

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

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

ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ И ПРИКЛАДНАЯ ГИДРОФИЗИКА

ТОМ 17, № 1
2024

FUNDAMENTAL AND APPLIED HYDROPHYSICS

VOL. 17, No. 1
2024

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

ФУНДАМЕНТАЛЬНАЯ И ПРИКЛАДНАЯ ГИДРОФИЗИКА

Том 17 № 1 2024

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: ПИ № ФС77-69420 от 14 апреля 2017 г.
Свидетельство о регистрации сетевого СМИ: серия Эл № ФС77-83580 от 13 июля 2022 г.
Подписной индекс по интернет-каталогу «Пресса России» — 54160

Адрес редакции и издателя: 199034, Санкт-Петербург,
Санкт-Петербургский научный центр РАН
Университетская наб., д. 5
Телефон 8(812) 328-50-66
nsgf2008@yandex.ru
<https://hydrophysics.spbrc.ru>

Редактор: *А. В. Сторожевых*

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

Подписано к печати 22.03.2024 г. Дата выпуска в свет 30.03.2024 г. Формат 60 × 84¹/₈.
Печать цифровая. Усл. печ. л. 15,35. Тираж 50 экз. Тип. зак. № 1734.

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

© Российская академия наук, 2024

© Санкт-Петербургский научный центр Российской академии наук, 2024

© Составление. Редколлегия журнала «Фундаментальная и прикладная гидрофизика», 2024

Founders:
RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

SAINT-PETERSBURG RESEARCH CENTER
OF THE RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

FUNDAMENTAL AND APPLIED HYDROPHYSICS

Vol. 17 No. 1 2024

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*

Chief Editor

Corresponding Member of RAS

Anatoly A. Rodionov

Certificate of registration of the journal in the form of printed media ПИ № ФС77-69420 of 14.04.2017
Certificate of registration of the journal in the form of online media Series Эл № ФС77-83580 of 13.07.2022
Subscription index in the Internet-catalogue "Pressa Rossii" — 54160

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: 22.03.2024. Issued: 30.03.2024. Format: 60 × 84¹/₈.

Digital printing. Printed sheets: 15.35. Circulation: 50 pcs. Order No. 1734.

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

© Russian Academy of Sciences, 2024

© Saint-Petersburg Research Center of the Russian Academy of Sciences, 2024

© Composition. Editorial Board of the Journal 'Fundamental and Applied Hydrophysics', 2024

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)
- Еремина 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)
- Иванов Михаил Павлович*, к.б.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)
- Софьяна 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)
- Коротаев 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
- Mikhail P. Ivanov.* Cand.Sci., St. Petersburg State University, St. Petersburg, 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 Komplekсы 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

Фундаментальные вопросы гидрофизики

- Волков К.Н., Емельянов В.Н., Капранов И.Е. Моделирование взаимодействия вихревого кольца с нормально расположенной плоской преградой 8

Гидрофизические и биогеохимические поля и процессы

- Родионов А.А., Ванкевич Р.Е., Клеванная М.К., Вольцингер Н.Е. Моделирование баротропной приливной динамики Курильского региона 23
- Горчаков В.А., Дворников А.Ю., Гордеева С.М., Рябченко В.А., Сеин Д.В. Пространственная структура временной изменчивости температуры поверхности арктических морей 39
- Коник А.А., Атаджанова О.А., Сентябов Е.В. Анализ мезомасштабных фронтальных зон Норвежского моря по спутниковым наблюдениям и данным реанализа в мае 2011–2020 гг. 52
- Капустин И.А., Мольков А.А., Ермошкин А.В., Доброхотова Д.В., Даниличева О.А., Лещев Г.В. Восстановление структуры течений в Куйбышевском водохранилище с использованием спутниковых данных и натурных измерений 63

Взаимодействие морских объектов, океана и атмосферы

- Погорелова А.В., Земляк В.Л., Козин В.М. Волновое сопротивление тонкого тела при нестационарном движении под ледяным покровом 73

Гидроакустика

- Консон А.Д., Волкова А.А. Метод локализации источника широкополосного шумового сигнала горизонтальной линейной антенной в зоне Френеля вблизи границы «вода-воздух» 84

Техническая гидрофизика

- Машошин А.И., Цветков А.В. Методика расчёта глубины проникновения в грунт при морской сейсморазведке 95

Гидрооптика

- Глухов В.А., Гольдин Ю.А. Морские радиометрические лидары и их использование для решения океанологических задач 104

Хроника

- 300 лет Российской академии наук и развитие гидрофизики и океанологии в Санкт-Петербурге — Ленинграде 129
- Памяти Михаила Павловича Иванова 130

CONTENTS

Fundamental issues of hydrophysics

- Volkov K.N., Emelyanov V.N., Kapranov I.E. Simulation of interaction of a vortex ring with a normally located flat target 8

Hydrophysical and biogeochemical fields and processes

- Rodionov A.A., Vankevich R.E., Klevannaya M.K., Voltzinger N.E. Modeling the barotropic tidal dynamics of the Kuril region 23
- Gorchakov V.A., Dvornikov A.Y., Gordeeva S.M., Ryabchenko V.A., Sein D.V. Spatial structure of the temporary variability of the Arctic seas surface temperature 39
- Konik A.A., Atadzhanova O.A., Sentyabov E.V. Analysis of mesoscale frontal zones of the Norwegian Sea based on satellite observations and reanalysis data in May 2011–2020 52
- Kapustin I.A., Molkov A.A., Ermoshkin A.V., Dobrokhotova D.V., Danilicheva O.A., Leshchev G.V. Reconstruction of the currents structure in the Kuibyshev Reservoir using satellite data and field measurements 63

Interaction of marine objects, ocean and atmosphere

- Pogorelova A.V., Zemlyak V.L., Kozin V.M. Wave resistance of slender body in unsteady motion under an ice sheet 73

Hydroacoustics

- Konson A.D., Volkova A.A. Broadband noise signal source positioning method using flat linear antenna in Fresnel zone near ‘water-air’ boundary 84

Technical hydrophysics

- Mashoshin A.I., Tsvetkov A.V. Method for determining seabed penetration depth in marine seismic exploration 95

Hydrooptics

- Glukhov V.A., Goldin Yu.A. Marine profiling lidars and their application for oceanological problems 104

Chronicles

- 300 years of the Russian Academy of Sciences and the development of hydrophysics and oceanology in St. Petersburg – Leningrad 129
- To the memory of Mikhail Pavlovich Ivanov 130

УДК 532.529

© К. Н. Волков^{1*}, В. Н. Емельянов¹, И. Е. Капранов², 2024

¹Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова,
190005, ул. 1-я Красноармейская, д. 1, Санкт-Петербург

²АО «ЦКБ МТ «Рубин», 191119, ул. Марата, д. 90, Санкт-Петербург

*dsci@mail.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВИХРЕВОГО КОЛЬЦА С НОРМАЛЬНО РАСПОЛОЖЕННОЙ ПЛОСКОЙ ПРЕГРАДОЙ

Статья поступила в редакцию 12.08.2023, после доработки 05.03.2024, принята в печать 18.03.2024

Аннотация

Необходимость развития моделей и методов расчета нестационарных течений газа и жидкости с концентрированной завихренностью обуславливается широким распространением такого рода течений в природе и технике. Рассматривается численное моделирование формирования вихревого кольца, его распространения и взаимодействия с плоской преградой, ориентированной по нормали к направлению перемещения кольца. Обсуждается построение модели виртуального генератора вихревых колец и выбор комплекса параметров, описывающих генерирующий импульс (продолжительность импульса и его амплитуда). Расчетная область состоит из внутренней области генератора вихревых колец и область внешнего пространства за его срезом, в которой происходит формирование и движение вихревого кольца. Для численных расчетов применяются нестационарные уравнения Навье—Стокса в осесимметричной постановке, для дискретизации которых используется метод конечных объемов. Для моделирования течения, образующегося при движении поршня в трубе, на левом торце генерирующей трубки используются нестационарные граничные условия, описывающие изменение массового расхода во времени. Приводятся распределения давления по преграде и изменение продольной силы, действующей на преграду, во времени, а также изменение характеристик вихревого кольца при его взаимодействии с преградой. Результаты численных расчетов сравниваются с данными физического эксперимента. Приводится качественная картина течения, возникающего при приближении вихревого кольца к стенке, а также обсуждаются ключевые особенности потока и критические точки, которые формируются при взаимодействии вихревого кольца со стенкой.

Ключевые слова: вихревое кольцо, преграда, численное моделирование, давление, сила

UDC 532.529

© К. Н. Волков^{1*}, В. Н. Емельянов¹, И. Е. Капранов², 2024

¹Baltic State Technical University “VOENMEH” named after D.F. Ustinov, 190005, 1st Krasnoarmeyskaya Str., 1, St. Petersburg, Russia

²JSC “CDB MT “Rubin”, 191119, Marata Str., 90, St. Petersburg, Russia

*dsci@mail.ru

SIMULATION OF INTERACTION OF A VORTEX RING WITH A NORMALLY LOCATED FLAT TARGET

Received 12.08.2023, Revised 05.03.2024, Accepted 18.03.2024

Abstract

The need to develop models and methods for calculating unsteady gas and fluid flows with concentrated vorticity is determined by the wide distribution of such flows in nature and technology. Numerical simulation of the formation of a vortex ring, its propagation and interaction with a flat target oriented normal to the direction of movement of the ring is considered. The construction of a model of a virtual generator of vortex rings and the choice of a set of parameters describing the generating pulse (pulse duration and its amplitude) are discussed. The computational domain consists of the internal region of the vortex ring generator and the external space region behind its outlet, in which the formation and movement of the vortex ring occurs. For numerical

Ссылка для цитирования: Волков К.Н., Емельянов В.Н., Капранов И.Е. Моделирование взаимодействия вихревого кольца с нормально расположенной плоской преградой // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2024. Т. 17, № 1. С. 8–22. doi:10.59887/2073-6673.2024.17(1)-1

For citation: Volkov K.N., Emelyanov V.N., Kapranov I.E. Simulation of Interaction of a Vortex Ring with a Normally Located Flat Target. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2024, 17, 1, 8–22. doi:10.59887/2073-6673.2024.17(1)-1

calculations, unsteady Navier–Stokes equations in an axisymmetric formulation are used, for discretization of which the finite volume method is applied. To simulate the flow generated by the movement of the piston in the tube, unsteady boundary conditions are used at the outlet of the generating tube, describing the distribution of mass flow rate over time. The distribution of pressure over the target and the change in the longitudinal force acting on the target over time, as well as the change in the characteristics of the vortex ring during its interaction with the target are given. The results of numerical calculations are compared with the data of a physical experiment. A qualitative pattern of the flow that occurs when a vortex ring approaches a wall is presented, and the key features of the flow and critical points that are formed during the interaction of the vortex ring with the wall are discussed.

Keywords: vortex ring, obstacle, numerical simulation, pressure, force

1. Введение

Вихревые кольца представляют собой устойчивые долгоживущие гидродинамические образования, которые способны двигаться в заданном направлении по прямолинейной траектории, преодолевая значительные расстояния [1, 2]. Вихревые кольца встречаются как в природных явлениях (смерчи, ураганы), так и применяются в практической деятельности человека (тушение пожаров, авиационная техника). Помимо фундаментального значения, взаимодействие вихревого кольца с твердой поверхностью представляет и самостоятельный интерес, поскольку подобное явление возникает в различных приложениях. С эволюцией вихревых течений жидкости или газа вблизи твердых поверхностей связан ряд практически важных задач. В частности, когерентные структуры в виде кольцевых вихрей образуются в импактных струях [3]. При взаимодействии движущегося кольцевого вихря с преградой на преграде возникают касательные напряжения трения, в то время как затраты энергии на образование кольцевого вихря являются незначительными.

Одна из особенностей гидродинамической структуры вихревого кольца является наличие области атмосферы, которая включает в себя вращающиеся в тороидальном вихре массы среды и пространство внутри вихревого кольца [4]. По своей форме атмосфера близка к эллипсоиду вращения до тех пор, пока кольцо сохраняет устойчивую осесимметричную структуру. Атмосфера образуется на этапе формирования вихревого кольца и состоит из среды, находящейся в устройстве генерации, а также из среды, непосредственно прилегающей к выходному отверстию генератора. Вихревое кольцо не подвержено влиянию внешних границ и допускает теоретическое описание как в стационарном, так и в колебательных режимах в рамках основных уравнений гидродинамики. Автомодельная теория описывает эволюцию средних параметров (радиуса, скорости, завихренности) в предположении, что распределение завихренности в ядре является постоянным (твердотельное вращение в ядре) или имеющим специальную форму [1, 2].

При малых числах Рейнольдса образуется вихрь с характерной спиральной структурой. При числах Рейнольдса, превышающих критическое значение, течение становится турбулентным. При этом течение разделяется на ламинарное ядро, в котором сосредоточена завихренность, и область атмосферы, где частицы жидкости совершают хаотическое движение. Критическое число Рейнольдса, построенное по начальному радиусу и скорости вихревого кольца, составляет около 10^3 [5, 6]. Исследования нестационарных процессов, протекающих в вихревом кольце, связаны с моделированием крупномасштабной динамики и различных типов неустойчивости [7, 8].

Во многих случаях гидродинамика взаимодействия вихрей с поверхностью изучается на примере изолированных вихрей [9]. В рамках модели идеальной жидкости влияние поверхности на поле скорости учитывается при помощи введения зеркально-отраженного воображаемого вихревого кольца с противоположной интенсивностью. Предположение о равномерном распределении завихренности внутри вихревого ядра и потенциальном течении вне ядра позволяет использовать теоретические подходы для нахождения поля скорости и потенциала, индуцированного вихревым кольцом, а также распределения давления на плоской поверхности [10, 11].

Начиная с некоторого расстояния, движение вихря отклоняется от закономерности, полученной по модели идеальной жидкости [9]. При взаимодействии вихревого кольца со стенкой необходимо учитывать формирование пограничного слоя, его нестационарный отрыв и генерацию вторичных вихрей, направление циркуляции в которых является противоположным направлению в основном вихре [12, 13]. Отрыв пограничного слоя от твердой поверхности, возникающий вследствие сильного неблагоприятного градиента давления, является существенно нестационарным из-за изменения положения вихрей со временем, что вызывает флуктуации давления на стенке [14, 15]. Вторичные вихри являются более неустойчивыми образованиями по сравнению с основным вихрем [16].

