review systematizes research from the last decade on modeling the non-radioactive impact of nuclear power plants (NPPs) on cooling water bodies. It examines modern approaches to numerical modeling, including adapted hydrodynamic models and original domestic developments for assessing thermal and chemical impacts. Based on the analysis, promising directions for the development of modeling tools in this field are formulated, such as: incorporating feedback with atmospheric processes to improve forecast accuracy in coastal zones with complex wind circulation; developing models of interaction with bottom sediments; integrating with ecological risk models to transition from assessing abiotic parameters to direct forecasting of

Ссылка для цитирования: Дворников А.Ю., Горчаков В.А., Лоза С.Н. Моделирование нерадиоактивного загрязнения водоемов-охладителей сбросными водами АЭС в исследованиях последнего десятилетия // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2026. Т. 19, № 1. С. 87–97. EDN RPIWUV. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-7](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-7)

For citation: Dvornikov A. Yu., Gorchakov V. A., Losa S. N. Modeling of non-radioactive contamination of cooling ponds by NPP discharge waters in research of the last decade. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2026;19(1):87–97.

[https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-7](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-7)

impacts on specific species and populations of aquatic organisms; creating detailed forecasts for extreme hydrometeorological scenarios under changing climate conditions to assess ecosystem resilience; and actively applying models at pre-investment stages of designing new NPPs to optimize the siting and configuration of discharge and water intake structures to minimize potential environmental impact.

Keywords: nuclear power plant (NPP), cooling water body, thermal pollution, mathematical modeling

1. Введение

В современном мире ядерная энергетика рассматривается как один из ключевых способов решения энергетических и экологических проблем XXI века. В условиях растущего спроса на электроэнергию и необходимости сокращения выбросов парниковых газов АЭС представляют собой важную альтернативу традиционным тепловым электростанциям, поскольку обеспечивают стабильную генерацию без прямых выбросов CO₂ в атмосферу [1]. Согласно данным Международного энергетического агентства [2], атомные электростанции обеспечивают около 10 % мировой генерации электроэнергии, а в некоторых странах, таких как Франция, эта доля внутреннего производства атомной энергии достигает 75 % [3]. В России, по информации госкорпорации Росатом [4], доля АЭС в общем объеме генерации электроэнергии составляет около 20 %, достигая 30–37 % в европейской части страны, что подчеркивает значимость ядерной энергетики для энергосистемы и экономики в целом.

Россия активно развивает атомную энергетику в рамках долгосрочной стратегии [5], предусматривающей не только модернизацию существующих мощностей, но и строительство новых энергоблоков, включая инновационные проекты, такие как Курская АЭС-2 и плавучую АЭС «Академик Ломоносов». Однако расширение парка АЭС требует решения ряда экологических задач, связанных с их эксплуатацией, в частности — с использованием водоемов-охладителей. Эти водоемы играют ключевую роль в отводе избыточного тепла от энергетических установок, но их работа сопровождается термальным и химическим загрязнением. Сброс подогретых вод изменяет естественный гидрологический режим, воздействуя на живые организмы, а различные химические примеси снижают качество воды, накапливаются в донных отложениях, создавая долгосрочные риски для экосистем. Особую сложность представляют зимние условия, когда ледяной покров нарушает процессы перемешивания, что может приводить к локальному повышению концентрации загрязняющих веществ.

Современные методы контроля состояния водоемов-охладителей можно разделить на три основные группы. Это мониторинг характеристик водного объекта путем выполнения контактных измерений, методы удаленного зондирования и численное моделирование.

Мониторинг характеристик водного объекта путем выполнения контактных измерений представляет собой классический подход в гидрологии и гидрохимии, обеспечивающий получение репрезентативных и точных данных. В его рамках производится прямой отбор проб воды, донных отложений и проведение инструментальных замеров на заранее определенных створах с использованием специализированного оборудования (батометров, расходомеров, мультипараметровых зондов и т. д.). Данная методика позволяет с высокой достоверностью определять широкий спектр физико-химических показателей, таких как температура, растворенный кислород, содержание биогенных элементов и загрязняющих веществ. Несмотря на свои неоспоримые преимущества в виде точности, метод характеризуется существенными ограничениями, включая высокую трудоемкость, а также зачастую значительные финансовые затраты, что делает его малоприменимым для оперативного картирования обширных акваторий.

Сегодня космические снимки стали практически обязательным инструментом в исследованиях, связанных с водными объектами. Возможность дистанционной регистрации теплового излучения объектов земной поверхности делает тепловую космическую съемку ценным источником географической информации. Использование снимков высокого разрешения со спутников дает возможность детального изучения пространственных неоднородностей теплового следа сбросных вод на поверхности водоема. Повышение качества съемки, а также алгоритмов дешифрирования снимков позволяют получать качественную и достоверную информацию. Вместе с тем потенциал метода имеет существенные ограничения, обусловленные физическими принципами дистанционных измерений и влиянием внешней среды. Ключевым ограничением является принципиальная невозможность получения данных о вертикальной структуре водной толщи — информация ограничивается характеристиками поверхностного слоя. Кроме того, значительное влияние атмосферных помех, прежде всего облачности, приводит к нерегулярности поступления пригодных для анализа данных, что затрудняет проведение непрерывного мониторинга.

Интенсивное развитие вычислительных мощностей послужило катализатором подлинной революции в области математического моделирования. Это в полной мере относится к гидрологии и экологии, где численное моделирование утвердилось в качестве одного из наиболее перспективных направлений для комплексного изучения водных объектов и их динамичных экосистем. В контексте атомной энергетики значимость математического моделирования невозможно переоценить. Численные методы, основанные на системах уравнений гидродинамики, тепломассопереноса и переноса трассера, позволяют с высокой степенью достоверности диагностировать и прогнозировать пространственно-временное распределение тепла и химических примесей в акваториях водоемов-охладителей АЭС. Моделирование дает возможность охватить широкий спектр сценариев — от штатных режимов эксплуатации до гипотетических аварийных ситуаций, включая экстремальные природные воздействия. Кроме того, методы математического моделирования становятся незаменимыми на стадии проектирования новых объектов атомной энергетики и модернизации существующих, минимизируя риски и будущие затраты.

К неоспоримым достоинствам численных методов относятся их гибкость и сравнительная экономическая эффективность. Гибкость проявляется в возможности исследовать произвольное количество сценариев, варьируя исходные параметры и граничные условия, что часто недостижимо в условиях натурального эксперимента. Относительная дешевизна проведения расчетов по сравнению с масштабными натурными исследованиями делает глубокий и всесторонний анализ доступным.

Опыт безопасной работы современных АЭС, накопленный за десятилетия, и данные многочисленных экологических мониторингов свидетельствуют, что при штатной работе станций в пределах установленных нормативов радиационное воздействие на экосистемы является минимальным. Системы многоуровневой защиты, жесткое регулирование и постоянный контроль свели радиационные выбросы до уровней, значительно ниже природного фона. В то же время тепловое (через сброс подогретых вод) и химическое (выбросы нерадиоактивных веществ вследствие использования реагентов и т. д.) воздействия носят постоянный и более масштабный характер, формируя основную антропогенную нагрузку на прилегающие акватории. Эти выводы основаны на заключениях международных организаций — Международного агентства по атомной энергии (МАГАТЭ), Агентства по ядерной энергии Организации экономического сотрудничества и развития (ОЭСР/АЯЭ), — а также на национальных отчетах по мониторингу и материалах по оценке воздействия на окружающую среду (ОВОС), где признается приоритет теплового и химического воздействия при нормальной эксплуатации АЭС.

Актуальность прогнозирования нерадиоактивного (теплового и химического) воздействия атомных электростанций на водные объекты напрямую связана с принципами устойчивого развития атомной энергетики, которое требует надежной оценки и минимизации экологических рисков. Постоянный сброс значительных объемов подогретых и потенциально химически загрязненных вод в водоемы-охладители представляет собой ключевой фактор антропогенной нагрузки, способный вызывать устойчивые изменения термического и гидрохимического режимов, что, в свою очередь, может приводить к трансформации водных экосистем и снижению экологической емкости акваторий. В этой связи математическое моделирование процессов формирования, переноса и рассеивания сбросных шлейфов становится незаменимым инструментом для прогнозной оценки последствий воздействия АЭС на водные объекты, оптимизации технологических решений и обоснования природоохранных мероприятий. Целью настоящей работы является проведение систематического анализа и обобщения результатов исследований за период 2013–2025 гг., посвященных математическому моделированию процессов нерадиоактивного загрязнения в водоемах-охладителях АЭС. В рамках обзора ставится задача выявления и классификации современных подходов и методов численного моделирования, применяемых для оценки теплового и химического воздействия, анализа определяющих это воздействие факторов, а также формулирования перспективных направлений развития модельного аппарата в данной научно-практической области.

Принципы отбора публикаций для анализа. Методология настоящего обзора основана на системном анализе современных подходов к численному моделированию гидротермических процессов в водоемах-охладителях АЭС. В рамках исследования проведен критический анализ рецензируемых научных работ, посвященных разработке, использованию и верификации трехмерных гидродинамических моделей, учитывающих специфику теплового воздействия атомных станций. Основное внимание уделено моделям, описывающим пространственно-временное распределение температурных полей и формирование зон тепловых шлейфов. Особый акцент сделан на работах, посвященных исследованиям на замерзающих водоемах-охладителях.

Для поиска публикаций были использованы научная электронная библиотека e-library¹ и поисковая система научных публикаций Google Scholar². Анализ выполнен на основе 20-ти публикаций в российских и зарубежных рецензируемых журналах за период 2016–2025 гг. Критерии отбора:

- применимость к водоемам, используемым в качестве водоемов-охладителей в цикле работы АЭС;
- наличие оригинальных результатов численного моделирования.

2. Применяемые модели и подходы: хронологическая эволюция

Анализ публикаций показывает, что методологической основой подавляющего большинства исследований остается численное решение системы уравнений гидродинамики с учетом переноса тепла и примесей. Наблюдаемая хронологическая эволюция проявляется не в смене парадигм, а в значительном расширении методологического арсенала, увеличении сложности и детализации моделей, а также в смещении фокуса от изучения исключительно физики переноса к комплексной оценке экологических последствий.

В качестве универсального физического каркаса используются трехмерные уравнения Навье-Стокса в гидростатическом приближении, дополненные уравнениями переноса тепла и соли, и, что характерно для более поздних работ, уравнениями переноса различных трассеров [6].

Для замыкания систем уравнений по-прежнему широко применяются двухпараметрические модели турбулентности, в частности, стандартная $k-\varepsilon$ модель и ее модификации [7, 8], а также модель $k-\omega$ [9], демонстрирующие устойчивую надежность для широкого класса инженерных задач.

Параллельно, в исследованиях, нацеленных на углубленное изучение тонкой структуры течений в зоне начального разбавления, находит применение модель крупных вихрей (LES), несмотря на сопряженные с ней высокие вычислительные затраты и необходимость тщательной калибровки [8].

Характерной чертой всего рассматриваемого периода является параллельное и взаимодополняющее использование подходов различной пространственной размерности. Выбор между двумерной (2D) и трехмерной (3D) постановкой определяется конкретными целями, стоящими перед исследователями. Двумерные модели в приближении «мелкой воды» сохраняют свою актуальность для быстрой оценки, долгосрочных сценариев и задач, где вертикальная стратификация не является определяющей, например, для первоначальной оценки площади поверхностного теплового влияния в реках и слабо стратифицированных водоемах [9–11]. Однако именно развитие и повсеместное внедрение трехмерного моделирования стало ключевым драйвером прогресса в области изучения плавучих струй. Только 3D-подход позволяет корректно описать фундаментальную физику плавучего теплового шлейфа: формирование термоклина, вертикальное распределение и перенос пассивных примесей в толще воды [6, 8, 12].

В этом контексте наиболее значимым трендом второй половины периода (примерно с 2020 г.) стало становление 3D бароклинического моделирования в качестве нового стандарта для комплексных исследований. Эти модели учитывают влияние на плотность воды не только температуры, но и солености, что критически важно для морских и эстуарных акваторий [6, 13]. Более того, произошел качественный переход от чисто термогидродинамических расчетов к интеграции термогидродинамических блоков с биогеохимическими модулями (например, экосистемная модель NPZD [14]) для прямой оценки воздействия на фито- и зоопланктон [10], а также с моделями переноса химических трассеров и радионуклидов [6; 12]. Таким образом, современные 3D-модели превратились в основу для прогнозирования многокомпонентного экологического воздействия.

Реализация этих сложных математических подходов опирается на широкий спектр программных комплексов. Исследователи активно используют как универсальные CFD (Computational Fluid Dynamics) пакеты, так и специально разработанные модельные комплексы для решения задач морской динамики. Коммерческие системы, такие как MIKE3 [15], которая применялась в работах [16, 17] и Delft3D-FLOW [18], которая использовалась для сравнительного анализа схем турбулентности [8], часто служат для расчетов на короткие сроки с высокой детализацией в сложных прибрежных зонах, поскольку требуют значительных ресурсов вычислительной техники. Для задач, требующих расчетов на долгие сроки и на больших акваториях, в которых не требуется получение столь же детального разрешения, востребованы специализированные морские модели, например, SCHISM [19], POM, ECOMSED [20] и STREAM-3D [21]. Эти модели нашли применение в работах [6, 12, 13, 22]. Более подробно последовательность развития подходов к моделированию в последнее десятилетие представлена в таблице.

¹ Научная электронная библиотека. URL: <https://elibrary.ru/> (дата обращения: 20.09.2025)

² Поисковая система научных публикаций. URL: <https://scholar.google.com/> (дата обращения: 25.09.2025)

Неизменно высокие требования к достоверности результатов моделирования привели к стандартизации и усложнению процедур верификации и валидации. Современные исследования опираются на комбинацию данных различного масштаба и природы. Это результаты лабораторных экспериментов и эталонных тестов [23], данные полевых измерений с помощью различных гидрометрических комплексов [24, 25], и, что особенно характерно для последнего десятилетия, — регулярное использование данных дистанционного зондирования Земли (ДЗЗ). Спутниковые снимки, предоставляющие информацию о температуре поверхности воды и ледовой обстановке, стали незаменимым инструментом для калибровки моделей в масштабах всей акватории и валидации долгосрочных расчетов [13, 26, 27]. Подобная многоуровневая система проверки обеспечивает высокий уровень доверия к результатам моделирования [8].

Таблица
Table

Хронологическая последовательность развития подходов к моделированию в последнее десятилетие
Chronological sequence of the development of modeling approaches in the last decade

Период	Ключевые тенденции и технологические сдвиги	Характерные примеры из обзора
~2016–2019 гг.	Параллельное использование 2D и 3D моделей. Активное применение 2D-подходов для быстрых предварительных оценок. Развитие и валидация 3D-моделей для учета стратификации. Необходимость в большом количестве натурных данных для верификации	2D-моделирование речных сбросов [23]; анализ теплового рассеивания в озере с полевой верификацией [24]; применение 2D-модели для предварительной оценки воздействия АЭС во Вьетнаме [11]; разработка 3D-модели для глубоководного водохранилища [7]
~2020–2022 гг.	Развитие 3D моделирования бароклинной жидкости как стандарта. Учет влияния солёности на циркуляцию. Начало интеграции гидродинамики с экосистемными моделями. Массовое использование данных ДЗЗ для калибровки моделей	Исследование влияния географии на распространение сбросов с учетом бароклинности [28]; моделирование экосистемного отклика залива на тепловые сбросы [10]; комплексное моделирование Белоярского водохранилища с валидацией по спутниковым данным [27]
~2023–2025 гг.	Доминирование комплексного 3D моделирования. Интеграция переноса тепла, соли, биогенов и специфических загрязнителей (химические примеси). Использование моделей с неструктурированными сетками высокого разрешения. Сравнительный анализ модельных алгоритмов (турбулентность, теплообмен)	Долгосрочное моделирование рассеивания трассера в заливе с помощью SCHISM [6]; детальное 3D-моделирование залива Даявань [13]; исследование влияния угла водовыпуска с применением MIKE3 [17]; сравнительный анализ модулей теплопереноса в MIKE [16]; оценка совместного теплового и химического воздействия [12]

3. Ключевые аспекты моделирования: от физических факторов до практического применения

3.1. Детерминанты распространения теплового шлейфа

Моделирование процессов рассеивания тепловых сбросов АЭС основывается на учете комплекса взаимосвязанных физических и технологических факторов, формирующих уникальную картину теплового шлейфа для каждого конкретного случая. Ключевыми внешними детерминантами выступают гидрометеорологические условия. На перенос и трансформацию шлейфа в краткосрочной перспективе решающее влияние оказывает ветер: его скорость и направление определяют дрейф нагретого поверхностного слоя, деформируя шлейф и изменяя площадь его распространения, что подтверждается как натурными наблюдениями, так и модельными расчетами [9, 24]. В прибрежных морских акваториях доминирующую роль в долгосрочной динамике играют приливные явления. Исследования демонстрируют, что режим приливов — будь то реверсивные течения в защищенных бухтах или вращательные в открытом море — задает основную ось распространения тепла, влияя на дальность переноса и конфигурацию зон повышенной температуры [13, 28]. При этом на разной фазе приливного цикла (сизигийный или квадратурный прилив) масштабы и направленность теплового воздействия могут существенно различаться [13, 17].

Не менее важным, а часто и определяющим, фактором является морфометрия самого водоема-охладителя. Топография дна (батиметрия) и конфигурация береговой линии формируют поле течений, создают зоны рециркуляции и застойные области, которые могут способствовать аккумуляции тепла [23]. Сравнительные исследования показывают фундаментальные различия в поведении теплового шлейфа в глубоких стратифицированных водохранилищах, где влияние сброса может быть локализовано у поверхности [7], в мелководных озерах [24], в полузамкнутых заливах с ограниченным водообменом [10], а также в открытых акваториях с активной динамикой [28]. От типа водоема напрямую зависит способность акватории к ассимиляции тепловой нагрузки без критических последствий для экосистемы.

К управляемым параметрам, представляющим практический интерес для инженерной оптимизации, относятся характеристики самого сброса. Модельные эксперименты доказывают, что угол наклона выпускного устройства относительно основного течения или береговой линии является мощным инструментом управления шлейфом. Так, например, изменение угла водовыпуска может обеспечить наилучший компромисс между эффективным разбавлением и минимизацией площади значительного теплового воздействия [17]. Исходные расход и температура сбрасываемой воды задают начальный тепловой импульс и плотностные характеристики струи, от которых в конечном итоге зависят максимальная площадь изотермических зон и градиенты температур вблизи выпуска [7, 23]. Таким образом, распространение шлейфа представляет собой результат нелинейного взаимодействия управляемых технологических параметров с неуправляемыми, но поддающимися прогнозированию с помощью моделей, природными условиями.

3.2. Анализ воздействия и инженерная оптимизация

Установление взаимосвязей между факторами и процессами распространения является основой для следующего ключевого этапа — количественной оценки воздействия на водоем и разработки мер по его снижению. Современные численные модели позволяют проводить детальный анализ изменений термического режима водоема-охладителя, прогнозируя не только пространственное распределение аномалий температуры, но и их сезонную динамику. Особое внимание уделяется моделированию влияния на ледовый покров, поскольку образование обширных полыней в зимний период и сдвиги сроков ледостава и ледохода являются одними из наиболее значимых визуальных и экологических последствий теплового сброса [9, 29]. Эти прогнозы служат прямой основой для инженерной оптимизации.

Наиболее изученным и широко применяемым пассивным методом является проектирование и оценка эффективности отводящих каналов и струенаправляющих дамб. Моделирование подтверждает, что такие сооружения, увеличивая длину и время пути воды от точки сброса до водозабора, способствуют ее естественному охлаждению и значительному снижению температуры на входе в систему охлаждения станции [9, 22]. В случаях, когда гидродинамическая емкость водоема оказывается недостаточной, моделирование обосновывает необходимость более радикальных технологических решений. К ним относится переход с прямоточной системы охлаждения на использование градиен, что кардинально сокращает тепловую нагрузку на водоем, или замена энергоблоков на более современные (например, реакторы ВВЭР вместо РБМК), которые характеризуются значительно меньшим удельным тепловыделением в сбросных водах [12, 27].

Важнейшим прикладным результатом моделирования в этой сфере является разработка методик и выполнение расчетов по определению предельно допустимой тепловой нагрузки (ПДТН) на конкретный водоем. Такие расчеты, учитывающие его гидродинамические и термические характеристики, позволяют установить научно обоснованные лимиты сброса, предотвращающие необратимый перегрев и деградацию экосистемы [27].

3.3. Комплексное моделирование экологических последствий

Современный этап развития подхода характеризуется преодолением узкой инженерно-физической направленности и активной интеграцией гидродинамических моделей с инструментами экологического прогнозирования. Это позволяет перейти от анализа физических параметров шлейфа к прямой оценке его биологических и биохимических последствий. Наиболее продвинутым направлением является связывание расчетных полей температуры, солености и течений с биогеохимическими моделями морских и пресноводных экосистем, такими как NPZD (Nutrients, Phytoplankton, Zooplankton, Detritus). Подобная интеграция дает возможность количественно оценить, как тепловой сброс влияет на рост фитопланктона, динамику зоопланктона, сезонные «цветения» воды и процессы эвтрофикации, предоставляя тем самым прогноз изменений на уровне экосистемы [10].

Параллельно развивается направление совместного моделирования теплового и химического загрязнения, когда в составе сбросных вод учитываются специфические химические примеси (например, биоциды, продукты коррозии), и оценивается их совместное с теплом воздействие на качество воды [12]. Особую актуальность, особенно в контексте эксплуатации АЭС, приобретает задача долгосрочного прогноза рассеивания и возможного накопления консервативных или долгоживущих трассеров, например, ряда металлов из коррозионных продуктов, поступающих со стоками (никель, хром, цинк, железо, кобальт). Применение для этой цели трехмерных бароклинических моделей высокого разрешения, способных воспроизводить слож-

ную циркуляцию в слабопромываемых заливах, позволяет оценить потенциал кумулятивного накопления таких веществ в воде, донных отложениях и биоте, что критически важно для оценки долгосрочных экологических рисков [6].

3.4. Региональные исследования на конкретных примерах

Практическая значимость, адаптивность и эффективность рассмотренных методов и подходов наглядно подтверждается их широким применением в многочисленных региональных исследованиях по всему миру, охватывающих разнообразные климатические и гидрологические условия. Моделирование активно используется для анализа воздействия на внутренние континентальные водоемы, такие как озеро Балхаш в Казахстане, где оценивались перспективы строительства АЭС [9], Белоярское водохранилище в России, для которого выполнены детальные расчеты влияния действующих и проектируемых энергоблоков [26, 27] и проект АЭС «Ханхикиви-1» [29].

Довольно обширный опыт накоплен в Китае, где бурное развитие прибрежной атомной энергетики стимулировало проведение масштабных исследовательских программ. Здесь проводятся детальные трехмерные моделирования в заливах Даявань [13] и Лююань [25], сравнительные исследования для электростанций, расположенных в принципиально разных географических условиях (открытое море и защищенная бухта) [28], а также работы по оптимизации конструктивных параметров сбросных устройств [17].

Аналогичные комплексные исследования выполняются и в других регионах мира: в акватории Мексиканского залива для АЭС «Лагуна-Верде» [8], в Персидском заливе для недавно введенной АЭС «Баракка» в ОАЭ [6], в Финском заливе для оценки модернизации Ленинградской АЭС [12], а также для оценки потенциального воздействия проектируемой АЭС «Ханхикиви-1» [29] на побережье Ботнического залива Балтийского моря. Это разнообразие ситуаций демонстрирует универсальность методологии численного моделирования и ее способность предоставлять научно обоснованные ответы на конкретные прикладные вопросы в различных природных и технологических контекстах.

Работы исследователей Санкт-Петербургского филиала ИО РАН, представленные в статьях [12, 27], отличаются от большинства исследований в данной области формированием целостного прогнозного контура оценки воздействия АЭС, который выходит за рамки чисто гидродинамического моделирования и интегрируется в инженерно-экологическую практику. Их подход основан на создании каскада взаимосвязанных и верифицированных моделей — от общей циркуляции водоема до детального учета технологических каналов и ледового режима, — что позволяет перейти к количественным, нормативно обоснованным прогнозам.

Особенностью методологии является системное применение сценарного сравнительного анализа, направленного не только на оценку текущего или будущего воздействия, но и на обоснование конкретных технологических решений. Так, в случае с ЛАЭС моделирование позволило количественно доказать значительное снижение тепловой и химической нагрузки при вводе новых энергоблоков с реакторами ВВЭР и выводе из эксплуатации старых блоков с РБМК, а для Белоярской АЭС — определить предельную емкость водоема-охладителя и обосновать необходимость перехода на систему с градирнями для нового энергоблока. Таким образом, эти исследования служат прямым связующим звеном между фундаментальной гидрофизикой и практическими задачами проектирования, экологической экспертизы и оптимизации эксплуатации атомных станций, обеспечивая научную базу для управленческих решений в области экологической безопасности.

4. Заключение

Проведенный анализ исследований за период 2016–2025 гг. позволяет сформулировать ряд ключевых выводов о современном состоянии и тенденциях в области моделирования нерадиоактивного загрязнения водоемов-охладителей АЭС.

Основные тенденции последнего десятилетия четко обозначили вектор развития методологии. Во-первых, произошло окончательное утверждение трехмерного моделирования с учетом бароклинности жидкости и высоким пространственным разрешением в качестве «золотого стандарта» для фундаментальных и прикладных исследований. Этот подход, учитывающий влияние на циркуляцию градиентов плотности, вызванных температурой и соленостью, позволяет с максимальной достоверностью воспроизводить сложную пространственную структуру теплового шлейфа, включая стратификацию и придонные процессы. Во-вторых, значительно выросли требования и стандарты верификации и валидации моделей, при этом данные дистанционного зондирования Земли превратились в обязательный и незаменимый инструмент.

Спутниковый мониторинг температуры поверхности воды и ледовой обстановки обеспечивает калибровку и оценку адекватности моделей в масштабах всей акватории. В-третьих, намечился явный переход от чисто физических расчетов к комплексной оценке экологического воздействия. Интеграция гидродинамических ядер с биогеохимическими модулями позволяет перейти от моделирования распространения теплового пятна к моделированию последствий для экосистемы, что в полной мере соответствует принципам комплексной экологической оценки.

Несмотря на значительный прогресс, сохраняется ряд проблем и методологических ограничений. Результаты моделирования остаются чувствительными к выбору параметризаций ключевых физических процессов. Это, в первую очередь, касается выбора модели турбулентности для замыкания уравнений гидродинамики и, что особенно критично, алгоритмов расчета теплообмена на границе раздела вода-атмосфера. Сравнительные исследования показывают, что различные подходы могут давать существенно различающиеся оценки площади теплового воздействия [8, 16]. Также острой остается проблема обеспечения баланса между детализацией модели, учитывающей локальные особенности, и вычислительными затратами, необходимыми для долгосрочных и региональных расчетов.

В связи с выявленными тенденциями и проблемами можно обозначить следующие перспективные направления исследований:

1. Включение обратных связей с атмосферными процессами. Для повышения точности моделей, особенно в прибрежных зонах со сложной ветровой циркуляцией, требуется использование атмосферных моделей более высокого разрешения или создание полностью связанных модельных комплексов океан-атмосфера. Это позволит более реалистично учитывать форсирующее воздействие на гидродинамику водоема.

2. Развитие моделей взаимодействия с донными отложениями. Для оценки долгосрочной судьбы загрязняющих веществ (особенно тяжелых металлов) необходимо развитие и внедрение модулей, описывающих сорбцию-десорбцию, а также седиментацию и повторное вовлечение в циркуляцию загрязнителей в системе «вода-донные осадки». Это критически важно для прогноза вторичного загрязнения и оценки общих рисков.

3. Интеграция с моделями экологического риска. Следующим логическим шагом является переход от оценки изменений абиотических параметров и состояния экосистемы в целом к прямому прогнозу рисков для конкретных видов и популяций гидробионтов. Интеграция с моделями, учитывающими толерантность организмов к температуре и токсинам, их миграционное поведение и жизненные циклы, позволит давать более адресные рекомендации по охране биоразнообразия.

4. Создание детальных прогнозов для экстремальных сценариев. В условиях меняющегося климата возрастает важность моделирования воздействия в периоды экстремальных гидрометеорологических явлений: аномальной жары, засух, штормовых нагонов, маловодья. Такие прогнозы необходимы для оценки устойчивости как самой АЭС (риск перегрева водозабора), так и экосистемы водоема к стрессовым нагрузкам.

5. Активное применение моделей на прединвестиционных этапах. Математическое моделирование должно активнее использоваться не только для оценки существующих объектов, но и как инструмент оптимизации на стадии выбора площадки и концептуального проектирования новых АЭС. Это позволит заранее, на основе сравнительного моделирования различных вариантов, выбирать расположение, конфигурацию сбросных и водозаборных сооружений, минимизирующее потенциальное экологическое воздействие.

Таким образом, дальнейшее развитие области будет определяться движением в сторону создания высоко детализированных, многокомпонентных и связанных модельных систем, способных предоставлять не только описательный, но и прогнозно-превентивный инструмент для обеспечения экологической безопасности атомной энергетики.

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 No. FMWE-2024-0028).

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Conflict of interests

The authors declare no conflict of interests.

Литература

1. Nuclear Power in a Clean Energy System. International Energy Agency. 2019. URL: <https://www.iea.org/reports/nuclear-power-in-a-clean-energy-system> (дата обращения: 12.02.2025).
2. World Energy Outlook 2023. International Energy Agency. 2023. URL: <https://www.iea.org/reports/world-energy-outlook-2023> (дата обращения: 22.11.2025).
3. France — Energy Mix. International Energy Agency. 2023. URL: <https://www.iea.org/countries/france/energy-mix> (дата обращения: 12.02.2025).
4. Государственная корпорация по атомной энергии «Росатом». Атомная генерация. 2025. URL: https://www.rosatom.ru/production/generation/index.php?sphrase_id=6606620 (дата обращения: 22.11.2025).
5. Энергетическая стратегия Российской Федерации на период до 2035 года. Распоряжение Правительства Российской Федерации от 09.06.2020 № 1523-р. URL: <http://government.ru/docs/all/128340/> (дата обращения: 09.12.2025).
6. Nesterov O., Addad Y., Bilal S., et al. A numerical assessment of the dispersion of dissolved pollutants in the Arabian Gulf associated with the Barakah nuclear power plant // Ocean Modelling. 2023. Vol. 186, 102274. EDN BDZJWV. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2023.102274>
7. Wang S., Chen F., Zhang W. Numerical investigation of temperature distribution of thermal discharge in a river-type reservoir. // Polish Journal of Environmental Studies. 2019. Vol. 28, Iss. 5. P. 3909–3917. EDN OSCKCJ. <https://doi.org/10.15244/pjoes/99238>
8. Laguna-Zarate L., Barrios-Piña H., Ramírez-León H., et al. Analysis of thermal plume dispersion into the sea by remote sensing and numerical modeling // Journal of Marine Science and Engineering. 2021. T. 9, № 12, 1437. EDN LHLUYK. <https://doi.org/10.3390/jmse9121437>
9. Issakhov A., Mustafayeva A. Numerical simulation of the thermal pollution zones formation from the power plant for different weather conditions // International Journal of Environmental Science and Technology. 2022. T. 19, № 12. C. 12249–12278. EDN ONBPLQ. <https://doi.org/10.1007/s13762-022-03935-0>
10. Jiang R., Wang Y.S. Modeling the ecosystem response of the semi-closed Daya Bay to the thermal discharge from two nearby nuclear power plants // Ecotoxicology. 2020. Vol. 29. P. 736–750. EDN BHEPHV. <https://doi.org/10.1007/s10646-020-02229-w>
11. Hai T.H., Tri D.Q. Modeling the effect of thermal diffusion process from nuclear power plants in Vietnam // Energy and Power Engineering. 2017. Vol. 9. P. 403–418. <https://doi.org/10.4236/epe.2017.98027>
12. Dvornikov A. Yu., Ryabchenko V.A., Isaev A.V., et al. Assessment of the impact of thermal and chemical loading on the Koporye Bay of the Gulf of Finland with the full commissioning of the Leningrad Nuclear Power Plant-2 // Environmental Modeling & Assessment. 2025. EDN MVGFQH. <https://doi.org/10.1007/s10666-025-10062-w>
13. Geng B., Lu L., Cao Q., et al. Three-dimensional numerical study of cooling water discharge of Daya Bay Nuclear Power Plant in southern coast of China during summer // Frontiers in Marine Science. 2023. Vol. 9. 1012260. EDN LMTWZD. <https://doi.org/10.3389/fmars.2022.1012260>
14. Heinle A., Slawig T. Internal dynamics of NPZD type ecosystem models // Ecological Modelling. 2013. Vol. 254. P. 33–42. <https://doi.org/10.1016/j.ecolmodel.2013.01.012>
15. MIKE3 Powered by DHI. DHI Group. URL: <https://www.dhigroup.com/technologies/mikepoweredbydhi> (дата обращения: 22.12.2024).
16. Zhang X., Shi H., Zhan C., et al. Numerical simulation calculation of thermal discharge water diffusion in coastal nuclear power plants // Atmosphere. 2023. Vol. 14, Iss. 9. 1371. EDN LZXIAK. <https://doi.org/10.3390/atmos14091371>
17. Li L., Shi H., Xue H., et al. Numerical investigation of jet angle effects on thermal dispersion characteristics in coastal waters. // Journal of Marine Science and Engineering. 2025. Vol. 13, Iss. 5. 931. EDN MOCHBA. <https://doi.org/10.3390/jmse13050931>
18. Delft3D-FLOW: User Manual. Deltares. URL: <https://oss.deltares.nl/web/delft3d> (дата обращения: 12.02.2025).
19. Zhang Y.J., Ye F., Stanev E.V., et al. Seamless cross-scale modelling with SCHISM // Ocean Modelling. 2016. Vol. 102. P. 64–81. EDN WVDZCV. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2016.05.002>
20. Blumberg A.F., Mellor G.L. A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model. // Three-Dimensional Coastal Ocean Models. 1987. P. 1–16. <https://doi.org/10.1029/CO004p0001>
21. Беликов В.В., Румянцев А.Б., Кочетков В.В. Программный комплекс STREAM_3D. Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ № 2014612186. 2014.
22. Беликов В.В., Румянцев А.Б., Кочетков В.В. и др. Исследование вариантов оптимизации температурных режимов охладительных прудов АЭС численными методами. // Энергомашиностроение. 2018. Т. 51, № 6. С. 653–659. EDN PBFZBC. <https://doi.org/10.1007/s10749-018-0887-3>

23. Issakhov A., Zhandaulet Y. Numerical simulation of thermal pollution zones' formations in the water environment from the activities of the power plant // Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics. 2019. Vol. 13, Iss. 1. P. 279–299. EDN WUJSVM. <https://doi.org/10.1080/19942060.2019.1584126>
24. Shah V., Dekhatwala A., Banerjee J., et al. Analysis of dispersion of heated effluent from power plant: a case study // Sādhanā. 2017. Vol. 42. P. 557–574. EDN DESOFQ. <https://doi.org/10.1007/s12046-017-0625-9>
25. Zeng Z., Luo Y., Chen Z., et al. Impact assessment of thermal discharge from the Kemen Power Plant based on field observation and numerical simulation // Journal of Coastal Research. 2020. Vol. 104(sp1). P. 351–361. EDN PIHEWX. <https://doi.org/10.2112/JCR-SI104-064.1>
26. Вережагина Т.А., Аверьянов С.Я., Извеков И.Я. и др. К вопросу об оценке возможного изменения ледового режима Белоярского водохранилища в связи со строительством нового энергоблока Белоярской АЭС // Вестник Томского государственного архитектурно-строительного университета. 2013. Т. 5. С. 93–104.
27. Nikulenkova A.M., Makarova M.V., Vlasova V.V., et al. Assessment of allowable thermal load for a river reservoir subject to multi-source thermal discharge from operating and designed Beloyarsk NPP Units. // Environmental Modeling & Assessment. 2017. Vol. 22, Iss. 6. P. 609–623. EDN XNDMDV. <https://doi.org/10.1007/s10666-017-9562-6>
28. Chen Z., Li Y., Wang H., et al. Comparative study on the diffusion of thermal discharge from coastal power plants in different geographical environments // Journal of Marine Science and Engineering. 2025. Vol. 13, Iss. 2. 383. EDN HBASLL. <https://doi.org/10.3390/jmse13020383>
29. Dvornikov A.Y., Martyanov S.D., Ryabchenko V.A., et al. Assessment of extreme hydrological conditions in the Bothnian Bay and the impact of the nuclear power plant Hanhikivi-1 on the local thermal regime // Earth System Dynamics. 2017. Vol. 8. P. 265–282. EDN YVJFZP. <https://doi.org/10.5194/esd-8-265-2017>

References

1. Nuclear Power in a Clean Energy System. International Energy Agency. 2019. URL: <https://www.iea.org/reports/nuclear-power-in-a-clean-energy-system> (date of access: 12.02.2025).
2. World Energy Outlook 2023. International Energy Agency. 2023. URL: <https://www.iea.org/reports/world-energy-outlook-2023> (date of access: 22.11.2025).
3. France — Energy Mix. International Energy Agency. 2023. URL: <https://www.iea.org/countries/france/energy-mix> (date of access: 12.02.2025).
4. Государственная корпорация по атомной энергии «Росатом». Атомная генерация. 2025. URL: https://www.rosatom.ru/production/generation/index.php?sphrase_id=6606620 (date of access: 22.11.2025).
5. Government of the Russian Federation. Decree of the Government of the Russian Federation No. 1523-r of June 09, 2020 “On approval of the Energy Strategy of the Russian Federation for the period until 2035”. 2020. URL: <http://government.ru/docs/all/128340/> (date of access: 09.12.2025).
6. Nesterov O., Addad Y., Bilal S., et al. A numerical assessment of the dispersion of dissolved pollutants in the Arabian Gulf associated with the Barakah nuclear power plant. Ocean Modelling. 2023;186:102274. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2023.102274>
7. Wang S, Chen F, Zhang W. Numerical investigation of temperature distribution of thermal discharge in a river-type reservoir. Polish Journal of Environmental Studies. 2019;28(5):3909–3917. <https://doi.org/10.15244/pjoes/99238>
8. Laguna-Zarate L, Barrios-Piña H, Ramírez-León H., et al. Analysis of thermal plume dispersion into the sea by remote sensing and numerical modeling. Journal of Marine Science and Engineering. 2021;9(12):1437. <https://doi.org/10.3390/jmse9121437>
9. Issakhov A, Mustafayeva A. Numerical simulation of the thermal pollution zones formation from the power plant for different weather conditions. International Journal of Environmental Science and Technology. 2022;19(12):12249–12278. <https://doi.org/10.1007/s13762-022-03935-0>
10. Jiang R, Wang YS. Modeling the ecosystem response of the semi-closed Daya Bay to the thermal discharge from two nearby nuclear power plants. Ecotoxicology. 2020;29:736–750. <https://doi.org/10.1007/s10646-020-02229-w>
11. Hai TH, Tri DQ. Modeling the effect of thermal diffusion process from nuclear power plants in Vietnam. Energy and Power Engineering. 2017;9:403–418. <https://doi.org/10.4236/epe.2017.98027>
12. Dvornikov AY, Ryabchenko VA, Isaev AV, et al. Assessment of the impact of thermal and chemical loading on the Koporye Bay of the Gulf of Finland with the full commissioning of the Leningrad Nuclear Power Plant-2. Environmental Modeling & Assessment. 2025. <https://doi.org/10.1007/s10666-025-10062-w>
13. Geng B, Lu L, Cao Q, et al. Three-dimensional numerical study of cooling water discharge of Daya Bay Nuclear Power Plant in southern coast of China during summer. Frontiers in Marine Science. 2023;9:1012260. <https://doi.org/10.3389/fmars.2022.1012260>
14. Heinle A, Slawig T. Internal dynamics of NPZD type ecosystem models. Ecological Modelling. 2013;254:33–42. <https://doi.org/10.1016/j.ecolmodel.2013.01.012>

15. MIKE3 Powered by DHI. DHI Group. URL: <https://www.dhigroup.com/technologies/mikepoweredbydhi> (date of access: 22.12.2024).
16. Zhang X, Shi H, Zhan C, et al. Numerical simulation calculation of thermal discharge water diffusion in coastal nuclear power plants. *Atmosphere*. 2023;14(9):1371. <https://doi.org/10.3390/atmos14091371>
17. Li L, Shi H, Xue H, et al. Numerical investigation of jet angle effects on thermal dispersion characteristics in coastal waters. *Journal of Marine Science and Engineering*. 2025;13(5):931. <https://doi.org/10.3390/jmse13050931>
18. Delft3D-FLOW: User Manual. Deltares. URL: <https://oss.deltares.nl/web/delft3d> (date of access: 12.02.2025).
19. Zhang YJ, Ye F, Stanev EV, et al. Seamless cross-scale modelling with SCHISM. *Ocean Modelling*. 2016;102:64–81. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2016.05.002>
20. Blumberg AF, Mellor GL. A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model. *Three-Dimensional Coastal Ocean Models*. 1987;1–16. <https://doi.org/10.1029/CO004p0001>
21. Belikov VV, Rumyantsev AB, Kochetkov VV. Software package for calculating hydrothermal regimes and pollutant transport in watercourses, reservoirs and on the shelf (STREAM_3D). Certificate of official registration of a computer program No. 2014612186. 2014. (In Russ.).
22. Belikov VV, Rumyantsev AB, Norin S.V. Investigation of options for optimizing the temperature regimes of nuclear power plant cooling ponds by numerical methods. *Power Technology and Engineering*. 2018;51(6):653–659. <https://doi.org/10.1007/s10749-018-0887-3>
23. Issakhov A, Zhandautlet Y. Numerical simulation of thermal pollution zones' formations in the water environment from the activities of the power plant. *Engineering Applications of Computational Fluid Mechanics*. 2019;13(1):279–299. <https://doi.org/10.1080/19942060.2019.1584126>
24. Shah V, Dekhatwala A, Banerjee J, et al. Analysis of dispersion of heated effluent from power plant: a case study. *Sādhanā*. 2017;42:557–574. <https://doi.org/10.1007/s12046-017-0625-9>
25. Zeng Z, Luo Y, Chen Z, et al. Impact assessment of thermal discharge from the Kemen Power Plant based on field observation and numerical simulation. *Journal of Coastal Research*. 2020;104(sp1):351–361. <https://doi.org/10.2112/JCR-SI104-064.1>
26. Vereshchagina TA, Averyanov SY, Izvekov IY, Sudakova AN. On the assessment of possible changes in the ice regime of the Beloyarsk Reservoir in connection with the construction of a new power unit at the Beloyarsk NPP. *Bulletin of Tomsk State University of Architecture and Civil Engineering*. 2013;(5):93–104. (In Russ.).
27. Nikulenkova AM, Makarova MV, Vlasova VV, et al. Assessment of allowable thermal load for a river reservoir subject to multi-source thermal discharge from operating and designed Beloyarsk NPP Units. *Environmental Modeling & Assessment*. 2017;22(6):609–623. <https://doi.org/10.1007/s10666-017-9562-6>
28. Chen Z, Li Y, Wang H, et al. Comparative study on the diffusion of thermal discharge from coastal power plants in different geographical environments. *Journal of Marine Science and Engineering*. 2025;13(2):383. <https://doi.org/10.3390/jmse13020383>
29. Dvornikov AY, Martyanov SD, Ryabchenko VA, et al. Assessment of extreme hydrological conditions in the Bothnian Bay and the impact of the nuclear power plant Hanhikivi-1 on the local thermal regime. *Earth System Dynamics*. 2017;8:265–282. <https://doi.org/10.5194/esd-8-265-2017>

Об авторах

ДВОРНИКОВ Антон Юрьевич, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник СПбФ ИО РАН, ORCID: 0000-0002-9334-3138, Scopus AuthorID: 7006072591,

WoS ResearcherID: B-5971-2017, SPIN-код (РИНЦ): 6863-5988, e-mail: dvornikov.ayu@spb.ocean.ru

ГОРЧАКОВ Виктор Анатольевич, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник СПбФ ИО РАН, ORCID: 0009-0003-3270-4539, Scopus AuthorID: 36892327800, AuthorID: 70653,

e-mail: vikfioran@yandex.ru

ЛОЗА Светлана Николаевна, кандидат физико-математических наук, научный сотрудник СПбФ ИО РАН, ORCID: 0000-0003-2153-1954, Scopus AuthorID: 6602226066, WoS ResearcherID: E-3099-2019, AuthorID: 13821, e-mail: svetlana.loza@awi.de

DOI [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-8](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-8)

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

УДК 551.463.2



© А. А. Родионов, Д. А. Никитин*, Т. К. Шарафутдинова, Н. Н. Шпилев, В. В. Туманов, М. В. Пуленец, 2026
Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, 117997, Москва, Нахимовский проспект, д. 36
*dan70io@mail.ru

Лабораторный эксперимент по оценке бистатической силы цели осесимметричного вытянутого тела в гидроакустическом бассейне

Статья поступила в редакцию 06.11.2025, после доработки 19.12.2025, принята в печать 13.01.2026

Аннотация

Актуальность исследования обусловлена необходимостью экспериментального подтверждения закономерностей формирования бистатической силы цели осесимметричных объектов. В гидроакустическом бассейне Санкт-Петербургского филиала Института океанологии им. П.П. Ширшова Российской академии наук проведен лабораторный эксперимент по исследованию вторичного гидроакустического поля осесимметричного вытянутого тела в бистатическом режиме.

Целью эксперимента являлась оценка силы цели осесимметричного вытянутого тела при различных углах поворота тела и при различных бистатических углах приемного измерительного гидрофона. Разработана методика проведения эксперимента и подготовлено необходимое оборудование для регистрации и обработки сигналов. Выполнено измерение амплитудных характеристик и длительности эхосигнала модели на частотах 50–70 кГц для бистатических углов от 10° до 70° и углов поворота тела от 0° до 180°. Проведен анализ зависимости бистатической силы цели от бистатического угла и угла поворота осесимметричного вытянутого тела. Установлены взаимосвязи между бистатическим углом, углом поворота осесимметричного вытянутого тела и характеристиками эхосигнала.

Полученные результаты позволяют уточнить модели формирования бистатической силы цели в ближнем поле и оценить влияние геометрических и пространственных факторов на характеристики рассеянного поля. Сделаны выводы о возможности применения экспериментальных зависимостей для оптимизации конфигурации приемных и излучающих элементов мультистатических систем подводного наблюдения. Результаты эксперимента обеспечивают комплексную оценку пространственно-временных характеристик эхосигнала осесимметричных объектов и могут быть использованы для совершенствования средств подводного наблюдения.

Ключевые слова: гидроакустический бассейн, осесимметричное вытянутое тело, бистатическая сила цели, обработка сигналов

© А. А. Rodionov, D. A. Nikitin*, T. K. Sharafutdinova, N. N. Shpilev, V. V. Tumanov, M. V. Pulenets, 2026
Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, 36 Nakhimovsky Prosp., Moscow, 117997, Russia
*dan70io@mail.ru

Laboratory estimation of the bistatic target strength of an axisymmetric elongated body in an acoustic tank

Received 06.11.2025, Revised 19.12.2025, Accepted 13.01.2026

Abstract

This study addresses the need for experimental validation of the formation mechanisms of bistatic target strength in axisymmetric objects. A laboratory experiment investigating the secondary hydroacoustic field of an axisymmetric elongated body in a bistatic configuration was conducted in the hydroacoustic tank of the St. Petersburg Branch of the Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences.

Ссылка для цитирования: Родионов А.А., Никитин Д.А., Шарафутдинова Т.К., Шпилев Н.Н., Туманов В.В., Пуленец М.В. Лабораторный эксперимент по оценке бистатической силы цели осесимметричного вытянутого тела в гидроакустическом бассейне // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2026. Т. 19, № 1. С. 98–114. EDN UZSBAN.
[https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-8](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-8)

For citation: Rodionov A.A., Nikitin D.A., Sharafutdinova T.K., Shpilev N.N., Tumanov V.V., Pulenets M.V. Laboratory estimation of the bistatic target strength of an axisymmetric elongated body in an acoustic tank. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2026;19(1):98–114. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-8](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-8)

The aim of the experiment was to estimate the bistatic target strength of the axisymmetric elongated body at various body rotation angles and different bistatic angles of the receiving measurement hydrophone. A dedicated experimental methodology was developed, and the necessary equipment for signal acquisition and processing was prepared. The amplitude characteristics and duration of the model echo signal were measured at frequencies of 50–70 kHz for bistatic angles ranging from 10° to 70° and body rotation angles from 0° to 180°. The dependence of bistatic target strength on the bistatic angle and the rotation angle of the axisymmetric elongated body was analyzed. Relationships between the bistatic angle, the body rotation angle, and the characteristics of the echo signal were established.

The obtained results make it possible to refine near-field models of bistatic target strength formation and to assess the influence of geometric and spatial factors on the characteristics of the scattered acoustic field. The experimental relationships can be used to optimize the configuration of transmitting and receiving elements in multistatic underwater surveillance systems. The results provide a comprehensive assessment of the spatiotemporal characteristics of echo signals from axisymmetric objects and may be used to improve underwater surveillance technologies.

Keywords: hydroacoustic tank, axisymmetric elongated body, bistatic target strength, signal processing

1. Введение

Современные системы наблюдения, особенно в области гидро и радиолокации, все шире применяют мультистатические схемы, в которых излучатель и приемник пространственно разнесены. Бистатические системы как частный случай таких схем обладают рядом существенных преимуществ — в первую очередь, возможностью скрытного размещения приемных антенн.

Ключевым фактором эффективности подобных систем является знание отражательной способности объектов, описываемых величиной бистатической силы цели. Эта характеристика зависит не только от материала и размеров объекта, но и от его формы и ориентации относительно направлений зондирования и приема сигналов.

Для вытянутых осесимметричных тел — типичных моделей реальных подводных и аэродинамических объектов — распределение рассеянного поля отличается сложной угловой зависимостью. Поэтому экспериментальная оценка бистатической силы цели таких объектов является актуальной задачей: существующие расчетные и численные методы часто требуют верификации на натурных или лабораторных данных.

Вопросы оценки бистатической силы цели сложных моделей получили широкое развитие в связи с ростом интереса к мультистатическим системам наблюдения.

Методический аппарат для расчета бистатической силы цели разработан в [1]. Показано, что бистатическая сила цели может значительно меняться в зависимости от геометрии задачи, структуры волновода и строения дифрактора. Подчеркивается, что при измерениях следует учитывать, что в волноводе бистатическая сила цели зависит не только от ракурса и частоты, но и от взаимного расположения излучающих и приемных систем и цели, как в горизонтальной плоскости, так и по глубине.

В работе [2] приведены результаты экспериментальной оценки бистатической силы цели сложных объектов при различных видах зондирующих сигналов. Авторы показали, что структура зондирующего импульса существенно влияет на уровень рассеяния и энергетические характеристики принимаемого сигнала. Эти результаты подтвердили важность подбора параметров сигнала для корректной интерпретации бистатических измерений.

В статье [3] представлена численная методика расчета бистатической силы цели многорезонансных оболочек методом конечных элементов. Работа продемонстрировала, что конструктивные особенности многослойных объектов и наличие резонансных эффектов оказывают значительное влияние на форму и амплитуду диаграмм рассеяния; показала необходимость учета материала и формы тела при экспериментальной оценке бистатического рассеяния.

Зарубежные исследования также уделяют большое внимание вопросам моделирования и измерения бистатической силы цели. Так, в работе [4] авторы применяют физико-акустический метод для расчета бистатической силы цели. Данная работа показывает, что физико-акустический метод может быть использован для оценки распределения силы цели в зависимости от углов. Однако она не анализирует зависимость силы цели от ориентации модели. В работе [5] предложена имитационная модель рассеяния подводной цели в бистатическом режиме. Статья актуальна тем, что приближена к практическим сценариям: многократные отражения, учет сложной геометрии моделей, зависимость от углов, но не рассматривает экспериментальные аспекты оценки силы цели.

Таким образом, анализ литературы показывает, что точная оценка бистатической силы цели требует комплексного подхода, включающего экспериментальные измерения, моделирование и верификацию численных методов.

Цель данной работы — экспериментальная оценка силы цели осесимметричного вытянутого тела (ОВТ) при различных углах поворота и при различных бистатических углах приемного измерительного гидрофона.

Проведение лабораторного эксперимента по измерению бистатической силы цели модели вытянутого осесимметричного тела в ближнем поле позволит:

- верифицировать теоретические и численные модели рассеяния;
- оценить возможности оптимизации конфигурации приемных и передающих позиций в мультистатических системах;
- получить экспериментальные данные, необходимые для совершенствования средств подводного наблюдения и целераспознавания.

Таким образом, актуальность исследования определяется необходимостью экспериментального подтверждения закономерностей формирования бистатической силы цели осесимметричных объектов, что напрямую связано с развитием современных методов мультистатического зондирования и повышением эффективности систем технического наблюдения в сложных средах.

2. Порядок проведения эксперимента

В ходе подготовки эксперимента собираются излучающий и приемный тракты по схеме, приведенной на рис. 1. В качестве задающего генератора используется звуковая карта персонального компьютера (ПК1) типа «Lenovo»; усиление сигнала осуществляется двумя усилителями ZET 420 [6], соединенными последовательно; в качестве излучателя применен гидрофон 8105 фирмы Brüel & Kjær. В состав приемного тракта входят: гидрофон 8103 фирмы Brüel & Kjær [7]; 4-х канальный усилитель Nexus фирмы Brüel & Kjær [8]; аналого-цифровой преобразователь (АЦП) Е 20–10 фирмы L–Card [9]; персональный компьютер (ПК2) типа «Lenovo» с программным обеспечением LGraph2 фирмы L–Card; аккумуляторная батарея (АБ), от которой запитаны все элементы приемного тракта. Для оперативного контроля, излучаемого и принятого сигналов, используется осциллограф АКИП–4122.

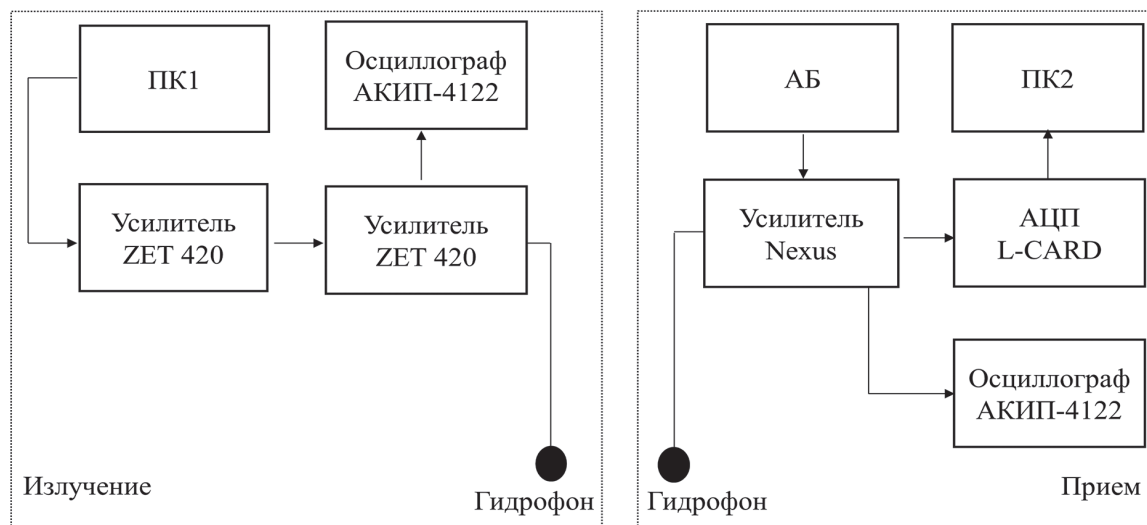


Рис. 1. Структурная схема излучающего и приемного трактов

Fig. 1. Structural diagram of the transmitting and receiving systems

Основные характеристики приборов излучающего и приемного трактов:

1. ПК1 Lenovo:
Intel(R) Core (TM) i7–7700 CPU @ 3.60 GHz, Gigabyte H110M-D3H R2, аудиокодек Realtek® ALC887; программное обеспечение Audacity.
2. Высоковольтный усилитель ZET 420:
число каналов 1; диапазон входного напряжения ± 9 В; частотный диапазон до 100 кГц; коэффициент усиления 5; напряжение питания 12 В.
3. Гидрофон типа 8105 Brüel & Kjær:
Диапазон частот 0,1 Гц ... 160 кГц; чувствительность: 0,316 Па/В на частоте 20 кГц; 11,9 Па/В на частоте 100 кГц.

4. Гидрофон типа 8103 Brüel & Kjær:
Диапазон частот 0,1 Гц ... 180 кГц; чувствительность в режиме приема, 29 мкВ/Па.
5. Усилитель типа 2692 OS-4 «Nexus» Brüel & Kjær:
Диапазон частот 0,1 Гц...100 кГц; коэффициент усиления: от -40 до +80 дБ; число аналоговых каналов — 4.
6. АЦП типа E20-10 L-CARD:
Число каналов с общей землей (однофазных) 4; диапазон входного сигнала ± 3 В; разрядность АЦП 14 бит; максимальная частота преобразования АЦП 10 МГц; напряжение +9...+27 В.
7. ПК2 Lenovo:
Intel (R) Core (TM) i5-331 7U CPU 1.70 Ghz, 1701 МГц, ядер 2; программное обеспечение LGraph2 фирмы L-Card; питание осуществляется от аккумуляторной батареи 12 В.
8. Осциллограф АКИП-4122:
Число каналов 2; полоса пропускания 300 МГц; максимальная частота дискретизации 3,2 ГГц.

В качестве осесимметричного вытянутого тела (рис. 2) использовалась сложная модель (ниже по тексту модель), представляющая собой стальной пустотелый цилиндр длиной 30 см, диаметром 30 мм, внутри которого размещены две сплошные стальные сферы диаметром 25 мм. Концы цилиндра закрыты пустотелыми полусферами диаметром 30 мм.

На рис. 3 представлено размещение излучающего и приемного гидрофонов, а также модели в бассейне.

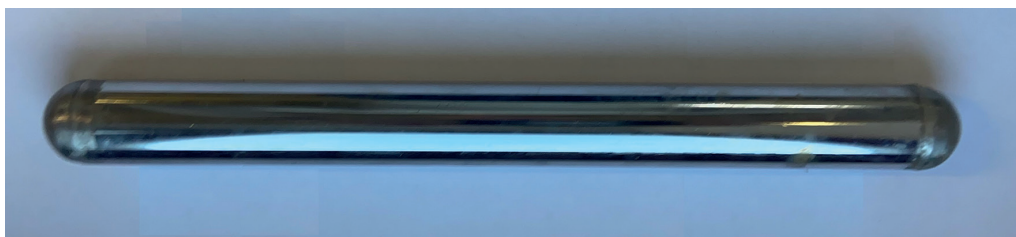


Рис. 2. Модель ОБТ

Fig. 2. Axisymmetric elongated body model

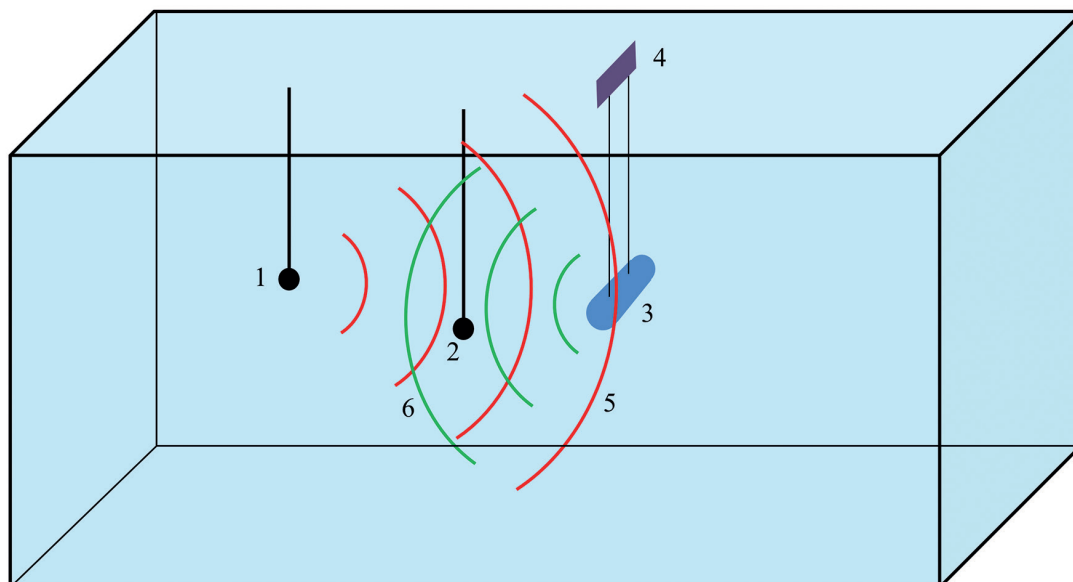


Рис. 3. Расположение излучающего и приемного гидрофонов в бассейне. 1 — гидроакустический излучатель (гидрофон 8105); 2 — гидрофон 8103 в режиме приема; 3 — модель; 4 — устройство подвеса и поворота модели; 5 — излученная гидроакустическая волна; 6 — отраженная от модели гидроакустическая волна

Fig. 3. Location of transmitting and receiving hydrophones in the tank. 1 — hydroacoustic emitter (hydrophone 8105); 2 — hydrophone 8103 in reception mode; 3 — model; 4 — device for suspension and rotation of the model; 5 — emitted hydroacoustic wave; 6 — hydroacoustic wave reflected from the model

Для выполнения эксперимента была разработана установка для позиционирования измерительного гидрофона на различных бистатистических углах. На рис. 4 показано расположение гидроакустического излучателя (точка 1). На расстоянии 1 м от излучателя в точке 9 расположен центр модели; сплошной линией показано ее первоначальное положение $\varphi = 0^\circ$; штриховой — положение $\varphi = 40^\circ$. Первоначальное расположение приемного гидрофона точка 2 находится под углом $\beta = 10^\circ$ к линии, соединяющей точки 1 и 9 на расстоянии 40 см от точки 9. В данной позиции модель последовательно поворачивается на угол φ с дискретностью 10° от 0 до 180° . Далее приемный гидрофон перемещается в точку 3 ($\beta = 20^\circ$). В данной позиции модель также последовательно поворачивается на угол φ с дискретностью 10° . Заканчивается перемещение приемного гидрофона в точку 8 ($\beta = 70^\circ$). При дальнейшем перемещении приемного гидрофона прямой импульс от излучающего гидрофона накладывается во времени с импульсом, отраженным от модели, что не позволяет их разделить и оценить бистатистическую силу цели.

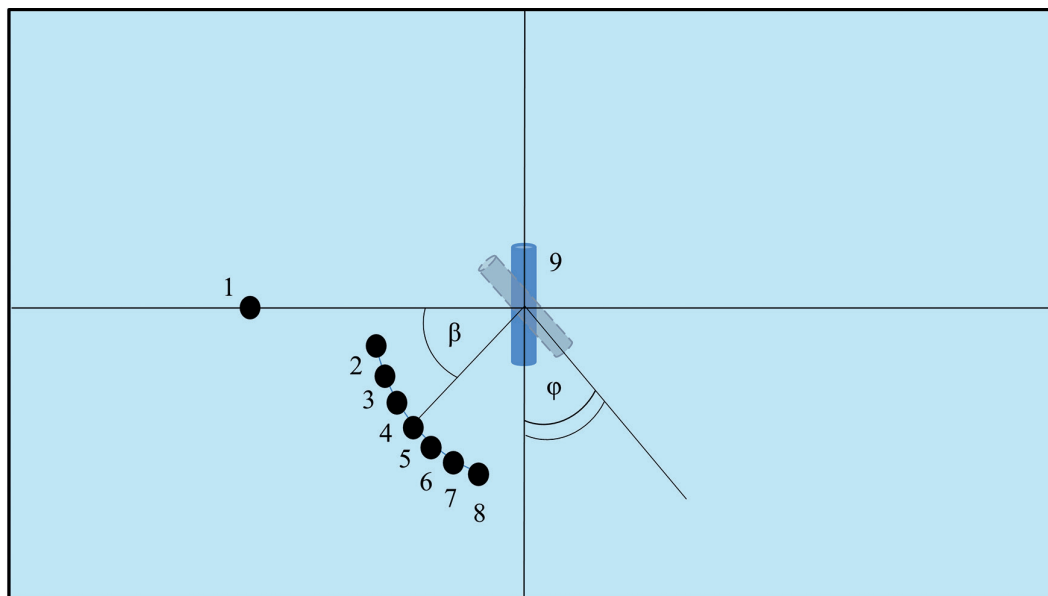


Рис. 4. Последовательное перемещение приемного гидрофона и модели в ходе лабораторного эксперимента: 1 — гидроакустический излучатель; 2–8 — последовательное размещение приемного гидрофона; 9 — модель

Fig. 4. Sequential movements of the receiving hydrophone and model during a laboratory experiment: 1 — hydroacoustic emitter; 2–8 — sequential placement of the receiving hydrophone; 9 — model

Оценка бистатистической силы цели модели производится следующим образом:

1. Оценивается уровень излученной акустической волны в точке 9 в месте расположения центра модели. После преобразования акустической волны в электрический сигнал определяется его напряжение U_i .
2. Регистрируется уровень сигналов для каждого места расположения приемного гидрофона при отсутствии модели.
3. Регистрируется уровень сигналов для каждого места расположения приемного гидрофона при наличии модели для разных углов φ (рис. 4). Вращение модели производится в горизонтальной плоскости с шагом 10° : $0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ, 90^\circ, 100^\circ, 120^\circ, 130^\circ, 140^\circ, 150^\circ, 160^\circ, 170^\circ, 180^\circ$.
4. В процессе обработки сигналов оценивается напряжение, создаваемое эхосигналом от модели U_r , приведенное к расстоянию 1 м.
5. Расчет силы цели выполняется по формуле $СЦ = 10 \lg \left(\frac{I_r}{I_i} \right) \Big|_{r=1}$, где I_r — интенсивность возвращаемого звука на единичном расстоянии от цели; I_i — интенсивность падающей звуковой волны [10]. Это выражение может быть преобразовано в виде $СЦ = 20 \lg \left(\frac{U_r}{U_i} \right) \Big|_{r=1}$, где U_r — напряжение, создаваемое интенсивностью возвращаемого звука на единичном расстоянии от цели; U_i — напряжение, создаваемое интенсивностью падающей звуковой волны.
6. Оценка длительности эхосигнала выполняется на уровне 0,5 по напряжению.