Экспериментальные исследования взаимодействия вихревого кольца с нормально расположенной твердой поверхностью показывают, что отношение диаметров вихревого кольца до и после взаимодействия

с поверхностью практически не зависит от скорости и числа Рейнольдса [17–19]. Вихревая структура течения, возникающего при взаимодействии вихревого кольца с поверхностью, обсуждается в работах [20, 21] как на основе экспериментальных данных, так и результатов моделирования крупных вихрей. Взаимодействие одиночного вихревого кольца и пары вихревых колец с нормальной и наклонной плоской преградой рассматриваются в работе [22]. Исследование поверхностной силы, вызванной столкновением вихревого кольца со стенкой, проводится в работе [23]. Численное моделирование и измерения пристеночного давления показывают, что вклады сил, возникающих при приближении первичного вихря и формировании пристенного течения, являются противоположными по знаку. Результирующая сила оказывается на два порядка меньше, чем эти две силы. Несмотря на то, что результирующая сила, вызванная воздействием вихревого кольца о стенку, достаточно мала, ее вклад, тем не менее, достаточно велик, чтобы вызвать деформацию поверхности стенки. Ядро вихря вблизи стенки создает отрицательное давление, а область с высокой скоростью деформации создает положительное давление, что приводит к значительным флуктуациям пристеночного давления [24].

В данной работе проводится численное моделирование формирования и распространения вихревого кольца, а также его взаимодействия с нормально расположенной плоской преградой. Для формирования вихревого кольца используются различные вихревые генераторы. На основе результатов расчетов построены распределения давления по поверхности преграды, а также получено распределение силы, действующей на преграду, во времени.

2. Формирование вихревого кольца

Генератор вихревых колец представляет собой полый цилиндр. Внутри цилиндра свободно движется поршень с последующей внезапной остановкой, импульсно выталкивающий порцию газа через выходное отверстие. Далее происходит отрыв образовавшейся вихревой структуры и ее перемещение в пространстве вдоль оси, совпадающей с осью поршня. Такие генераторы позволяют получать достаточно интенсивные вихревые кольца с начальной скоростью более 30 м/с и тонким ядром, обладая сравнительно низким уровнем собственного структурного шума. Кроме этого, поршневые генераторы вихревых колец обеспечивают хорошую повторяемость параметров вихря от запуска к запуску.

Для формирования вихревого кольца используется два варианта оформления устройства генерации. В одном из них применяется стенка с отверстием (рис. 1, а). В другом устройстве для получения вихревого кольца используется генератор в виде цилиндрической трубки с открытым концом (рис. 1, б). Внутренний диаметр трубки составляет 0,1 м. Рабочая среда — воздух при нормальных условиях (плотность $\rho = 1,225 \text{ кг/м}^3$, динамическая вязкость $\mu = 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ Па с}$).

Геометрическая модель представляет собой внутреннюю область генератора и область внешнего пространства за срезом сопла, в которой происходит формирование и движение вихревого кольца. Форма расчетной области и ее геометрические размеры приводятся на рис. 2. Линейные размеры нормируются на диаметр генерирующей трубки, который полагается равным $D = 10 \text{ см}$. Толщина преграды составляет $0,15D$, а толщина стенок модели — $0,05D$.

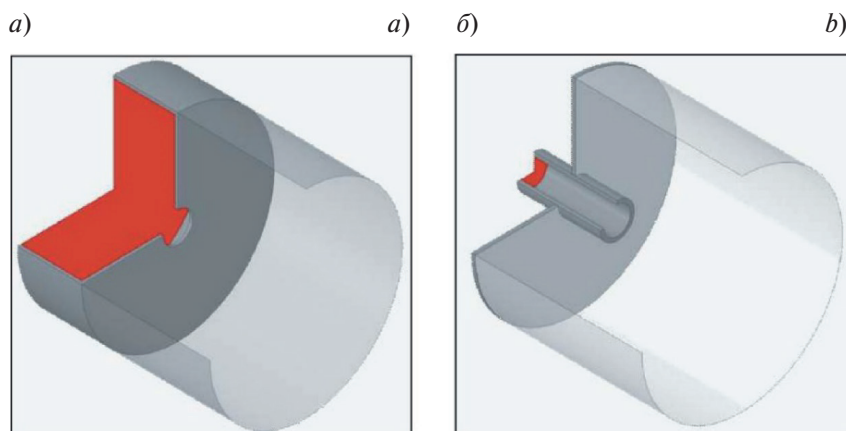


Рис. 1. Генераторы вихревых колец в виде стенки с отверстием (а) и цилиндрической трубки (б)

Fig. 1. Vortex ring generators in the form of a wall with a hole (a) and a cylindrical tube (b)

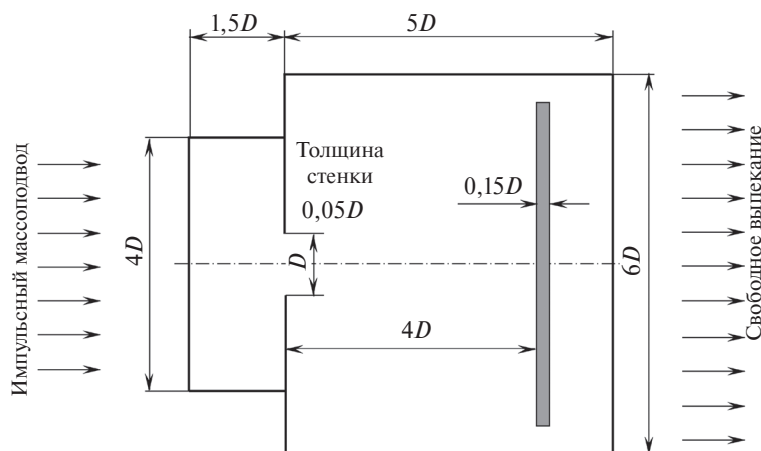


Рис. 2. Геометрия расчетной области

Fig. 2. Geometry of the computational domain

Генерация вихревого кольца осуществляется в результате импульсного истечения струи. Поршень мгновенно разгоняется до постоянной скорости и мгновенно останавливается. Характерным параметром, влияющим на формирование вихревого кольца, является отношение L/D , где L — расстояние, проходимое поршнем, D — диаметр отверстия. При $L/D > 4$ образуется вихревое кольцо и концевая струя с вторичными вихрями, а при $L/D < 4$ — одиночное вихревое кольцо.

В качестве безразмерного комплекса, позволяющего объединить режимные и геометрические параметры, влияющие на генерацию кольца, используется безразмерная длина струи $L_* = VT/R$, где V — характерная скорость истечения струи, T — время истечения струи, R — радиус выходного сечения генерирующей трубки. Слой среды, приходящий в движение в результате генерирующего импульса, имеет протяженность VT .

Для используемого в работе вихревого генератора $R = 0,05$ м. Генерирующий импульс реализуется через задание на входной границе (сечение трубки, противоположное выходному) скорости V , которая остается постоянной от нулевого момента времени до времени T . Далее скорость потока на входе обнуляется.

Границы расчетной области удалены от оси симметрии на расстоянии, превышающее $3D$. В этом случае влияние границ на формирование и распространение вихревого кольца является пренебрежимо малым [16]. Расстояние от выходного сечения генерирующего отверстия до преграды выбирается таким образом, чтобы обеспечивать возможность образования вихря, его разгон, переход к фазе квазиустановившегося движения и прохождение некоторого расстояния перед ударом о преграду. Квазиустановившееся движение вихревого кольца характеризуется практически не изменяющейся во времени скоростью его перемещения.

3. Математическая модель

Для описания формирования вихревого кольца и течения, индуцированного его движением, используются нестационарные уравнения для вязкой несжимаемой жидкости, записанные в осесимметричной постановке. В цилиндрической системе координат основные уравнения имеют следующий вид:

- уравнение неразрывности

$$\frac{\partial r v_x}{\partial x} + \frac{\partial r v_r}{\partial r} = 0;$$

- уравнение изменения количества движения в осевом направлении

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_r \frac{\partial v_x}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left[\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_x}{\partial r} \right) \right];$$

- уравнение изменения количества движения в радиальном направлении

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_r}{\partial x} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left[\frac{\partial^2 v_r}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r v_r}{\partial r} \right) \right].$$

Здесь t — время, x и r — осевая и радиальная координаты, ρ — плотность, p — давление, v_x и v_r — осевая и радиальная компоненты скорости, ν — кинематическая вязкость. В качестве рабочей среды используется воздух.

Для моделирования течения, образующегося при движении поршня в трубе, на левом торце генерирующей трубки используются нестационарные граничные условия. При задании условия учитываются результаты исследований при создании реальных устройств генерации вихревых колец. На левой границе задается распределение массового расхода, зависящего от времени [25]. В качестве выходного граничного условия задается статическое давление. На поверхности преграды, а также на наружной и внутренней стенках трубы используются граничные условия прилипания для скорости ($v_x = v_r = 0$). На оси ставятся условия симметрии течения ($\partial v_x / \partial r = v_r = 0$ при $r = 0$).

Слишком короткий и малоинтенсивный импульс для рассматриваемой геометрической конфигурации и свойств среды приводит к формированию вихря с низкими скоростями из-за недостаточного периода набора кинетической энергии вращательного движения вихрем. Такой вихрь имеет меньшую несущую способность и быстро диссипирует в окружающем пространстве. Напротив, продолжительный и слишком интенсивный импульс приводит к растягиванию образующегося вихревого кольца, что снижает его энергетический потенциал. Излишне затянутый генерирующий импульс также сильно возмущает среду, располагающуюся на пути кольца, что плохо сказывается на его дальнейшем распространении.

4. Численный метод

Расчеты проводятся на основе вычислительного алгоритма, особенности реализации которого приводятся в работах [25, 26]. В отличие от методов моделирования течений вязкой несжимаемой жидкости, основанных на методе для поправки давления или методе псевдосжимаемости, решаются полные уравнения Навье—Стокса для сжимаемой среды.

Дискретизация основных уравнений осуществляется при помощи метода конечных объемов. Для дискретизации конвективных и диффузионных потоков используются противопоточные разностные схемы 3-го порядка точности (схема MUSCL, Monotonic Upwind Scheme for Conservation Laws) и центрированные разностные схемы 2-го порядка точности с расщеплением вектора потока по методу Рунге, а для дискретизации по времени — неявная схема 2-го порядка точности. Для обеспечения устойчивости вычислений при моделировании низкоскоростных течений на основе модели сжимаемой среды используется метод блочного преобусловливания Якоби [26]. Система разностных уравнений решается многосеточным методом на основе V-цикла, а последовательность сеток различной разрешающей способности строится на основе метода схлопывающих граней (Edge Collapsing Method) [26].

В сечении расчетная сетка содержит около 100 тысяч ячеек. Проводится сгущение узлов сетки вблизи кромки выходного отверстия генерирующей камеры. Шаг по времени составляет 0,01 с. Расчеты проводятся на интервале времени порядка 10–15 с.

Для визуализации распространения вихревого кольца задается среда, состоящая из двух компонентов, оба из которых представляют собой воздух. Преобладающим выбирается компонент (индекс 2), который значительно превышает остальные по доле от общей массы среды, наполняющей расчетную область. Переносимая примесь выбирается как второстепенный компонент (индекс 1), поскольку ее доля от всей массы среды значительно меньше доли компоненты, в которой происходит перемещение вихревого кольца.

В начальный момент времени задаются распределения компонентов среды. В области генерирующей трубки пространство заполняется воздухом с индексом 1, а остальная часть расчетной области заполняется воздухом с индексом 2. Положение границы раздела определяется неявным образом с помощью функции-идентификатора среды, описываемой уравнением переноса. В качестве функции-идентификатора выступает объемная доля среды. При этом в областях, занятых разными средами, функция-идентификатор имеет постоянные различающиеся значения.

В начальный момент времени функция-идентификатор имеет ступенчатый профиль на границе контакта. В ходе расчетов вследствие численной диффузии этот профиль постепенно размывается, и точное положение контактной границы становится неопределенным и находится из соответствующего уравнения переноса. В случае необходимости (например, для визуализации) граница контакта определяется либо как область больших градиентов функции-идентификатора, либо как изоповерхность ее среднего значения.

5. Распространение вихревого кольца

Вихревое кольцо представляет собой тороидальный объем завихренной жидкости, который движется в окружающей среде перпендикулярно плоскости кольца. Движение жидкости является осесимметричным, а вектор завихренности (ротор скорости) в торе направлен вдоль окружностей, соосных круговой оси

тора. Поперечное сечение тонких вихревых колец по форме близко к кругу. Вместе с тороидальным вихревым кольцом движется некоторый объем жидкости, охватывающий кольцо и имеющий форму, близкую к форме сплюснутого в направлении движения кольца эллипсоида вращения.

В число параметров вихревого кольца, представляющих практический интерес, входят его геометрические и кинематические характеристики такие, как диаметр кольцевой оси вихря и скорость его перемещения [25, 26]. В качестве параметра, позволяющего оценить интенсивность вихревого движения, выступает степень понижения давления в ядре вихревой структуры. Точка минимума давления позволяет построить динамический маркер, перемещение которого дает изменение во времени продольной координаты вихря. Дифференцирование продольной координаты по времени позволяет получить скорость перемещения вихревого кольца. Определение начальных параметров вихревого кольца производится при удалении вихря на несколько калибров от среза генерирующей трубки, поскольку установление автомодельного распределения завихренности в вихре требует некоторого времени.

Радиус вихревого кольца определяется положением максимума завихренности в ядре. Для оценки размеров ядра вихревого кольца исследуется профиль модуля скорости вдоль линии, проходящей через центр вихревого ядра и параллельной оси движения кольца. Диаметр ядра определяется по положению максимальных значений в распределении модулей скорости внутри вихревого кольца. В соответствии с представлениями автомодельной теории, относительный размер вихря остается постоянным при движении вихря по траектории. С уменьшением размера генерирующей трубки происходит увеличение относительного размера, что связывается с увеличением длины выдуваемой струи, образующей основное вихревое кольцо и вторичные вихри, и, следовательно, с увеличением относительного размера ядра основного вихря при достаточно близких условиях запуска.

Различные этапы формирования вихревого кольца показывает рис. 3. С течением времени происходит изменение направления движения струи при выходе из генератора, захват вихревым кольцом окружающей среды, формирование области влияния вихревого кольца, свободное распространение вихревого кольца.