Проведены предварительные оценки силы цели, которые показали, что необходимо повысить отношение сигнал/помеха при обработке сигналов. Для этого были приняты следующие действия. Осуществлена фильтрация в частотной области. Как известно, после фильтрации, импульсы с прямоугольной огибающей имеют значительные флуктуации, обусловленные широкой полосой импульса. Для снижения влияния боковых лепестков были использованы импульсы с огибающей вида полупериода синуса (рис. 5); его спектр приведен на рис. 6.

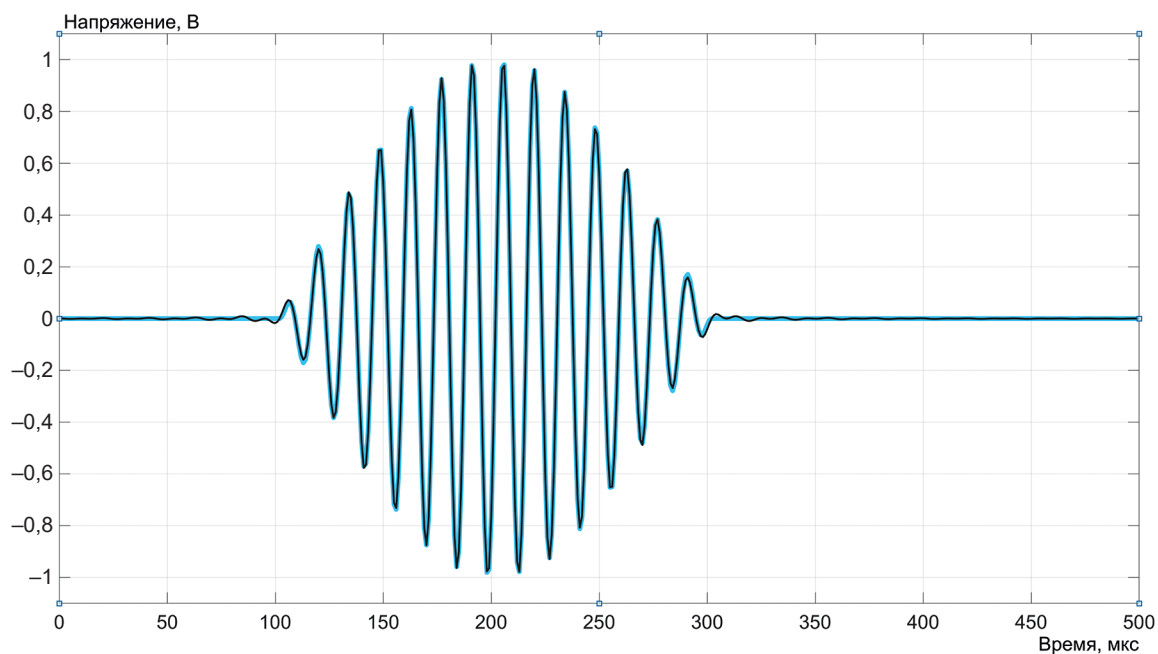


Рис. 5. Вид зондирующего импульса: голубой линией показан исходный импульс; тонкой черной — импульс после фильтрации

Fig. 5. Type of probe pulse: the blue line shows the original pulse; the thin black line shows the pulse after filtering

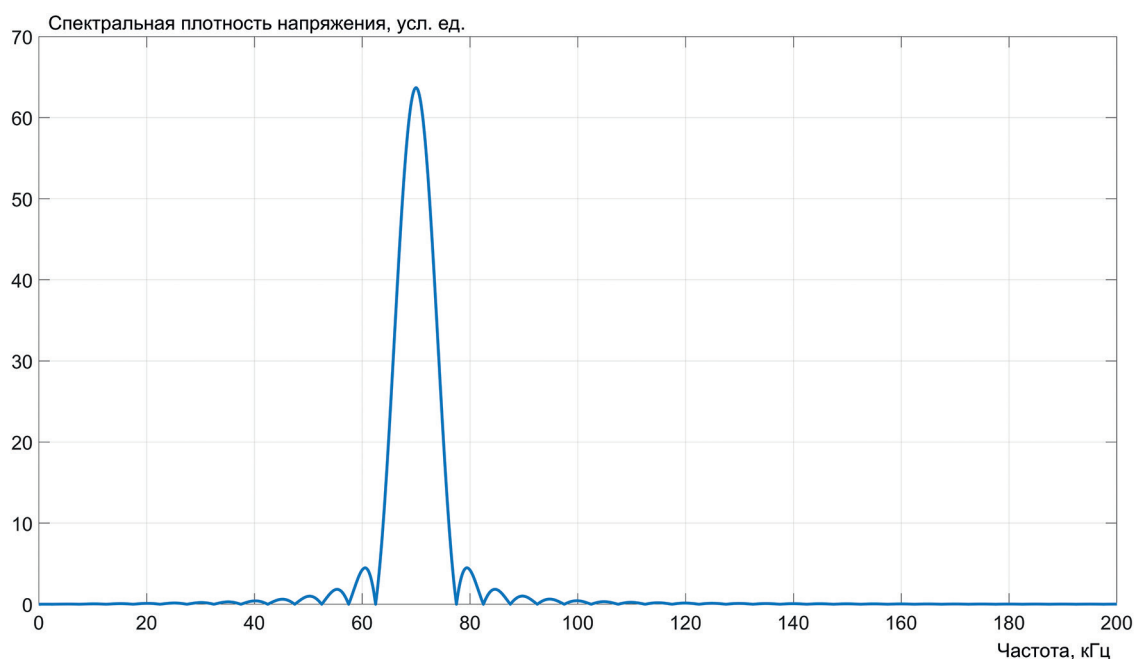


Рис. 6. Спектр зондирующего импульса

Fig. 6. Spectrum of probing pulse

Проведено усреднение 164 реализаций сигналов для заданных условий. При усреднении выполнялась корреляционная обработка с целью нахождения максимумов корреляционных функций каждой реализации и точного совмещения сигналов. На рис. 7 представлены корреляционные функции различных реализаций сигналов, выделенные разными цветами, а на рис. 8 — реализации сигналов, приведенные к одному моменту времени с учетом корреляционной обработки.

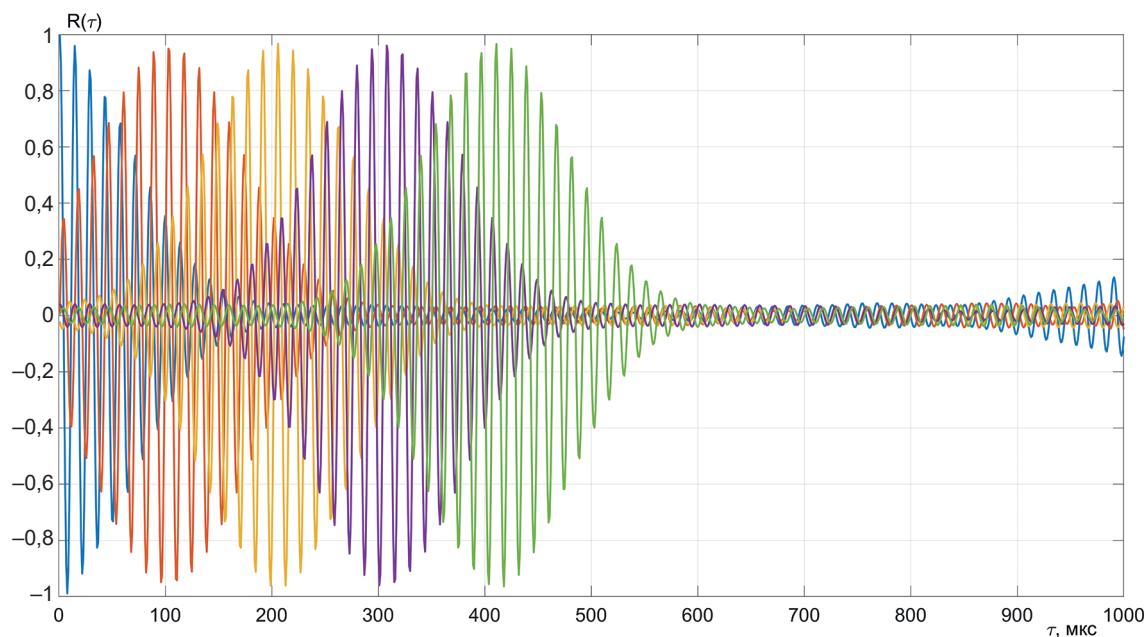


Рис. 7. Корреляционные функции пяти реализаций сигналов; цветами выделены различные корреляционные функции сигналов

Fig. 7. Correlation functions of five signal realizations; different signal correlation functions are highlighted in colors

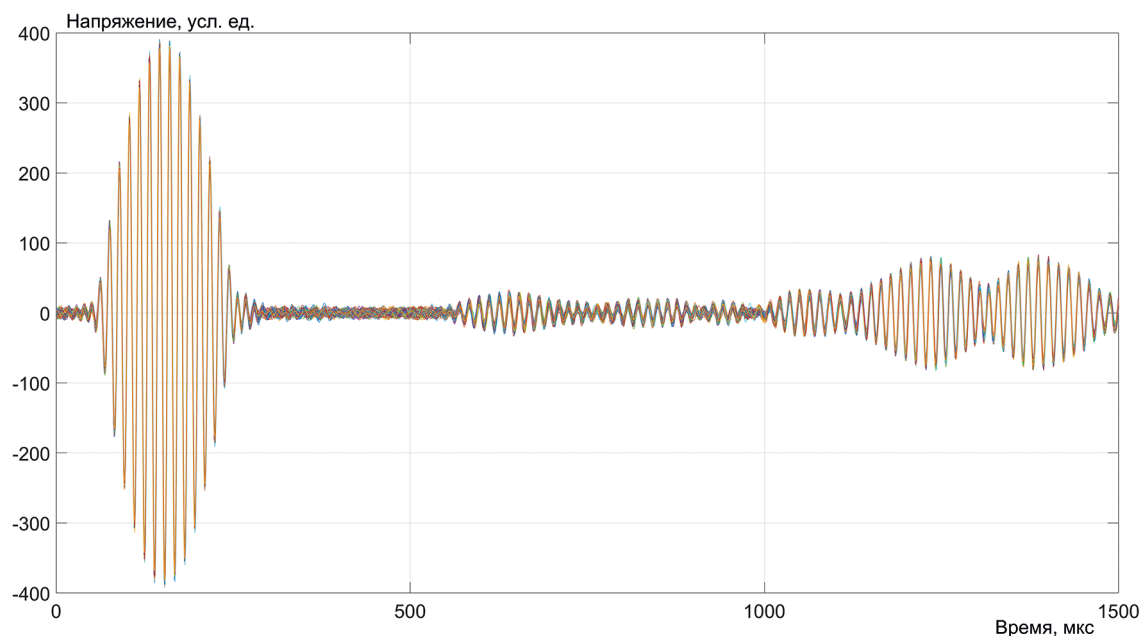


Рис. 8. Реализации сигналов, приведенные к одному моменту времени с учетом корреляционной обработки; цветами выделены различные реализации сигналов

Fig. 8. Signal realizations, reduced to a single point in time, taking into account correlation processing; different signal realizations are highlighted in colors

На временных интервалах регистрации помехи сигналы хаотичны по отношению один к другому (суммирование в этом случае будет осуществляться не синфазно). На временных интервалах регистрации сигналов, обусловленных отражениями от модели, поверхности, дна и боковых стен бассейна, их суммирование будет осуществляться синфазно, что приведет к повышению отношения сигнал/помеха. На рис. 9, *а* представлен усредненный сигнал при наличии модели, а на рис. 9, *б* — в присутствии (красная линия) и отсутствии (зеленая линия) модели. Сравнение этих данных позволяет выявить положение эхосигнала на временном интервале и определить его уровень (напряжение).

По результатам предварительной оценки силы цели уменьшена длительность импульсов с 300 до 200 мкс. Период следования импульсов составляет 30 мс. Регистрация сигналов осуществляется АЦП с частотой 1 МГц.

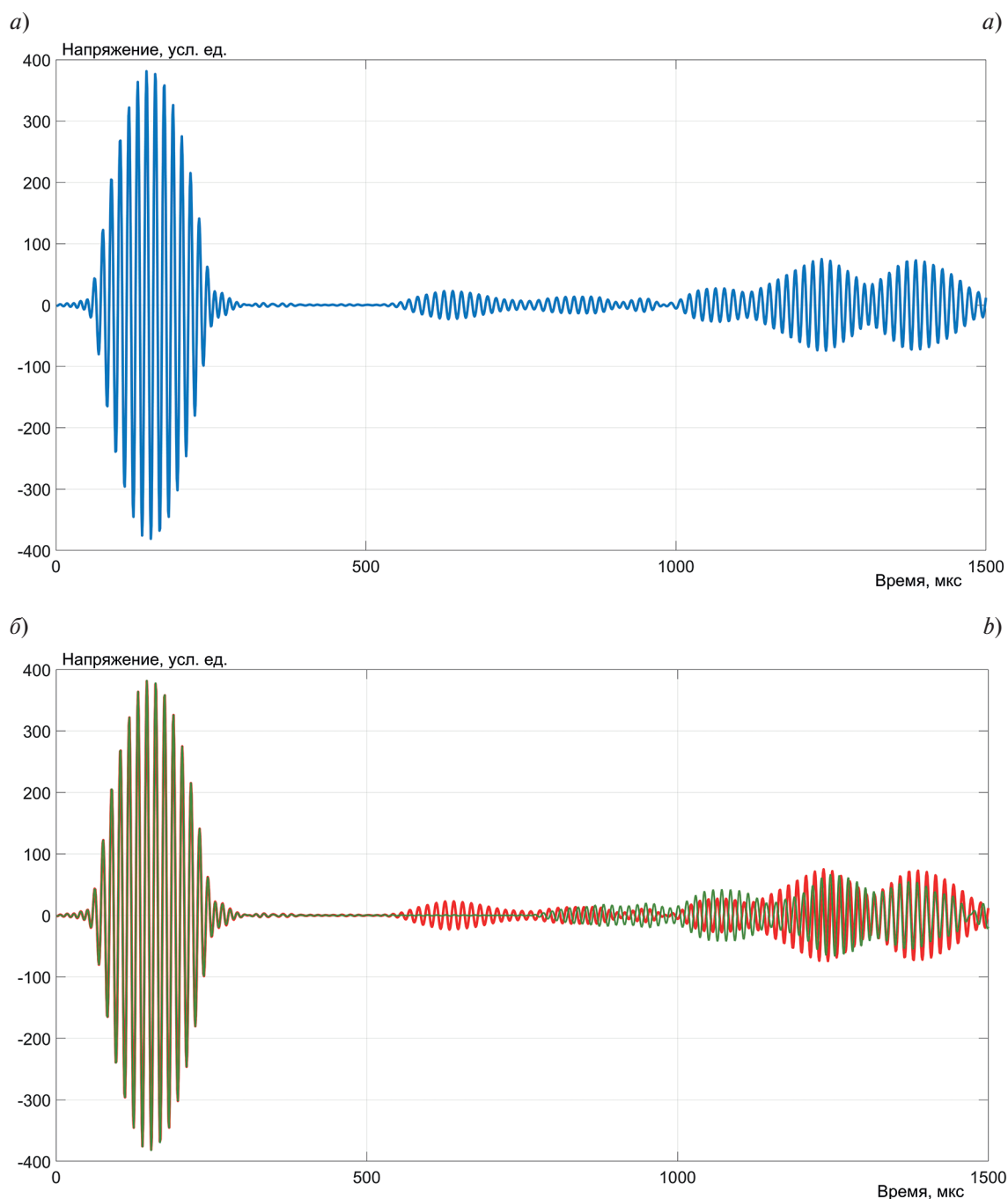


Рис. 9. Усредненный сигнал: *а* — в присутствии модели; *б* — в присутствии (красная линия) и отсутствии (зеленая линия) модели

Fig. 9. Averaged signal: *a* — in the presence of a model; *b* — in the presence (red line) and absence (green line) of a model

Сигнал представляет собой импульсы с огибающей вида полупериода синуса с заданной частотой, разделенные защитными интервалами. Формирование сигналов осуществляется в цифровой форме на частотах: 50 кГц; 55 кГц; 60 кГц; 65 кГц; 70 кГц. Длительность импульса составляет 0,2 мс. Частота дискретизации излучаемого сигнала 384 кГц. Для каждого сигнала сформирован WAV-файл с заданным набором параметров.

Предварительно сформированные сигналы излучаются поочередно на указанных частотах. Время излучения каждого сигнала на определенной частоте не менее 5 с (не менее 165 сигналов на каждой частоте).

Для определения расстояния, на котором следует располагать приемный гидрофон относительно центра расположения модели, по методике работы [11] проведены расчеты по оценке времени прихода отраженных импульсов от модели, дна, поверхности, боковых стен бассейна. На рис. 10 представлены результаты расчетов для расположения приемного гидрофона в точке 3.

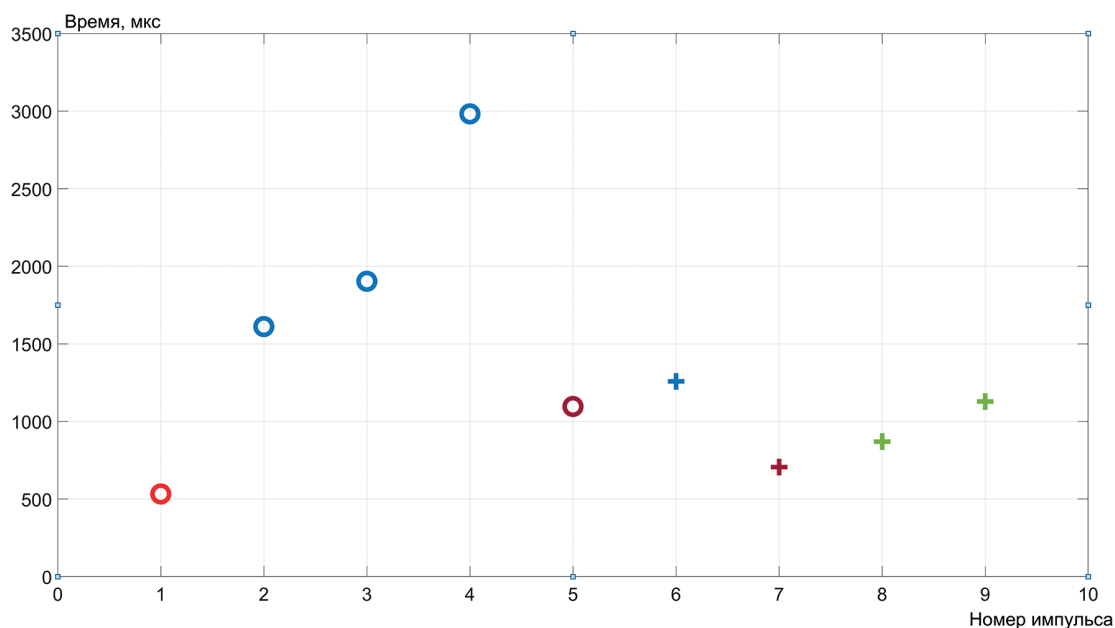


Рис. 10. Времена прихода отраженных импульсов. Красный круг — время прихода импульса при отражении от модели; синий круг — время прихода импульса при отражении от поверхности и от модели; коричневый круг — время прихода импульса при отражении от дна и модели; синий крест — время прихода импульса при отражении от поверхности; коричневый крест — время прихода импульса при отражении от дна; зеленый крест — время прихода импульса при отражении от боковых стен бассейна

Fig. 10. Arrival times of reflected pulses. The red circle is the arrival time of the pulse upon reflection from the model; the blue circle is the arrival time of the pulse upon reflection from the surface and from the model; the brown circle is the arrival time of the pulse upon reflection from the bottom and the model; the blue cross is the arrival time of the pulse upon reflection from the surface; the brown cross is the arrival time of the pulse upon reflection from the bottom; the green cross is the arrival time of the pulse upon reflection from the side walls of the tank

3. Результаты и обсуждение

Полученные в ходе лабораторных исследований результаты частично (для примера) приведены в таблице и на графиках, представленных на рис. 11–16.

Значения силы цели вне траверзных ракурсов облучения модели при расположении приемного гидрофона в точке 2 в среднем составили величины от — 35 дБ для частоты 70 кГц до — 31 дБ для частот 50 и 55 кГц. В направлении траверзного ракурса облучения сила цели возросла на 5 дБ для частоты 70 кГц и на 3...4 дБ для других частот. Для носовых ракурсов ($\varphi = 90^\circ$) сила цели возросла на всех частотах, за исключением частоты 70 кГц. Увеличение силы цели в этом случае связано с тем, что пересчет к расстоянию 1 м проводился для расстояния 40 см (расстояние от центра модели до приемного гидрофона), а фактически основное отражение происходило от носовой полусферы, расположенной на расстоянии 25 см. Учет этого обстоятельства приведет к уменьшению силы цели в носовом ракурсе на 5,5 дБ.

Лабораторный эксперимент по оценке бистатической силы цели осесимметричного вытянутого тела...
Laboratory estimation of the bistatic target strength of an axisymmetric elongated body...

Таблица

Table

Значения характеристик эхосигнала при изменении угла поворота модели при расположении приемного гидрофона в точке 2

Values of echo signal characteristics when changing the model rotation angle with the receiving hydrophone located at point 2

Частота сигнала	Угол поворота модели, °	Напряжение в точке расположения модели, мВ	Напряжение эхосигнала, мВ	Длительность эхосигнала, мкс	Сила цели, приведенная к расстоянию 1 м, дБ $СЦ = 20 \lg \frac{U_r}{U_i} _{r=1}$	Эквивалентный радиус, см $R_{\Sigma} = 2 \cdot 10 \text{ СЦ}/20$
50 кГц	0	45,68	3,310	135	-30,76	5,80
	10		3,796	117	-29,57	6,65
	20		3,156	131	-31,17	5,53
	30		2,933	133	-31,81	5,14
	40		2,974	133	-31,69	5,21
	50		2,939	139	-31,79	5,15
	60		2,985	140	-31,65	5,23
	70		3,109	137	-31,30	5,44
	80		3,330	128	-30,70	5,83
	90		4,052	115	-29,00	7,10
	100		3,860	117	-29,42	6,76
	110		3,343	132	-30,67	5,85
	120		2,981	138	-31,67	5,22
	130		2,995	128	-31,63	5,25
	140		2,933	133	-31,81	5,14
	150		2,976	130	-31,68	5,21
	160		2,993	133	-31,63	5,24
	170		3,032	129	-31,52	5,31
	180		3,217	135	-31,00	5,63
70 кГц	0	88,11	3,900	79	-35,04	3,54
	10		5,831	72	-31,54	5,29
	20		4,175	110	-34,45	3,79
	30		3,340	122	-36,38	3,03
	40		3,559	112	-35,83	3,23
	50		3,668	114	-35,57	3,33
	60		3,830	116	-35,20	3,48
	70		4,537	116	-33,72	4,12
	80		4,479	117	-33,84	4,07
	90		3,970	128	-34,88	3,60
	100		4,295	119	-34,20	3,90
	110		4,378	118	-34,03	3,97
	120		4,160	123	-34,48	3,78
	130		3,909	121	-35,02	3,55
	140		3,924	120	-34,98	3,56
	150		3,948	123	-34,93	3,58
	160		4,143	125	-34,51	3,76
	170		4,312	123	-34,17	3,92
	180		4,663	104	-33,49	4,23

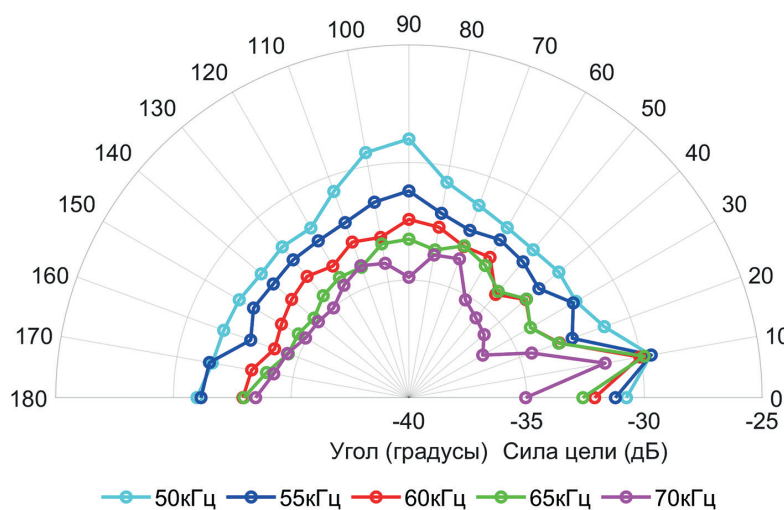


Рис. 11. Зависимость силы цели модели при расположении приемного гидрофона в точке 2. Цветные кривые соответствуют сигналам с разной частотой

Fig. 11. Dependence of the target strength of the model when the receiving hydrophone is located at point 2. The colored curves correspond to signals with different frequencies

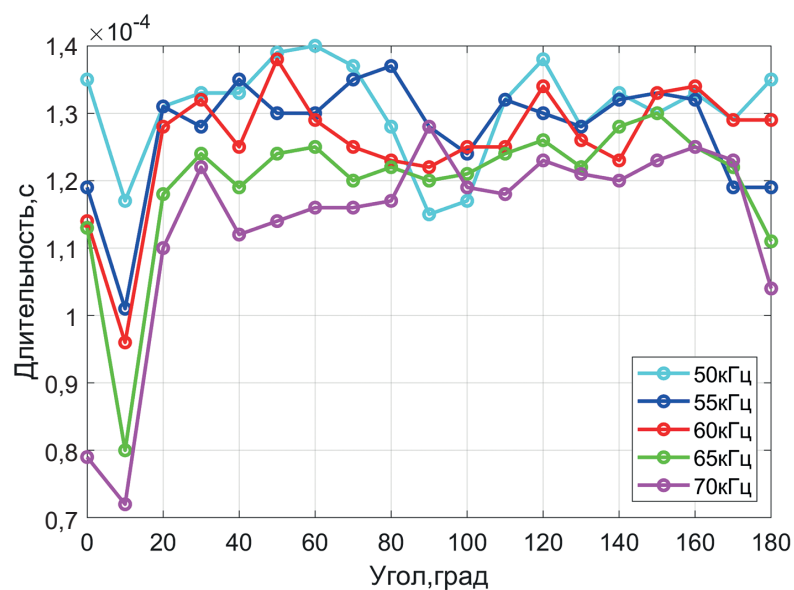


Рис. 12. Зависимость длительности эхосигнала при расположении приемного гидрофона в точке 2. Цветные кривые соответствуют сигналам с разной частотой

Fig. 12. Dependence of the echo signal duration when the receiving hydrophone is located at point 2. The colored curves correspond to signals with different frequencies

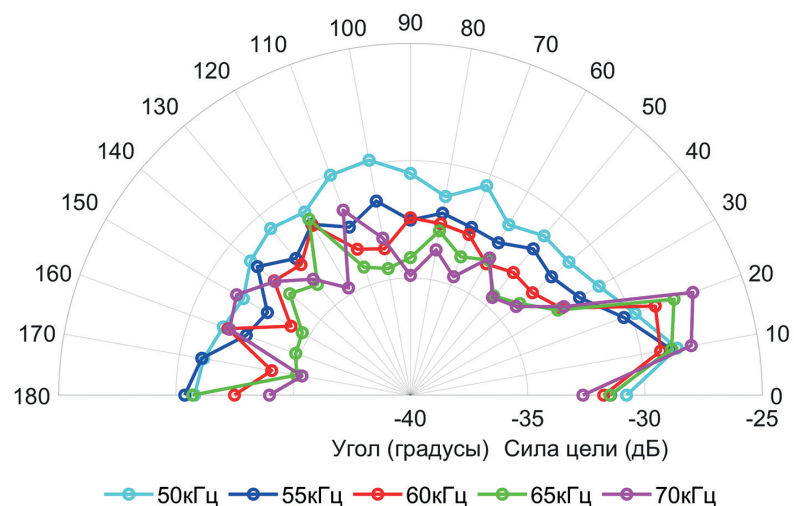


Рис. 13. Зависимость силы цели модели при расположении приемного гидрофона в точке 4. Цветные кривые соответствуют сигналам с разной частотой

Fig. 13. Dependence of the target strength of the model when the receiving hydrophone is located at point 4. The colored curves correspond to signals with different frequencies

Рис. 14. Зависимость длительности эхосигнала при расположении приемного гидрофона в точке 4. Цветные кривые соответствуют сигналам с разной частотой

Fig. 14. Dependence of the echo signal duration when the receiving hydrophone is located at point 4. The colored curves correspond to signals with different frequencies

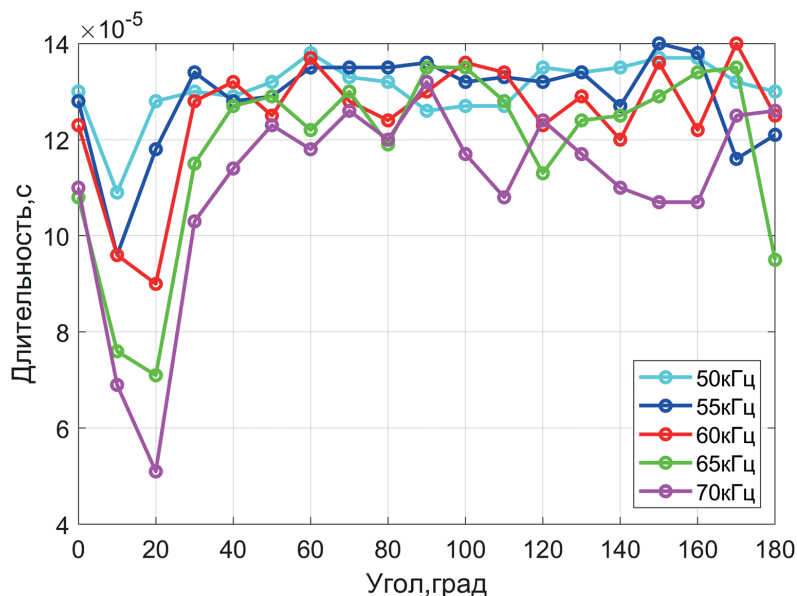


Рис. 15. Зависимость силы цели модели при расположении приемного гидрофона в точке 7. Цветные кривые соответствуют сигналам с разной частотой

Fig. 15. Dependence of the target strength of the model when the receiving hydrophone is located at point 7. The colored curves correspond to signals with different frequencies

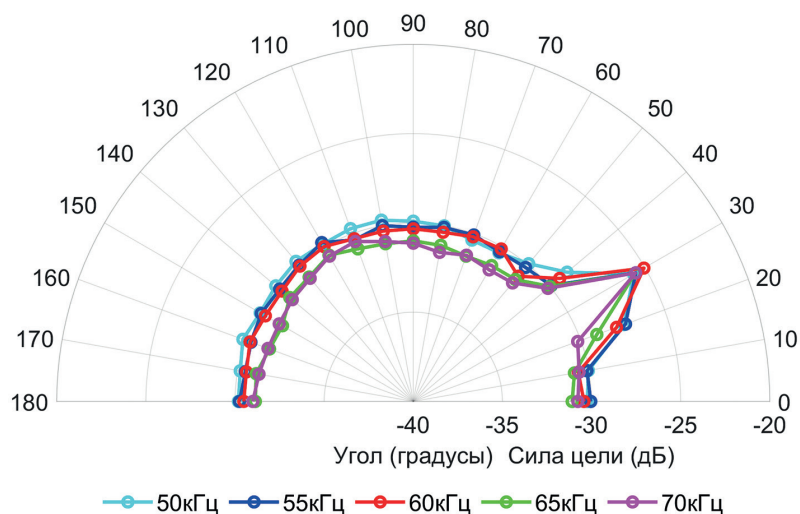
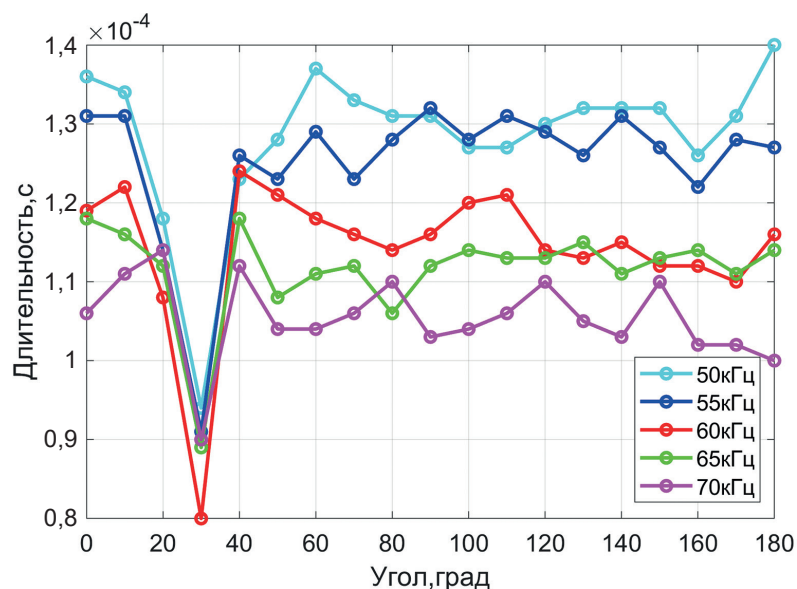


Рис. 16. Зависимость длительности эхосигнала при расположении приемного гидрофона в точке 7. Цветные кривые соответствуют сигналам с разной частотой

Fig. 16. Dependence of the echo signal duration when the receiving hydrophone is located at point 7. The colored curves correspond to signals with different frequencies



Значения силы цели вне траверзных ракурсов облучения модели при расположении приемного гидрофона в точке 3 в среднем составили величины от -35 дБ для частоты 70 кГц до -34 дБ для частот 50 и 55 кГц. В направлении траверзного ракурса биссектрисы бистатического угла сила цели возросла на 6 дБ для частоты 70 кГц и на $2...4$ дБ для других частот. В направлении $\varphi = 100^\circ$ (биссектриса бистатического угла направлена на носовой ракурс модели) сила цели возросла на частотах 50 и 55 кГц. При пересчете на расстояние 25 см сила цели уменьшится на $5,5$ дБ.

В точке 4 значения силы цели носят изрезанный характер на частотах от 60 до 70 кГц. В диапазоне углов $\varphi = 10...20^\circ$ значения силы цели увеличиваются до $-29... -27$ дБ.

В точке 5 характер изменения силы цели незначителен на всех частотах, на всех углах φ и ее величина составляет $-32... -30$ дБ.

В точке 6 характер изменения силы цели сходен с характером изменения силы цели для точки 4, но для угла $\varphi = 30^\circ$ ее величины возрастают до $-26... -24$ дБ.

В точке 7 характер изменения силы цели незначителен на всех частотах, на всех углах φ и ее величина составляет $-32... -30$ дБ; в направлении угла $\varphi = 30^\circ$ ее величины возрастают до -25 дБ на всех частотах.

В точке 8 максимум расширяется до углов $20...40^\circ$, и его величина достигает -23 дБ.

Длительность эхосигналов составляет величины от 110 до 140 мкс вне траверзных ракурсов; для траверзных направлений длительность эхосигналов уменьшается до $70...90$ мкс.

Измерения силы цели в ближнем поле приводят к ее заниженной оценке. В работе [10] показано, что в ближнем поле уровень эхосигнала изменяется с расстоянием по цилиндрическому закону, а в дальнем по сферическому. Величина переходного расстояния может быть определена по формуле $r_0 = \frac{L^2}{\lambda}$, где L — длина цилиндра, а λ — длина акустической волны. Для пересчета силы цели в условиях дальнего поля разработана программа, в которой цилиндр разбивается на большое число дискретных элементов; от каждого элемента формируется эхосигнал с учетом времени распространения (фазового множителя) и расстояния от излучателя до цилиндра и от цилиндра до приемника. Сумма всех элементарных сигналов представляет собой результирующий эхосигнал. На рис. 17 показаны зависимости уровней эхосигналов от частоты для цилиндра длиной 30 см. Величины переходных расстояний составили $3,04$, $3,65$ и $4,26$ м для частот 50 , 60 и 70 кГц соответственно. В дальнем поле сила цели цилиндра в моностатическом режиме должна увеличиться на $16,55$, $18,95$ и $21,61$ дБ для частот 50 , 60 и 70 кГц соответственно.

Теоретически расчет силы цели цилиндра по нормали к оси цилиндра без учета отражений от торцов производится по формуле [10] $СЦ = 10 \lg t$, $t = \frac{aL^2}{2\lambda}$, где a — радиус цилиндра, м; L — длина цилиндра, м; λ — длина волны, м. Под углом θ к нормали $t = \frac{aL^2}{2\lambda} \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2 \cos^2 \theta$, где $\beta = kL \sin \theta$, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, радиан/м.

На рис. 18 показана зависимость силы цели для цилиндра в дальнем поле от частоты в моностатическом режиме при траверсном ракурсе облучения. Сравнение теоретических расчетов и экспериментальных данных с учетом пересчета к дальнему полю показало, что сила цели реальной модели выше математической модели на $0,75$ дБ для частоты 50 кГц и на $4,3$ дБ для частот 60 и 70 кГц. Увеличение силы цели реальной модели вероятнее всего связано с наличием дополнительных полусфер.

На рис. 19 показана зависимость силы цели цилиндра в дальнем поле от угла облучения относительно нормали к оси цилиндра в моностатическом режиме. Сплошными линиями изображены результаты теоретических расчетов, а точками — результаты моделирования по разработанной программе с учетом корректирующих множителей. Результаты совпали идеально.

4. Заключение

Разработана методика проведения лабораторного эксперимента по оценке бистатической силы осесимметричного вытянутого тела в ближнем поле. Подготовлено оборудование для проведения лабораторного эксперимента. Проведен эксперимент по оценке бистатической силы цели на частотах $50...70$ кГц для бистатических углов от 10 до 70° для углов вращения модели от 0 до 180° . Проведен пересчет силы цели модели к условиям дальнего поля. Сравнение результатов пересчета удовлетворительно совпало с теоретическими.

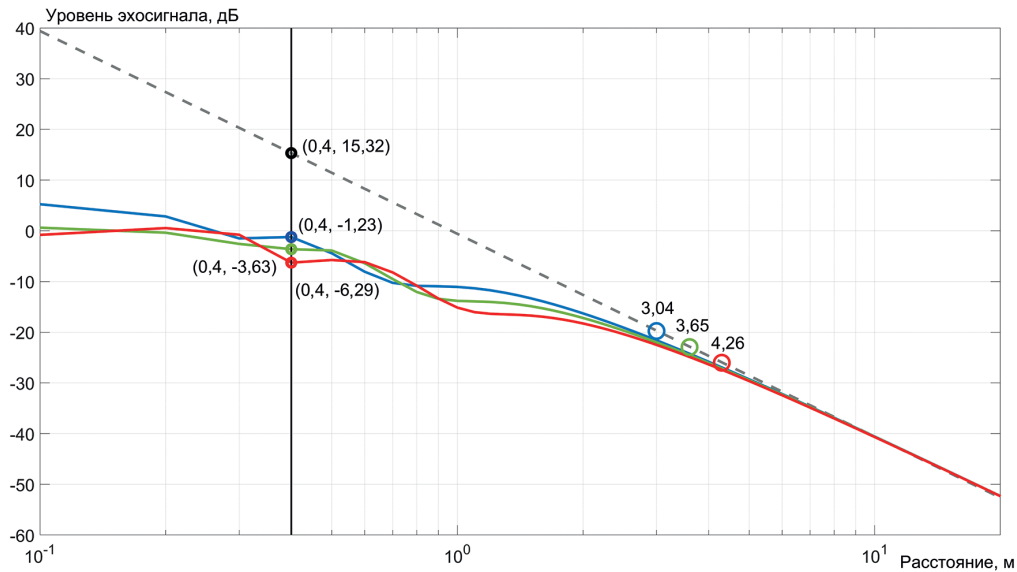


Рис. 17. Зависимость изменения уровня эхосигнала от расстояния: синей кривой показана зависимость для частоты 50 кГц; зеленой — для частоты 60 кГц; красной — для частоты 70 кГц. Синий круг — величина переходного расстояния для сигнала с частотой 50 кГц; зеленый круг — величина переходного расстояния для сигнала с частотой 60 кГц; красный круг — величина переходного расстояния для сигнала с частотой 70 кГц; синяя точка — значение разницы между силой цели в дальнем поле и в ближнем поле для сигнала с частотой 50 кГц; зеленая точка — значение разницы между силой цели в дальнем поле и в ближнем поле для сигнала с частотой 60 кГц; красная точка — значение разницы между силой цели в дальнем поле и в ближнем поле для сигнала с частотой 70 кГц; черная точка — значение силы цели в дальнем поле

Fig. 17. Dependence of the change in echo signal level on distance: the blue curve shows the dependence for a frequency of 50 kHz; the green curve shows the dependence for a frequency of 60 kHz; and the red curve shows the dependence for a frequency of 70 kHz. The blue circle is the transition distance for a signal with a frequency of 50 kHz; the green circle is the transition distance for a signal with a frequency of 60 kHz; the red circle is the transition distance for a signal with a frequency of 70 kHz; the blue dot is the difference between the target strength in the far field and in the near field for a signal with a frequency of 50 kHz; the green dot is the difference between the target strength in the far field and in the near field for a signal with a frequency of 60 kHz; the red dot is the difference between the target strength in the far field and in the near field for a signal with a frequency of 70 kHz; the black dot is the target strength in the far field

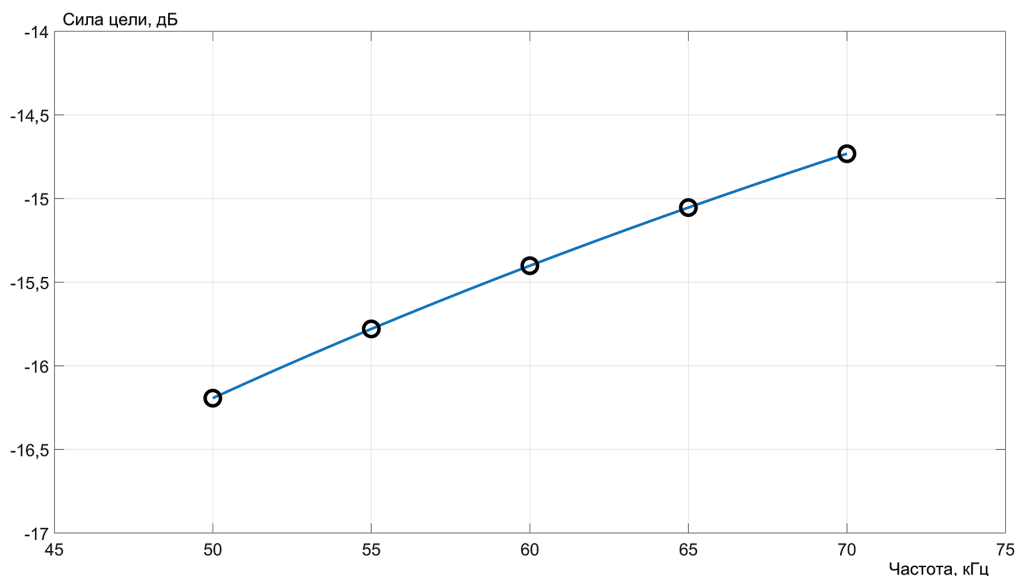


Рис. 18. Теоретическая зависимость силы цели цилиндра в дальнем поле от частоты в моностатическом режиме при траверсном ракурсе облучения. Кругами обозначены дискретные значения частот, на которых проводились измерения

Fig. 18. Theoretical dependence of the cylinder target strength in the far field on the frequency in the monostatic mode with a traverse irradiation angle. Circles indicate discrete frequency values at which measurements were taken

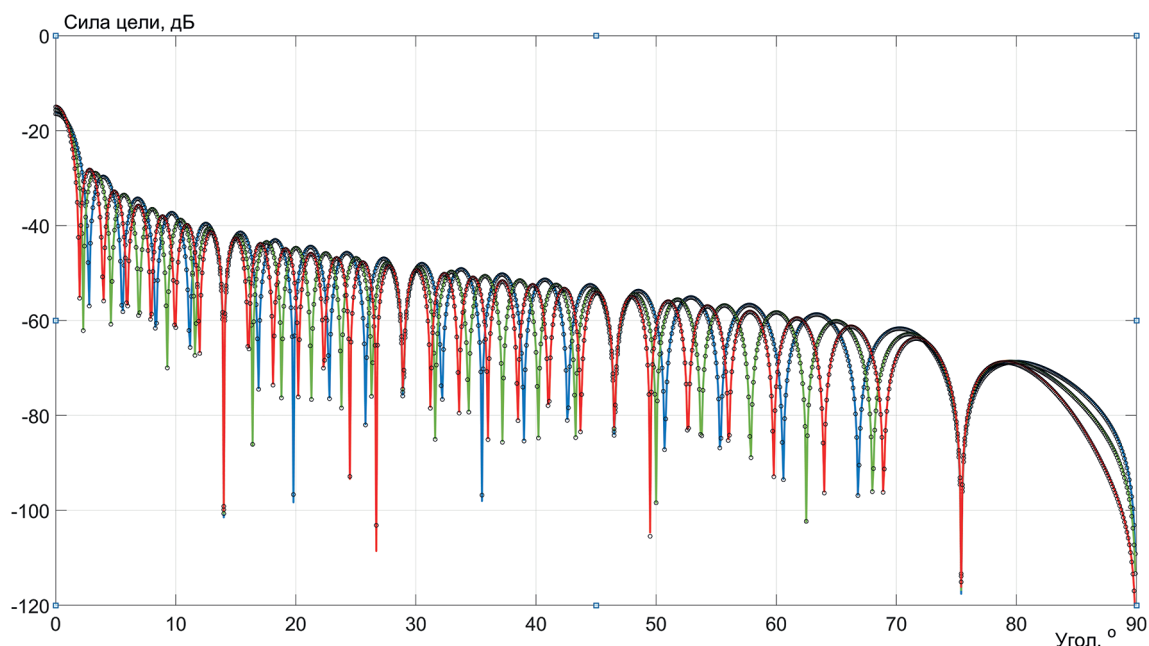


Рис. 19. Теоретическая зависимость силы цели цилиндра в дальнем поле от угла облучения относительно траверсного ракурса в моностатическом режиме: синей кривой показана зависимость для частоты 50 кГц; зеленой — для частоты 60 кГц; красной — для частоты 70 кГц

Fig. 19. Theoretical dependence of the target strength of a cylinder in the far field on the irradiation angle relative to the traverse angle in monostatic mode: the blue curve shows the dependence for a frequency of 50 kHz; the green curve for a frequency of 60 kHz; and the red curve for a frequency of 70 kHz

Новизна предлагаемого эксперимента заключается в том, что:

- в качестве исследуемого объекта используется осесимметричное вытянутое тело сложной формы, что приближает эксперимент к условиям реальных целей;
- бистатическая сила цели определена для разных бистатических углов, что позволяет изучить пространственную структуру рассеяния;
- определена зависимость бистатической силы цели от угла поворота тела, что дает возможность оценить влияние ориентации осесимметричного тела;
- помимо амплитудных характеристик, дополнительно анализируется длительность эхосигнала, что позволяет оценить пространственно-временные особенности рассеянного поля.

Такой подход обеспечивает комплексную экспериментальную оценку параметров рассеяния осесимметричных объектов, расширяя представления о зависимости бистатической силы цели и временных характеристик эхосигнала от геометрических и пространственных факторов.

Основным научным результатом проведенного исследования является установление взаимосвязи между бистатическим углом, углом ориентации осесимметричного вытянутого тела и характеристиками эхосигнала (амплитудой и длительностью). Полученные экспериментальные зависимости позволяют уточнить модели формирования бистатической силы цели в ближнем поле и могут быть использованы при проектировании и оптимизации мультистатических систем подводного наблюдения.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИО РАН (тема № FMWE-2024-0029).

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 No. FMWE-2024-0029).

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Conflict of interests

The authors declare no conflict of interests.

Литература

1. Машошин А.И., Смирнов И.П., Хилько А.И., Шафранюк А.В. Методический аппарат для расчета бистатической силы цели // Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики: труды XII Всероссийской конференции, Санкт-Петербург, 27–29 мая 2014 года. Санкт-Петербург: Нестор-История, 2014. С. 418–420. EDN XFGCNV.
2. Илларионов А.А., Козловский С.В., Чернов В.П. Экспериментальная оценка бистатической силы цели сложных объектов при различных видах зондирующих сигналов // Известия ЮФУ. Технические науки. 2013. № 9 (146). С. 160–165. EDN RCMFDF.
3. Салин М.Б., Соков Е.М., Суворов А.С. Расчет бистатической силы цели сложных многорезонансных оболочек методом конечных элементов // Акустический журнал. 2011. Т. 57, № 5. С. 709–716. EDN OCXJHT.
4. Liu C., Zhang M., Lin W. Calculation of Bistatic Scattering from Underwater Target with Physical Acoustic Method // Procedia Engineering. 2011. Vol. 15. P. 2561–2565. <https://doi.org/10.1016/j.proeng.2011.08.481>
5. Meng Z., Song Y., Yu F., Zhang C., Zhan Y. Highlight Model of Underwater Target Acoustic Scattering in the Bistatic System // Journal of Computers. 2024. Vol. 35, No. 2. P. 231–249. <https://doi.org/10.53106/199115992024043502015>
6. Высоковольтный усилитель ZET 420. Zetlab. URL: <https://zetlab.com/shop/izmeritelnoe-oborudovanie/usiliteli-signalov-i-soglasuyushhie-ustroystva/zet-420/> (дата обращения: 18.02.2025).
7. Гидрофоны — типы 8103, 8104, 8105 и 8106. Сведения об изделии. URL: <https://kiptm.ru/images/Production/bruel/Gidrofony-8103-8104-8105-8106-opisanie.pdf> (дата обращения: 12.04.2025).
8. Серия усилителей-формирователей NEXUS — типы 2690, 2691, 2692 и 2693. URL: https://kiptm.ru/images/Production/bruel/amplifiers_and_signal_conditioners/2692-A-NEXUS-Usilitel.pdf (дата обращения: 12.04.2025).
9. L–CARD. Измерительное оборудование. Каталог продукции. М.: Л КАРД, 2010. 98 с.
10. Урик Р. Дж. Основы гидроакустики / Пер. с англ. Л.: Судостроение, 1978. 448 с.
11. Родионов А.А., Никитин Д.А., Филин К.Б., Шпилев Н.Н., Паничева Е.Д. Гидроакустический бассейн Санкт-Петербургского филиала Института океанологии им. П.П. Ширшова Российской академии наук // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2024. Т. 17, № 4. С. 109–121. EDN CQXLVP. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17\(4\)-9](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17(4)-9)

References

1. Mashoshin AI, Smirnov IP, Khil'ko AI, Shafranyuk AV. Methodology of bistatic target strength calculation. *Advanced Technologies of Hydroacoustics and Hydrophysics: Proceedings of XII All-Russian Conference. St. Petersburg, 27–29 May 2014*. St. Petersburg: Nestor-Istoriya; 2014. p. 418–421 (In Russ.).
2. Illarionov AA, Kozlovski SV, Chernov VP. Experimental evaluation of bistatic target strength of a complex object at different types of probing signals. *Izvestiya SFedU. Engineering Sciences*. 2013;9(146);160–165 (In Russ.).
3. Salin MB, Sokov EM, Suvorov AS. Calculation of the bistatic target strength of a complex multiresonant shell by the finite element method. *Acoustical Physics*. 2011;57(5);722–729.
4. Liu C, Zhang M, Lin W. Calculation of bistatic scattering from underwater target with physical acoustic method. *Procedia Engineering*. 2011;15;2561–2565. <https://doi.org/10.1016/j.proeng.2011.08.481>
5. Meng Z, Song Y, Yu F, Zhang C, Zhan Y. Highlight model of underwater target acoustic scattering in the bistatic system. *Journal of Computers*. 2024;35(2);231–249. <https://doi.org/10.53106/199115992024043502015>
6. High voltage amplifier ZET 420. Zetlab. URL: <https://zetlab.com/shop/izmeritelnoe-oborudovanie/usiliteli-signalov-i-soglasuyushhie-ustroystva/zet-420/> (accessed: 18.02.2025)
7. Hydrophones — Types 8103, 8104, 8105, and 8106. Product Information. URL: <https://kiptm.ru/images/Production/bruel/Gidrofony-8103-8104-8105-8106-opisanie.pdf> (accessed: 12.04.2025).
8. NEXUS Series of Amplifier-Shapers — Types 2690, 2691, 2692 and 2693. URL: https://kiptm.ru/images/Production/bruel/amplifiers_and_signal_conditioners/2692-A-NEXUS-Usilitel.pdf (accessed: 12.04.2025).
9. L–CARD. Measuring Equipment. Product Catalog. Moscow: L CARD; 2010. 98 p.
10. Robert J. Urick. Principles of Underwater Sound, Third edition. USA; 1983. 416 p.

11. Rodionov AA, Nikitin DA, Filin KB, Shpilev NN, Panicheva ED. Hydroacoustic water tank of St. Petersburg Branch of Shirshov Institute of Oceanology of Russian Academy of Sciences. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2024;17(4):109–121 (In Russ.). [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17\(4\)-9](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17(4)-9)

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

НИКИТИН Дмитрий Алексеевич, кандидат технических наук, ведущий научный сотрудник СПбФ ИО РАН, SPIN-код (РИНЦ): 3849–5657, e-mail: dan70io@mail.ru

ШАРАФУТДИНОВА Таисия Константиновна, кандидат технических наук, научный сотрудник СПбФ ИО РАН, ORCID: 0009-0002-1082-9528, SPIN-код (РИНЦ): 5349–1395, e-mail: sharafutdinova.taya@yandex.ru

ШПИЛЕВ Николай Николаевич, научный сотрудник СПбФ ИО РАН, ORCID: 0000-0003-3638-3253, SPIN-код (РИНЦ): 9945–2125, e-mail: nn.shpilev@gmail.com

ТУМАНОВ Виктор Владимирович, ведущий инженер СПбФ ИО РАН, e-mail: tumvictor@yandex.ru

ПУЛЕНЕЦ Максим Витальевич, ведущий инженер СПбФ ИО РАН, e-mail: pulemax@mail.ru

Посвящается памяти наших коллег —
Максима Анатольевича Родионова
и Юрия Анатольевича Гольдина

DOI [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-9](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-9)

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

УДК 551.46.08



© В. А. Глухов*, А. А. Родионов, О. В. Глитко, 2026

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

*vl.glukhov@inbox.ru

Радиометрические лидары. Результаты лидарного зондирования морских акваторий и перспективы применения для решения научных и прикладных задач

Статья поступила в редакцию 17.12.2025, после доработки 21.02.2026, принята в печать 02.03.2026

Аннотация

В работе представлен обзор основных результатов современных исследований в акваториях морей России, выполненных с использованием морских радиометрических лидаров, разработанных в Институте океанологии им. П.П. Ширшова РАН (ИО РАН) и его Санкт-Петербургском филиале. С лидарами ИО РАН с борта судна и авианосителя были проведены натурные исследования в прибрежных районах Баренцева, Карского, Охотского, Черного морей и Авачинского залива Тихого океана, направленные на решение актуальных задач лидарного зондирования.

Рассматриваются результаты применения морских лидаров для оценки гидрооптических характеристик приповерхностного слоя, регистрации внутренних волн и оценки их параметров, а также для исследования влияния протяженности трассы зондирования на проведение лидарной съемки рельефа дна в труднодоступных высокогорных прибрежных районах. Особенностью созданных в ИО РАН лидаров судового (ПЛД-1) и авиационного (АПЛ-3) базирования стало использование двухканальной приемной системы для регистрации поляризованных компонент лидарных эхо-сигналов. Применение разработанных модулей цифровой обработки информации позволило автоматизировать процесс лидарной съемки.

Актуальность и практическая значимость рассматриваемых задач определяет необходимость развития отечественных технологий в области дистанционного зондирования, в частности для использования в лидарной съемке автономных необитаемых подводных, надводных и воздушных аппаратов.

Ключевые слова: радиометрический лидар, профилирующий лидар, поляризационный лидар, гидрооптические характеристики, внутренние волны, батиметрия

© V. A. Glukhov*, A. A. Rodionov, O. V. Glitko, 2026

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

*vl.glukhov@inbox.ru

Profiling lidars. Marine lidar survey results and future directions for scientific and applied implementation

Received 17.12.2025, Revised 21.02.2026, Accepted 02.03.2026

Abstract

This paper reviews the principal results of recent studies conducted in Russian marine waters utilizing marine profiling lidars developed at the P.P. Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences (IO RAS) and its Saint Petersburg branch. Field experiments with IO RAS shipborne and airborne lidars were carried out in the coastal zones of the Barents, Kara, Okhotsk, and Black Seas, as well as in Avacha Bay in the Pacific Ocean, and focused on addressing contemporary problems of lidar remote sensing.

Ссылка для цитирования: Глухов В.А., Родионов А.А., Глитко О.В. Радиометрические лидары. Результаты лидарного зондирования морских акваторий и перспективы применения для решения научных и прикладных задач // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2026. Т. 19, № 1. С. 115–137. EDN VABZXS.
[https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-9](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-9)

For citation: Glukhov V.A., Rodionov A.A., Glitko O.V. Profiling lidars. Marine lidar survey results and future directions for scientific and applied implementation. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2026;19(1):115–137.

[https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-9](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-9)

The use of marine lidars for the assessment of hydrooptical characteristics of the near-surface layer, the detection and parameterization of internal waves, and the investigation of the effect of survey-track length on bathymetric lidar mapping in remote high-relief coastal areas are examined. A distinctive feature of the IO RAS systems (shipborne PLD-1 and airborne APL-3) — is their two-channel receiving subsystem, which enables separate recording of the polarized components of lidar signals. The implementation of the developed digital signal-processing modules has permitted automation of the lidar-surveying workflow.

The scientific relevance and practical importance of these issues underline the need to advance domestic remote-sensing technologies, in particular for lidar surveys conducted from autonomous, unmanned underwater, surface, and aerial vehicles.

Keywords: radiometric lidar, profiling lidar, polarization lidar, hydrooptical characteristics, internal waves, bathymetry

1. Введение

В настоящее время интенсивно развиваются пассивные и активные методы дистанционного зондирования океана. Одним из активных дистанционных методов является метод лидарного зондирования. Морские радиометрические лидары (или «профилирующие лидары» — *profiling lidar*) используются для регистрации временной зависимости мощности сигнала обратного рассеяния на несмещенной длине волны, формируемого в толще морской воды, при ее зондировании коротким и мощным лазерным импульсом узконаправленного излучения. Важнейшее преимущество лидарных методов по сравнению с другими дистанционными методами исследования океана (акустическими, радиолокационными) — возможность проведения измерений через границу раздела воздух–вода. Лазерное излучение сине-зеленого диапазона достаточно хорошо распространяется как на воздушном, так и на подводном участке трассы зондирования и пересекает границу раздела с относительно небольшими потерями. Это обеспечивает возможность установки лидара на борту авианосителя, судна, а также подводного носителя.

Радиометрические лидары применяются для изучения пространственных распределений гидрооптических характеристик по глубине и вдоль траектории движения носителя аппаратуры, в том числе для поиска различных фронтальных зон [1–4]. С использованием авиационных лидаров проводятся исследования распределений и характеристик подповерхностных слоев повышенного светорассеяния, ассоциированных с повышенной концентрацией зоо- и фитопланктона [5–8]. Радиометрические лидары применяются в задачах рыбного промысла для получения количественных оценок величины биомассы пелагических рыб, а также для картирования пространственного распределения концентрации рыбы [9–11]. Ряд исследований с применением радиометрических лидаров продемонстрировал принципиальную возможность наблюдения внутренних волн лидарным методом [12–14]. Отдельным практически важным разделом является лидарная батиметрическая съемка прибрежных морских акваторий. Существует ряд батиметрических лидаров оформленных в виде сертифицированных средств измерений [15–17].

В настоящее время научные исследования по тематике радиометрического лидарного зондирования проводят около десятка коллективов из США [1, 18], Австрии [19], Китая [4, 8, 20], России [2, 3] и ряда других стран. Непрерывно совершенствуется техника лидарного зондирования. В изучении вопросов лидарного зондирования и его приложений остается ряд нерешенных проблем. Среди них можно отметить разработку алгоритмов извлечения из лидарных эхо-сигналов информации о гидрооптических характеристиках приповерхностного слоя, развитие методов лидарной регистрации процессов в приповерхностных слоях, в т. ч. внутренних волн в водах с различными типами стратификации гидрооптических и гидрологических характеристик, а также исследование зависимости амплитуды и формы отраженных от слоев воды и дна эхо-сигналов от протяженностей атмосферного и подводного участков трассы зондирования при проведении лидарной батиметрической съемки.

Результаты современных исследований гидрооптических характеристик приповерхностного слоя, внутренних волн, а также решения задач рыбного промысла и лазерной батиметрии отражены в нескольких научных обзорах [16, 18, 21, 22]. Вместе с тем, в них недостаточно полно описаны работы российских авторов. В Лаборатории оптики океана и атмосферы Санкт-Петербургского филиала Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН (СПбФ ИО РАН) совместно с коллегами из Лаборатории оптики океана ИО РАН была сформирована научная группа лидарного зондирования, силами которой начиная с 2015 г. был разработан ряд морских лидаров нового поколения [23–25]. С использованием этих лидаров были выполнены измерения на Баренцевом [26], Карском [3], Охотском [27], Черном морях [28], в Авачинском заливе Тихого океана [25] и в акватории Финского залива Балтийского моря. Получен ряд интересных научных результатов, вносящих значимый вклад в развитие методов лидарного зондирования. Цель настоящей работы — обзор основных результатов экспериментальных исследований, выполненных в морях России группой лидарного зондирования СПбФ ИО РАН и ИО РАН с применением разработанных морских лидаров.

2. Конструкция морских лидаров

Большинство радиометрических лидаров построено по типовой схеме, включающей в себя импульсный лазерный излучатель, источник электропитания лазера и систему охлаждения, приемную оптико-электронную систему, блок управления лидаром, устройство оцифровки сигналов и блок визуализации с долговременной регистрацией данных измерений [1, 21–23]. Размещение лидара на авиационном или судовом носителе накладывает дополнительные требования на его характеристики. В случае размещения на авианосителе требуется большая энергия зондирующего импульса в связи с потерями энергии на протяженном атмосферном участке трассы зондирования. Судовое размещение лидара над поверхностью воды приводит к сокращению протяженности атмосферного участка трассы зондирования (с 200–500 м до 4–15 м), увеличению угла зондирования (из-за наличия пены у борта судна) и изменению режима съемки (вследствие уменьшения скорости носителя снижаются требования к частоте зондирования, увеличивается продолжительность циклов непрерывных измерений).

Характеристики морских лидаров, применяемых для решения практической задачи проведения батиметрической съемки, отличаются от конструкций лидаров для научных исследований более высокими частотами зондирования и более короткими длительностями зондирующих импульсов, а также требованиями к оцифровке принимаемых сигналов [15, 29]. Это вызвано требованиями к точности проведения батиметрической съемки. Батиметрические лидары, как правило, сертифицированы как средство измерения и выпускаются малыми сериями.