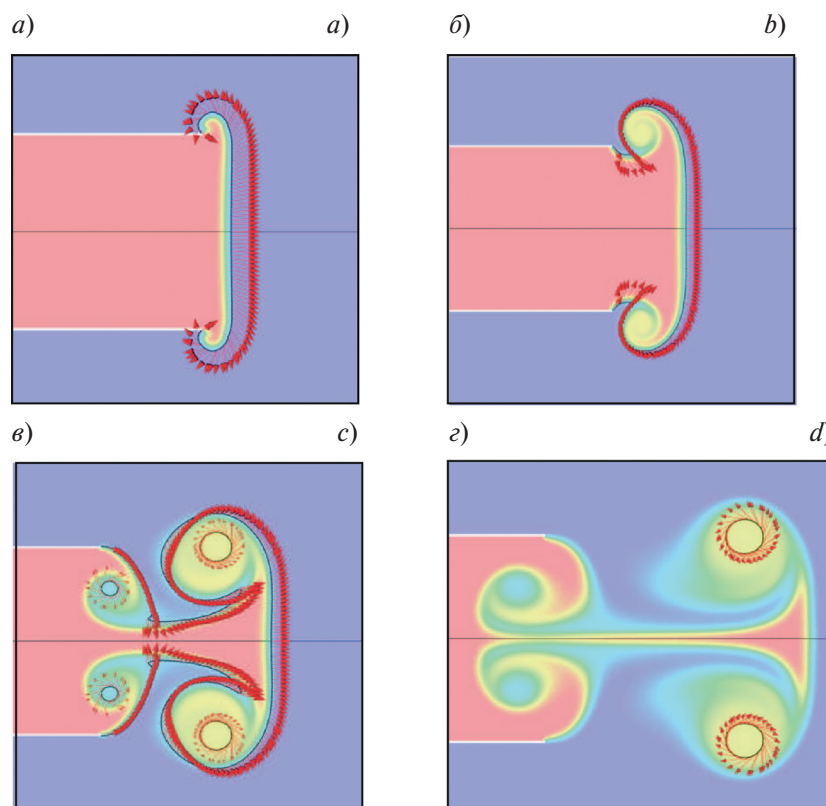


Рис. 3. Этапы формирования вихревого кольца: изменение направления движения струи при выходе из генератора (а), захват вихревым кольцом окружающей среды (б), формирование области влияния вихревого кольца (в), заключительная фаза формирования вихревого кольца (г)

Fig. 3. Stages of formation of the vortex ring: change in the direction of the jet at the exit from the generator (a), capture of the environment by the vortex ring (b), formation of the region of influence of the vortex ring (c), final phase of the formation of the vortex ring (d)

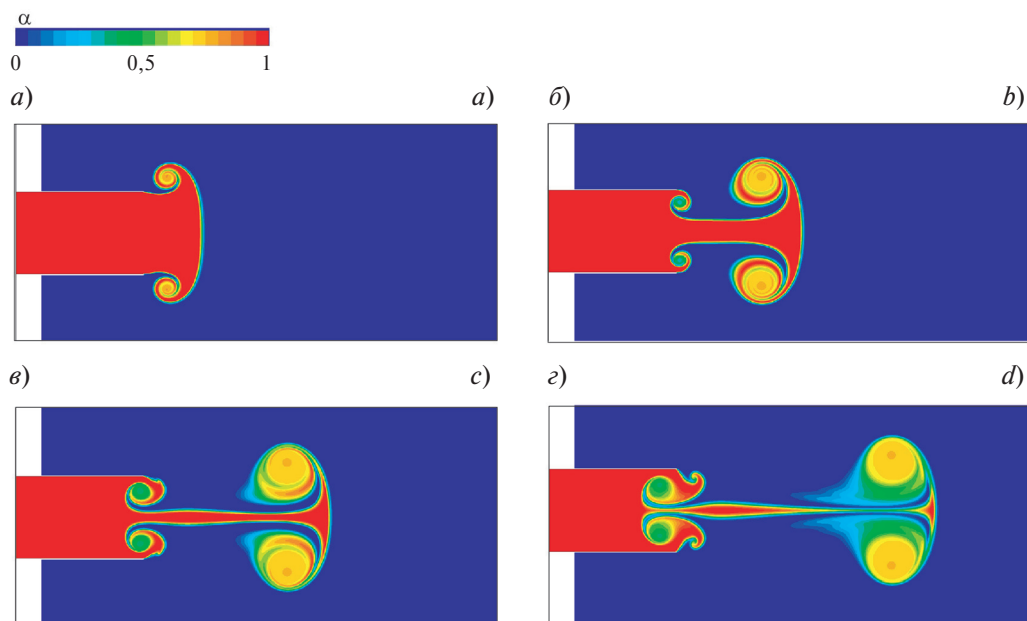


Рис. 4. Визуализация вихревого кольца в моменты времени 1 (а), 3 (б), 5 (в), 7 (г)

Fig. 4. Visualization of the vortex ring at times 1 (a), 3 (b), 5 (c), 7 (d)

Структуру вихревого кольца в различные моменты времени показывает рис. 4. Для визуализации структуры вихревого кольца используется объемная доля воздуха. Значение $\alpha = 0$ соответствует воздуху внутри генерирующей трубки, а значение $\alpha = 1$ — воздуху, в котором происходит движение вихревого кольца. Промежуточные значения объемной доли воздуха позволяют проследить процесс смешения.

Траекторию ядра вихревого кольца показывает рис. 5 в сравнении с данными физического эксперимента [23], соответствующими числу Рейнольдса $Re = 1000$.

Сравнение расчетного профиля завихренности с данными измерений, соответствующими числу Рейнольдса $Re = 1400$, показывает рис. 6. В то время как расчетный профиль завихренности является симме-

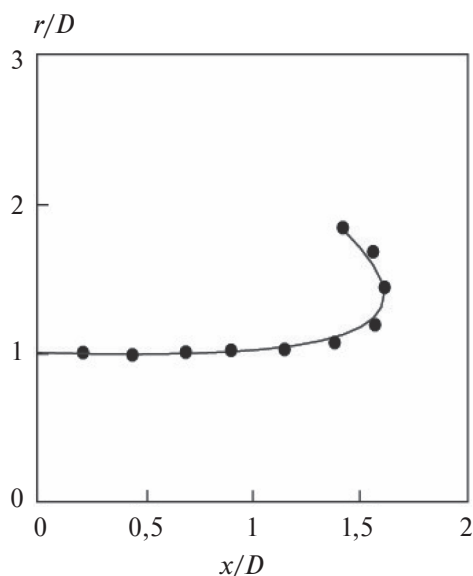


Рис. 5. Траектория ядра вихревого кольца (сплошная линия) в сравнении с данными измерений [23] (черные кружки)

Fig. 5. Trajectory of the core of the vortex ring (solid line) in comparison with the measurement data [23] (black circles)

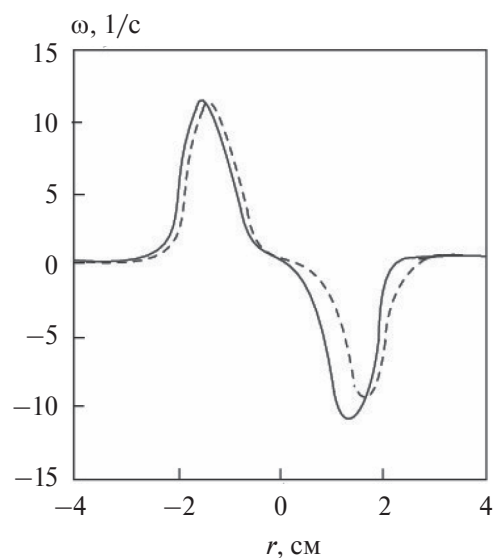


Рис. 6. Профиль завихренности в момент времени $t = 1,67$ с (сплошная линия) в сравнении с данными измерений [27] (пунктирная линия)

Fig. 6. Vorticity profile at time $t = 1.67$ s (solid line) in comparison with measurement data [27] (dashed line)

тричным, экспериментальный профиль отклоняется от симметричного, что, по всей видимости, связано с несовершенством техники измерений. На распределении осевой компоненты скорости точка пересечения кривой с прямой $v_x = V$ соответствует центру ядра вихря и определяет радиус вихря R . В ядре вихря осевая скорость изменяется практически по линейной зависимости. Расстояние между максимумом и минимумом на концах линейного участка кривой $v_x(r)$ равняется удвоенному радиусу ядра вихря. Более точно радиус ядра определяется по распределению радиальной скорости при $r = R$, поскольку наибольший и наименьший пики на таком графике выражены более четко.

Для изучения внутренней структуры вихревого кольца вдоль образующих цилиндрических сечений в расчетной области и сравнения распределений осевой и радиальной скорости с данными физического эксперимента используется ряд контрольных сечений, параллельных оси симметрии. Результаты сравнения расчетных и экспериментальных данных, полученных при изучении дымовых вихревых колец методом термоанемометрии, приводятся в работе [27]. Изменение кинематических параметров вихревого кольца во времени показывает рис. 7. Положение центра вихря соответствует минимуму давления.

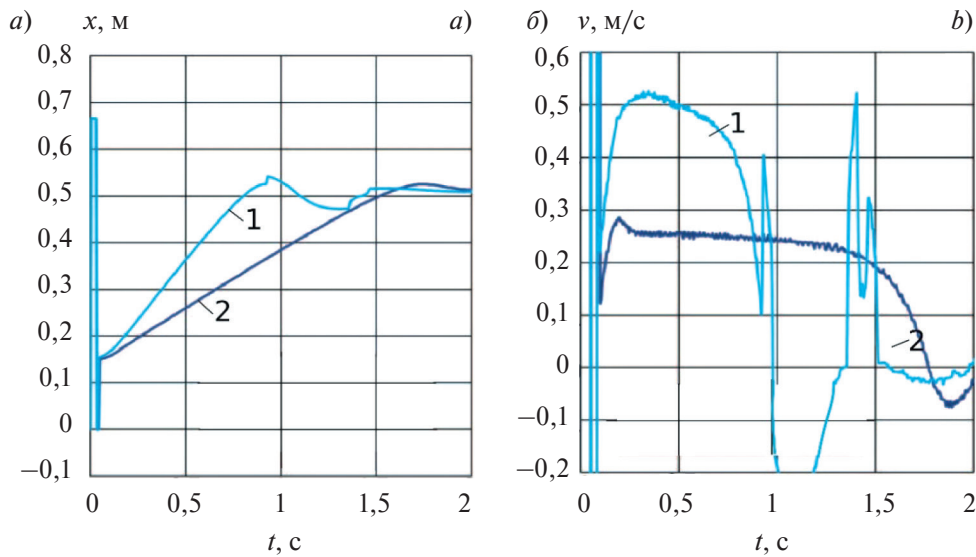


Рис. 7. Изменение положения центра вихря (а) и его скорости (б) во времени при использовании в качестве генератора вихревого кольца стенки с отверстием (линия 1) и цилиндрической трубки (линия 2)

Fig. 7. Change in the position of the center of the vortex (a) and its velocity (b) in time when using a wall with a hole (line 1) and a cylindrical tube (line 2) as a generator of the vortex ring

Диаметр вихревого кольца достаточно хорошо описывается корреляционным соотношением, предложенным в работе [6], а его скорость — соотношением из работы [1]. В результате проведенных расчетов получены значения радиуса кольцевой оси вихревого кольца в зависимости от длины генерирующей струи. Эти значения в безразмерном виде представлены на рис. 8. Радиус кольцевой оси при обезразмеривании относится к радиусу генерирующей трубки R . Наряду с расчетными значениями, на рис. 8 представлена теоретическая кривая, соотношение для которой имеет вид [4]

$$R^3 - \left(1 - \frac{\gamma}{2k}\right) R^2 - \alpha R - \frac{1 - \alpha/2}{2k} L + \alpha = 0,$$

где $\alpha = 0.91$, $\gamma = 0.385$, $k = 2$ — эмпирические коэффициенты, полученные по результатам обработки экспериментальных данных [4]. Значения безразмерных радиусов вихревого кольца, полученные расчетным путем, удовлетворительно совпадают с теоретической кривой. С увеличением длины генерирующей струи нелинейно возрастает радиус вихревого кольца.

Слой смешения, выходящий из точки отрыва, представляет собой диффундирующую вихревую плену, спиральное ядро которой образует концентрированный вихрь. Этот концентрированный вихрь с отрицательной циркуляцией поддерживает существование рециркуляционной области в течение длительного времени. Распределение завихренности внутри рециркуляционной области является неоднородным, что объясняется

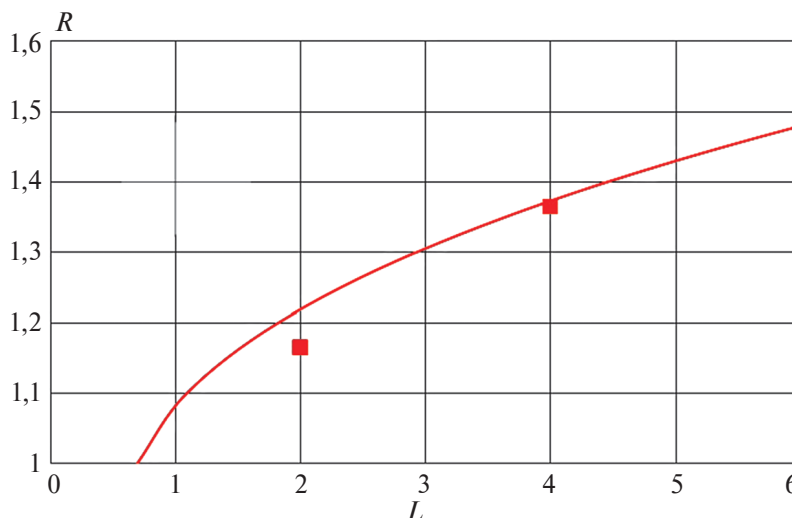


Рис. 8. Безразмерный радиус вихревого кольца в зависимости от безразмерной длины генерирующей струи (квадраты) в сравнении с данным автомодельной теории (сплошная линия)

Fig. 8. Dimensionless radius of the vortex ring depending on the dimensionless length of the generating jet (squares) in comparison with the data of the self-similar theory (solid line)

нестационарностью течения. Тонкая область на дне рециркуляционной зоны, примыкающая к твердой поверхности, подчиняется уравнениям пограничного слоя. Приближение потока к критической точке происходит, как и с противоположной стороны, под действием неблагоприятного градиента давления, что приводит к отрыву пограничного слоя и сходу во внешний поток завихренности положительного знака.

6. Силовое воздействие на преграду

Взаимодействие с поверхностью играет существенную роль в процессе уменьшения циркуляции вихрей со временем. Основным механизмом диссипации завихренности является взаимодействие вихрей.

По мере приближения вихревого кольца к стенке индуцируется пристенный пограничный слой из-за условия прилипания стенки, и одновременно увеличивается диаметр первичного вихревого кольца. Растекание первичного вихревого кольца вызывает радиальное течение вблизи стенки. Радиальная скорость потока увеличивается от оси симметрии первичного вихревого кольца, достигает максимума в месте расположения ядра первичного вихря, а затем уменьшается до нуля. Следовательно, соответствующее пристеночное давление сначала уменьшается от оси симметрии первичного вихревого кольца, достигает минимума в ядре первичного вихря, а затем увеличивается в радиальном направлении. Существует неблагоприятный градиент давления вдоль растекания первичного вихря.

Одной из причин изменения характера массопереноса после взаимодействия вихревого кольца с препятствием является перестройка течения в его атмосфере и вокруг ядра. В пограничном слое при обтекании препятствия вихревым кольцом происходит образование завихренности противоположного знака по отношению к завихренности самого ядра. Взаимодействие завихренности, генерируемой препятствием, с вихревым кольцом приводит к срыву и уносу части завихренности из атмосферы и пограничного слоя ядра в гидродинамический след.

Взаимодействие вихревого кольца с преградой приводит к развитию ряда гидродинамических процессов. В момент контакта кольца с преградой происходит сжатие атмосферы вихревого кольца (того объема среды, который движется вместе с кольцом). При этом кольцевая ось вихря увеличивается в диаметре, а размер ядра уменьшается. Центральная часть атмосферы, где локализуются наибольшие скорости при свободном движении кольца, устремляется на периферию и начинает вращаться вместе с ядром вихря. Прохождение этого объема среды вблизи преграды сопровождается локальным подъемом давления.