Сотрудниками группы лидарного зондирования на основе современной элементной базы разработаны и созданы образцы морских лидаров судового (ПЛД-1) [24] и авиационного базирования (АПЛ-3) [25]. Основные характеристики лидаров представлены в таблице. Лидары имеют двухканальные приемные системы, предназначенные для регистрации ко- и кросс-поляризованных компонент эхо-сигнала. Поляризационная селекция осуществляется пленочными поляроидами, установленными перед объективами. Регистрация временной зависимости состояния поляризационных компонент лидарного эхо-сигнала дает важную дополнительную информацию, позволяющую более полно и точно определять распределения гидрооптических характеристик и неоднородностей в толще морской воды [1, 6, 7, 30, 31]. Внешний вид лидаров представлен на рис. 1 и 2. Каждый из лидаров имеет специально разработанный цифровой блок, осуществляющий управление, оцифровку эхо-сигналов, их запись на долговременном носителе, позиционирование и оперативную обработку результатов зондирования непосредственно в ходе лидарной съемки. Лидары отличаются относительно небольшими размерами и низким энергопотреблением.

Таблица

Table

Основные технические характеристики лидаров ПЛД-1 и АПЛ-3

Main technical characteristics of the PLD-1 and APL-3 lidar systems

Характеристика	ПЛД-1	АПЛ-3
Длина волны зондирующего излучения, нм	532	532
Длительность зондирующего импульса, нс	7	7
Энергия зондирующего импульса, мДж	20	45
Частота зондирования, Гц	1	1–30
Расходимость зондирующего пучка γ_L , мрад	5	5
Угол поля зрения приемной оптической системы ко-поляризованного канала $2\gamma_{co}$, град. (мрад)	2 (35)	2 (35)
Диаметр входного объектива ко-поляризованного канала, мм	63	100
Угол поля зрения приемной оптической системы кросс-поляризованного канала $2\gamma_{cross}$, град. (мрад)	2 (35)	2 (35)
Диаметр входного объектива кросс-поляризованного канала, мм	100	100
Разрядность АЦП, бит	14	14
Частота оцифровки лидарных эхо-сигналов, ГГц	2,5	1,3
Рабочее напряжение электропитания, В	220, переменное	+27

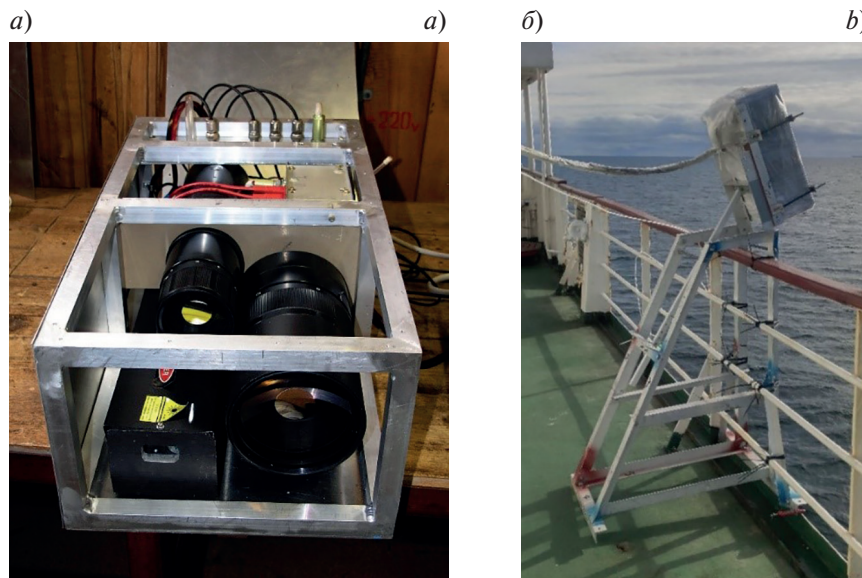


Рис. 1. Вид лидара ПЛД-1 — оптический блок лидара ПЛД-1 (а), оптический блок лидара, укрепленный на устройстве наведения (б) [3]

Fig. 1. View of the PLD-1 lidar — optical unit of the PLD-1 lidar (a), optical unit of the lidar mounted on the pointing device (b) [3]

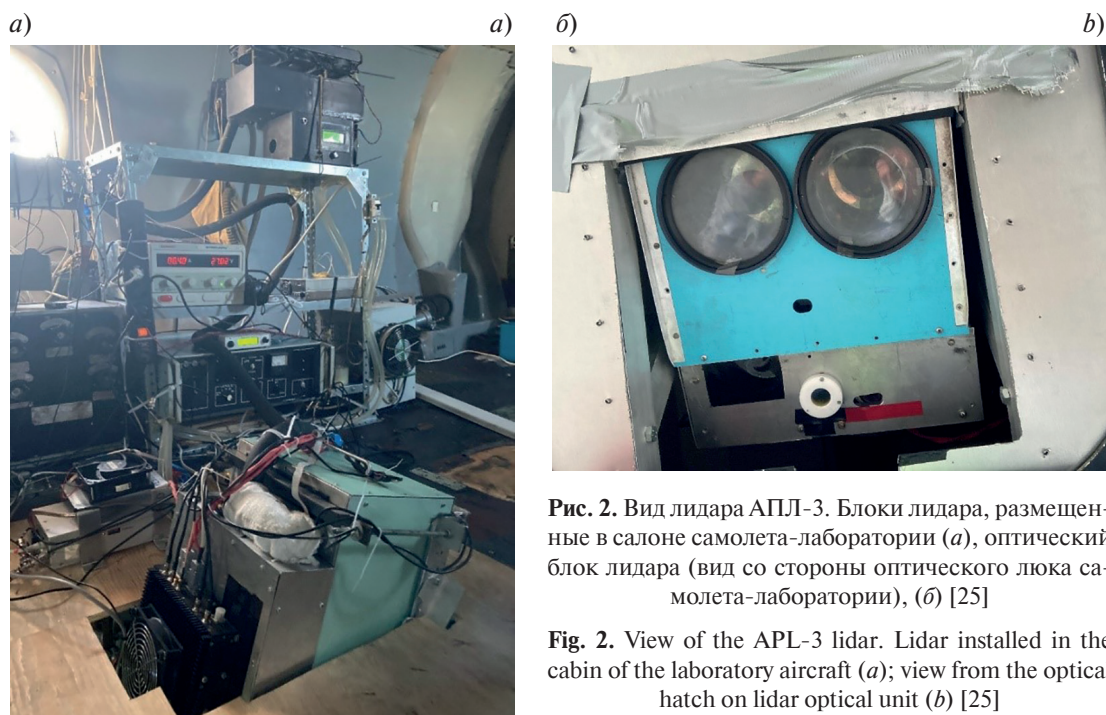


Рис. 2. Вид лидара АПЛ-3. Блоки лидара, размещенные в салоне самолета-лаборатории (а), оптический блок лидара (вид со стороны оптического люка самолета-лаборатории), (б) [25]

Fig. 2. View of the APL-3 lidar. Lidar installed in the cabin of the laboratory aircraft (a); view from the optical hatch on lidar optical unit (b) [25]

3. Применение лидаров для решения океанологических задач

3.1. Регистрация гидрооптических характеристик приповерхностного слоя

Лидарный эхо-сигнал содержит информацию о гидрооптических характеристиках морской воды. Существует несколько подходов к разработке методов извлечения этой информации. Один из них — построение схемы зондирования таким образом, чтобы какой-либо из параметров лидарного эхо-сигнала зависел только от одной гидрооптической характеристики [1, 2, 4]. Например, при достаточно больших углах поля зрения приемной оптической системы лидара судового базирования ($2\gamma \sim 15^\circ - 20^\circ$) показатель ослабления

лидарного эхо-сигнала α приближается по своему значению к показателя поглощения света морской водой a [1, 4]. Однако при таких углах происходит размытие информации о неоднородностях вертикального распределения гидрооптических характеристик.

Другое направление заключается в использовании радиометрических лидаров с «классической» схемой с достаточно узким углом поля зрения приемной системы и установлении регрессионных соотношений между параметрами лидарных эхо-сигналов и гидрооптическими характеристиками [3]. Недостатком этого метода является применимость полученных регрессионных соотношений только к конкретной схеме зондирования. В работе [1, 3] найдены регрессионные зависимости между параметрами лидарных эхо-сигналов и гидрооптическими характеристиками для ко-поляризованной компоненты эхо-сигнала, либо без учета поляризации принимаемого излучения. Интерес представляет нахождение таких регрессионных зависимостей для обеих ортогонально поляризованных компонент эхо-сигнала и выявление возможных особенностей, вносимых с учетом поляризации эхо-сигналов. Такие работы выполнялись в рамках первого этапа 89-го рейса НИС «Академик Мстислав Келдыш» в западной части Карского моря с 5 по 19 сентября 2022 г. [26]. Гидрооптические характеристики в районе работ менялись в широких пределах — показатель ослабления c принимал значения от $0,17 \text{ м}^{-1}$ до $1,1 \text{ м}^{-1}$, показатель поглощения a — от $0,10 \text{ м}^{-1}$ до $0,20 \text{ м}^{-1}$, вероятность выживания фотона ω_0 — от $0,38$ до $0,84$. Для проведения исследований использован судовой поляризационный лидар ПЛД-1 (табл. 1). Лидарная съемка сопровождалась комплексом сопутствующих измерений как на станциях, так и на ходу судна.

Анализ массива ко- и кросс-поляризованных компонент лидарных эхо-сигналов, зарегистрированных в водах разной прозрачности, показал, что в обоих случаях спад кросс-поляризованной компоненты более пологий, чем ко-поляризованной компоненты [32]. Особенно ярко это наблюдается в мутных водах. Форма спада лидарного эхо-сигнала в однородных по глубине водах определяется двумя процессами — ослаблением зондирующего излучения при распространении от поверхности до заданного горизонта и от заданного горизонта до поверхности, обусловленного поглощением и рассеянием, и процессом деполяризации излучения, обуславливающим переход света из одной поляризованной компоненты в другую в процессе рассеяния. Деполяризация света в толще воды происходит при однократном рассеянии на несферических частицах и при многократном рассеянии. Влияние процесса ослабления в толще воды для обеих ортогонально-поляризованных компонент одинаково. В то же время влияние процесса деполяризации на начальных участках трассы зондирования существенно отличается. Это связано с различием амплитуд ко- и кросс-поляризованных компонент эхо-сигнала. В прозрачных водах степень деполяризации эхо-сигнала $g(t)$ на глубинах 20–30 м составляет $0,8$ – $0,9$ [7]. Поэтому в первом приближении процессом деполяризации при формировании начального участка спада ко-поляризованной компоненты можно пренебречь и для описания его формы использовать функцию аппроксимации, вид которой следует из лидарного уравнения. Лидарное уравнение в квазиоднократном приближении, представленное, например, в [23, 33, 34], имеет вид:

$$P\left(t = \frac{2Z}{c_w}\right) = \frac{c_w W_0 A T_O (1-r)^2}{2(nH + Z)^2} \beta'(\pi, Z) \exp\left[-2 \int_0^Z \alpha(Z') dZ'\right], \quad (1)$$

где Z и H — протяженности подводного и надводного участков трассы зондирования, c_w — скорость света в морской воде, n — показатель преломления морской воды, W_0 — энергия зондирующего импульса, A — площадь приемной апертуры, T_O — коэффициент пропускания приемной системы, $r \approx 0,02$ — коэффициент отражения Френеля для границы раздела воздух–морская вода, $\alpha(Z)$ — показатель ослабления лидарного эхо-сигнала, $\beta'(\pi, Z)$ — эффективное значение показателя направленного рассеяния $\beta(\theta, Z)$ (volume scattering function — VSF) при значении угла рассеяния $\theta = 180^\circ$. Истинная глубина z может быть пересчитана из Z с учетом угла зондирования ϕ . Момент времени t отсчитывается от момента пересечения зондирующим импульсом поверхности воды.

В случае однородных по вертикали распределений гидрооптических характеристик аппроксимирующая функция для ко-поляризованной компоненты эхо-сигнала имеет вид:

$$P_{co}\left(t = \frac{2Z}{c_w}\right) = \frac{A}{(nH + Z)^2} \exp(-2\alpha_{co}Z), \quad (2)$$

где α_{co} — показатель ослабления ко-поляризованной компоненты эхо-сигнала, A — коэффициент аппроксимации, не зависящий от глубины.

Для формирования начальных участков спада кросс-поляризованной компоненты вклад процесса деполяризации существенен. Поэтому, строго говоря, использовать лидарное уравнение (1) для его описания

нельзя. В то же время, анализ большого количества экспериментальных данных, полученных в ходе исследования, показал, что на коротких начальных участках спада эхо-сигнала аналогичные аппроксимирующие функции вида (2) с показателем ослабления лидарного эхо-сигнала α_{cross} с достаточной точностью описывает форму спада кросс-поляризованной компоненты:

$$P_{\text{cross}} \left(t = \frac{2Z}{c_w} \right) = \frac{B}{(nH + Z)^2} \exp(-2\alpha_{\text{cross}} Z), \quad (3)$$

где B — коэффициент аппроксимации, не зависящий от глубины.

Вид ко- и кросс-поляризованных компонент лидарных эхо-сигналов, зарегистрированных в водах разной прозрачности, представлен на рис. 3. Пунктирными линиями показаны аппроксимирующие функции вида (2) и (3). Эти аппроксимирующие функции хорошо описывают форму спада поляризованных компонент эхо-сигнала и позволяют определить значения α_{co} и α_{cross} , характеризующие скорость спада.

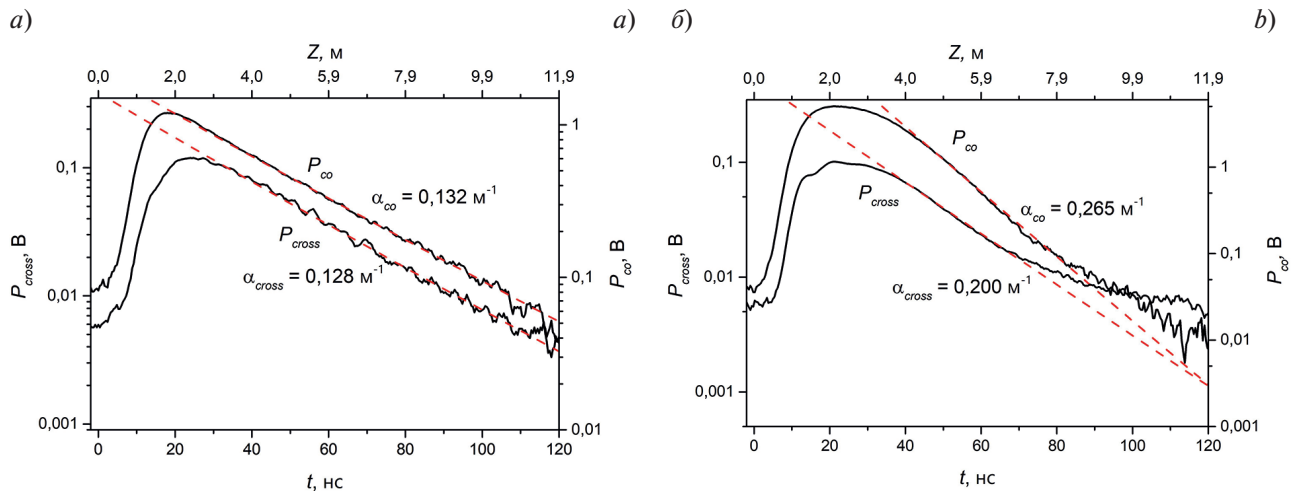


Рис. 3. Вид ко- и кросс-поляризованных компонент эхо-сигнала, зарегистрированных в водах разной прозрачности, и вид соответствующих функций аппроксимации: $a - c = 0,17 \text{ м}^{-1}$, $b - c = 1,1 \text{ м}^{-1}$ [32]

Fig. 3. The examples of co- and cross-polarized components of the echo signal recorded in waters with varying transparency and the corresponding approximation functions: $a - c = 0.17 \text{ m}^{-1}$, $b - c = 1.1 \text{ m}^{-1}$ [32]

При обработке данных лидарной съемки значение α определялось для каждого зарегистрированного эхо-сигнала. Полученные таким образом значения α_{co} и α_{cross} были использованы для построения регрессионных соотношений этих величин с различными гидрооптическими характеристиками. Для случая прозрачных вод (рис. 3, a), характеризующихся показателем ослабления $c = 0,17 \text{ м}^{-1}$, значения α_{co} и α_{cross} близки между собой, что свидетельствует об относительно малом вкладе процесса деполяризации в формирование поляризованных компонент. С увеличением показателя рассеяния b различия в формах спадов эхо-сигналов увеличиваются. Для случая замутненных вод, характеризующихся показателем ослабления $c = 1,1 \text{ м}^{-1}$, значения α_{co} и α_{cross} заметно различаются (рис. 3, b), что говорит о значимом вкладе процесса деполяризации в формирование поляризованных компонент эхо-сигналов. Зависимость отношения $\alpha_{\text{co}}/\alpha_{\text{cross}}$ от c представлена на рис. 4. Цветом точек обозначены значения ω_0 . Пунктирной линией показана линейная аппроксимация полученных данных с коэффициентом детерминации $R^2 = 0,78$. Сопоставление c и ω_0 показывает, что рост показателя ослабления c определяется в основном ростом показателя рассеяния b . Этот рост приводит к увеличению вклада многократного рассеяния и, соответственно, процесса деполяризации в формирование кросс-поляризованной компоненты эхо-сигнала. Как следует из графика, представленного на рис. 4, отношение $\alpha_{\text{co}}/\alpha_{\text{cross}}$ с увеличением c монотонно растет и в относительно мутных водах достигает значений 1,3–1,4.

На рис. 5 представлены диаграммы соответствия значений α_{co} , α_{cross} и значений c . Функции аппроксимации показаны сплошными линиями, пунктирными линиями обозначены 95 %-ые доверительные интервалы. Рисунок демонстрирует наличие линейной связи между показателем ослабления ко-поляризованной компоненты эхо-сигнала и показателем ослабления c с коэффициентом детерминации $R^2 = 0,95$. Для кросс-поляризованной компоненты при значениях $c > 0,8 \text{ м}^{-1}$ наблюдается отклонение от линейной

аппроксимации (R^2 линейной аппроксимации по всему массиву данных равен 0,75). Особенно ярко отклонение проявляется при $c > 1,0 \text{ м}^{-1}$. Возможно, это связано с увеличением вклада процесса деполяризации в формирование кросс-поляризованной компоненты. Величина этого вклада определяется многократным рассеянием, в первую очередь, двухкратным, вероятность которого пропорциональна b^2 [35]. Использование в качестве функции аппроксимации полинома второй степени обеспечивает существенно лучшее описание зависимости α_{cross} от c ($R^2 = 0,88$). Вопрос соотношения процессов ослабления и деполяризации при формировании кросс-поляризованной компоненты эхо-сигнала требует дополнительных исследований.

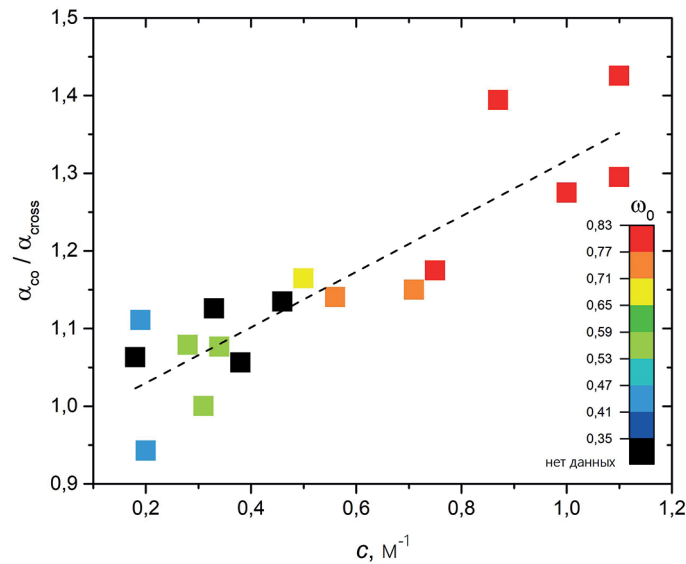


Рис. 4. Зависимость отношения $\alpha_{\text{co}}/\alpha_{\text{cross}}$ от c . Цвет точек показывает значения ω_0 [32]

Fig. 4. The relationship between the ratio $\alpha_{\text{co}}/\alpha_{\text{cross}}$ and c . The color of the points indicates the values of ω_0 [32]

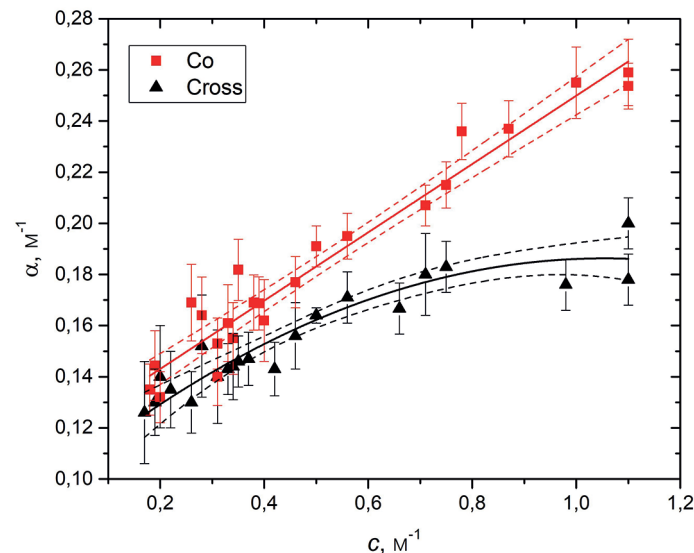


Рис. 5. Диаграмма соответствия значений α_{co} , α_{cross} и значений c . Функции аппроксимации показаны сплошными линиями, пунктирными линиями обозначены 95 %-е доверительные интервалы [32]

Fig. 5. Correspondence diagram of α_{co} , α_{cross} and c . Approximation functions are shown with solid lines, and 95 % confidence intervals are indicated by dashed lines [32]

На основании функциональных зависимостей, представленных на рис. 5, рассчитаны уравнения регрессий для ко- и кросс-поляризованных компонент, позволяющие оценить показатель ослабления c по значениям α_{co} и α_{cross} . Как следует из [32], эти уравнения имеют вид:

$$c_L^{co} = 7,10 \cdot \alpha_{co} - 0,81; \quad (4)$$

$$c_L^{cross} = 62,71 \cdot \alpha_{cross}^2 - 6,93 \cdot \alpha_{cross} + 0,034, \quad (5)$$

где c_L — показатель ослабления света, рассчитанный по данным лидарного зондирования. Точность определения коэффициентов регрессии методом наименьших квадратов для ко-поляризации составляет $7,10 \pm \pm 0,37$ и $0,81 \text{ м}^{-1} \pm 0,07 \text{ м}^{-1}$, для кросс-поляризации — $62,71 \pm 3,34 \text{ м}$, $6,93 \pm 0,63$ и $0,034 \text{ м}^{-1} \pm 0,001 \text{ м}^{-1}$. Относительная погрешность определения показателя ослабления c по данным лидарного зондирования для ко-поляризованной компоненты составляет 10 %, для кросс-поляризованной — 12 %. Полученные регрессионные зависимости справедливы в диапазоне изменения показателя ослабления от $0,17 \text{ м}^{-1}$ до $1,1 \text{ м}^{-1}$.

Диаграммы соответствия значений α_{co} , α_{cross} и значений показателя поглощения a представлены на рис. 6. Рисунок демонстрирует наличие линейной связи между α_{co} и a ($R^2 = 0,95$) и α_{cross} и a ($R^2 = 0,88$).

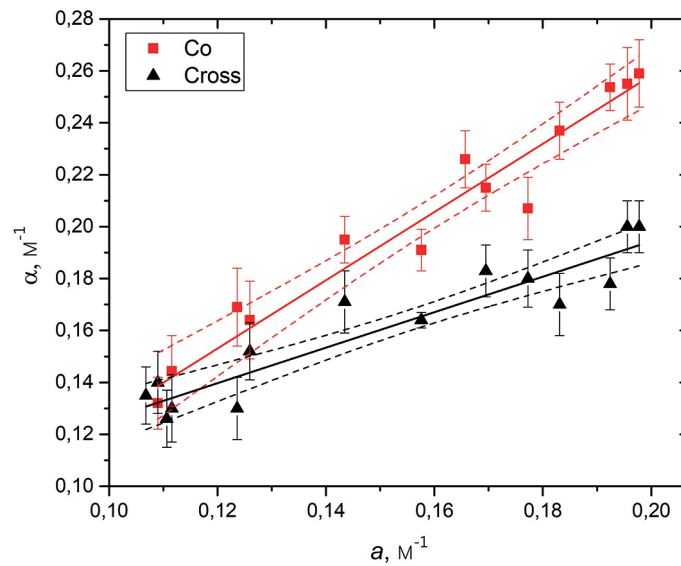


Рис. 6. Диаграмма соответствия значений α_{co} , α_{cross} и значений a . Функции аппроксимации показаны сплошными линиями, пунктирными линиями обозначены 95 %-е доверительные интервалы [32]

Fig. 6. Correspondence diagram of α_{co} , α_{cross} and a . Approximation functions are shown with solid lines, and 95 % confidence intervals are indicated by dashed lines [32]

Уравнения регрессий для ко- и кросс-поляризованных компонент, позволяющие оценить показатель ослабления a по значениям α_{co} и α_{cross} , представленные в [32], имеют вид:

$$a_L^{co} = 0,74 \cdot \alpha_{co} + 0,008, \quad (6)$$

$$a_L^{cross} = 1,28 \cdot \alpha_{cross} - 0,06, \quad (7)$$

где a_L — показатель поглощения света, рассчитанный по данным лидарного зондирования. Точность определения коэффициентов регрессии методом наименьших квадратов для ко-поляризации составляет $0,74 \pm \pm 0,05$ и $0,008 \text{ м}^{-1} \pm 0,001 \text{ м}^{-1}$, для кросс-поляризации — $1,28 \pm 0,14$ и $0,06 \text{ м}^{-1} \pm 0,01 \text{ м}^{-1}$. Относительная погрешность определения показателя поглощения a по данным лидарного зондирования для ко-поляризованной компоненты составляет 10 %, для кросс-поляризованной — 12 %.

Регрессионные соотношения (4) и (5) позволяют преобразовывать пространственные распределения α , полученные в результате лидарной съемки вдоль маршрута судна, в пространственные распределения показателя ослабления света c . Распределения гидрооптических и гидрологических характеристик, полу-

ченные на одном из разрезов, показаны на рис. 7. Разрез между станциями выполнен в области северо-западной оконечности полуострова Ямал в водах, подверженных влиянию опресненного речного стока, проявляющегося в снижении значений солености воды и наличии нескольких фронтальных зон.

Сопоставление пространственных распределений c_{co} , c_{cross} и значений показателя ослабления c_{ft} , измеренного с использованием проточного измерительного комплекса ИО РАН [36], на рассматриваемом разрезе показаны на рис. 7, а. Соответствующие распределения солености S , температуры T и интенсивности флуоресценции окрашенного растворенного органического вещества (ОРОВ) I_{CDOM} показаны на рис. 7, б. Красные треугольники на рис. 7, а обозначают значения c , зарегистрированные прозрачномером на станциях в слое 2–3 м и в слое 4–8 м. В начале разреза значения c в этих слоях совпадают, в конце — немного различаются. На станции, расположенной в начале разреза, на глубине 5 м зарегистрировано значение показателя поглощения $a = 0,15 \text{ м}^{-1}$ ($\omega_0 = 0,63$), в конце разреза на указанной глубине зарегистрировано $a = 0,24 \text{ м}^{-1}$ (значение ω_0 , соответствующее значению $c_p = 1,0 \text{ м}^{-1}$, составило 0,76). На протяжении разреза зарегистрировано два фронтальных раздела, на которых значение c возрастает сначала с $0,35 \text{ м}^{-1}$ до $0,7 \text{ м}^{-1}$, а потом с $0,7 \text{ м}^{-1}$ до $1,25 \text{ м}^{-1}$. Данные лидарной съемки хорошо отражают положения этих фронтов. Наблюдаемые расхождения значений c_{co} и c_{ft} и c_{cross} и c_{ft} составляют около 10 % от измеряемых величин, что укладывается в рамки установленной погрешности используемых регрессионных зависимостей. Каждый фронт соответствует понижению солености S и повышению сигнала интенсивности флуоресценции ОРОВ I_{CDOM} . Наблюдается отрицательная корреляция распределения этих величин. Как показано в работе [37], наличие отрицательной корреляции между S и I_{CDOM} является индикатором влияния речного стока.

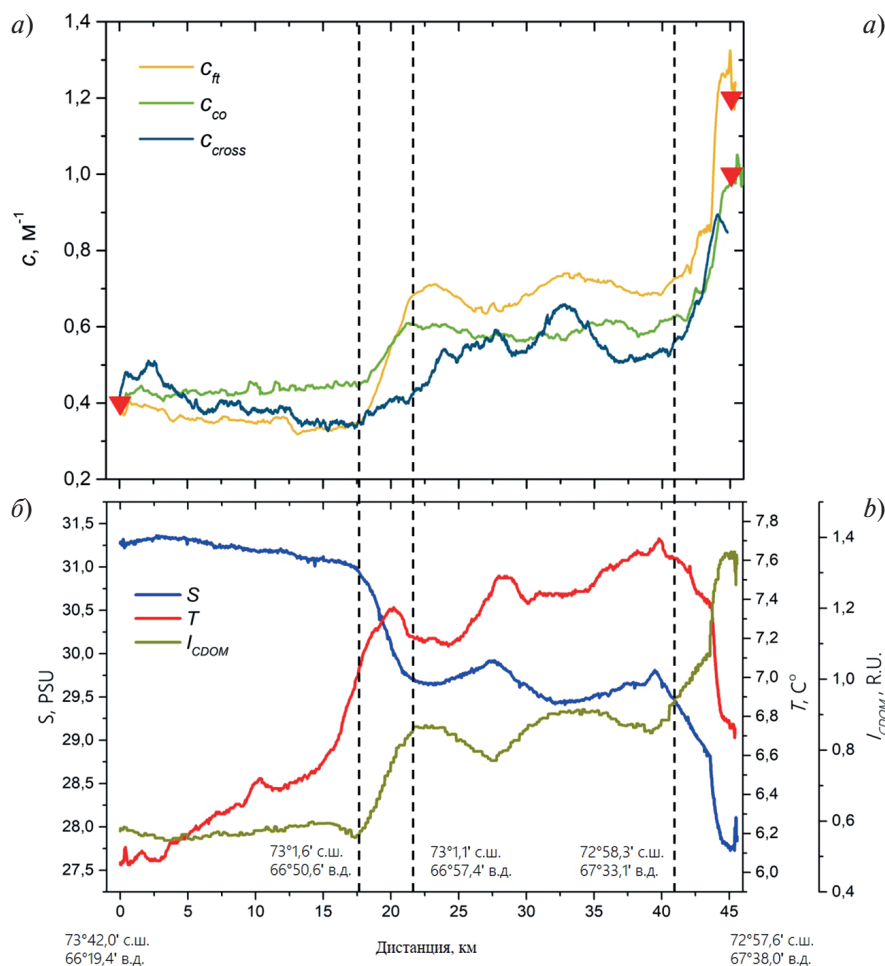


Рис. 7. Сопоставление пространственных распределений c_{co} , c_{cross} и c_{ft} (а), а также распределения солености S , температуры T и интенсивности флуоресценции ОРОВ I_{CDOM} (б) на разрезе между станциями [38]

Fig. 7. Spatial distributions of c_{co} , c_{cross} and c_{ft} (a); salinity S , temperature T , and CDOM fluorescence intensity I_{CDOM} (b) along the transect between stations [38]

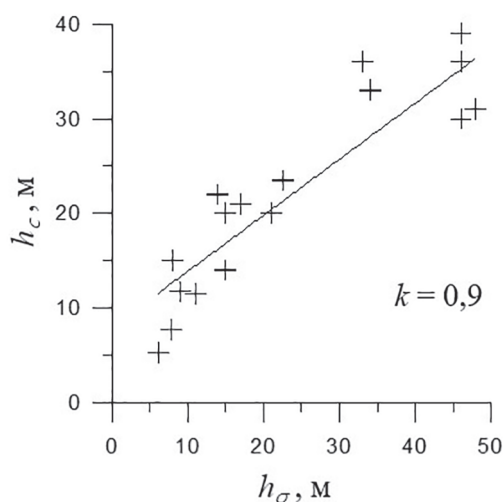
Установленные регрессионные соотношения обеспечивают возможность использования данных лидарной съемки, выполняемой на ходу судна или движущегося авианосителя, для оценки пространственных распределений первичных гидрооптических характеристик. Благодаря высокому пространственному разрешению становится возможным детальная регистрация изменчивости биооптических полей и оперативное обнаружение фронтальных зон, характеризующихся высокими пространственными градиентами гидрооптических характеристик. Полученные данные могут быть направлены на выявление суб- и мезомасштабных неоднородностей в приповерхностном слое морской воды, а также решения задач оперативного мониторинга морских акваторий.

Важным направлением дальнейших исследований в области лидарной регистрации гидрооптических характеристик является расширение диапазона применимости регрессионных соотношений. При продолжении исследований необходимо провести лидарную съемку различных морских акваторий, отличающихся по значениями гидрооптических характеристик (в первую очередь c и ω_0), например, районов, подверженных значительному влиянию процессов опреснения, или районов, характеризующейся океанскими водами с высокой прозрачностью и высокими значениями солёности. Особенности характеристик вод таких районов могут привести к необходимости некоторой коррекции полученных регрессионных соотношений. Интересно также провести исследования, варьируя характеристики лидара, в первую очередь угол поля зрения приемной оптической системы. Его уменьшение позволит увеличить отношения α/c и, соответственно, снизить погрешности определения c лидарным методом. Увеличение угла поля зрения, в свою очередь, даст возможность приблизить к 1 отношение α/a .

3.2. Наблюдение внутренних волн

Лидарная регистрация вертикальных профилей гидрооптических характеристик открывает возможности наблюдения внутренних волн и оценки их параметров. Для ряда морей России (Белое море, прибрежные районы Баренцева моря, Карское море) сотрудниками Лаборатории оптики океана и атмосферы СПбФ ИО РАН с использованием специально разработанного прозрачномера [39] были проведены масштабные исследования изменчивости гидрологических и гидрооптических характеристик [40], направленные на установление корреляционных взаимосвязей между этими распределениями. Всего с 2006 по 2010 годы в 10 экспедициях было выполнено более 400 совместных измерений гидрологических и гидрооптических характеристик — в центральной и юго-восточной части Баренцева моря около 150 измерений, в Белом море — около 200, в юго-западной части Карского моря и проливе Карские Ворота — около 70 [40]. На рис. 8 показана диаграмма соответствия значений глубины пикноклина h_σ и глубины слоя наибольшего вертикального градиента показателя ослабления h_c (по данным измерений в прибрежных районах Баренцева моря, 2010 г.). На основе этих измерений выявлена высокая корреляция между горизонтом максимального градиента изменения показателя ослабления и глубиной залегания пикноклина (коэффициент корреляции равен 0,9) [41]. Наличие таких корреляций позволяет оценивать глубину залегания пикноклина по данным лидарного зондирования, а при соответствующей организации лидарной съемки регистрировать внутренние волны и оценивать их характеристики.

Теоретические исследования лидарных изображений внутренних волн при разных типах стратификации выполнены в [42, 43]. На основе полученных зависимостей для наблюдаемых в эксперименте реальных стратификаций гидрологических и гидрооптических характеристик были построены лидарные изображения внутренних волн [44]. Лидарным изображением называется двумерная картина количественной оценки мощности лидарного эхо-сигнала P как функция горизонтальной координаты положения лидара x и глубины z , с которой приходит сигнал [42]. Для формирования лидарного



выполнены в [42, 43]. На основе полученных зависимостей для наблюдаемых в эксперименте реальных стратификаций гидрологических и гидрооптических характеристик были построены лидарные изображения внутренних волн [44]. Лидарным изображением называется двумерная картина количественной оценки мощности лидарного эхо-сигнала P как функция горизонтальной координаты положения лидара x и глубины z , с которой приходит сигнал [42]. Для формирования лидарного

Рис. 8. Диаграмма соответствия значений глубины пикноклина h_σ и глубины слоя наибольшего градиента показателя ослабления h_c [41]

Fig. 8. Diagram of the correspondence between pycnocline depth values h_σ and the depth of the layer with the maximum gradient of the seawater beam attenuation coefficient h_c [41]

изображения задается модельный профиль плотности $\rho(z)$ и соответствующий ему профиль показателя ослабления $c(z)$. Вариации профилей под действием внутренней волны осуществляются периодической функцией с параметрами, рассчитанными для данной стратификации $\rho(z)$. На рис. 9 представлены профили вертикальных распределений температуры, плотности и показателя ослабления, а также приведено лидарное изображение внутренней волны в виде линий уровня величины $L(x, z) = 10\log P(x, z)$ (P — мощность эхо-сигнала в ваттах), соответствующее стратификации указанных характеристик. Видно, что на глубинах ниже слоя скачка наблюдаются периодические изменения мощности лидарного эхо-сигнала.

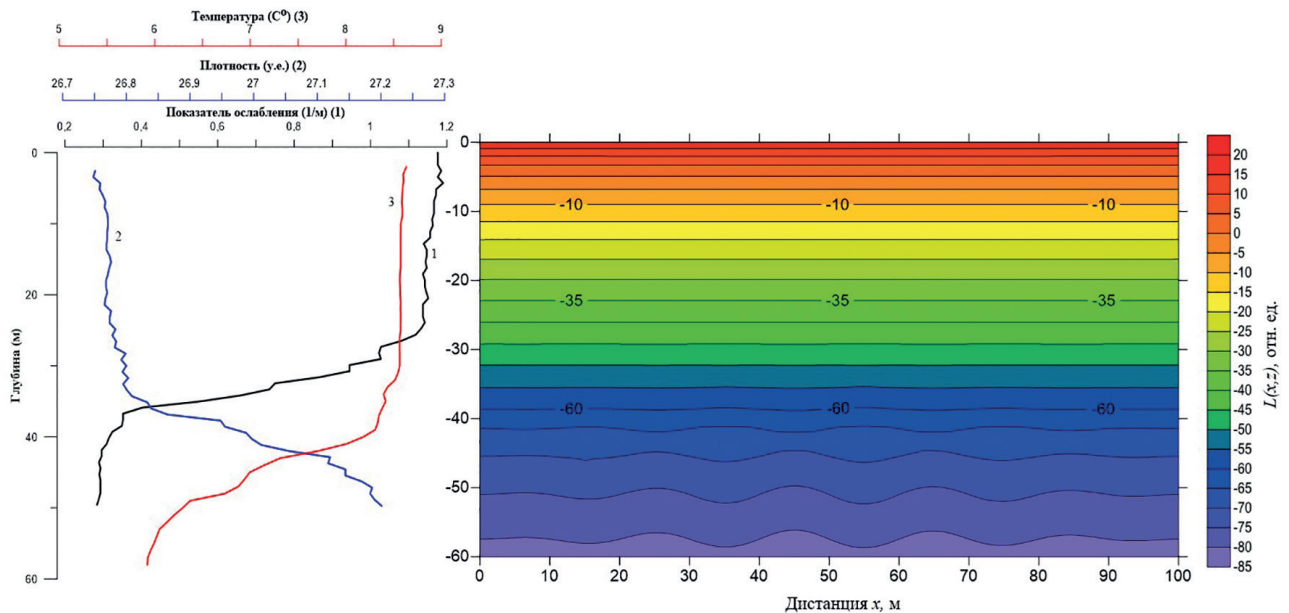


Рис. 9. Профили вертикальных распределений температуры, плотности и показателя ослабления (слева) и лидарное изображение внутренней волны, соответствующее стратификации указанных характеристик (справа) [44]

Fig. 9. Profiles of the vertical distributions of temperature, density and seawater beam attenuation coefficient (left) and the lidar image of the internal wave corresponding to the stratification of the specified parameters (right) [44]

Рассмотренные выше теоретические исследования говорят о том, что наблюдение внутренних волн лидарным методом возможно при различных стратификациях гидрологических и гидрооптических характеристик. В связи с этим особый интерес представляют исследования, направленные на экспериментальное изучение возможности применения морских лидаров для регистрации внутренних волн в различных морях при различных условиях, а также на решение обратных задач для оценки их характеристик.

В случае наиболее часто встречающейся двухслойной стратификации гидрооптических и гидрологических характеристик для определения положения границы между слоями может быть применен аппроксимационный подход [14], основанный на применении аналитических функций аппроксимации вида лидарного уравнения (1) для описания формы затухания лидарного эхо-сигнала. Другой метод обработки данных лидарного зондирования основан на спектральном анализе изменения амплитуд эхо-сигналов с фиксированной глубины, несущей информацию о значении показателя обратного рассеяния. В этом случае анализ данных лидарного зондирования представляет собой задачу поиска квазипериодических изменений амплитуды сигнала обратного рассеяния на заданных горизонтах. Применение вейвлет-анализа, в отличие от Фурье-преобразования, позволяет определять не только наличие периодических процессов в заданном интервале частот, но и указывать их положение во времени.

В работе [45] для регистрации квазипериодических процессов, протекающих в приповерхностной толще морской воды, и определения их параметров с использованием морских лидаров предлагается комплексное применение функций аппроксимации и вейвлет-анализа. При обработке больших массивов данных лидарного зондирования предлагается на первом этапе проводить быструю обработку с использованием вейвлет-анализа, а детальную обработку с использованием функций аппроксимации проводить только для тех участков съемки, на которых выявлены квазипериодические процессы. Такой подход позволяет относительно быстро получить наиболее полную информацию.

С использованием комплексного подхода были обработаны данные судовой лидарной съемки прибрежных районов Черного моря вблизи восточного побережья полуострова Крым. На рис. 10–12 показаны результаты обработки данных лидарной съемки одной из записей. Результаты обработки с использованием функций аппроксимации показаны на рис. 10. Верхняя кривая соответствует положению верхней границы слоя, характеризующегося высоким вертикальным градиентом показателя ослабления, а нижняя кривая — нижней. Результат обработки записи показывает, что положение верхней границы слоя остается практически постоянным на протяжении всего галса, в то же время на нижней границе зарегистрирована четко выраженная периодическая структура. Средний период колебаний составляет 5 мин, амплитуда порядка 1 м.

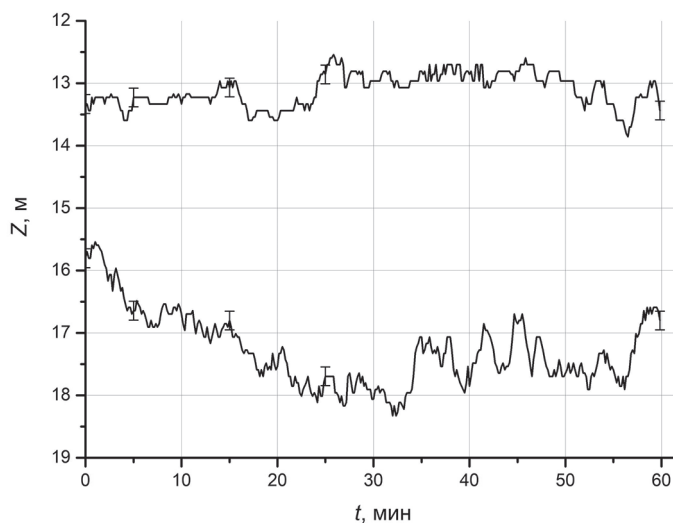


Рис. 10. Положение верхней и нижней границ исследуемого слоя, полученные в результате обработки с использованием аппроксимирующих функций [45]

Fig. 10. Positions of the upper and lower boundaries of the studied layer obtained from processing using approximating functions [45]

Вейвлет-анализ рассматриваемой записи данных лидарного зондирования был выполнен для диапазона глубин от 14 м до 24 м с шагом 1 м в зависимости от времени на фиксированной глубине. Наиболее четкий результат получен для глубины 17 м, близкой к положению термоклина. Результат вейвлет-анализа этого горизонта показан на рис. 11. На рис. 11, а представлены в графическом виде локальные коэффициенты вейвлет-преобразования: ось абсцисс представляет собой ось времени регистрации серии лидарных эхо-сигналов, ось ординат — период. Видны все характерные особенности процесса — масштаб и интенсивность периодических изменений амплитуды лидарного эхо-сигнала на заданной глубине, а также наличие, расположение и длительность областей, соответствующих повышенным значениям вейвлет-коэффициентов. Сплошной черной линией выделены статистически значимые участки сигнала, имеющие 95 %-й уровень значимости по отношению к фоновому красному шуму (Brownian noise). В нижней правой части рисунка выделяется статистически значимый участок сигнала с центральным периодом 6 мин и продолжительностью около 30 мин. Это указывает на наличие квазипериодического процесса с соответствующими характеристиками, проявляющегося в изменении амплитуды лидарных эхо-сигналов на заданной глубине. С 25-й по 50-ю минуту значения усредненного спектра мощности превосходят мощность красного шума, что подтверждает значимость колебаний в данном временном интервале.

Результат вейвлет-анализа выборок амплитуд лидарных эхо-сигналов, полученных с глубины 14 м, показан на рис. 12. Колебания в рассматриваемом диапазоне периодов также выделяются на этой глубине, но расчет усредненного во временных масштабах от 4 до 8 мин спектра мощности, показанного на рис. 12, б, позволяет оценить значимость этих колебаний. Практически весь галс усредненный спектр мощности меньше единицы, что говорит о том, что данные сигналы хоть и обладают некоторой периодичностью, но их значимость мала. Этот результат согласуется с поведением верхней границы исследуемого слоя, положение которой было получено с использованием метода аппроксимаций (рис. 10). Некоторые расхождения в положении и периодах выделенных колебаний обусловлены нестрогой периодичностью и малым количеством периодов, затрудняющих спектральный анализ.

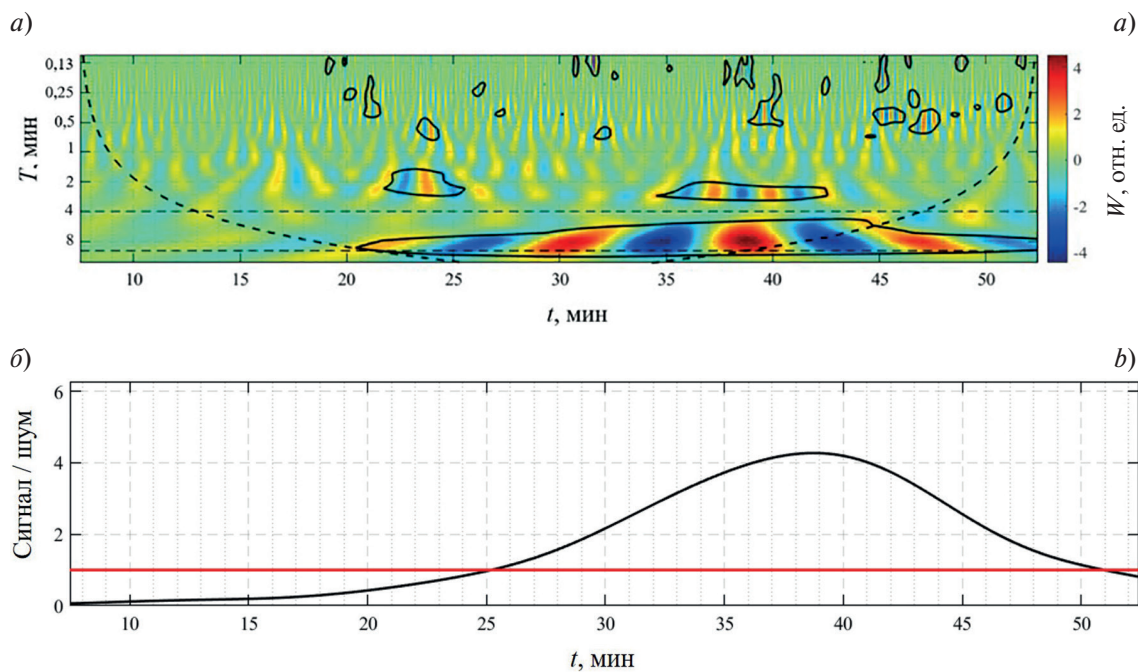


Рис. 11. Результат обработки выборки амплитуд эхо-сигналов с фиксированной глубины 17 м с помощью вейвлет-анализа: *a* — амплитуды коэффициентов вейвлет-преобразования; *b* — усредненная по временным масштабам мощность вейвлет-спектра, нормированная на 95 %-й уровень значимости по отношению к фоновому красному шуму [45]

Fig. 11. Results of processing of echo signal amplitudes from a fixed depth of 17 m using wavelet analysis: *a* — amplitudes of the wavelet transform coefficients; *b* — scale-averaged wavelet power spectrum, normalized to the 95 % significance level relative to the background brown noise [45]

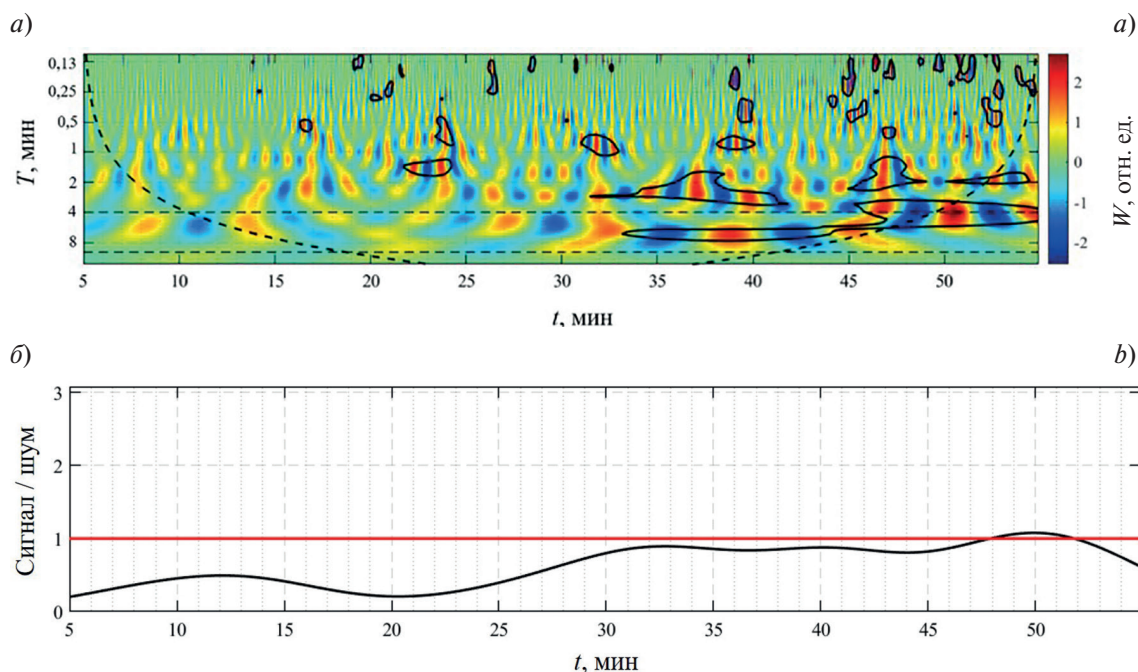


Рис. 12. Результат обработки выборки амплитуд эхо-сигналов с фиксированной глубины 14 м с помощью вейвлет-анализа: *a* — амплитуды коэффициентов вейвлет-преобразования; *b* — усредненная по временным масштабам мощность вейвлет-спектра, нормированная на 95 %-й уровень значимости по отношению к фоновому красному шуму [45]

Fig. 12. Results of processing of echo signal amplitudes from a fixed depth of 14 m using wavelet analysis: *a* — amplitudes of the wavelet transform coefficients; *b* — scale-averaged wavelet power spectrum, normalized to the 95 % significance level relative to the background brown noise [45]

Параметры внутренних волн, зарегистрированные в полях гидрооптических и гидрологических характеристик, определяются градиентами соответствующих величин. Внутренние волны, зарегистрированные лидарным методом в рамках проведенных экспериментов, характеризовались величинами амплитуд 1–2 м и временными периодами от единиц до первых десятков минут. В дальнейшем интерес представляет оценка возможности регистрации внутренних волн лидарным методом в водах с различными значениями гидрологических и гидрооптических характеристик и видами их стратификации.

Перспективным представляется применение предложенного комплексного подхода для обработки данных авиационной лидарной съемки, обладающей рядом преимуществ — высокой производительностью и возможностью получать почти мгновенную картину проявления динамических процессов, протекающих в приповерхностном слое морской воды. Применение морских лидаров с движущихся судовых и авиационных носителей, а также со стационарных морских платформ и заякоренных и свободно дрейфующих буев позволит получить новую информацию о пространственно-временной структуре внутренних волн разных масштабов. Добавление лидарного канала в системы оперативной регистрации суб- и мезомасштабных процессов позволит выявить особенности проявления внутренних волн в полях гидрооптических характеристик.

3.3. Батиметрическая съемка

Лазерная батиметрия является наиболее развитым разделом лидарного зондирования. Известен ряд лидарных батиметрических систем, оформленных в виде сертифицированных средств измерений [15–17, 19, 46, 47]. Такие системы применяются для регистрации изменчивости глубины дна мелководных прибрежных морских акваторий, мониторинга состояния фарватеров, а также для исследования дна внутренних водоемов и рек [19, 47]. Для определения глубины дна z_b в батиметрических лидарах регистрируется разница во времени между моментами приема импульсов, сформированных упругим рассеянием от поверхности воды и от дна.

Трасса лидарного зондирования включает атмосферный и подводный участки. Обычно в процессе лидарной съемки высота расположения лидара фиксирована, поэтому экспериментальные данные о зависимости результатов съемки от высоты практически отсутствуют. Вместе с тем, протяженность атмосферного участка существенно влияет на амплитуду и форму спада лидарного эхо-сигнала. В работах [48, 49] с использованием аналитического решения уравнения переноса в малоугловом приближении исследуется влияние протяженности трассы зондирования на величину отраженного от дна эхо-сигнала. Зависимости амплитуды эхо-сигналов, отраженных от поверхности, толщи воды и морского дна от протяженности трассы зондирования, полученные в результате расчетов [48, 49], отличаются от общепринятой обратно квадратичной зависимости. Они имеют более сложный характер.

В работе [50] впервые представлены результаты экспериментальных исследований зависимости амплитуды и формы, отраженных от слоев воды и дна эхо-сигналов от протяженностей атмосферного и подводного участков трассы зондирования. Для проведения измерений использован авиационный поляризационный лидар АПЛ-3 (табл. 1). Натурные измерения проводились в августе 2018 г. в районе Бечевинской бухты Авачинского залива полуострова Камчатка. Бухта окружена сопками высотой около 1 км. В ходе батиметрической съемки было выполнено 4 галса самолета с высотой полета 500, 700, 900 и 1200 м. Дно бухты характеризуется изменчивостью глубин, что позволяет на относительно небольшом участке акватории получить лидарные эхо-сигналы, соответствующие значениям глубины дна от 3 до 22 м [25].

Зависимость мощности эхо-сигнала P от протяженности трассы зондирования в лидарном уравнении (1) определяется так называемым геометрическим фактором $(nH + Z)^{-2}$. Уравнение (1) записано в предположении однократного рассеяния назад. Предполагается также, что угол поля зрения приемника много больше начальной расходимости лазерного пучка $\theta_1^2 \ll \theta_2^2$ и достаточно большой, чтобы перехватить все излучение, отраженное от слоя воды на соответствующей глубине. В натуральных условиях вследствие многократного рассеяния на пути от поверхности воды до объекта зондирования и обратно это предположение не всегда соблюдается. Необходима более универсальная формула, которая применима в случае, когда лазерное пятно на глубине зондируемого слоя полностью не укладывается в угловое поле фотоприемника. Удовлетворяющая этому требованию формула имеет вид [51]:

$$P(Z) = \frac{(c_w W_0 / 4\pi n_w^2) A \theta_2^2 T_0 (1-r)^2}{\theta_2^2 (H + Z / n_w)^2 + 2D(Z)} \cdot b_b(Z) \cdot \exp\left(-2 \int_0^Z \alpha(z) dz\right), \quad (8)$$

$$D(Z) = \frac{2}{q^2} \int_0^Z b_f(z)(Z-z)^2 dz, \quad (9)$$

где $2\theta_2$ — угол поля зрения фотоприемника; $b_b(Z) = 2\pi\beta'(\pi, Z)$ — показатель обратного рассеяния; $\alpha(Z) = a(Z) + 2b_b(Z)$, $a(Z)$ — показатель поглощения; $D(Z)$ — дисперсия распределения освещенности в поперечном сечении бесконечно узкого пучка света, прошедшего через водный слой толщины Z ; $b_f(Z) = b(Z) - 2b_b(Z)$ — показатель рассеяния «вперед», $b(Z)$ — полный показатель рассеяния; q — параметр передней части индикатрисы рассеяния, которая задается в виде:

$$x_f(\theta) = \frac{2q}{\theta} \exp(-q\theta). \quad (10)$$

Формула (8) отличается от формулы (1) наличием слагаемого $2D(Z)$, которое учитывает изменение ширины эффективных диаграмм направленности излучателя и приемника из-за многократного рассеяния света «вперед» при его двукратном прохождении через водный слой толщины Z . В случае $b_1 = \text{const}$ функция $D(Z)$ может быть представлена в виде:

$$D(Z) = \frac{2}{3q^2} b_1 Z^3. \quad (11)$$

Массив зарегистрированных в акватории Бечевинской бухты данных натурных измерений позволяет оценить применимость форм записи лидарного уравнения с использованием уравнения (1) и уравнения (8) для описания мощности сигнала обратного рассеяния от дна и толщи воды на заданной глубине. Обработка данных лидарного зондирования морского дна производилась с использованием стандартного для батиметрической съемки метода [15]. В расчет взяты значения амплитуд лидарных эхо-сигналов, зарегистрированные для глубин дна 8, 10, 12, 15 и 17 м на высотах полета 500, 700, 900, 1200 м. Для каждой из четырех высот для заданных глубин подбирались точки зондирования, близкие по пространственному положению и по значению показателя ослабления лидарного эхо-сигнала α , зависящего от гидрооптических характеристик. Предполагалось также, что коэффициент отражения дна R_b в выбранных точках не меняется. Амплитуда эхо-сигнала от дна P_b определялась для каждого зондирования, а затем усреднялась по 10 последовательным зондированиям.

На рис. 13 представлены усредненные значения амплитуд эхо-сигналов при френелевском отражении от поверхности воды P_F , а также значения P_b для глубин 8, 12, 15 и 17 м, зарегистрированные с различных высот зондирования. Синей пунктирной линией обозначена аппроксимация экспериментальных данных с использованием уравнения (8), красной — с использованием уравнения (1). Для случая френелевского отражения от поверхности воды P_F аппроксимационные кривые совпадают, в остальных случаях — различаются. Видно, что для дна с глубинами более 8 м аппроксимационная кривая, построенная с использованием уравнения (8), лучше описывает данные натурных измерений.

Значение $D(z) \approx 0$ получено в предположении, что эхо-сигнал формируется за счет однократного рассеяния от Ламбертовской поверхности, расположенной на глубине Z , при условии малой расходимости зондирующего пучка θ_1 и угла поля зрения приемной системы θ_2 , который существенно больше расходимости зондирующего пучка ($\theta_1 \ll \theta_2$). В этом случае диаметр площадки на дне D_b , освещаемый зондирующим пучком, равен произведению протяженности трассы зондирования на расходимость зондирующего пучка. Этому условию удовлетворяет френелевское отражение от поверхности воды, когда диаметр освещенной площадки определяется только расходимостью зондирующего луча и достаточно мал. В случае, когда дно находится на глубине z_b , вклад многократного рассеяния на пути от поверхности воды до дна и обратно приводит к увеличению площадки на поверхности воды D_s , через которую выходит отраженное от дна и попадающее в приемник излучение. С увеличением z_b вклад многократного рассеяния увеличивается. Размер площадки D_s становится больше, чем размер площадки, попадающей в угловое поле приемника D_r . При увеличении высоты зондирования отношение диаметров площадок D_r/D_s уменьшается, что приводит к снижению скорости затухания лидарного эхо-сигнала и, соответственно, увеличению вклада функции $D(z)$. Аналогичные процессы происходят при отражении от слоев воды, расположенных на фиксированной глубине.

С использованием уравнения (8) выполнены оценки зависимости величины отраженного от дна эхо-сигнала P_b от высоты лидара над поверхностью воды H , а также максимально возможных для батиметрической съемки (в данных условиях) высот полета. Результаты выполненных оценок справедливы для значений технических характеристик лидара, имеющихся у АПЛ-3, а также для значений гидрооптических характеристик воды и коэффициента отражения дна, характерных для акватории Бечевинской бухты.

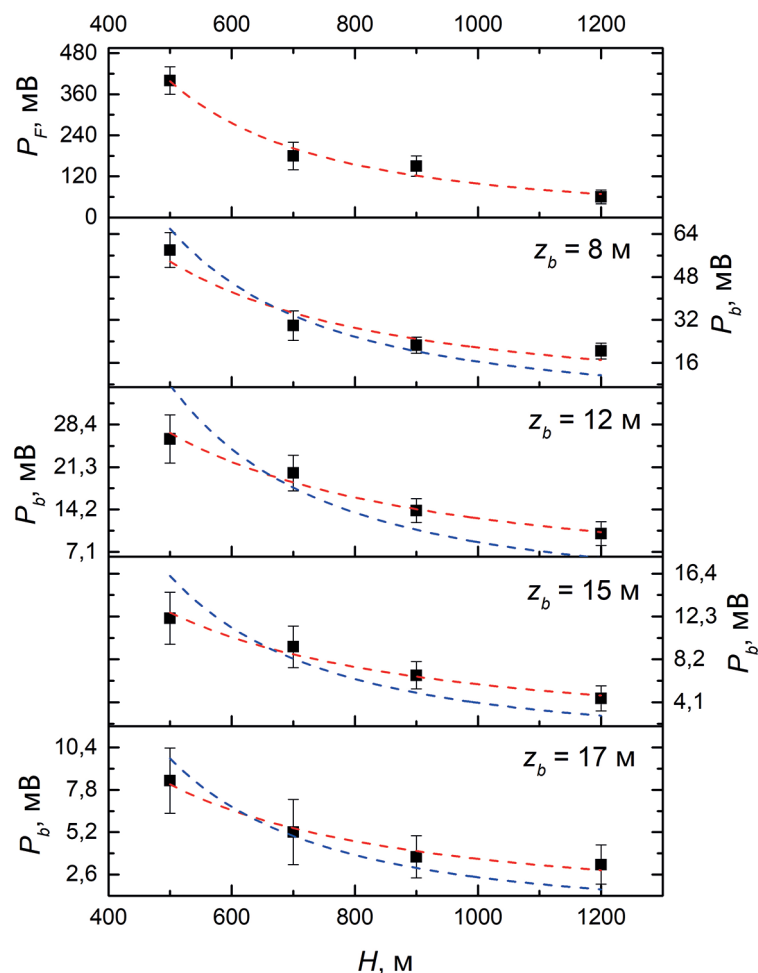


Рис. 13. Усредненные значения амплитуд эхо-сигналов при френелевском отражении от поверхности воды P_F , а также значения амплитуд эхо-сигналов от морского дна P_b для глубин 8, 12, 15 и 17 м, зарегистрированные с различных высот зондирования. Синей пунктирной линией обозначена аппроксимация экспериментальных данных с использованием формулы (1), красной — с использованием формулы (8) [50]

Fig. 13. Values of the echo signal amplitude for the case of Fresnel reflection from the water surface P_F , as well as values of P_b for depths of 8, 12, 15, and 17 m. The blue dashed line indicates the approximation of the experimental data using equation (1), while the red line represents the approximation using equation (8) [50]

На рис. 14 приведены экспериментальные значения P_b для глубин 10, 15 и 20 м и графики аппроксимирующей функции $P_b(H)$, вид которой следует из лидарного уравнения (8). Пунктирная горизонтальная линия показывает минимальный регистрируемый уровень сигнала, определяемый средним уровнем шумов. Пунктирные вертикальные линии обозначают максимально возможную высоту полета H_m для регистрации эхо-сигнала от дна, причем H_m сильно зависит от z_b : для $z_b = 10$ м $H_m > 2500$ м, для $z_b = 15$ м — 2250 м, а для $z_b = 20$ м H_m составляет примерно 880 м. Полученные оценки позволяют уточнить технические требования, предъявляемые к батиметрическим лидарам, и могут быть использованы при разработке лидарных систем нового поколения.

Лазерная батиметрия развивается намного интенсивнее других направлений применения лидарного зондирования. Вместе с тем, остаются слабо изученными вопросы влияния поверхностного волнения, значений и стратификации гидрооптических характеристик, а также вклада протяженности и состояния трассы зондирования. Для учета этих факторов и оценки их влияния на результаты батиметрической съемки требуется проведение натурных исследований и численного моделирования. Одной из важных задач лидарного зондирования остается оценка возможностей проведения батиметрической съемки в прибрежных акваториях морей России, воды которых отличаются относительно низкой прозрачностью.