В результате численных расчетов получены локальные распределения гидродинамических характеристик, обработанные в виде распределений давления вдоль поверхности преграды для нескольких характер-

ных моментов времени (рис. 9). При использовании в качестве генератора стенки с отверстием максимум давления на преграде почти в 3 раза превосходит максимальное давление, соответствующее генератору в виде цилиндрической трубки.

Интегрирование распределений давления и сдвиговых напряжений по поверхности преграды позволяет получить силу, действующую на преграду (рис. 10). Силовое воздействие вихревого кольца на преграду в начальной фазе проявляется в виде двух пиков давления, второй из которых является более интенсивным. Дальнейшее воздействие вихревого кольца на преграду характеризуется серией пиков меньшей интенсивности с монотонным затуханием амплитуды.

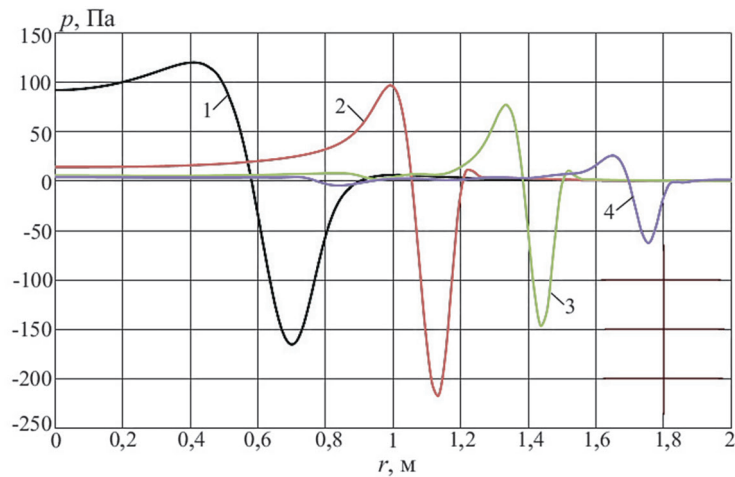


Рис. 9. Радиальные распределения давления по поверхности преграды при взаимодействии вихревого кольца с преградой в моменты времени 17 с (линия 1), 19 с (линия 2), 21 с (линия 3), 24 с (линия 4)

Fig. 9. Radial pressure distributions over the barrier surface during the interaction of the vortex ring with the barrier at the time instants 17 s (line 1), 19 s (line 2), 21 s (line 3), 24 s (line 4)

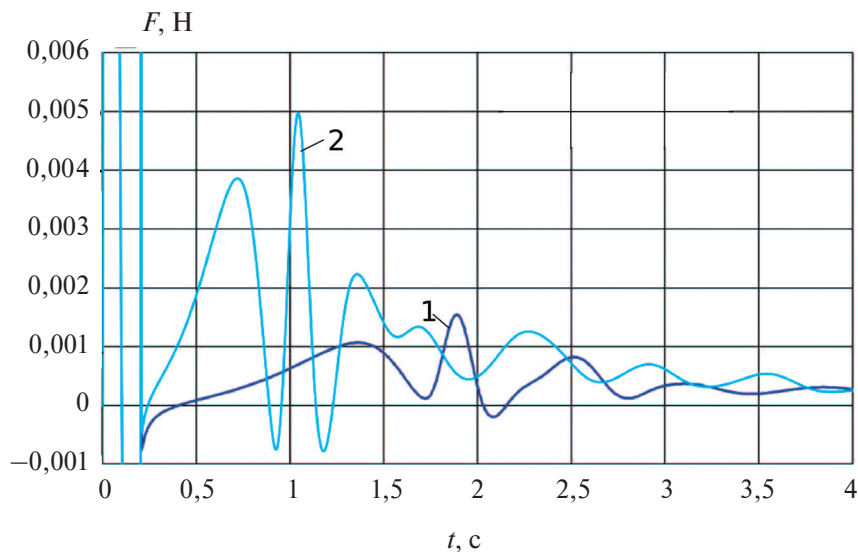


Рис. 10. Изменение продольной силы, действующей на преграду, во времени при использовании в качестве генератора вихревого кольца стенки с отверстием (линия 1) и цилиндрической трубки (линия 2)

Fig. 10. Variation of the longitudinal force acting on the barrier over time when using a wall with a hole (line 1) and a cylindrical tube as a vortex ring generator

Структуру вихревого кольца при его взаимодействии с плоской преградой показывает рис. 11 и рис. 12 для двух различных методов генерации вихревого кольца. После взаимодействия с преградой вихревое кольцо разрушается, что приводит к формированию ряда вторичных вихрей различного размера и интенсивности.

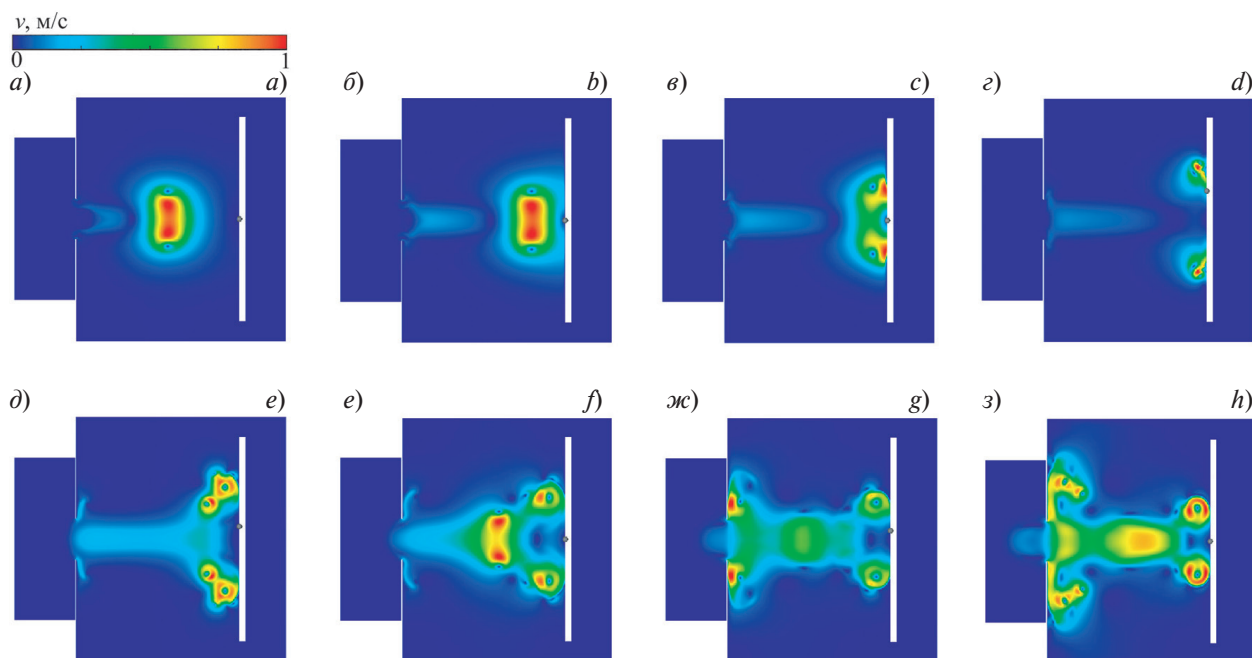


Рис. 11. Скорость вихревого кольца в моменты времени 0,5 (а), 0,8 (б), 0,9 (в), 1 (г), 1,5 (д), 2 (е), 3 (ж), 4 (з) в случае формирования вихревого кольца при помощи стенки с отверстием

Fig. 11. Velocity of the vortex ring at times 0.5 (a), 0.8 (b), 0.9 (c), 1 (d), 1.5 (e), 2 (f), 3 (g), 4 (h) in the case of formation vortex ring using a wall with a hole

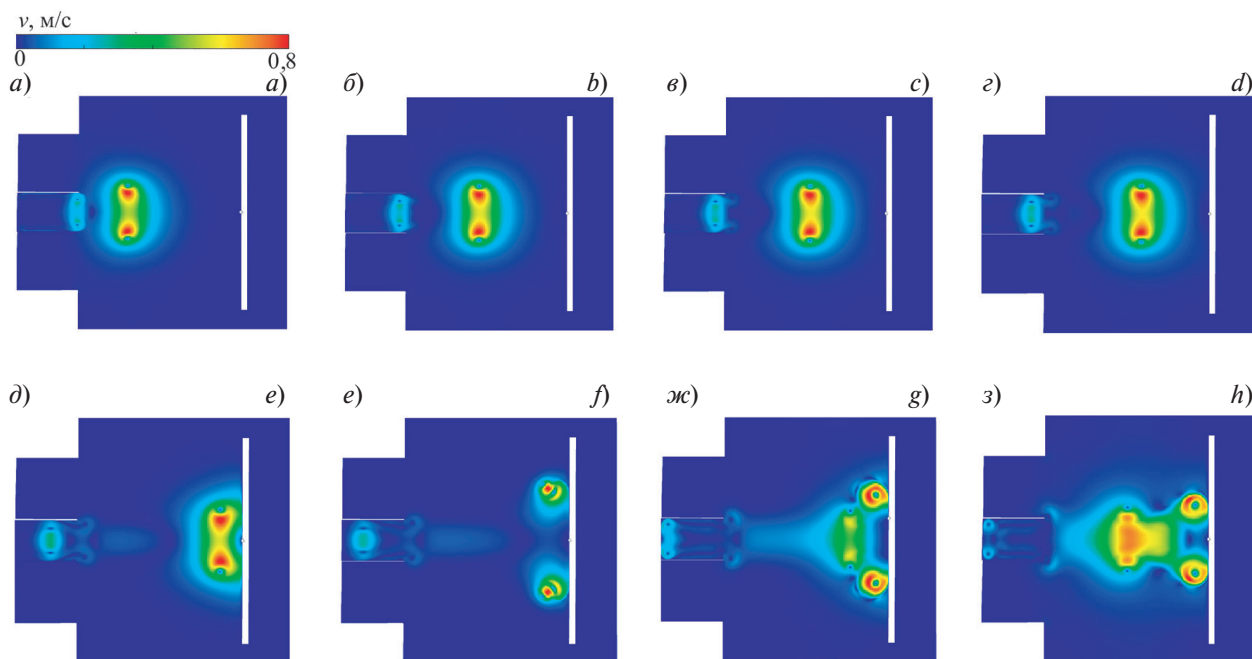


Рис. 12. Скорость вихревого кольца в моменты времени 0,5 (а), 0,8 (б), 0,9 (в), 1 (г), 1,5 (д), 2 (е), 3 (ж), 4 (з) в случае формирования вихревого кольца при помощи цилиндрической трубки

Fig. 12. Velocity of the vortex ring at times 0.5 (a), 0.8 (b), 0.9 (c), 1 (d), 1.5 (e), 2 (f), 3 (g), 4 (h) in the case of formation vortex ring using a cylindrical tube

Распределения максимального давления на преграде во времени показывает рис. 13. В момент столкновения вихревого кольца со стенкой наблюдается пик давления. Положение пика давления и его величина зависят от способа генерации вихревого кольца.

Изолинии напряжения сдвига на стенке показаны на рис. 14. Вырожденная бифуркационная линия совпадает с седловыми точками и показывает точку перехода между радиально расширяющимся потоком и стационарным течением в дальней зоне, увлекаемым в сторону вихря. Распределение напряжения сдвига подчеркивает изменения условий течения вблизи стенки, когда вихревое кольцо сталкивается со стенкой и развиваются вторичные вихри.

По мере приближения вихревого кольца к стенке, расположенной по нормали к направлению его распространения, вихревое кольцо начинает расширяться в радиальном направлении. Ядро вихря уменьшается, а завихренность по величине увеличивается за счет растяжения вихря. Пограничный слой образуется в результате индуцированного радиального течения из-за условия прилипания к стенке. Пограничный слой на стенке растет, прежде чем в конечном итоге отделиться и сформировать вторичный вихрь, который имеет направление вращения, противоположное основному вихрю. На рис. 14 показаны ключевые особенности потока и критические точки, которые развиваются при движении вихревого кольца. Вихревое кольцо визуализируется изоповерхностью критерия λ_2 (собственное число тензора градиента скорости), а изолинии завихренности и изменения поля скоростей потока показаны в направлении нормали к стенке. Поле скорости характеризуется распределением завихренности, генерируемой вихревым кольцом, и приводит к радиально расширяющемуся потоку на поверхности преграды, который затем увлекается вверх и назад к центру вихревого кольца. Седловые точки указывают на изменение направления потока между радиально расширяющимся потоком и неподвижным потоком в дальней зоне, который также увлекается в сторону вихря. Изолинии завихренности показывают пограничный слой, формирующийся на стенке из-за близости вихревого кольца.

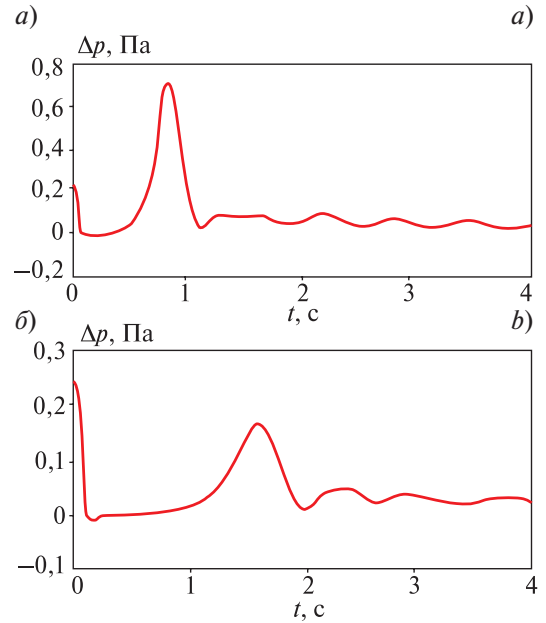


Рис. 13. Распределения максимального давления на преграде во времени в случае формирования вихревого кольца при помощи стенки с отверстием (а) и цилиндрической трубки (б)

Fig. 13. Distributions of the maximum pressure on the barrier in time in the case of the formation of a vortex ring using a wall with a hole (a) and a cylindrical tube (b)

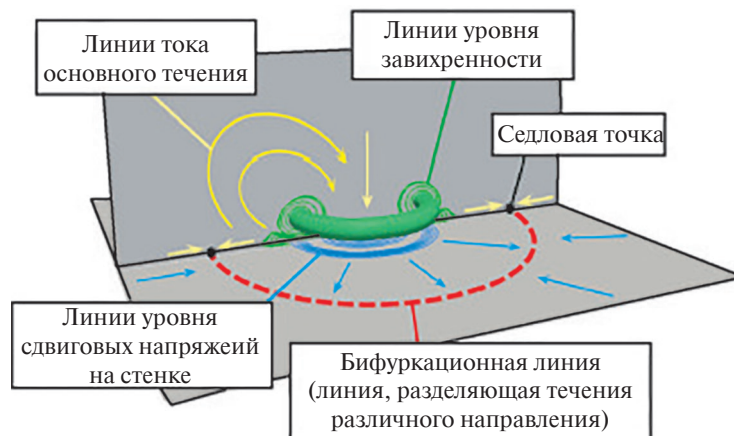


Рис. 14. Структура течения, возникающего при приближении вихревого кольца к стенке

Fig. 14. Structure of the flow arising when the vortex ring approaches the wall

7. Заключение

На основе численных расчетов определены геометрические и гидродинамические характеристики вихревого кольца с учетом конструктивных особенностей вихревого генератора и исследован процесс формирования вихревого кольца при его импульсной генерации. Представлены зависимости характеристик формирования вихревых колец от параметров, определяющих условия их формирования.

Получены распределения давления и максимального давления на преграде во времени. Распределения максимального давления на преграде во времени имеют максимум, соответствующий моменту столкновения вихревого кольца со стенкой. Приведена качественная картина течения, возникающего при приближении вихревого кольца к стенке, а также показаны ключевые особенности потока и критические точки, которые развиваются при движении вихревого кольца. По мере приближения вихревого кольца к стенке наблюдается расширяющийся поток на поверхности преграды, который увлекается вверх и назад к центру вихревого кольца. Наличие седловых точек свидетельствует об изменении направления потока между радиально расширяющимся потоком и неподвижным потоком в дальней зоне.

Генератор вихревого кольца в виде стенки с отверстием обеспечивает существенно более интенсивную закрутку потока в процессе генерации по сравнению с генератором в виде цилиндрической трубки, а также большей скоростью распространения и интенсивностью вихревого движения в ядре, приводя к более высокому ударному воздействию на преграду.

Научное значение полученных результатов обусловлено фундаментальностью проблемы массообмена в гидродинамике и тем, что вихревое кольцо является примером изолированного концентрированного вихря. Закономерности, установленные при исследовании вихревых колец, связаны с вихревым характером течения и могут быть перенесены на другие концентрированные вихри. Практическое значение проведенных исследований связано с тем, что вихревые кольца нередко возникают в различных техногенных и природных процессах.

Финансирование

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 21-19-00657), <https://rscf.ru/project/21-19-00657/>.

Funding

This work was supported by the Russian Science Foundation (project No. 21-19-00657), <https://rscf.ru/project/21-19-00657/>.

Литература

1. Saffman P.G. The velocity of viscous vortex rings // *Studies in Applied Mathematics*. 1970. Vol. 49. P. 371–380. doi:10.1002/sapm1970494371
2. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М.: Наука, 1973. 416 с.
3. Алексеев С.В., Маркович Д.М., Семенов В.И. Турбулентная структура газонасыщенной импактной струи // *Известия РАН. Механика жидкости и газа*. 2002. № 5. С. 22–33.
4. Ахметов Д.Г. Формирование и основные параметры вихревых колец // *Прикладная механика и техническая физика*. 2001. Т. 42, № 5. С. 70–83.
5. Maxworthy T. The structure and stability of vortex rings // *Journal of Fluid Mechanics*. 1972. Vol. 51. P. 15–32. doi:10.1017/S0022112072001041
6. Maxworthy T. Some experimental studies of vortex rings // *Journal of Fluid Mechanics*. 1977. Vol. 81. P. 465–495. doi:10.1017/S0022112077002171
7. Shariff K., Verzicco R., Orlandi P. A numerical study of the three-dimensional vortex ring instabilities: viscous corrections and early nonlinear stage // *Journal of Fluid Mechanics*. 1994. Vol. 279. P. 351–375. doi:10.1017/S0022112094003939
8. Ghosh D., Baeder J.D. High-order accurate incompressible Navier–Stokes algorithm for vortex-ring interactions with solid wall // *AIAA Journal*. 2012. Vol. 50, N 11. P. 2408–2422. doi:10.2514/1.J051537
9. Walker D.A., Smith C.R., Cerra A.W., Doliganski T.L. The impact of a vortex ring on a wall // *Journal of Fluid Mechanics*. 1987. Vol. 181. P. 99–140. doi:10.1017/S0022112087002027
10. Skripkin S.G., Tsoy M.A., Kuibin P.A., Shtork S.I. Study of pressure shock caused by a vortex ring separated from a vortex rope in a draft tube model // *Journal of Fluids Engineering*. 2017. Vol. 139, N 8. P. 081103. doi:10.1115/1.4036264

11. Куйбин П.А., Скрипкин С.Г., Цой М.А., Шторк С.И. Моделирование удара вихревого кольца о твердую поверхность // Письма в журнал технической физики. 2019. Т. 45, Вып. 1. С. 38–41. doi:10.21883/PJTF.2019.01.47155.17527
12. Boldes U., Ferreri J.C. Behavior of vortex rings in the vicinity of a wall // *Physics of Fluids*. 1973. Vol. 16, N 11, 2005–2006. doi:10.1063/1.1694246
13. Ghosh D., Baeder J.D. Numerical simulation of vortex ring interactions with solid wall // *AIAA Paper*. 2011. N 2011–675.
14. Barker S.J., Crow S.C. Motion of two-dimensional vortex pairs in a ground effect // *Journal of Fluid Mechanics*. 1977. Vol. 82. P. 659–671. doi:10.1017/S0022112077000913
15. Luton J.A., Ragab S.A. The three-dimensional interaction of a vortex pair with a wall // *Physics of Fluids*. 1997. Vol. 9. 2967. doi:10.1063/1.869408
16. Orlandi P., Verzicco R. Vortex ring impinging on walls: axisymmetric and three-dimensional simulations // *Journal of Fluid Mechanics*. 1993. Vol. 256. P. 615–645.
17. Никулин В.В. Экспериментальное исследование взаимодействия вихревого кольца с твердой поверхностью в широком диапазоне скоростей его движения // *Теплофизика и аэромеханика*. 2014. Т. 21, № 5. С. 587–591.
18. Musta M.N. Interaction of a vortex ring with a cutting thin plate // *Measurement*. 2016. Vol. 88. P. 104–112. doi:10.1016/j.measurement.2016.03.040
19. Xu Y., Wang J.J. Flow structure evolution for laminar vortex rings impinging onto a fixed solid wall // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2016. Vol. 75. P. 211–219. doi:10.1016/j.expthermflusci.2016.02.010
20. New T.H., Zang B. Head-on collisions of vortex rings upon round cylinders // *Journal of Fluid Mechanics*. 2017. Vol. 833. P. 648–676. doi:10.1017/jfm.2017.599
21. New T.H., Gotama G.J., Vevek U.S. A large-eddy simulation study on vortex-ring collisions upon round cylinders // *Physics of Fluids*. 2021. Vol. 33. 094101. doi:10.1063/5.0057475
22. Bourne K., Wabono S., Ooi A. Numerical investigation of vortex ring ground plane interactions // *Journal of Fluids Engineering*. 2017. Vol. 139. P. 071105. doi:10.1115/1.4036159
23. Chu C.-C., Wang C.-T., Chang C.-C. Vortex ring impinging on a solid plane surface-vortex structure and surface force // *Physics of Fluids*. 1995. Vol. 7. P. 1391–1401. doi:10.1063/1.868527
24. Naguiba A.M., Koochesfahani M.M. On wall-pressure sources associated with the unsteady separation in a vortex ring/wall interaction // *Physics of Fluids*. 2004. Vol. 16. P. 2613–2622. doi:10.1063/1.1756914
25. Волков К.Н., Емельянов В.Н., Капранов И.Е. Моделирование и визуализация формирования вихревого кольца, его распространения и переноса им пассивной примеси // *Вычислительные методы и программирование*. 2021. Т. 22, № 3. С. 182–199.
26. Volkov K. Multigrid and preconditioning techniques in CFD applications / *CFD Techniques and Thermo-Mechanics Applications* / Z. Driss, B. Necib, H.-C. Zhang. Springer International Publishing, 2018. P. 83–149.
27. Волков К.Н., Емельянов В.Н., Капранов И.Е. Численное моделирование распространения вихревого кольца и переноса им пассивной примеси // *Инженерно-физический журнал*. 2022. Т. 95, № 6. С. 1516–1525.
28. Dabiri J.O., Gharib M. Fluid entrainment by isolated vortex rings // *Journal of Fluid Mechanics*. 2004. Vol. 511. P. 311–331. doi:10.1017/S0022112004009784
29. Ахметов Д.Г. Модель формирования вихревого кольца // *Прикладная механика и теоретическая физика*. 2008. Т. 49, № 6. С. 25–36.

References

1. Saffman P.G. The velocity of viscous vortex rings. *Studies in Applied Mathematics*. 1970, 49, 371–380. doi:10.1002/sapm1970494371
2. Lavrentiev M.A., Shabat B.V. Problems of fluid dynamics and their mathematical models. *Moscow, Nauka*, 1973. 416 p. (in Russian).
3. Alekseenko S.V., Markovich D.M., Semenov V.I. Turbulent structure of a gas-liquid impinging jet. *Fluid Dynamics*. 2002, 37, 5, 684–694.
4. Akhmetov D.G. Formation and basic parameters of vortex rings. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. 2001, 42, 5, 794–805.
5. Maxworthy T. The structure and stability of vortex rings. *Journal of Fluid Mechanics*. 1972, 51, 15–32. doi:10.1017/S0022112072001041
6. Maxworthy T. Some experimental studies of vortex rings. *Journal of Fluid Mechanics*. 1977, 81, 465–495. doi:10.1017/S0022112077002171

7. Shariff K., Verzicco R., Orlandi P. A numerical study of the three-dimensional vortex ring instabilities: viscous corrections and early nonlinear stage. *Journal of Fluid Mechanics*. 1994, 279, 351–375. doi:10.1017/S0022112094003939
8. Ghosh D., Baeder J.D. High-order accurate incompressible Navier–Stokes algorithm for vortex-ring interactions with solid wall. *AIAA Journal*. 2012, 50, 11, 2408–2422. doi:10.2514/1.J051537
9. Walker D.A., Smith C.R., Cerra A.W., Doliganski T.L. The impact of a vortex ring on a wall. *Journal of Fluid Mechanics*. 1987, 181, 99–140. doi:10.1017/S0022112087002027
10. Skripkin S.G., Tsoy M.A., Kuibin P.A., Shtork S.I. Study of pressure shock caused by a vortex ring separated from a vortex rope in a draft tube model. *Journal of Fluids Engineering*. 2017, 139, 8, 081103. doi:10.1115/1.4036264
11. Kuibin P.A., Skripkin S.G., Tsoi M.A., Shtork S.I. Modeling the impact of a vortex ring on a solid surface. *Technical Physics Letters*. 2018, 44, 1222–1225. doi:10.1134/S1063785019010115
12. Boldes U., Ferreri J.C., Behavior of vortex rings in the vicinity of a wall. *Physics of Fluids*. 1973, 16, 2005. doi:10.1063/1.1694246
13. Ghosh D., Baeder J.D. Numerical simulation of vortex ring interactions with solid wall. *AIAA Paper*. 2011, 2011–675.
14. Barker S.J., Crow S.C. Motion of two-dimensional vortex pairs in a ground effect. *Journal of Fluid Mechanics*. 1977, 82, 659–671. doi:10.1017/S0022112077000913
15. Luton J.A., Ragab S.A. The three-dimensional interaction of a vortex pair with a wall. *Physics of Fluids*. 1997, 9, 2967. doi:10.1063/1.869408
16. Orlandi P., Verzicco R. Vortex ring impinging on walls: axisymmetric and three-dimensional simulations. *Journal of Fluid Mechanics*. 1993, 256, 615–645.
17. Nikulin V.V. Experimental study of interaction between a vortex ring and a solid surface for a wide range of ring velocities. *Thermophysics and Aeromechanics*. 2014, 21, 5, 561–565. doi:10.1134/S0869864314050047
18. Musta M.N. Interaction of a vortex ring with a cutting thin plate. *Measurement*. 2016, 88, 104–112. doi:10.1016/j.measurement.2016.03.040
19. Xu Y., Wang J.J. Flow structure evolution for laminar vortex rings impinging onto a fixed solid wall. *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2016, 75, 211–219. doi:10.1016/j.expthermflusci.2016.02.010
20. New T.H., Zang B. Head-on collisions of vortex rings upon round cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*. 2017, 833, 648–676. doi:10.1017/jfm.2017.599
21. New T.H., Gotama G.J., Vevek U.S. A large-eddy simulation study on vortex-ring collisions upon round cylinders. *Physics of Fluids*. 2021, 33, 094101. doi:10.1063/5.0057475
22. Bourne K., Wabono S., Ooi A. Numerical investigation of vortex ring ground plane interactions. *Journal of Fluids Engineering*. 2017, 139, 071105. doi:10.1115/1.4036159
23. Chu C.-C., Wang C.-T., Chang C.-C. Vortex ring impinging on a solid plane surface-vortex structure and surface force. *Physics of Fluids*. 1995, 7, 1391–1401. doi:10.1063/1.868527
24. Naguiba A.M., Koochesfahani M.M. On wall-pressure sources associated with the unsteady separation in a vortex ring/wall interaction. *Physics of Fluids*. 2004, 16, 2613–2622. doi:10.1063/1.1756914
25. Volkov K.N., Emelyanov V.N., Kapranov I.E. Simulation and visualization of formation of vortex ring, its propagation and transportation of passive scalar. *Numerical Methods and Programming*. 2021, 22, 3, 182–199 (in Russian).
26. Volkov K. Multigrid and preconditioning techniques in CFD applications / CFD Techniques and Thermo-Mechanics Applications / Z. Driss, B. Necib, H.-C. Zhang. *Springer International Publishing*. 2018, 83–149.
27. Volkov K.N., Emelyanov V.E., Kapranov I.E. Numerical simulation of the propagation of a vortex ring and of the transfer of a passive impurity by it. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*. 2022, 95, 6, 1489–1497. doi:10.1007/s10891-022-02617-5
28. Dabiri J.O., Gharib M. Fluid entrainment by isolated vortex rings. *Journal of Fluid Mechanics*. 2004, 511, 311–331. doi:10.1017/S0022112004009784
29. Akhmetov D.G. Model of vortex ring formation. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. 2008, 49, 6, 909–918. doi:10.1007/s10808-008-0113-4

Об авторах

ВОЛКОВ Константин Николаевич, ведущий научный сотрудник, доктор физико-математических наук, ORCID ID: 0000-0001-6055-2323, WoS ResearcherID: S-4492–2018, Scopus AuthorID: 8663950000, SPIN-код: 6690-8864, e-mail: dsci@mail.ru

ЕМЕЛЬЯНОВ Владислав Николаевич, профессор, доктор технических наук, ORCID ID: 0000-0001-6055-2323, Scopus AuthorID: 7004697417, SPIN-код: 9453-6312, e-mail: vlademelyanov@gmail.com

КАПРАНОВ Илья Евгеньевич, научный сотрудник, кандидат технических наук, ORCID ID: 0000-0003-4839-8137, e-mail: mrkap@yandex.ru

УДК 551.468

© А. А. Родионов^{1,3}, Р. Е. Ванкевич¹, М. К. Клеванная^{2*}, Н. Е. Вольцингер¹, 2024

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

²ООО «Кардинал-софт», 192212, Белградская ул., д. 16, Санкт-Петербург

³Санкт-Петербургский научный центр РАН, 199034, Университетская наб., д. 5, Санкт-Петербург

*marin-kl@ya.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ БАРОТРОПНОЙ ПРИЛИВНОЙ ДИНАМИКИ КУРИЛЬСКОГО РЕГИОНА

Статья поступила в редакцию 06.07.2023, после доработки 25.10.2023, принята в печать 05.03.2024

Аннотация

Решается 3D краевая задача расчета баротропной приливной динамики Курильского региона, включающего южную область Охотского моря, проливы Курильской гряды и ее материковый склон.