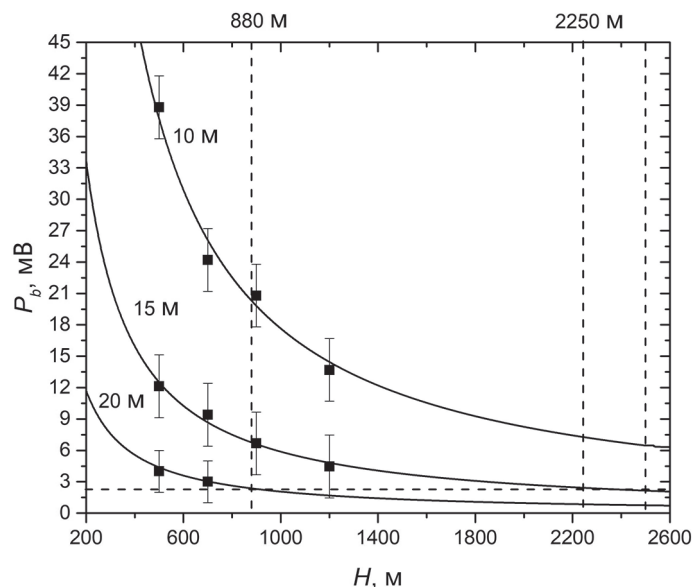


Рис. 14. Зависимость $P_b(H)$ при разных глубинах дна [25]

Fig. 14. Dependence of $P_b(H)$ for different bottom depths [25]

4. Заключение

В настоящее время активно совершенствуются методы лидарного зондирования морских акваторий в интересах решения фундаментальных и прикладных задач океанологии. В частности, лидары дают недоступную для других методов возможность получения детальной трехмерной картины пространственных распределений различных характеристик морской воды. Сотрудниками Лаборатории оптики океана и атмосферы СПбФ ИО РАН совместно с коллегами из Лаборатории оптики океана ИО РАН на основе современной элементной базы были разработаны и изготовлены несколько радиометрических лидаров с разными техническими характеристиками, предназначенные для установки на судно и авианоситель. С использованием этих лидаров за последние 10 лет проведены натурные исследования в акваториях морей России как с борта научно-исследовательского судна, так и с борта самолета-лаборатории.

Среди исследований с использованием радиометрических лидаров можно выделить несколько направлений, развитие которых важно с практической точки зрения. Одним из направлений является разработка методов применения лидаров для дистанционной регистрации гидрооптических характеристик приповерхностного слоя морской воды и их вертикальных распределений. Выполнение измерений непрерывно вдоль маршрута судна или авианосителя позволит дистанционно проводить районирование вод Мирового океана, оперативно получать информацию о пространственных распределениях гидрооптических характеристик, определять положения различных фронтальных зон.

Другим практически важным направлением является разработка экспериментальных методов лидарной регистрации различных динамических процессов в приповерхностном слое морской воды. Применение радиометрических лидаров позволит получить новую информацию об изменчивости полей гидрооптических характеристик, обусловленных прохождением внутренних волн, вихревых процессов в приповерхностном слое и мелкомасштабной турбулентностью. При продолжении работ интерес представляет исследование возможностей дистанционной регистрации внутренних волн в зависимости от гидрологических и гидрооптических характеристик, а также определение условий, при которых возможна регистрация внутренних волн с использованием лидаров.

Среди прикладных задач можно отметить перспективные направления применения лидаров в рыбопромышленной отрасли, а также разработку и применение батиметрических лидаров. Практический интерес представляет разработка российских образцов батиметрических лидаров и исследование возможностей батиметрической лидарной съемки в прибрежных районах морей России, характеризующихся невысокой прозрачностью (в отличие от вод прибрежных районов Тихого и Атлантического океана, в которых было проведено подавляющее большинство натурных исследований).

Перспективными представляются разработка и размещение автономных морских лидаров на беспилотных летательных аппаратах, беспилотных автономных телеуправляемых подводных аппаратах, подводных и надводных заякоренных и свободно дрейфующих гидрологических буях, а также проведение лидарного зондирования с высоко летящих авианосителей.

Благодарности

Авторы благодарят Гуреева Б.А., Ляшенко А.И., Сбитного М.Л., **Ожожка В.В.** и коллектив Лаборатории оптики океана ИО РАН за плодотворную совместную работу.

Acknowledgments

The authors express their sincere gratitude to Gureev B.A., Lyashenko A.I., Sbitnoy M.L., and **Ozhzhok V.V.** as well as to the entire team of the Ocean Optics Laboratory at IO RAS, for their invaluable contributions and fruitful collaboration.

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 No. FMWE-2024-0028).

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Conflict of interests

The authors declare no conflict of interests.

Литература

1. Collister B.L., Zimmerman R.C., Hill V.J., et al. Polarized lidar and ocean particles: insights from a mesoscale coccolithophore bloom // *Applied Optics*. 2020. Vol. 59, No. 15. P. 4650–4662. EDN PWHSKU. <https://doi.org/10.1364/AO.389845>
2. Коханенко Г.П., Пеннер И.Э., Шаманаев В.С. Лидарные и in situ измерения оптических параметров поверхностных слоев воды в озере Байкал // *Оптика атмосферы и океана*. 2011. Т. 24, № 5. С. 377–385. EDN NUXZMB
3. Glukhov V.A., Goldin Yu.A., Glitko O.V., et al. Investigation of the Relationships between the Parameters of Lidar Echo Signals and Hydrooptical Characteristics in the Western Kara Sea // *Oceanology*. 2023. Vol. 63 (Suppl 1). P. S119–S130. EDN ZXMTFQ. <https://doi.org/10.1134/S0001437023070044>
4. Peituo Xu, Dong Liu, Yibing Shen, et al. Design and validation of a shipborne multiple-field-of-view lidar for upper ocean remote sensing // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2020. Vol. 254. P. 107201. EDN DZGWAC. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2020.107201>
5. Hoge F., Wright C., Krabill W., et al. Airborne lidar detection of subsurface oceanic scattering layers // *Applied Optics*. 1988. Vol. 27. P. 3969–3977. <https://doi.org/10.1364/AO.27.003969>
6. Churnside J.H., Donaghay P.L. Thin scattering layers observed by airborne lidar // *ICES Journal of Marine Science*. 2009. Vol. 66, No. 4. P. 778–789. EDN MYWKLP. <https://doi.org/10.1093/icesjms/fsp029>
7. Vasilkov A.P., Goldin Yu.A., Gureev B.A., et al. Airborne polarized lidar detection of scattering layers in the ocean // *Applied Optics*. 2001. Vol. 40, No. 24. P. 4353–4364. EDN LGLRSB. <https://doi.org/10.1364/AO.40.004353>
8. Chen P., Jamet C., Zhang Z., He Y., et al. Vertical distribution of subsurface phytoplankton layer in South China Sea using airborne lidar // *Remote Sensing of Environment*. 2021. Vol. 263. P. 112567. EDN ORLSBS. <https://doi.org/10.1016/j.rse.2021.112567>
9. Churnside J.H., Wilson J.J., Tatarskii V.V. Airborne lidar for fisheries applications // *Optical Engineering*. 2001. Vol. 40. P. 406–414. EDN YIPFZO. <https://doi.org/10.1117/1.1348000>
10. Chernook V.I., Goldin Yu.A., Vasilyev A.N., et al. Oceanological monitoring of fishing areas using lidars // *Proceedings 2014 International Conference Laser Optics. IEEE Xplore*. 2014. P. 137–141. EDN UEYCNV. <https://doi.org/10.1109/LO.2014.6886388>

11. Vannoy T.C., Belford J., Aist J.N., Rust K.R., et al. Machine learning-based region of interest detection in airborne lidar fisheries surveys // Journal of Applied Remote Sensing. 2021. Vol. 15, No. 3. P. 038503. EDN TYEEEN.
<https://doi.org/10.1117/1.JRS.15.038503>
12. Bukin O.A., Major A.Y., Pavlov A.N., et al. Measurement of the lightscattering layers structure and detection of the dynamic processes in the upper ocean layer by shipborne lidar // International Journal of Remote Sensing. 1998. Vol. 19, No. 4. P. 707–715. EDN LEQTZJ. <https://doi.org/10.1080/014311698215946>
13. Churnside J.H., Marchbanks R.D., Le J.H., et al. Airborne lidar detection and characterization of internal waves in a shallow fjord // Journal of Applied Remote Sensing. 2012. Vol. 6, No. 1. P. 063611–063611. EDN UTDVV.
<https://doi.org/10.1117/1.JRS.6.063611>
14. Глухов В.А., Гольдин Ю.А., Родионов М.А. Лидарный метод регистрации внутренних волн в водах с двухслойной стратификацией гидрооптических характеристик // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2021. Т. 14, № 3. С. 86–97. EDN FZLYDG. <https://doi.org/10.7868/S2073667321030084>
15. Philpot W. Airborne Laser Hydrography II. 2019. <https://doi.org/10.7298/JXM9-G971>
16. Szafarczyk A., Toś C. The use of green laser in LiDAR bathymetry: State of the art and recent advancements // Sensors. 2022. Vol. 23, No. 1. P. 292. EDN ZGQTLZ. <https://doi.org/10.3390/s23010292>
17. Mandlbürger G. A review of active and passive optical methods in hydrography // The International Hydrographic Review. 2022. N. 28. P. 8–52. EDN AOUMWW. <https://doi.org/10.58440/ihr-28-a15>
18. Churnside J.H., Shaw J.A. Lidar remote sensing of the aquatic environment: invited // Applied Optics. 2020. Vol. 59, No. 10. P. 92–99. EDN MUUGMN. <https://doi.org/10.1364/AO.59.000C92>
19. Reineman B.D., et al. A portable airborne scanning lidar system for ocean and coastal applications // Journal of Atmospheric and oceanic technology. 2009. Vol. 26, No. 12. P. 2626–2641. EDN MZELDT.
<https://doi.org/10.1175/2009JTECHO703.1>
20. Zhou Y., Chen Y., Zhao H., et al. Shipborne oceanic high-spectral-resolution lidar for accurate estimation of seawater depth-resolved optical properties // Light: Science & Applications. 2022. Vol. 11, No. 261. EDN XZAF0B.
<https://doi.org/10.1038/s41377-022-00951-0>
21. Churnside J.H. Review of profiling oceanographic lidar // Optical Engineering. 2014. Vol. 53, No. 5. P. 051405–051405. EDN SOSNBF. <https://doi.org/10.1117/1.OE.53.5.051405>
22. Chen W., Chen P., Zhang H. et al. Review of airborne oceanic lidar remote sensing // Intelligent Marine Technology Systems. 2023. Vol. 1, No. 10. EDN CKSHDC. <https://doi.org/10.1007/s44295-023-00007-y>
23. Глухов В.А., Гольдин Ю.А. Морские радиометрические лидары и их использование для решения океанологических задач // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2024. Т. 17, № 1. С. 104–128. EDN YMUPXI.
[https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17\(1\)-9](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17(1)-9)
24. Глухов В.А., Гольдин Ю.А., Родионов М.А. Экспериментальная оценка возможностей лидара ПЛД-1 по регистрации гидрооптических неоднородностей в толще морской среды // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2017. Т. 10, № 2. С. 41–48. EDN YTMHRF. <https://doi.org/10.7868/S207366731702006X>
25. Глухов В.А., Гольдин Ю.А., Родионов М.А., Гуреев Б.А., Глитко О.В. Авиационная лидарная батиметрическая съемка прибрежных акваторий с большой высоты // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2019. Т. 12, № 4. С. 85–93. EDN ZCARMN. <https://doi.org/10.7868/S2073667319040105>
26. Глухов В.А., Гольдин Ю.А., Глитко О.В., и др. Лидарные исследования в первом этапе 89-го рейса НИС «Академик Мстислав Келдыш» // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 4. С. 107–115. EDN NIBXYI. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2023.16\(4\)-9](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2023.16(4)-9)
27. Паничева Е.Д., Глухов В.А., Гольдин Ю.А., Глитко О.В. Применение авиационного поляризационного лидара для регистрации светорассеивающих слоев в прибрежных районах Охотского моря // Труды XIII Всероссийской конференции с международным участием «Современные проблемы оптики естественных вод». Санкт-Петербург, 8–10 октября 2025 г. СПбФ ИО РАН, 2025 г., С. 163–171. EDN CLQDCH.
28. Глухов В.А., Свергунов Е.И., Гольдин Ю.А., Глитко О.В. Регистрация внутренних волн в Бечевинской бухте с использованием авиационного лидара и фотокамеры // Труды XIII Всероссийской конференции с международным участием «Современные проблемы оптики естественных вод». Санкт-Петербург, 8–10 октября 2025 г. СПбФ ИО РАН, 2025. С. 120–124. EDN DXHNWO
29. Quadros N.N.D. Unlocking the characteristics of bathymetric LiDAR sensors // LiDAR Mag. 2013. Vol. 3, № 6. P. 62–67.
30. Krekov G.M., Krekova M.M., Shamanaev V.S. Laser sensing of a subsurface oceanic layer. II. Polarization characteristics of signals // Applied Optics. 1998. Vol. 37. P. 1596–1601. EDN LFBHIR. <https://doi.org/10.1364/AO.37.001596>
31. Churnside J.H. Polarization effects on oceanographic lidar // Optic Express. 2008. Vol. 16. P. 1196–1207. EDN MAKEDF.
<https://doi.org/10.1364/OE.16.001196>
32. Глухов В.А., Гольдин Ю.А., Глитко О.В., Глуховец Д.И., Родионов М.А. Сопоставление информативности ортогонально поляризованных компонент лидарного эхо-сигнала для оценки гидрооптических характеристик приповерхностного слоя // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2024. Т. 17, № 3. С. 32–43. EDN DEOVKB.
[https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17\(3\)-3](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17(3)-3)

33. Gordon H.R. Interpretation of airborne oceanic lidar: effects of multiple scattering // *Applied Optics*. 1982. Vol. 21, No. 16. P. 2996–3001.
34. Долин Л.С., Савельев В.А. О характеристиках сигнала обратного рассеяния при импульсном облучении мутной среды узким направленным световым пучком // *Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана*. 1971. Т. 7, № 5. С. 505–510.
35. Ernst A. Multiple-scattering theory. New developments and applications. Halle-Wittenberg University, 2007. 65 с.
36. Goldin Yu.A., Glukhovets D.I., Gureev B.A., et al. Shipboard flow-through complex for measuring biooptical and hydrological seawater characteristics // *Oceanology*. 2020. Vol. 60, No. 5. P. 713–720. EDN RCOZUM. <https://doi.org/10.1134/S0001437020040104>
37. Glukhovets D.I., Goldin Yu.A. Surface desalinated layer distribution in the Kara Sea determined by shipboard and satellite data // *Oceanologia*. 2020. Vol. 62, No. 3. P. 364–373. EDN JQPEVZ. <https://doi.org/10.1016/j.oceano.2020.04.002>
38. Glukhov V.A., Goldin Yu.A., Glitko O.V., Aglova E.A., Rodionov M.A. The use of polarization lidar for the registration of horizontal spatial distributions of seawater beam attenuation coefficient // *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2024. Vol. 3, No. S1. P. S162–S168. EDN MVERRL. <https://doi.org/10.1134/S1024856024701446>
39. Левин И.М., Родионов М.А., Французов О.Н. Погружаемый измеритель показателя ослабления света морской водой // *Оптический журнал*. 2011. Т. 78, № 5. С. 59–63. EDN TWWRQX
40. Левин И.М., Долин Л.С., Французов О.Н., Родионов М.А., Осадчий В.Ю., Савченко В.В. Глубинные профили гидрофизических параметров в Баренцевом море применительно к проблеме лидарного зондирования // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2009. Т. 4. С. 16–24. EDN KYGTJB
41. Родионов М.А., Долина И.С., Левин И.М. Корреляции между вертикальными распределениями показателя ослабления света и плотности воды в Северных морях // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2012. Т. 5, № 4. С. 39–46. EDN QAVELH.
42. Долин Л.С., Долина И.С., Савельев В.А. Лидарный метод определения характеристик внутренних волн // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2012. Т. 48, № 4. С. 501–501. EDN PANHOZ.
43. Долин Л.С., Долина И.С. Модель лидарных изображений нелинейных внутренних волн // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2014. Т. 50, № 2. С. 224–224. EDN RYAMIX. <https://doi.org/10.7868/S0002351514020023>
44. Родионов М.А. Моделирование лидарных изображений внутренних волн по результатам измерений гидрооптических и гидрофизических параметров в северных морях // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2011. Т. 4, No. 4. С. 80–87. EDN OOFFLZ.
45. Глухов В.А., Гольдин Ю.А., Жегулин Г.В., Родионов М.А. Комплексная обработка данных лидарной съемки морских акваторий // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2022. Т. 15, № 3. С. 27–42. EDN DCRZFG. <https://doi.org/10.59887/fpg/26nu-3hte-3n48>
46. Feygels V.I., Park J.Y., Wozencraft J., et al. CZMIL (coastal zone mapping and imaging lidar): from first flights to first mission through system validation // *Proceedings of SPIE8724, Ocean Sensing and Monitoring*. 2012. Vol. 87240A. <https://doi.org/10.1117/12.2017935>
47. Mandlbürger G., Hauer C., Wieser M., Pfeifer N. Topo-Bathymetric LiDAR for Monitoring River Morphodynamics and Instream Habitats — A Case Study at the Pielach River // *Remote Sensing*. 2015. Vol. 7. P. 6160–6195. <https://doi.org/10.3390/rs70506160>
48. Kim M., Kopilevich Y., Feygels V., et al. Modeling of airborne bathymetric lidar waveforms // *Advances in Topobathymetric Mapping, Models, and Applications. Journal of Coastal Research, Special Issue*. 2016. No. 76. P. 18–30. EDN YUWOGX. <https://doi.org/10.2112/SI76-003>
49. Kim M. Airborne Waveform Lidar Simulator Using the Radiative Transfer of a Laser Pulse // *Applied Sciences*. 2019. Vol. 9, No. 12. P. 2452. EDN JRTWOA. <https://doi.org/10.3390/app9122452>
50. Глухов В.А., Гольдин Ю.А., Глитко О.В. Исследование зависимости характеристик лидарного эхо-сигнала от протяженности трассы зондирования // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2025. Т. 18, № 2. С. 151–161. EDN QWDKNG. [https://doi.org/10.59887/207-6673.2025.18\(2\)-11](https://doi.org/10.59887/207-6673.2025.18(2)-11)
51. Долин Л.С. Теоретическая модель лидарного сигнала, рассеянного водной толщей с зависящими от глубины оптическими свойствами // *Труды XIII Всероссийской конференции с международным участием «Современные проблемы оптики естественных вод»*. Санкт-Петербург, 8–10 октября 2025 г. СПбФ ИО РАН, 2025 г., С. 26–31. EDN OYELAT.

References

1. Collister BL, Zimmerman RC, Hill VJ, et al. Polarized lidar and ocean particles: insights from a mesoscale coccolithophore bloom. *Applied Optics*. 2020;59(15):4650–4662. <https://doi.org/10.1364/AO.389845>

2. Kokhanenko GP, Balin YS, Penner IE, Shamanaev VS. Lidar and in situ measurements of the optical parameters of water surface layers in Lake Baikal. *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2011;24(5):478–486. <https://doi.org/10.1134/S1024856011050083>
3. Glukhov V.A, Goldin YuA, Glitko OV, et al. Investigation of the Relationships between the Parameters of Lidar Echo Signals and Hydrooptical Characteristics in the Western Kara Sea. *Oceanology*. 2023;63(Suppl 1): S119–S130. <https://doi.org/10.1134/S0001437023070044>
4. Peituo Xu, Dong Liu, Yibing Shen, et al. Design and validation of a shipborne multiple-field-of-view lidar for upper ocean remote sensing. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2020;254/:107201. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2020.107201>
5. Hoge F, Wright C, Krabill W, et al. Airborne lidar detection of subsurface oceanic scattering layers. *Applied Optics*. 1988;27:3969–3977. <https://doi.org/10.1364/AO.27.003969>
6. Churnside JH, Donaghay PL. Thin scattering layers observed by airborne lidar. *ICES Journal of Marine Science*. 2009;66(4):778–789. <https://doi.org/10.1093/icesjms/fsp029>
7. Vasilkov AP, Goldin YuA, Gureev BA, et al. Airborne polarized lidar detection of scattering layers in the ocean. *Applied Optics*. 2001;40(24):4353–4364. <https://doi.org/10.1364/AO.40.004353>
8. Chen P, Jamet C, Zhang Z, He Y, et al. Vertical distribution of subsurface phytoplankton layer in South China Sea using airborne lidar. *Remote Sensing of Environment*. 2021;263: 112567. <https://doi.org/10.1016/j.rse.2021.112567>
9. Churnside JH, Wilson JJ, Tatarskii VV. Airborne lidar for fisheries applications. *Optical Engineering*. 2001;40:406–414. <https://doi.org/10.1117/1.1348000>
10. Chernook VI, Goldin YuA, Vasilyev AN, et al. Oceanological monitoring of fishing areas using lidars. *Proceedings 2014 International Conference Laser Optics. IEEE Xplore*. 2014;137–141. <https://doi.org/10.1109/LO.2014.6886388>
11. Vannoy TC, Belford J, Aist JN, Rust KR, et al. Machine learning-based region of interest detection in airborne lidar fisheries surveys. *Journal of Applied Remote Sensing*. 2021;15(3):038503. <https://doi.org/10.1117/1.JRS.15.038503>
12. Bukin OA, Major AY, Pavlov AN, et al. Measurement of the lightscattering layers structure and detection of the dynamic processes in the upper ocean layer by shipborne lidar. *International Journal of Remote Sensing*. 1998;19(4):707–715. <https://doi.org/10.1080/014311698215946>
13. Churnside JH, Marchbanks RD, Le JH, et al. Airborne lidar detection and characterization of internal waves in a shallow fjord. *Journal of Applied Remote Sensing*. 2012;6(1): 063611–063611. <https://doi.org/10.1117/1.JRS.6.063611>
14. Glukhov VA, Goldin YuA, Rodionov MA. Method of Internal Waves Registration by Lidar Sounding in Case of Waters with Two-Layer Stratification of Hydrooptical Characteristics. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2021;14(3):86–97. (In Russ.). <https://doi.org/10.7868/S2073667321030084>
15. Philpot W. Airborne Laser Hydrography II. 2019. <https://doi.org/10.7298/JXM9-G971>
16. Szafarczyk A, Toś C. The use of green laser in LiDAR bathymetry: State of the art and recent advancements. *Sensors*. 2022;23(1):292. <https://doi.org/10.3390/s23010292>
17. Mandlbürger G. A review of active and passive optical methods in hydrography. *The International Hydrographic Review*. 2022;28:8–52. <https://doi.org/10.58440/ihr-28-a15>
18. Churnside JH. Review of profiling oceanographic lidar. *Optical Engineering*. 2014;53(5): 051405–051405. <https://doi.org/10.1117/1.OE.53.5.051405>
19. Reineman BD, et al. A portable airborne scanning lidar system for ocean and coastal applications. *Journal of Atmospheric and oceanic technology*. 2009;26(12):2626–2641. <https://doi.org/10.1175/2009JTECHO703.1>
20. Zhou Y, Chen Y, Zhao H, et al. Shipborne oceanic high-spectral-resolution lidar for accurate estimation of seawater depth-resolved optical properties. *Light: Science & Applications*. 2022;11(261). <https://doi.org/10.1038/s41377-022-00951-0>
21. Churnside JH. Review of profiling oceanographic lidar. *Optical Engineering*. 2014;53(5): 051405–051405. <https://doi.org/10.1117/1.OE.53.5.051405>
22. Chen W, Chen P, Zhang H, et al. Review of airborne oceanic lidar remote sensing. *Intelligent Marine Technology Systems*. 2023;1(10). <https://doi.org/10.1007/s44295-023-00007-y>
23. Glukhov VA, Goldin Yu A. Marine profiling lidars and their application for oceanological problems. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2024;17(1):104–128. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17\(1\)-9](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17(1)-9)
24. Glukhov VA, Goldin YuA, Rodionov MA. Experimental estimation of the capabilities of the lidar PLD-1 for the registration of various hydro-optical irregularities of the sea water column. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2017;10(2):41–48. (In Russ.) <https://doi.org/10.7868/S207366731702006X>
25. Glukhov VA, Goldin YuA, Rodionov MA, Gureev BA, Glitko OV. Airborne lidar bathymetry of coastal areas at high flight altitude. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2019;12(4):85–93. (In Russ.). <https://doi.org/10.7868/S2073667319040105>

26. Glukhov VA, Goldin YuA, Glitko OV, Aglova EA, Glukhovets DI, Rodionov MA. Lidar Research during the First Stage of the 89th Cruise of the R/V "Academic Mstislav Keldysh". *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2023;16(4):107–115. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2023.16\(4\)-9](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2023.16(4)-9)
27. Panicheva ED, Glukhov VA, Goldin YuA, Glitko OV. Utilization of airborne polarized lidar for detection of light-scattering layers in the coastal areas of the sea of Okhotsk. *Proceedings of the XIII All-Russian Conference with international participation «Current problems in optics of natural waters»*: St. Petersburg, October 8–10, 2025. St. Petersburg State University of Economics Publishing house. 163–171. (In Russ.).
28. Glukhov VA, Svergun EI, Goldin YuA, Glitko OV. Registration of internal waves in Bechovinskaya bay using airborne lidar and photography. *Proceedings of the XIII All-Russian Conference with international participation «Current problems in optics of natural waters»*: St. Petersburg, October 8–10, 2025. St. Petersburg State University of Economics Publishing house. 120–124. (In Russ.).
29. Quadros NND. Unlocking the characteristics of bathymetric LiDAR sensors. *LiDAR Magazine*. 2013;3(6):62–67.
30. Krekov GM, Krekova MM, Shamanaev VS. Laser sensing of a subsurface oceanic layer. II. Polarization characteristics of signals. *Applied Optics*. 1998;37:1596–1601. <https://doi.org/10.1364/AO.37.001596>
31. Churnside JH. Polarization effects on oceanographic lidar. *Optic Express*. 2008;16:1196–1207. <https://doi.org/10.1364/OE.16.001196>
32. Glukhov VA, Goldin YuA, Glitko OV, Glukhovets DI, Rodionov MA. A comparison of the Information Content of Orthogonally Polarized Components of Lidar Echo Signal for Evaluating Hydrooptical Characteristics of the Near-Surface Layer. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2024;17(3):32–43. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17\(3\)-3](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2024.17(3)-3)
33. Gordon HR. Interpretation of airborne oceanic lidar: effects of multiple scattering. *Applied Optics*. 1982;21(16):2996–3001.
34. Dolin LS, Savelev VA. Characteristics of the backscattering signal during pulsed irradiation of a turbid medium by a narrow directed light beam. *Izvestiya AS USSR, Atmospheric and ocean physics*. 1971;7:505–510. (In Russ.).
35. Ernst A. Multiple-scattering theory. New developments and applications. *Halle-Wittenberg University*. 2007. P. 65.
36. Goldin YuA, Glukhovets DI, Gureev BA, et al. Shipboard flow-through complex for measuring biooptical and hydrological seawater characteristics. *Oceanology*. 2020;60(5):713–720. <https://doi.org/10.1134/S0001437020040104>
37. Glukhovets DI, Goldin YA. Surface desalinated layer distribution in the Kara Sea determined by shipboard and satellite data. *Oceanologia*. 2020;62(3):364–373. <https://doi.org/10.1016/j.oceano.2020.04.002>
38. Glukhov VA, Goldin YuA, Glitko OV, Aglova EA, Rodionov MA. The use of polarization lidar for the registration of horizontal spatial distributions of seawater beam attenuation coefficient. *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2024;3(S1): S162–S168 <https://doi.org/10.1134/S1024856024701446>
39. Levin IM, Rodionov MA, Frantsuzov ON. Submersible device for measuring the light-attenuation index of sea water. *Journal of Optical Technology*. 2011;78(5):328–331. (In Russ.). <https://doi.org/10.1364/JOT.78.000328>
40. Levin IM, Dolin LS, Frantsuzov ON, Rodionov MA, Osadchy VYu, Savtchenko VV. Measurement of Depth Profiles of Optical and Hydrophysical Parametres in the Barents Sea: Application to Lidar Sensing Problem. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2009;4:16–24. (In Russ.).
41. Rodionov M, Dolina I, Levin I. Correlations Between Depth Distributions of Water Attenuation Coefficient and Density in the North Seas. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2012;5(4):39–46. (In Russ.).
42. Dolin LS, Dolina IS, Savel'ev VA. A lidar method for determining internal wave characteristics. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2012;48(4):444–453. (In Russ.). <https://doi.org/10.1134/S0001433812040036>
43. Dolin LS, Dolina IS. Model of lidar images of nonlinear internal waves. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2014;50(2):196–203. <https://doi.org/10.1134/S0001433814020022>
44. Rodionov MA. Simulation of Lidar Images of Internal Waves Based on the Data of Measured Hydrooptical and Hydrophysical Parameters in the Northern Seas. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2011;4(4):80–87. (In Russ.).
45. Glukhov VA, Goldin YuA, Zhegulin GV, Rodionov MA. Complex processing of lidar survey data of marine areas. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2022;15(3):27–42. <https://doi.org/10.59887/fpg/26nu-3hte-3n48>
46. Feygels VI, Park JY, Wozencraft J, et al. CZMIL (coastal zone mapping and imaging lidar): from first flights to first mission through system validation. *Proc. SPIE8724, Ocean Sensing and Monitoring*. 2012;87240A. <https://doi.org/10.1117/12.2017935>
47. Mandlbürger G, Hauer C, Wieser M, Pfeifer N. Topo-bathymetric LiDAR for monitoring river morphodynamics and instream habitats — A case study at the Pielach River. *Remote Sensing*. 2015;7:6160–6195. <https://doi.org/10.3390/rs70506160>
48. Kim M, Kopilevich Y, Feygels V, et al. Modeling of airborne bathymetric lidar waveforms. *Advances in Topobathymetric Mapping, Models, and Applications. Journal of Coastal Research, Special Issue*. 2016;76:18–30. <https://doi.org/10.2112/S176-003>

49. Kim M. Airborne Waveform Lidar Simulator Using the Radiative Transfer of a Laser Pulse. *Applied Sciences*. 2019;9(12):2452. <https://doi.org/10.3390/app9122452>
50. Glukhov VA, Goldin YuA, Glitko OV. Investigation of the Dependence of Lidar Echo Signal Characteristics on the Length of the Sounding Path. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2025;18(2):151–161. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.18\(2\)-11](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.18(2)-11)
51. Dolin LS. Theoretical model of a lidar signal scattered by a water column with depth-dependent optical properties *Proceedings of the XIII All-Russian Conference with international participation «Current problems in optics of natural waters»*: St. Petersburg, October 8–10, 2025. St. Petersburg State University of Economics Publishing house. 26–31. (In Russ.).

Об авторах

ГЛУХОВ Владимир Алексеевич, научный сотрудник ИО РАН, ORCID: 0000-0003-4555-8879, WoS ResearcherID: GSD-4886-2022, Scopus Author ID: 57191414331, SPIN-код (РИНЦ): 9449-2307, e-mail: vl.glukhov@inbox.ru

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

ГЛИТКО Олег Викторович, научный сотрудник ИО РАН, ORCID: 0009-0005-2313-2326. e-mail: glitko_kisin@mail.ru

Посвящается памяти
Наума Евсеевича Вольцингера,
ушедшего из жизни в конце ноября 2025 г.

DOI [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-10](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-10)

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

УДК 913



© Т. И. Малова*, А. А. Родионов, А. А. Лобанов, Н. Г. Зеленкова, 2026

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

*malova.ti@yandex.ru

База данных наводнений Невы XIX в. Формирование репрезентативного каталога первой четверти века. Анализ источников

Статья поступила в редакцию 19.12.2025, после доработки 12.02.2026, принята в печать 04.03.2026

Аннотация

Представленная публикация является этапом создания репрезентативного каталога исторических наводнений Невы, необходимого в будущем для построения прогнозов наводнений в рамках изучения функционирования комплексной динамической системы, включающей атмосферу, гидросферу и литосферу Балтийско-Ладожского региона. В статье описана начальная фаза формирования базы данных наводнений XIX в. по образцу базы данных XVIII в., которая создана в Санкт-Петербургском филиале Института океанологии и на данный момент уже введена в научный оборот. Сложность исследования связана с объективным недостатком уровневых материалов, касающихся первой четверти XIX в.