Краевая задача в гидростатическом приближении реализуется в постановке для контравариантных потоков программного комплекса Cardinal.

Моделирование приливной динамики проливов курильской гряды и ее материкового склона имеет особое значение в связи с высоким геостратегическим престижем региона. Исключительная сложность рельефа области, содержащей десятки подводных вулканов, требует решения задачи в полной негидростатической постановке; это делает необходимым многопроцессорную реализацию модели с высоким сеточным разрешением для ее репрезентативности. С целью кардинального уменьшения вычислительных затрат предложена рациональная методика рассмотрения и воспроизведения приливной динамики на 2D вертикальных разрезах области при решении на разрезах краевой задачи с повышенным сеточным разрешением.

Приводится постановка краевых задач на продольных и поперечных вертикальных разрезах в негидростатической формулировке и в гидростатическом приближении.

Приводятся результаты расчета полей уровня и скорости приливных течений, генерируемых доминирующей лунно-солнечной волной K_1 и суммарным приливом в подобластях региона, результаты расчета структуры вертикальной скорости на разрезах области; приводятся результаты сравнения придонной вертикальной скорости над подводной горой и на свале глубин в гидростатической и негидростатической постановках, расчет частотного спектра и энергии приливных течений.

Ключевые слова: Курильские проливы; материковый склон; баротропный прилив; гидростатика/негидростатика; вертикальные разрезы области; поля приливных характеристик

UDC 551.468

© А. А. Rodionov^{1,3}, R. E. Vankevich¹, M. K. Klevannaya^{2*}, N. E. Voltzinger¹, 2024

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

²LLC CARDINAL-Soft, 16/2 Belgradskaya Str., St. Petersburg, 192212, Russia

³St. Petersburg Research Center, RAS, 5 Universitetskaya Nab., St. Petersburg, 199034, Russia

*marin-kl@ya.ru

MODELING THE BAROTROPIC TIDAL DYNAMICS OF THE KURIL REGION

Received 06.07.2023, Revised 25.10.2023, Accepted 05.03.2024

Abstract

A 3D boundary-value problem for computation barotropic tidal dynamics is solved at Kuril region, including southern part of the Okhotsk Sea, the Kuril Straits and its continental slope.

The model is realised in statement for the contravariant components of velocity vector of the Programmed Complex “Cardinal”.

Modeling the tidal dynamics of the straits of the Kuril Chain and its continental slope is of particular importance due to the high geostrategic prestige of the region. The exceptional complexity of the relief of the area containing dozens of underwater

Ссылка для цитирования: 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. doi:10.59887/2073-6673.2024.17(1)-2

For citation: Rodionov A.A., Vankevich R.E., Klevannaya M.K., Voltzinger N.E. Modeling the Barotropic Tidal Dynamics of the Kuril Region. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2024, 17, 1, 23–38. doi:10.59887/2073-6673.2024.17(1)-2

volcanoes requires solving the problem in a complete non-hydrostatic formulation; this necessitates a multiprocessor implementation of the model with a high grid resolution for model representativity. An efficient methods for tidal dynamic reproduction at the 2D vertical cross-cuts domain is described.

A statement of boundary problem at vertical cross-cuts is considered both in non-hydrostatic formulation and hydrostatic approximation.

The results of computation contain the field of level tidal currents generated by the dominant wave K_1 and summary wave in the synodic period; results of comparison the bottom vertical velocity at submarine mountain and on sharp depth changes in the hydrostatic and non-hydrostatic statements, result related to structure vertical velocity at cross-cut, the frequency spectrum and energy of tidal currents.

Keywords: Kuril Straits, continental slope, barotropic tide, hydrostatic/non-hydrostatic, vertical cuts of the domain, fields of tidal characteristics

1. Введение

Топография региона. Курильский регион простирается на многие сотни километров от полосы островов Курильской гряды до ложа Тихого океана глубиной 6000 м, включая глубоководный желоб 9000 м (рис. 1).

Регион отличается чрезвычайной изрезанностью топографии дна. Почти все проливы гряды имеют sill при глубине до 600 м за исключением пролива Буссоль глубиной до 2300 м и Крузенштерна 1900 м. Особенной сложностью отличается топография дна пролива Буссоль, содержащего подводный вулканический массив и полтора десятка подводных вулканов при крутизне склона до 20–25°. Подводная часть Курильской гряды состоит из двух параллельных хребтов, отстоящих на 100 км. Вершины внутреннего хребта образуют гряду Курильских островов, протянувшихся от о. Хоккайдо до Камчатки. Внешний хребет, хребет Витязь, скрыт под водой. К юго-востоку эта зона обрывается глубоким Курило-Камчатским желобом, протяженностью по изобате 6000 м на 2000 км и шириной 20–60 км при максимальной глубине свыше 9 км. Далее к югу у ложа Тихого океана протягивается вал Зенкевича высотой около 300 м над дном и шириной до 400 км. На склонах вала разбросано более десятка подводных гор с высотой до 3400 м, с вершинами до поверхности на глубине 1800 м.

Моделирование приливной динамики на склоне. Рельеф дна материкового склона к югу от желоба имеет умеренный уклон, понижаясь в среднем от 3-х до 7-ми км на расстоянии нескольких сотен км. Если принять такую среднюю глубину региона за его характерную глубину H_0 , а его протяженность L_0 за характерную длину, то $\varepsilon = \frac{H_0}{L_0} = O(10^{-2})$. Число Фридрихса ε^2 является главной частью критерия, определяющего

отношение динамической компоненты давления и его статической компоненте [1] и при $\varepsilon^2 = O(10^{-4})$ моделирование можно выполнить в гидростатическом (Гс) приближении. Но дело в том, что такая оценка лишена смысла, ибо на горном рельефе глубина локальна и понятие характерной глубины заменяется не- которой ее мерой H_0 , отношение $\varepsilon = \frac{H_0}{L_0} = \text{tg}\alpha$, выражая уклон, выступает в целостном виде и число Фридрихса возрастает на несколько порядков. Это означает желательность, а иногда и необходимость — в зависимости от значения ε^2 — решения краевой задачи в негидростатической (Нг) постановке.

Моделирование приливной динамики на всем материковом склоне Курил в Нг постановке требует многопроцессорной реализации. Альтернативная возможность: решение в Гс приближении при выделении подобластей Нг, осуществимо на персональном компьютере только при относительно небольших размерах области, например, пролива с подводной горой [2] либо одного Четвертого пролива гряды [3]. Для материкового склона Курил с множеством Нг подобластей реализация модели при высоких вычислительных затратах тоже требует параллелизации счета.

Для практической однопроцессорной реализации модели требуется свой метод.

Открытую область Q со сложным рельефом дна можно задавать вертикальными прямоугольными гранями и при использовании вертикальной σ -координаты, спрямляющей дно и свободную поверхность, Q — параллелепипед. Такое задание области можно считать простым случаем преобразования к гранично-согласованным координатам при контравариантном представлении только вертикальной скорости и без изменения метрики. Преобразование $(\xi, \eta, \sigma) \Rightarrow (x, y, \sigma)$, не меняет горизонтальных декартовых координат, изменяя их градиенты. Оно легко обобщается на случай гладких криволинейных граней, когда $\xi = \xi(X)$, $\eta = \eta(y)$.

Моделирование в (ξ, η, σ) -координатах упрощает реализацию, но в Нг постановке 3D краевая задача по-прежнему нереализуема без параллелизации вычислений. Однако ее 2D варианты — краевые задачи в вертикальных плоскостях (ξ, σ) и (η, σ) представляют рациональную и эффективную методику изучения динамики региона на таких его вертикальных разрезах.

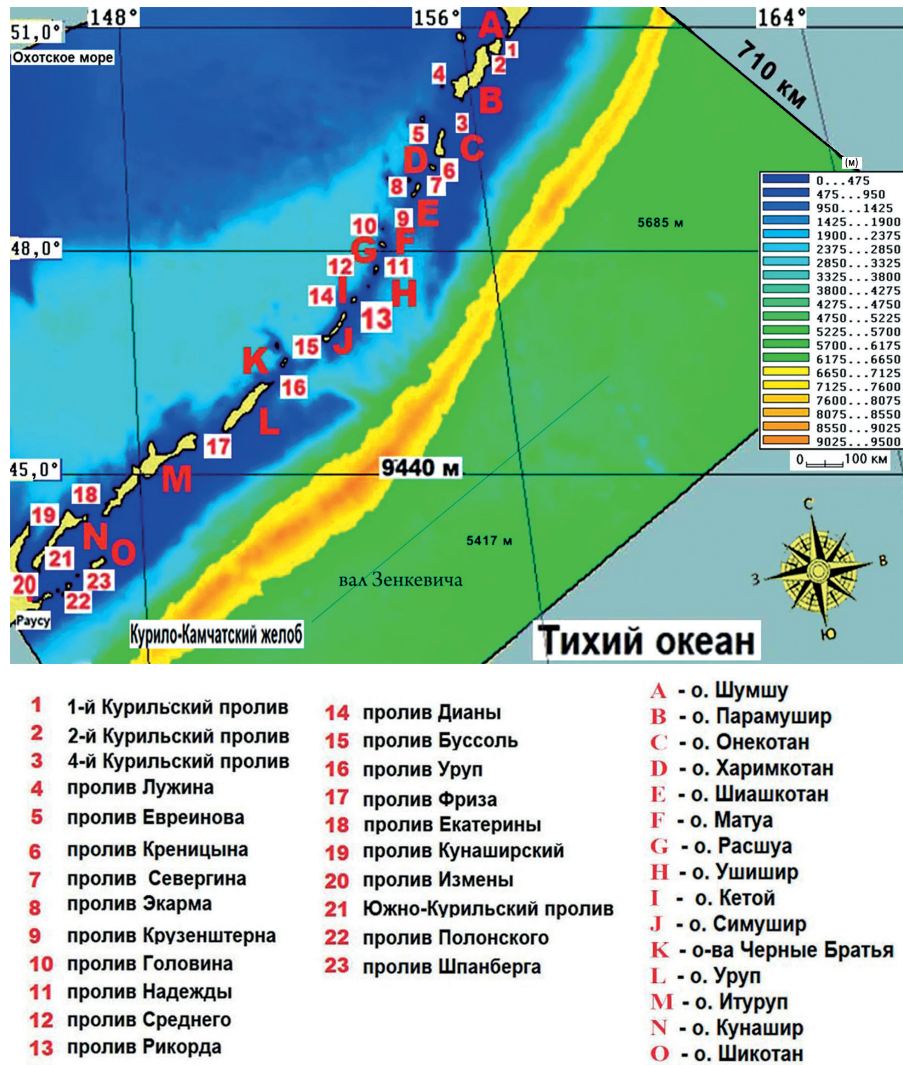


Рис. 1. Курильский регион

Fig. 1. Region of the Kuril

Гидродинамика региона. Основной водообмен между граничными регионами осуществляется через следующие проливы гряды: Буссоль, Крузенштерна и Четвертый. Приливной транспорт, превышающий 8 Sv ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ м}^3/\text{с}$, направлен через различные проливы либо на юго-запад в Тихий океан, либо на северо-восток в Охотское море; при этом существует и огибающее гряду сильное антициклоническое течение. В водообмене доминируют суточные приливные волны: лунно-солнечная K_1 и главная лунная O_1 с периодами соответственно $T = 23,93$ и $T = 26,87$ ч, главная солнечная P_1 с $T = 24,07$ ч, а также полусуточные волны: главная лунная M_2 с $T = 12,42$ ч и главная солнечная S_2 с $T = 12,00$ ч.

Обзор библиографии. В работе [4] установлено, что динамика региона в основном определяется приливными волнами из Тихого океана, распространяющимися вдоль гряды с фазовой скоростью 100 м/с и амплитудой до 1 м, со скоростью приливного течения 15 см/с, в проливах амплитуда увеличивается до 2,5 м, а скорость — до 2,5 м/с. В изменчивой схеме течений проливы южной гряды являются стоковыми для Охотского моря, а северные — для океана. В работе [5] приводятся результаты расчета баротропной волны K_1 в 2D постановке на сетке 5×5 км. Нг комплекс MIT (Massachusetts Institute of Technology) использовался в [6] для изучения роли диапикнического перемешивания в водообмене; полученное значение транспорта -26 Sv (знак минус означает направление в Тихий океан) значительно выше, чем у других авторов [6, 7]. Генерация мезомасштабных вихрей, одной из важнейших сторон динамики региона, изучалась в [7] в 3D Гс постановке в прямоугольной области 900×500 км с 37 уровнями по вертикали и постоянной глубине 2900 м. В работе [8] в такой же постановке рассматривались сезонные вариации переноса; в частности, получено, что скорости течений через пролив Буссоль на глубине 750 м варьируют в пределах $-6, -17$ см/с,

а на глубине 15 м — от -15 см/с до -50 см/с. Моделирование в постановке двухслойных уравнений [9] показало, что наибольшее значение вытока из Охотского моря в океан через проливы приходится на февраль—март, достигая 9 Sv. Влияние временных изменений процесса вертикального перемешивания на термохалинную составляющую переноса изучалось в [10] в области, включающей обширные зоны Охотского моря и материкового склона, на модели с разрешением 50 км и 51-м уровнем по вертикали на сетке с шагом от 1 до 1000 м. Расчет на 60 лет выявил значительное влияние суточных, двухнедельных и полугодовых интервальных осреднений на термохалинную циркуляцию.

Моделирование приливной динамики проливов Курильской гряды и ее материкового склона имеет особое значение в связи с высоким геостратегическим значением региона. Исключительная сложность рельефа области, содержащей десятки подводных вулканов, требует решения задачи в полной Нг постановке, что сложно реализуемо на существующих вычислительных мощностях. С целью кардинального уменьшения вычислительных затрат предложена рациональная методика рассмотрения и воспроизведения приливной динамики на 2D вертикальных разрезах области при решении на разрезах краевой задачи с повышенным сеточным разрешением. Основное внимание в исследовании уделяется изучению нелинейных аспектов взаимодействия баротропного прилива с подводным рельефом.