Ключевые слова: наводнения Невы, репрезентативный каталог, XIX век, база данных, уровневые наблюдения

© Т. И. Малова*, А. А. Родионов, А. А. Лобанов, Н. Г. Зеленкова, 2026

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

*malova.ti@yandex.ru

Neva flood database of the 19th century. Creation of a representative catalog of the first quarter of the century. Analysis of sources

Received 19.12.2025, Revised 12.02.2026, Accepted 04.03.2026

Abstract

This publication is a step in the creation of a representative catalog of historical Neva floods, which will be necessary for future flood forecasts as part of the study of the functioning of the complex dynamic system comprising the atmosphere, hydrosphere, and lithosphere of the Baltic-Ladoga region. The article describes the initial phase of the development of a 19th-century flood database, modeled on the 18th-century database created at the St. Petersburg branch of the Institute of Oceanology and now in use by researchers. The complexity of the study stems from an objective shortage of water level data relating to the first quarter of the 19th century.

Keywords: Neva floods, representative catalogue, 19th century, database, water level observations

1. Введение

Цель, которую поставили перед собой сотрудники Санкт-Петербургского филиала Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН, — решение фундаментальной научной проблемы создания репрезентативного каталога наводнений Невы прошлых эпох — с ноября 2025 г. видится еще более важной, так как

Ссылка для цитирования: Малова Т.И., Родионов А.А., Лобанов А.А., Зеленкова Н.Г. База данных наводнений Невы XIX в. Формирование репрезентативного каталога первой четверти века. Анализ источников // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2026. Т. 19, № 1. С. 138–144. EDN XDOPVM. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-10](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-10)
For citation: Malova T.I., Rodionov A.A., Lobanov A.A., Zelenkova N.G. Neva flood database of the 19th century. Creation of a representative catalog of the first quarter of the century. Analysis of sources *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2026;19(1):138–144. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19\(1\)-10](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2025.19(1)-10)

уход из жизни Наума Евсеевича Вольцингера неявно потребовал посвящения намеченной работы ему — человеку, в широчайшие научные интересы которого история невских наводнений входила. Как отмечал Н.Е. Вольцингер, «Согласно статистике стихийных бедствий в мире первое место занимают наводнения, на долю которых приходится около 40 % всего ущерба... Катастрофический характер носят подчас и штормовые нагоны на побережьях окраинных морей и протяженных внутренних бассейнов. Но даже и не экстремальные подъемы уровня могут вносить ощутимые осложнения в нормальную жизнедеятельность приморских городов, портов и режим работы гидротехнических сооружений. Все это делает необходимым надежный расчет (прогноз) наводнений» [1, с. 5].

Изучение наводнений Невы — важный и неотъемлемый аспект исследования комплексной динамической системы, включающей атмосферу, гидросферу и литосферу Балтийско-Ладожского региона. Решать поставленную научную проблему необходимо в связи с постоянно возрастающим, зачастую нерегулируемым, региональным воздействием антропогенных факторов. В контексте реализации целенаправленных научных мероприятий крайне актуально создание репрезентативного каталога наводнений Невы — это может сулить выход на новый уровень в изучении и понимании феномена наводнений Невы и в создании фундаментальной общедоступной информационной базы по проблеме вековых изменений природной среды.

2. Материалы и методы

В Санкт-Петербургском филиале Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН создана база данных наводнений XVIII в., которая успешно введена в научный оборот [2, 3]. Во многом формирование базы данных строилось на материалах архивов: СПбФ АРАН, РГИА, РГАДА, РГВИА и др. На данный момент начата статистическая обработка материалов XVIII в. Выявлены уникальные природные проявления, касающиеся, например, многодневных наводнений, и ранее не освещенные в научной литературе. Из семнадцати многодневных наводнений, происшедших в XVIII в., 88 % — двухдневные события; одно наводнение — 24–26 ноября (5–7 декабря) 1765 г. является трехдневным, одно — 13–16 (24–27) октября 1766 г. — четырехдневным. Последнее событие, кажущееся выходящим за рамки возможного, было отмечено академиком В.Л. Крафтом — автором одного из самых достоверных каталогов наводнений XVIII в. [4, р. 47; 5, с. 49].

Продолжением базы данных наводнений XVIII в. стала база данных наводнений XIX в. При изучении наводнений Невы начала XIX в. необходимо иметь в виду, что в 1934 г. Д.О. Святский — астроном, метеоролог, историк — особо подчеркнул «упадок инструментальных наблюдений в начале XIX в.» и «отсутствие учета Невских наводнений» [6, 7]. Академик С.А. Советов, отмечая, что «нет никаких сведений о подъемах воды с 1801 г. по 1823 г.», и трудно «себе представить, что в эти годы не было наводнений», пришел к выводу, что они, скорее всего, «не были зарегистрированы» [8, с. 43]. Возможно, однако, что причиной отсутствия сведений о наводнениях Невы в этот период является также и желание властей ограничить негативную информацию о столице России, хотя нужно заметить, что часть материалов уровнемерных наблюдений Адмиралтейского департамента за этот период регулярно публиковалась в открытой печати. Наконец, аномальные гидрометеорологические процессы, вызывающие наводнения в дельте Невы, — это не только локальные, но и региональные события, проявляющиеся на территории и Прибалтики, и Финляндии, так что необходима тщательная проверка сообщений А.П. Старкова об источниках новых сведений о наводнениях Невы за этот период в зарубежной печати [9, с. 536–540].

Материалы по наводнениям XIX в., находящиеся в распоряжении авторов, на данный момент видятся исчерпывающими, так как в научный оборот, помимо опубликованных работ, введены архивные документы и сведения из периодической печати. Однако также необходима планомерная работа в ведомственных (строительных и инженерных) собраниях и по катастрофическому наводнению Невы 7 (19) ноября 1824 г., и по другим наводнениям XIX в.

3. Результаты

Сосредоточим наше внимание именно на периоде с 1801 по 1823 гг. Приведем в качестве примера материалы, которые удалось собрать по этому, наименее информационно охваченному этапу.

1801 г. В Летописях Петропавловской крепости [10, с. 88] записано: «Бывшим в сем году наводнением сделаны повреждения в Кронверке». Сотрудники Государственного океанографического института М.С. Грушевский и Н.Н. Лазаренко [11] оценили высоту наводнения 6 ноября в 150 см (уровень не приведен «к одному нулю высот»). Согласно Р.А. Нежиховскому — директору Государственного гидрологи-

ческого института [12, с. 220], — высота наводнения 6 ноября (25 октября) достигала 161 см в Балтийской системе высот (БС). А.П. Старков [9, с. 538], со ссылкой на французскую газету «Gazette», привел сведения о наводнении 23 октября, когда, после коронации и приезда Александра I в Санкт-Петербург, весь город оказался «под водой»; судя «по иностранным указаниям, это наводнение было довольно сильное: оно доходило до 7 фут (~213 см — *Т.М., А.Р., А.Л., Н.З.*) при жестокой буре».

В первый же год XIX в. мы сталкиваемся с разночтениями в дате наводнения: по одним источникам оно произошло 6 ноября по Григорианскому стилю, по другим — 4 ноября (этой дате соответствует дата «23 октября» по Юлианскому стилю). Подобного рода разночтения будут преследовать нас постоянно (так же, как это происходило при формировании Базы данных наводнений Невы XVIII в.). Необходимо филигранно отслеживать и даты, и высоты, чтобы не возникло дополнительных ошибок при интерпретации.

1802 г. Историк флота В.Н. Берх [13, с. 491] приводит сведения о высоте сентябрьского наводнения — 7 футов 5 дюймов (~226 см). С.И. Аллер — писатель, общественный и государственный деятель — также пишет, что в сентябре вода поднималась «на 7 футов 5 дюймов» [14, с. 28]. Краевед и историк И.И. Пушкарев [15, с. 33] сообщает о наводнении (тоже без указания конкретной даты) с высотой поднятия уровня Невы «до 7 фут и более» (до ~213 см и более). В Летописях Петропавловской крепости [10, с. 90] записано: «Бывшим в Сентябре месяце наводнением снесен Алексеевский мост; вода подымалась на 7 фут 5 дюймов». Театровед и писатель П.П. Каратыгин [16, с. 32] подчеркивал: «Год замечательный вообще в геологическом отношении: при наводнении в сентябре вода достигала высоты 7 футов 5 дюймов. Пострадали, по обыкновению, низменные окраины, заселенные бедняками. Смоленское кладбище на три четверти было залито водою; заборы, канавки и могилы потерпели значительные повреждения. Всех же наводнений в сентябре и октябре месяцах было три, о чем Евгений Болховитинов (впоследствии митрополит киевский) писал другу своему от 23-го октября 1802 года: “У нас было три наводнения, и первое — ужасное. Мне случилось на ту пору ехать в Пустынь: по всей Коломне ехал я по воде в пол-аршина (~36 см — *Т.М., А.Р., А.Л., Н.З.*), да и по Петергофской дороге верст пять то же”». Академик М.А. Рыкачев [17, с. 105] отмечает высоту наводнения 28 сентября, равную 7 футам 5 дюймам. М.С. Грушевский и Н.Н. Лазаренко [11] оценили высоту наводнения 28 сентября в 213 см над ординаром у Горного института (ОГИ). Согласно Р.А. Нежиховскому [12, с. 220], высота наводнения 28 (16) сентября равнялась 224 см БС.

Здесь необходимо упомянуть, что П.П. Каратыгин [16, с. 32], описывая наводнения 1802 г., цитирует сведения о редчайшем для Петербурга явлении, происшедшем в то же время, — землетрясении. Известно, что произошло оно 14 (26) октября: эпицентр находился в Карпатах, в Петербурге ощущались заметные толчки [18]. Мы в очередной раз имеем дело с недостатком информации о датах событий, что, к сожалению, усложняет процесс объединения материалов в один массив.

1812 г. «Самая большая высота» воды в Кронштадтском канале «была 4 фута 8 дюйм (~142 см — *Т.М., А.Р., А.Л., Н.З.*) выше ординарной, Сентября 17 при NW весьма сильном ветре» [19, с. 448].

1816 г. В Кронштадте «самая большая высота воды была 4 фута 10 дюймов (~147 см — *Т.М., А.Р., А.Л., Н.З.*) выше ординарной, Декабря 12 числа поутру при WNW крепком ветре и снежной погоде» [20, с. 494].

1819 г. В Кронштадте «самая большая высота воды была 5 фут 6 дюймов (~168 см — *Т.М., А.Р., А.Л., Н.З.*) выше ординарной поутру 9 Сентября при SW крепком ветре и облачной погоде» [21, с. 508].

Материалы за 1812, 1816 и 1819 гг. однотипны, но очень ценны. В Кронштадте, вне всякого сомнения, велись уровнемерные наблюдения, с 1777 г. они, благодаря академику В.Л. Крафту, сохранились в виде регулярных записей. Однако же учитывать приведенную в указанном источнике высоту без редуцирования к единому нулю нельзя. Заметим также, что Кронштадтский футшток на быке Синего моста через Обводный канал начал свое функционирование, по предложению М.Ф. Рейнеке, лишь в 1840 г.: до этого момента говорить о репрезентативности сведений, приведенных в источниках и касающихся Кронштадтского ряда, затруднительно.

1822 г. В.Н. Берх [13, с. 492] отметил, что «было еще наводнение 23 Генваря 1822 года в полночь; но об оном не дошло до нас никакого письменного сведения». С. Аллер указывает, что в январе «в час по полуночи, выступила вода из каналов и разметала лес по улицам» [14, с. 28–29]. Согласно астроному Тобизену, в Кронштадте «самая большая высота воды была 7 футов (~213 см — *Т.М., А.Р., А.Л., Н.З.*) выше ординарной, Генваря 23 числа по утру, при ZWtW крепком ветре и облачном небе [22, с. 449]. И.И. Пушкарев [15, с. 33] сообщает о наводнении (без указания даты), с высотой поднятия уровня Невы «более 8 фут» (более ~244 см). П.П. Каратыгин [16, с. 33] писал: «Достопамятный год в летописях Петербурга; подобного не бывало доньше; т. е. в течение ста восьмидесяти пяти лет едва ли скоро дождутся подобного жители нашей северной столицы. Нева вскрылась 6-го марта, застыла 10-го ноября; навигация продолжалась девять

месяцев и четыре дня. В первый день Пасхи (2-го апреля) женщины ходили в кисейных платьях, мужчины в одних сюртуках; лето было неизменно самое благодатное и урожайное. Но самое начало года было ознаменовано наводнением... По журналу, веденному в Галерной гавани, видно, что вода возвышалась там ночью в это число (23 января — *Т.М., А.Р., А.Л., Н.З.*) до 8 футов и 5 дюймов (до ~257 см — *Т.М., А.Р., А.Л., Н.З.*). У Аларчина моста (мост через Екатерининский канал по Английскому проспекту, в советское время — мост через канал Грибоедова по проспекту Маклина — *Т.М., А.Р., А.Л., Н.З.*) выступила вода из канала и покрыла улицы фута на полтора (на ~46 см — *Т.М., А.Р., А.Л., Н.З.*). На театральной площади лежало множество льда, вынесенного водою из канала. Наводнение это продолжалось два или три часа и причинило только не значительный вред жителям Галерной гавани». В Летописях Петропавловской крепости [10, с. 120] записано: «Января 21 было наводнение, вода поднималась на 8 фут 5 дюйм (~257 см — *Т.М., А.Р., А.Л., Н.З.*) и причинила значительные повреждения по всем зданиям крепости». М.А. Рыкачев [17, с. 105] также отметил высоту наводнения 18 (6) января (?), равную 8 футам 5 дюймам. М.С. Грушевский и Н.Н. Лазаренко [11] оценили высоту наводнения 4 февраля в 243 см над ОГИ. Согласно Р.А. Нежиховскому [12, с. 220], высота наводнения 4 февраля достигала 254 см БС. О. Звягинцев [23] указывает на наводнение 6 января (?), с высотой поднятия уровня в 8 футов 5 дюймов. С. Грибоедов [24, с. 203] писал про наводнение «случившееся в ночь с 3 на 4 февраля 1822 г., которое вошло в некоторые справочные издания с ошибочною датою 6/18 января; что это ошибочно, видно из докладной записки плац-майора коменданту крепости, которая гласит: “Сего Генваря 22 числа по случаю возвышения в Неве реке воды и покрытия оною крепостного берма по полудни с половины 12 часа и до 4 часов сегодняшнего утра 4 наружные часовые были сведены” и т. д.».

1823 г. В ночь «на 15 октября, вода поднималась до 300 см» [8, с. 43]. В Кронштадте «самая большая вода была 3 фута 4 дюйма (~102 см — *Т.М., А.Р., А.Л., Н.З.*) выше ординарной... Августа 20 в вечеру, при SW крепком ветре и облачной погоде [25, с. 358].

Наводнение, случившееся в следующем, 1824 г. вошло в историю как самое катастрофическое наводнение Невы за всю историю Санкт-Петербурга. К сожалению, ошибок, путаницы и информационных нестыковок в вопросе изучения этого наводнения не меньше, чем в вопросе изучения других потоков. Высота его (а долгое время именно оно — наводнение 7 (19) ноября 1824 г. — считалось эталонным для расчета высот других наводнений) была определена *post factum*, по косвенным признакам, лишь через год после самого события. Однако же рамки данной статьи не предполагают рассмотрения наводнения 1824 г. Оставим его до следующего раза.

4. Заключение

Применимо к XIX в. необходимо упомянуть, что, согласно океанографу К.С. Померанцу [26, с. 86], в конце столетия выяснилось, «что “убытки от наводнений никогда толком не суммировались”, то есть почти за 200 лет существования Петербурга не было накоплено надежных данных об ущербе. Кроме того, впервые на техническом уровне возник вопрос о санитарно-гигиеническом состоянии вод, окружающих столицу, и о влиянии предполагаемых сооружений на это состояние». Таким образом, работы по сбору и анализу информации о наводнениях Невы за XIX в. (в различных контекстах) необходимо продолжить с целью расширения формируемого репрезентативного каталога. Требуется дополнительная работа в архивах и фондах, а также поиск документов, которые по тем или иным причинам на данный момент не попали в поле зрения авторов.

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 No. FMWE-2024-0028).

Конфликт интересов

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Conflict of interests

The authors declare no conflict of interests.

Литература

1. Вольцингер Н.Е., Клеванный К.А., Пелиновский Е.Н. Длинноволновая динамика прибрежной зоны. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 271 с. EDN: AKJUKT
2. Малова Т.И. «Наводнения Невы XVIII в.». Электронная база данных. Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2022;15(1):112–118. EDN: TAKUAR. <https://doi.org/10.59887/fpg/g66z-rp28-gmr9>
3. Малова Т.И. К созданию репрезентативного каталога наводнений Невы // Гидрометеорология и экология, 2022. № 67. С. 305–323. EDN: MXZZYK. <https://doi.org/10.33933/2713-3001-2022-67-305-323>
4. Krafft W.L. Notices et remarques sur les débordemens de la Néva à St. Petersbourg, accompagnées d'une carte représentant la crue et la diminution des eaux du canal de Kronstadt, pour chaque jour de l'année 1777 // Acta Academiae Scientiarum Imperialis Petropolitanae, pro Anno 1777. St. Petersburg, 1780. P. 39–62.
5. [Крафт В.Л.]. Известия и примечания г. Академика Крафта о разливах Невы в Санктпетербурге, с присовокуплением таблицы прибывания и убывания воды в Кронштадтском канале каждого дня 1777 году // Новые ежемесячные сочинения. 1795. Part CIX. P. 37–50.
6. Святский Д.О. Исторический очерк развития метеорологических и гидрологических наблюдений в России (до учреждения Главной Физической Обсерватории в 1849 г.) // ПФА РАН. Ф. 154. Оп. 2. Д. 103 (1934 г.).
7. Богданов В.И. Д.О. Святский: план очерка становления и развития в России гидрологических и метеорологических наблюдений // Наука и техника: вопросы истории и теории. Тезисы XXI годичной конференции Санкт-Петербургского отделения Российского Национального комитета по истории и философии науки и техники (20–24 ноября 2000 г.). Вып. XVI. СПб., 2000. С. 64–65.
8. Советов С. Наводнения в Ленинграде и борьба с ними // Коммунальное и жилищное строительство. 1932. № 2. С. 42–47.
9. Старков А.П. О периодичности Петербургских наводнений и средствах борьбы с ними // Записки Императорского Русского технического общества. 1900. № 7–8. С. 535–575.
10. Летопись Петропавловской крепости 1703–1879 / Архив Музея истории Санкт-Петербурга. СПб., Петропавловская крепость. Шифр: Кп-7249/III А-549 р.), 255 с.
11. Грушевский М.С., Лазаренко Н.Н. Изучение Ленинградских наводнений и их предсказание // Труды Государственного океанографического института, 1957. Вып. 41. С. 142–158.
12. Нежиховский Р.А. Вопросы гидрологии реки Невы и Невской губы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 224 с.
13. Берх В.Н. Подробное историческое известие о всех наводнениях, бывших в Санктпетербурге // Записки, издаваемые Государственным Адмиралтейским Департаментом, относящиеся к мореплаванию, наукам и словесности, 1826. Ч. XI. С. 415–500.
14. [Аллер С.]. Описание наводнения, бывшего в Санктпетербурге 7 числа Ноября 1824 года. Издал Самуил Аллер. СПб., в Типографии Департамента Народного Просвещения, 1826. 239 с.
15. Пушкарев И.И. Описание Санктпетербурга и уездных городов Санктпетбургской губернии. СПб., 1839. Ч. I. [12], 505, 30 с.
16. Каратыгин П.П. Летопись Петербургских наводнений 1703–1879 гг. СПб., 1889. 87 с.
17. Рыкачев М.А. О наводнениях в С.-Петербурге и о возможности их предсказывать на основании метеорологических наблюдений // Записки по гидрографии, 1898. Вып. XIX. С. 99–124.
18. История «петербургских» землетрясений. URL: <https://tvspb.ru/news/2013/05/24/spravka-istoriya-peterburgskih-zemletryasenij?ysclid=mj2uxmsgc1838044721> (дата обращения: 12.12.2025).
19. [Сполохов]. Перечень метеорологических наблюдений, деланных в Кронштадтском порте помощников Астронома 12-го класса Сполоховым в 1812 году // Записки, издаваемые Государственным Адмиралтейским Департаментом, относящиеся к Мореплаванию, Наукам и Словесности. В С. Петербурге, в Морской Типографии. 1815. Ч. III. С. 446–450.
20. [Иванов]. Перечень метеорологических наблюдений, деланных Астрономом 8 класса Ивановым в Кронштадтском порте, в 1816 году // Записки, издаваемые Государственным Адмиралтейским Департаментом, относящиеся к Мореплаванию, Наукам и Словесности. В С. Петербурге, в Морской Типографии. 1820. Ч. IV. С. 490–494.
21. [Верховский]. Перечень метеорологических наблюдений, деланных в Кронштадтском порте г. Верховским, в 1819 году // Записки, издаваемые Государственным Адмиралтейским Департаментом, относящиеся к Мореплаванию, Наукам и Словесности. В С. Петербурге, в Морской Типографии. 1820. Ч. IV. С. 504–508.

22. [Тобизен]. Перечень метеорологических наблюдений, деланных в Кронштадтском порте Астрономом Тоби-
зеном, в 1822 году // Записки, издаваемые Государственным Адмиралтейским Департаментом, относящиеся
к Мореплаванию, Наукам и Словесности. В С. Петербурге, в Морской Типографии. 1823. Ч. V. С. 445–449.
23. Звягинцев О. Наводнение в Ленинграде 23 сентября 1924 г. // Искра. 1924. № 9. С. 33–34.
24. Грибоедов С. Петербургские наводнения и некоторые черты наводнений 1824, 1822 и 1777 годов // Известия
Императорской Академии наук. 1905. Т. XXIII. № 3. С. 195–204, 1 вклейка.
25. [Тобизен]. Перечень метеорологических наблюдений, деланных в Кронштадтском порте Астрономом Тоби-
зеном, в 1823 году // Записки, издаваемые Государственным Адмиралтейским Департаментом, относящиеся
к Мореплаванию, Наукам и Словесности. В С. Петербурге, в Морской Типографии. 1823. Ч. VII. С. 354–358.
26. Померанец К.С. Наводнения в Петербурге 1703–1997. СПб.: ТОО «Компания Балтрус», ТОО «Балтрус-бук»,
1998. [1], 171 с.

References

1. Voltzinger NE, Klevannyi KA, Pelinovsky EN. Long-wave dynamics of the coastal zone. L.: Gidrometeoizdat; 1989.
271 p. (In Russ.).
2. Malova TI. “The floods of the Neva, XVIII century”. Database. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2022;15(1):112–
118. (In Russ.) <https://doi.org/10.59887/fpg/g66z-rp28-gmr9>
3. Malova TI. Towards the creation of a representative catalogue of Neva floods. *Gydrometeorologiya i Ecologiya*,
2022;67:305–323. (In Russ.) <https://doi.org/10.33933/2713-3001-2022-67-305-323>
4. Krafft WL. Notices et remarques sur les débordemens de la Néva à St. Petersburg, accompagnées d’une carte représen-
tant la crue et la diminution des eaux du canal de Kronstadt, pour chaque jour de l’année 1777. *Acta Academiae Scien-
tiarum Imperialis Petropolitanae, pro Anno 1777*. St. Petersburg, 1780. P. 39–62. (In Russ.).
5. [Krafft WL.]. News and notes of academician Krafft about floods of Neva in Saint-Petersburg, with the table of every-
day water increasing and decreasing in Kronstadt channel in 1777. *Novyye Jezednevnyye Sochineniya*. 1795: Part CIX.
P. 37–50. (In Russ.).
6. Svyatskiy DO. Historical overview of the development of meteorological and hydrological observations in Russia (before
the establishment of the Main Physical Observatory in 1849). PFA RAS. F. 154. Inv. 2. D. 103 (1934 г.). (In Russ.).
7. Bogdanov VI. D.O. Svyatskiy: Outline of an essay on the formation and development of hydrological and meteorological
observations in Russia. *Science and Technology: Questions of History and Theory. Theses of the XXI annual conference of
the St. Petersburg branch of the Russian National Committee on the History and Philosophy of Science and Technology (No-
vember 20–24) 2000*; XVI. SPb.: 2000. P. 64–65. (In Russ.).
8. Sovetov S. Floods in Leningrad and the fight against them. *Kommunalnoye i Zhilishnoye Stroitelstvo*. 1932. № 2. P. 42–47.
(In Russ.).
9. Starkov AP. On the frequency of St. Petersburg floods and means of combating them. *Zapiski Imperatorskogo Russkogo
Tekhnicheskogo Obshestva*. 1900;7–8:535–575. (In Russ.).
10. Chronicle of the Peter and Paul Fortress 1703–1879 / Arhiv Muzeya istorii Sankt-Peterburga. SPb., Petropavlovskaya
krepost. (Shifr: Кп-7249/III A-549 p.), 255 p. (In Russ.).
11. Grushevskiy MS., Lazarenko NN. The study of the Leningrad floods and their prediction. *Trudy GOIN*. 41. L.: Gidro-
meteoizdat; 1957. P. 142–158. (In Russ.).
12. Nezhihovsky RA. *Hydrological issues of the Neva River and Neva Bay*. L.; 1988. 224 p. (In Russ.).
13. Berh VN. Detailed historical information about all the floods in St. Petersburg. *Zapiski Gosudarstvennogo Admiralteiskogo
Departamenta, Otnosyashiesya k Moreplavaniyu, Naukam i Slovesnosti*. 1826; XI:415–500. (In Russ.).
14. [Aller S.]. *Description of the flood that was in St. Petersburg on November 7. 1824*; SPb.; 1826. VI p., 239 p., 2 additions.
(In Russ.).
15. Pushkarev I. *Description of St. Petersburg and county towns of St. Petersburg province*. SPb.: Izdano sobstvennym izhdiven-
ijem avtora, 1839. Part I.P. 32–33. (In Russ.).
16. Karatygin PP. *Chronicle of the Petersburg floods, 1703–1879*. SPb., 1889. 87 p. (In Russ.).
17. Rykachev MA. Floods in St. Petersburg and the possibility of predicting them based on meteorological observations.
Zapiski Po Gidrografii. 1898; XIX:99–124. (In Russ.).
18. The history of the «St. Petersburg» earthquakes. URL: <https://tvspb.ru/news/2013/05/24/spravka-istoriya-peterburgskih-zemletryasenij?ysclid=mj2uxmsgc1838044721> (date of access: 12.12.2025). (In Russ.).
19. [Spolokhov]. List of meteorological observations made in the Kronstadt port by the 12th-class Astronomer’s assistants
Spolokhov in 1812. *Zapiski Gosudarstvennogo Admiralteiskogo Departamenta, Otnosyashiesya k Moreplavaniyu, Naukam
i Slovesnosti*. 1815; III:446–450. (In Russ.).

20. [Ivanov]. List of meteorological observations made by 8th class Astronomer Ivanov in the Kronstadt port in 1816. *Zapiski Gosudarstvennogo Admiralteiskogo Departamenta, Otnosyashiesya k Moreplavaniyu, Naukam i Slovesnosti*. 1820; IV:490–494. (In Russ.).
21. [Verkhovskiy]. List of meteorological observations made in the Kronstadt port by Mr. Verkhovskiy in 1819. *Zapiski Gosudarstvennogo Admiralteiskogo Departamenta, Otnosyashiesya k Moreplavaniyu, Naukam i Slovesnosti*. 1820. Part IV. P. 504–508. (In Russ.).
22. [Tobizen]. List of meteorological observations made in the Kronstadt port by the astronomer Tobizen in 1822. *Zapiski Gosudarstvennogo Admiralteiskogo Departamenta, Otnosyashiesya k Moreplavaniyu, Naukam i Slovesnosti*. 1823; V:445–449. (In Russ.).
23. Zvyagintzev O. Flood in Leningrad on September 23, 1924. *Iskra*. 1924;9:33–34. (In Russ.).
24. Griboyadov S. St. Petersburg floods and some features of the floods of 1824, 1822 and 1777. *Izvestiya Imperatorskoy Akademii Nauk*. 1905; XXIII(3):195–204, 1 insertion. (In Russ.).
25. [Tobizen]. List of meteorological observations made in the Kronstadt port by the astronomer Tobizen in 1823. *Zapiski Gosudarstvennogo Admiralteiskogo Departamenta, Otnosyashiesya k Moreplavaniyu, Naukam i Slovesnosti*. 1823; VII:354–358. (In Russ.).
27. Pomeranetz KS. *Floods in Petersburg, 1703–1997*. SPb.; 1998. [1]. 171 p. (In Russ.).

Об авторах

МАЛОВА Татьяна Игоревна, кандидат географических наук, ученый секретарь СПбФ ИО РАН,
ORCID: 0009-0004-7338-3628, SPIN-код (РИНЦ): 6098-0364, e-mail: malova.ti@yandex.ru

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

ЛОБАНОВ Андрей Александрович, доктор технических наук, директор СПбФ ИО РАН,
ORCID: 0009-0006-9064-1849, SPIN-код (РИНЦ): 1030-8262, e-mail: lobanov.aa@spb.ocean.ru

ЗЕЛЕНКОВА Нина Геннадиевна, документовед СПбФ ИО РАН, ORCID: 0009-0005-4169-1826, SPIN-код (РИНЦ): 9384-1841, e-mail: zelenkova.ng@spb.ocean.ru

**Поздравляем с юбилеем
Владимира Алексеевича Рябченко!**

11 марта 2026 г. исполняется 75 лет доктору физико-математических наук главному научному сотруднику Лаборатории океанских био-геохимических циклов СПбФ ИО РАН, заместителю главного редактора журнала «Фундаментальная и прикладная гидрофизика» Владимиру Алексеевичу Рябченко¹.

Владимир Алексеевич родился в 1951 г. После окончания в 1974 г. Московского физико-технического института в 1978 г. защитил диссертацию «Численные эксперименты по распределению пассивных примесей в Мировом океане» на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности «Океанология». В 1992 г. защитил диссертацию «Моделирование естественных и антропогенных изменений термодинамического и углеродного циклов в системе океан-атмосфера» на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности «Океанология».

В.А. Рябченко работает в СПбФ ИО РАН с 1974 г. Работал в должностях научного сотрудника, старшего научного сотрудника, ведущего научного сотрудника, заведующего лабораторией. Занимался широким спектром проблем: распространением различных примесей в морских и пресноводных бассейнах; моделированием климата и его изменений; моделями морских экосистем и их объединением с трехмерными моделями циркуляции океанов и морей.

Под руководством В.А. Рябченко разработана трехмерная эко-гидродинамическая модель северной части Индийского океана, выполнен анализ интенсивности процесса денитрификации в слое кислородного минимума в северной части Аравийского моря и выделены определяющие ее факторы, предложена совместная физико-экосистемная модель для шельфовой зоны северных морей России, определена роль речного стока в функционировании полярных морских экосистем, развит оригинальный метод усвоения данных наблюдений в экосистемных моделях, получены оценки роли морской биоты в поглощении избыточного атмосферного углекислого газа океаном, выполнены оценки эвтрофикации Балтийского моря в современном и будущем климате, проведена экспертиза загрязнения Невской губы бытовыми и промышленными стоками, а также влияния Ленинградской и Белоярской АЭС на экологическое состояние водоема-охладителя.

Владимир Алексеевич неоднократно выступал с докладами на зарубежных научных конференциях и лекциями по совместным международным проектам. В 1999 г. работал в Финском Институте окружающей среды, где занимался моделированием роли растворенного органического вещества во взаимодействии пелагической и бентосной экосистем. По приглашению Королевского общества работал вместе с выдающимся английским ученым, членом Королевского общества М. Фэшем в Саутгемптонском океанографическом центре (Великобритания) над проблемой вклада денитрификации и растворенного органического вещества в биогеохимические циклы в Аравийском море.

Владимир Алексеевич принимает активное участие в выполнении проектов, финансируемых различными национальными и международными фондами. Под руководством В.А. Рябченко выполнено семь проектов РФФИ. Он руководил с российской стороны международным проектом ИНТАС, двумя международными проектами, финансируемыми Советом Министров Северных стран, проектом образовательной европейской программы TEMPUS «Расширенная программа трехуровневого профессионального образования в области прикладных морских наук».

В настоящее время В.А. Рябченко занимается исследованиями воздействия опасных явлений будущего климата на морские экосистемы, продолжает плодотворное сотрудничество с зарубежными научными институтами.

В.А. Рябченко — автор/соавтор более ста научных трудов в рецензируемых изданиях, в том числе четырех коллективных монографий и двух учебных пособий. Под его руководством защищено 8 кандидатских диссертаций.

Владимир Алексеевич неоднократно награждался почетными грамотами РАН, имеет звание «Почетный работник науки и высоких технологий Российской Федерации» (2021 г.).

Поздравляем Владимира Алексеевича с юбилеем, желаем крепкого здоровья, новых открытий и творческих успехов!



*Редакционная коллегия журнала
«Фундаментальная и прикладная гидрофизика»*

¹ Использовано фото из архива СПбФ ИО РАН