Результаты расчета приливной динамики региона Северных проливов гряды представлены в [3]. Краевая задача решалась в Гс приближении $\Delta_{\min} = 245$ м, $\Delta_{\max} = 1050$ м и $\tau = 35$ с. Результаты содержат поля скоростей волны M_2 в ее приливном цикле. Приведено сравнение хода вертикальной скорости решения задач в Гс и Нг постановках; показано, что учет динамической компоненты давления необходим для корректного представления транспорта через Курильские проливы.

В следующем п. 2 приводятся постановки Нг задач во всей области и на ее вертикальных разрезах в (ξ, η, σ) координатах. В п. 3 представлен численный метод решения уравнений модели, реализуемый при использовании программного комплекса Cardinal [11].

В п. 4 содержится информация о базе данных и параметрах модели. В п. 5 приводится совокупность результатов моделирования приливной динамики региона. В п. 6 обсуждаются результаты и формулируются выводы работы.

2. Постановка краевой задачи баротропной динамики

2.1. Негидростатическая краевая задача

В области $Q_0 \subset \{Q(x, y, z); 0 \leq t \leq T; -h \leq z \leq \zeta\}$ с границей ∂Q решается система уравнений:

$$\frac{d}{dt} \mathbf{v} + g \nabla_2 \zeta + \frac{1}{\rho_0} \nabla_2 q + \mathbf{f} \mathbf{v}^0 + f_r \mathbf{w}^0 = D \mathbf{v}, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \mathbf{w} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial q}{\partial z} - f_r u = D \mathbf{w}, \quad (2)$$

$$\nabla^* \mathbf{u} = 0, \quad (3)$$

где $\mathbf{v} = (u, v)$; $\mathbf{u} = (\mathbf{v}, w)$; $\nabla_2 = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right)$; $\nabla = \left(\nabla_2, \frac{\partial}{\partial z} \right)$, ρ_0 — отсчетное значение плотности, q — динамическое давление, $\mathbf{f}$ — вертикальная компонента ускорения Кориолиса, f_r — его горизонтальная компонента, $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u}^* \nabla$ — оператор адвекции, $D = \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial z} + \nabla_2 (K \nabla_2)$ — оператор турбулентной вязкости; $\mathbf{v}^0 = (-v, u)$; $\mathbf{w}^0 = (w, 0)$.

Граничные условия: В области Q_m с границей $\partial Q \subset \partial Q_1 + \partial Q_2$.

Условия по вертикали:

$$\left. \frac{\partial w}{\partial n} \right|_{-h} = 0, \left. w \right|_{\zeta} = \frac{\partial \zeta}{\partial t}, \left. v \frac{\partial v}{\partial n} \right|_{-h} = 0, \left. v \frac{\partial v}{\partial n} \right|_{\zeta} = 0, \quad (4)$$

где n — проекция внешней нормали к поверхности; на непроницаемой части боковой поверхности ∂Q_1 ставится условие на нормальную компоненту скорости:

$$\mathbf{v}_n = 0. \quad (5)$$

На открытой границе ∂Q_2 на вытоке используется экстраполяция скорости из области; на втоке задается информация, определяющая обе компоненты скорости:

$$\mathbf{v}|_{\partial Q_2} = \gamma, \quad (6)$$

и условие на оператор горизонтальной вязкости:

$$K \frac{\partial \mathbf{v}_n}{\partial n} \Big|_{\partial Q_2} = 0. \quad (7)$$

Краевая задача (1)–(7) решается при начальном условии $\mathbf{u}|_{t=0} = \mathbf{u}^0$. Динамическое давление определяется из краевой задачи для уравнения Пуассона, конструируемого из уравнений (1)–(3).

2.2. Гидростатическое приближение

Гс приближение следует из (1) при $q = 0$ и редукции уравнения (2) к соотношению гидростатики:

$$\frac{\partial p}{\partial z} + g\rho = 0. \quad (8)$$

При этом вертикальная скорость определяется из уравнения неразрывности (3). Краевая Гс задача решается при условии $w|_{\xi} = \xi_t$ и условиях по горизонтали (5)–(7).

2.3. Уравнение в (ξ, η, σ) -координатах

Введем координаты:

$$\xi = x, \quad \eta = y, \quad \sigma = (z - \zeta)H^{-1}, \quad \tau = t. \quad (9)$$

Уравнения (1–2) примут вид:

$$\frac{d}{d\tau}u + g\frac{\partial \zeta}{\partial \xi} + \rho_0^{-1} \left(\frac{\partial q}{\partial \xi} + \frac{\partial q}{\partial \sigma} \sigma_x \right) - f_v + f_r w = Du, \quad (10)$$

$$\frac{d}{d\tau}v + g\frac{\partial \zeta}{\partial \eta} + \rho_0^{-1} \left(\frac{\partial q}{\partial \eta} + \frac{\partial q}{\partial \sigma} \sigma_y \right) + f_u = Dv, \quad (11)$$

$$\frac{dw}{d\tau} + \rho_0^{-1} \frac{\partial q}{\partial \sigma} \sigma_z - f_r u = Dw, \quad (12)$$

$$u_\xi + u_\sigma \sigma_x + v_\eta + v_\sigma \sigma_y + w_\sigma \sigma_z = 0, \quad (13)$$

здесь:

$$\frac{d}{d\tau} = \frac{\partial}{\partial \tau} + u \frac{\partial}{\partial \xi} + v \frac{\partial}{\partial \eta} + W \frac{\partial}{\partial \sigma}, \quad W = \sigma_t + \mathbf{u} \nabla \sigma, \quad D\mathbf{u} = H^{-2} \frac{\partial}{\partial \sigma} v \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \sigma} + \nabla_2 (K \nabla_2).$$

Уравнение неразрывности (13) преобразуется к дивергентному виду:

$$H_\tau + (uH)_\xi + (vH)_\eta + HW_\sigma = 0, \quad (14)$$

$$\text{или } (uH)_\xi + (vH)_\eta + H\hat{W}_\sigma = 0, \quad \hat{W} = u\sigma_x + v\sigma_y + w\sigma_z. \quad (15)$$

Умножая уравнения (10)–(12) на H , уравнение (14) соответственно на u , v , w , запишем уравнения движения в дивергентном виде:

$$(uH)_\tau + (u^2 H)_\xi + (uvH)_\eta + (uWH)_\sigma + gH \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} + \frac{H}{\rho_0} \left(\frac{\partial q}{\partial \xi} + \frac{\partial q}{\partial \sigma} \sigma_x \right) - Hf_v + Hf_r w = HDu, \quad (16)$$

$$(vH)_\tau + (uvH)_\xi + (v^2 H)_\eta + (vWH)_\sigma + gH \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} + \frac{H}{\rho_0} \left(\frac{\partial q}{\partial \eta} + \frac{\partial q}{\partial \sigma} \sigma_y \right) + Hf_u = HDv, \quad (17)$$

$$(wH)_\tau + (uwH)_\xi + (vwH)_\eta + (wWH)_\sigma + \frac{H}{\rho_0} \frac{\partial q}{\partial \sigma} \sigma_z - f_r Hu = HDw. \quad (18)$$

2.4. Краевые задачи на вертикальных разрезах области

Уравнения на вертикальных разрезах следует из (15–18).

На 2D вертикальном разрезе (η, σ) $0 \leq \eta \leq \hat{\eta}$ имеем:

$$(Hv)_\tau + (v^2 H)_\eta + (vWH)_\sigma + gH\zeta_y + \frac{H}{\rho_0}(q_\eta + q_\sigma \sigma_y) = HDv, \quad (19)$$

$$(Hw)_\tau + (vwH)_\eta + (wWH)_\sigma + \frac{H}{\rho_0}q_\sigma \sigma_z = HDw, \quad (20)$$

$$(vH)_\eta + H\hat{W}_\sigma = 0. \quad (21)$$

Уровень ζ определяется из вертикально осредненных уравнений:

$$\zeta_t + (H\bar{v})_y = 0, \quad \bar{v}_t + g\zeta_y = 0. \quad (22)$$

Граничные условия: В области $\Omega_\eta(\eta, \sigma, \tau)$ с границей $\partial\Omega = \partial\Omega_1 + \partial\Omega_2$ $0 \leq \eta \leq \hat{\eta}$ имеем: $\eta|_0 = \eta_0(t)$, $v_\eta|_{\partial\Omega_1} = 0$, $v|_{\partial\Omega_2} = 0$, $v|_{\partial\Omega_2}$ — экстраполяция по значениям выходящей волны;

$$\bar{W}|_{\sigma=-1} = 0, \quad \bar{W}|_{\sigma=0} = -\zeta_t/H. \quad (23)$$

Гидростатическое приближение следует из (19), (21) при определении вертикальной скорости:

$$\hat{W} = -\frac{1}{H} \int_{-1}^{\sigma} (vH)_\eta d\sigma, \quad w = H(\hat{W} - v\sigma_y). \quad (24)$$

Аналогично, краевая задача на вертикальном разрезе (ξ, σ) следует из уравнений (16), (18) при $v = 0$ в области $\Omega_\xi(\xi, \sigma, \tau)$ с границей $\partial\Omega_2$ при условиях:

$$u_\xi|_{\partial\Omega} = 0; \quad \bar{W}|_{\sigma=-1} = 0, \quad \bar{W}|_{\sigma=0} = -\frac{\zeta_t}{H}. \quad (25)$$

3. Численная реализация модели

Уравнения (16)–(18) решаются расщеплением по физическим переменным поэтапно на каждом временном шаге $k \Rightarrow k+1$, [3]. На заключительном этапе шага имеем:

$$\left[(Hu)^{k+1} - (Hu)^* \right] / \tau + \frac{H}{\rho_0} (q_\xi + q_\sigma \sigma_x)^{k+1} = 0, \quad (26)$$

$$\left[(Hv)^{k+1} - (Hv)^* \right] / \tau + \frac{H}{\rho_0} (q_\eta + q_\sigma \sigma_y)^{k+1} = 0, \quad (27)$$

$$\left[(Hw)^{k+1} - (Hw)^* \right] / \tau + \frac{H}{\rho_0} q_\sigma^{k+1} \sigma_z = 0. \quad (28)$$

Умножая первое уравнение на σ_x , второе — на σ_y , третье — на σ_z , получим:

$$\left(H\hat{W} \right)^{k+1} - \left(H\hat{W} \right)^* + H \frac{\tau}{\rho_0} \left(q_\xi \sigma_x + q_\sigma \sigma_x^2 + q_\eta \sigma_y + q_\sigma \sigma_y^2 + q_\sigma \sigma_z^2 \right)^{k+1}. \quad (29)$$

Дифференцируя уравнения (26), (27) и (29) и складывая их с учетом уравнения неразрывности (15), получим:

$$\left(Hq_\xi \right)_\xi^{k+1} + \left(Hq_\eta \right)_\eta^{k+1} + H \left(\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2 \right) q_{\sigma\sigma}^{k+1} + \psi^k = \rho_0 / \tau \left[(Hu)_\xi^* + (Hv)_\eta^* + (H\hat{W}_\sigma)^* \right], \quad (30)$$

где

$$\psi = \left(Hq_\sigma \right)_\xi \sigma_x + \left(Hq_\sigma \right)_\xi \sigma_y + \left(Hq_\xi \right)_\sigma \sigma_z + \left(Hq_\eta \right)_\sigma \sigma_y = 2H \left(q_{\xi\sigma} \sigma_x + q_{\eta\sigma} \sigma_y \right).$$

Уравнение (30) решается при условиях:

$$q|_{\partial Q_1} = 0, \quad \frac{\partial q}{\partial n}|_{\partial Q_2} = 0, \quad \frac{\partial q}{\partial n}|_{\sigma=-1} = 0, \quad \frac{\partial q}{\partial n}|_{\sigma=0} = -w_t. \quad (31)$$

Уравнения Пуассона для q на вертикальных разрезах области следуют из (30), (31). На разрезе (η, σ) решается уравнение:

$$\begin{aligned} (Hq_\eta)_{\eta}^{k+1} + H(\sigma_y^2 + \sigma_z^2)q_{\sigma\sigma}^{k+1} = -2Hq_{\eta\sigma}^k \sigma_y + \rho_0 / \tau \left[(Hv)_{\eta}^* + H\hat{W}_{\sigma}^* \right], \\ \hat{W} = v\sigma_y + w\sigma_z, \end{aligned} \quad (32)$$

при условиях:

$$q|_{\eta=0} = 0, \quad q|_{\eta=\hat{\eta}} = 0; \quad \frac{\partial q}{\partial n}\bigg|_{\sigma=-1} = 0, \quad \frac{\partial q}{\partial n}\bigg|_{\sigma=0} = -w_t. \quad (33)$$

На разрезе (ξ, σ) решается уравнение:

$$\begin{aligned} (Hq_{\xi})_{\xi}^{k+1} + H(\sigma_x^2 + \sigma_z^2)q_{\sigma\sigma}^{k+1} = -2Hq_{\xi\sigma}^k \sigma_x + \rho_0 / \tau \left[(Hu)_{\xi}^* + H\hat{W}_{\sigma}^* \right], \\ \hat{W} = u\sigma_x + w\sigma_z, \end{aligned} \quad (34)$$

при условиях для $0 \leq \xi \leq \bar{\xi}$:

$$q|_{\eta=0} = 0, \quad q|_{\eta=\hat{\eta}} = 0; \quad \frac{\partial q}{\partial n}\bigg|_{\sigma=-1} = 0, \quad \frac{\partial q}{\partial n}\bigg|_{\sigma=0} = -w_t. \quad (35)$$

Краевые задачи для уравнения Пуассона (30–35) решаются итерационно в попеременном сочетании метода верхней релаксации по горизонтали и прогонки по вертикали.

Умножая уравнения (10)–(12) — на $\mathbf{u}H$, (14) — на $|\mathbf{u}|^2 + g\xi + \frac{q}{\rho_0}$, и складывая результат, имеем уравнение кинетической энергии:

$$\frac{1}{2} \left(H|\mathbf{u}|^2 + g\xi^2 \right)_t + (ue)_{\xi} + (ve)_{\eta} + (We)_{\sigma} - \left(H\sigma_t \frac{q}{\rho_0} \right)_{\sigma} = \psi, \quad (36)$$

где $e = H \frac{1}{2} |\mathbf{u}|^2 + g\xi + \frac{q}{\rho_0}$, $\psi = HuD_{\mathbf{u}}$, $D_{\mathbf{u}}$ — оператор вязкости.

Уравнение потенциальной энергии баротропного движения $\hat{e} = \rho_0 gH$ следует из уравнения неразрывности (14):

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{e} + \nabla_2 (ve) + \frac{\partial}{\partial \sigma} (W\hat{e}) = 0. \quad (37)$$

4. База данных и параметры

4.1. База данных

Область модели и поле глубин представлены на рис. 1. Поле глубин взято из глобальной модели рельефа ETOPO 2022 (30'')¹. На открытой границе с океаном задавались: приливные колебания уровня, соответствующие суточной волне K_1 , а также суммарному приливу, содержавшему 14 гармоник, полученных из глобальной баротропной приливной модели TPXO² [12]. Для суммарного прилива расчет выполнялся для периода с 01.09.2022 по 26.09.2022.

4.2. Параметры модели

Расчетный домен обозначен на рис. 1. Площадь акватории $1,5 \times 10^6$ км²; средняя глубина $\bar{h} = 3434$ м, $h_{\max} = 9440$ м. Расчеты в Гс постановке выполнены на сетке, содержащей 81921 узел со средним шагом $\Delta = 8989$, $\Delta_{\min} = 603$ м, 30 слоев по глубине и шагом по времени $t = 26$ с, продолжительность расчета — 26 суток, в подобластях, требующих повышенной разрешимости и на вертикальных разрезах области, $\Delta = 2006$ м, $\Delta_{\min} = 617$ м, при 30 уровнях по глубине и $\tau = 6$ с, продолжительность расчета — пять суток.

¹<https://www.ncei.noaa.gov/products/etopo-global-relief-model> (дата обращения: 05.01.2024)

²<https://www.tpxo.net/home> (дата обращения: 05.01.2024)

Коэффициент горизонтального турбулентного обмена K определялся по закону Ричардсона $4/3$, его значение варьирует в пределах от $20 \cdot 10^3$ до $500 \cdot 10^3$ м²/с, в зависимости от шага сетки. В пространстве сетка фиксирована по времени. Реализация Нг модели на вертикальных разрезах области использовала сетку с шагом $\Delta = 90$ м при 200 уровнях по глубине.

5. Результаты

Моделирование динамики проливов. Цепь островов Курильской гряды между о. Хоккайдо и Камчаткой служит водоразделом между водами Охотского моря и северо-западной частью Тихого океана. Водобмен осуществляется через десятки проливов шириной от 1 до 50 км при средней глубине 500 м.

Моделирование динамики проливов Курильской гряды выполнялось во многих работах — от одной из первых [5] до одной из последних [3]. Это объясняется геополитическим значением области проливов, но верно и то, что динамика проливов гряды интересна для моделирования и сама по себе.

Изолинии уровня моря в момент максимального прилива и отлива для района Четвертого Курильского пролива представлены на рис. 2 и 3 соответственно. Изолинии максимальной скорости суммарной волны в области Четвертого Курильского пролива даны на рис. 4.

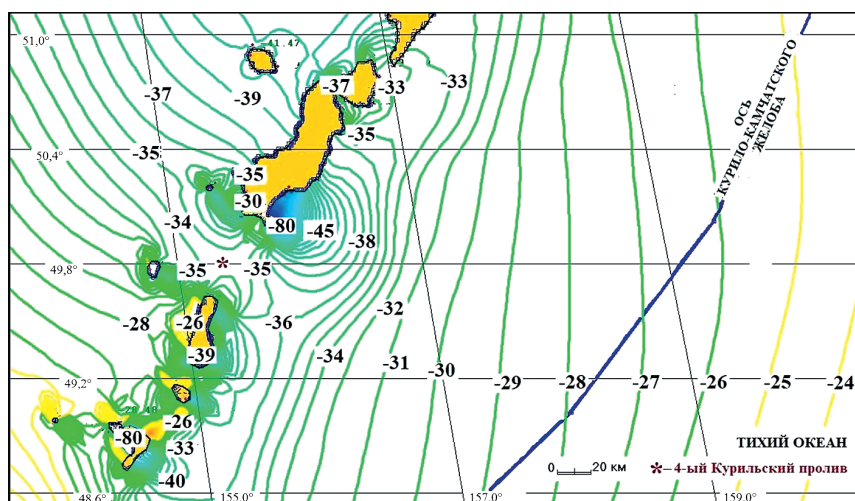


Рис. 2. Изолинии уровня суммарного прилива (см) в области Четвертого Курильского пролива; момент максимального отлива

Fig. 2. Isolines of the total tide level in domain of the Fourth Kuril Strait; moment of the maximal ebb (cm)

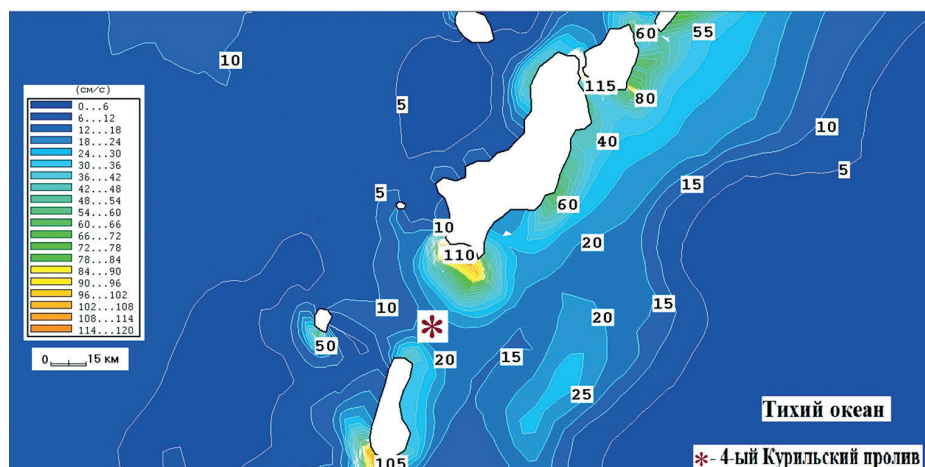


Рис. 3. Изолинии уровня суммарного прилива (см) в области Четвертого Курильского пролива; момент максимального прилива

Fig. 3. Isolines of the total tide level in domain of the Fourth Kuril Strait; moment of the maximal tide

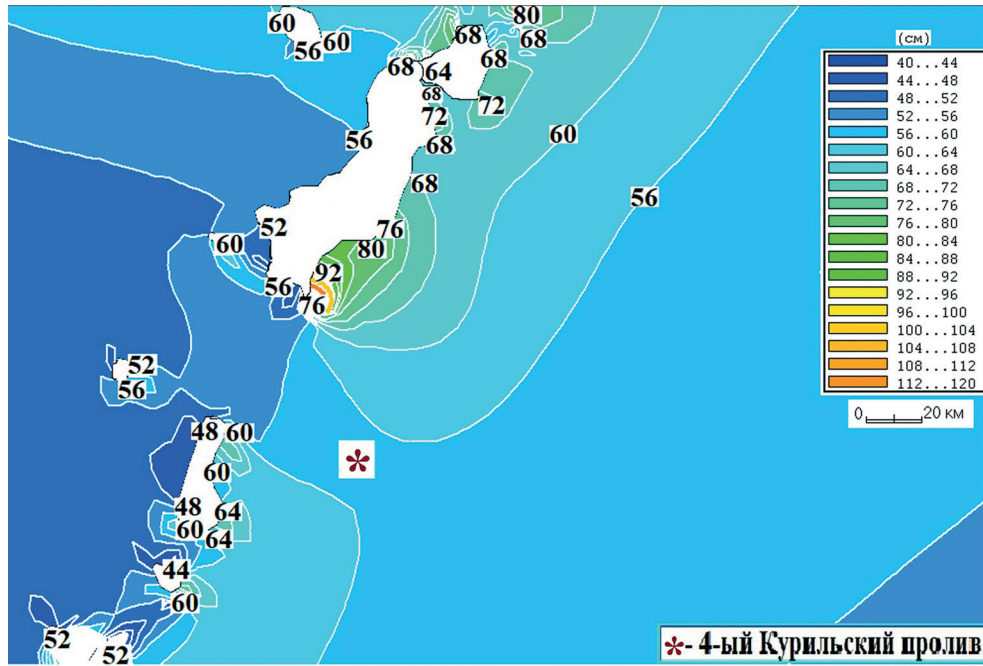


Рис. 4. Изолинии максимальной скорости суммарного прилива (см/с) в области Четвертого Курильского пролива; момент максимального прилива

Fig. 4. Isolines of the maximum velocity of total tide (cm/s) in domain of the Fourth Kuril Strait; moment of the maximal tide

На рис. 5 показаны изолинии максимальной горизонтальной придонной скорости в проливах и в желобе, генерируемой суммарным приливом.

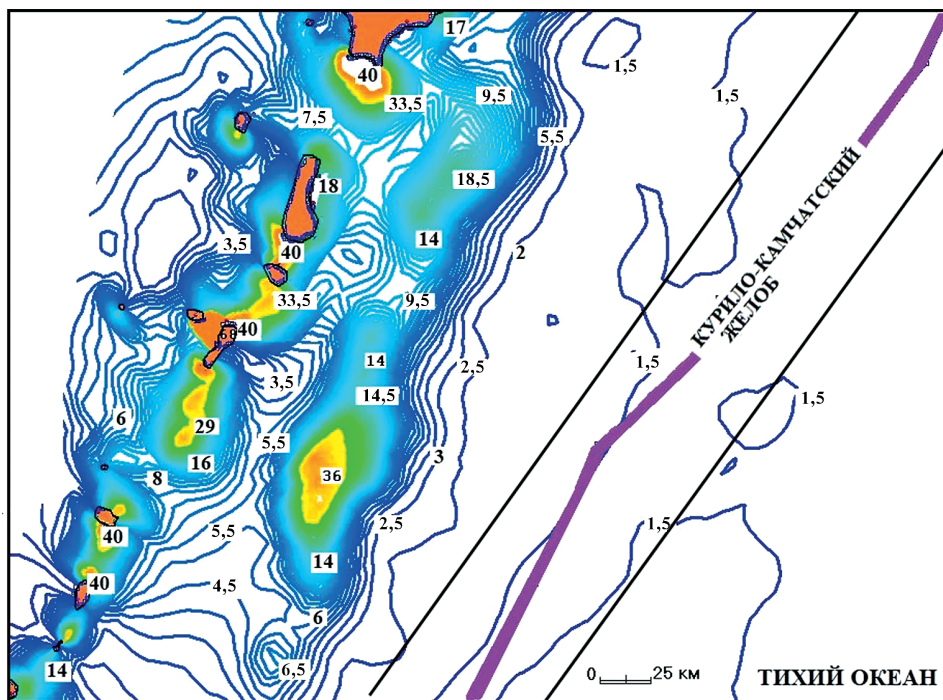


Рис. 5. Изолинии максимальной горизонтальной придонной скорости (см/с) в проливах и в желобе. Суммарная приливная волна, момент максимального отлива

Fig. 5. Isolines of the maximal horizontal bottom velocity in the straits and in the trough; the total tidal wave, moment of the maximal ebb (cm/s)

Моделирование динамики на материковом склоне. На рис. 6 представлены гармонические постоянные амплитуды приливных колебаний уровня суммарного прилива в районе 4-го Курильского пролива. Доминирует лунно-солнечная K_1 ; с равными значениями амплитуд суточная O_1 и полусуточная M_2 . Тип прилива принято определять отношением

$$R = \frac{K_1 + O_1}{M_2 + S_2}.$$

При $R \leq 0,25$ прилив имеет полусуточный характер, при $R \geq 3$ — суточный. В данном случае $R \approx 2$, т. е. тип прилива смешанный.

На рис. 7 приведен ход уровня за период расчета в проливах гряды и подобласти материкового склона. Расчет выявляет синхронность уровенных колебаний во всей подобласти и коррелирующий с ними ход уровня в проливе Буссоль.

Рассмотрим структуру полей скорости на продольно-вертикальных разрезах (η, σ области. Поля на разрезе, проходящем до пролива Буссоль, показаны на рис. 8. Вертикальное движение со скоростями от $-0,2$ до $1,7$ см/с, пронизывает всю глубину разреза при однородном поле горизонтальной скорости. Такой всплеск вертикальной скорости на кромке пролива вызван прохождением разреза над вулканическим массивом, где отношение динамической компоненты давления к его статической компоненте: $\frac{q}{p} \approx \varepsilon^2 \approx 0,06$

еще допускает моделирование в Гс приближении. Определенная ситуация необходимости моделирования в Нг постановке представлена на рис. 9, иллюстрирующем сравнение расчетов Гс и Нг. Согласно расчету Нг, при обтекании подводного вулкана в проливе Буссоль размах придонной вертикальной скорости достигает значения ± 6 см/с, что в 6 раз превышает значения расчета в Гс приближении.

На рис. 10 приводится сравнение результатов расчета придонной вертикальной скорости в Гс и Нг постановках на разрезе к Четвертому Курильскому проливу. Очевидно, что решение в Гс приближении нерепрезентативно, ибо не учитывает свала глубин в средней части разреза.

На рис. 11 приведен пример поперечного разреза в проливах с максимальной глубиной $h^* = 2300$ м и максимальной скоростью $w^* = -1,6$ см/с. Такое высокое значение вертикальной скорости обязано резкому изменению рельефа в окрестности разреза, где глубина меняется от 500 до 1000 м. На остальных трех поперечно-вертикальных разрезах поля вертикальной скорости варьируют в соответствии с рельефом на разрезе при значении $w = O\left(\pm 0,1 \frac{\text{см}}{\text{с}}\right)$.

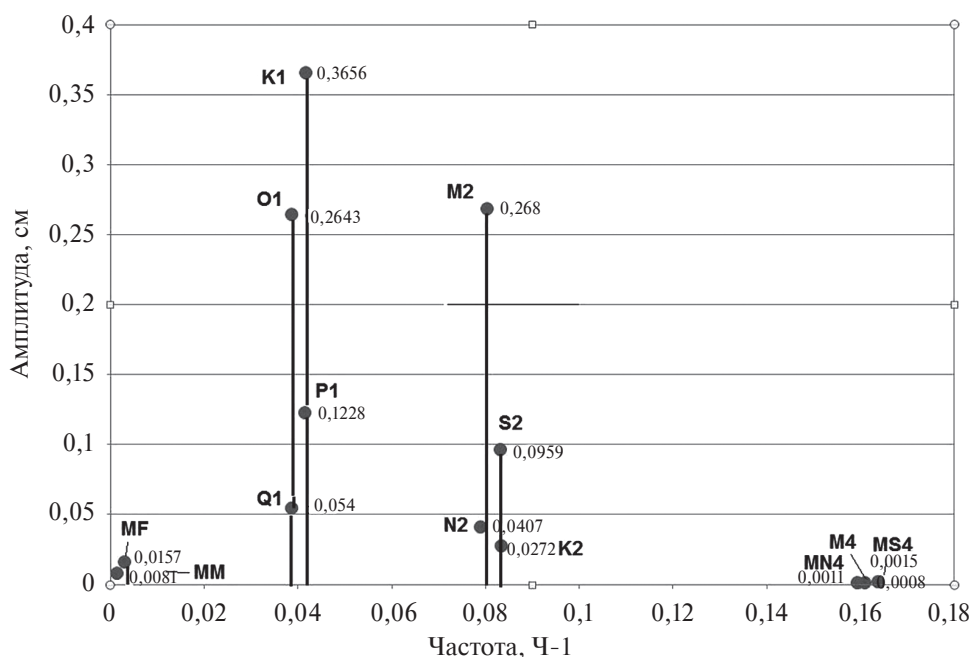


Рис. 6. Гармонические постоянные прилива в районе Четвертого Курильского пролива

Fig. 6. Harmonic constant of tide in the area of the Fourth Kuril Strait

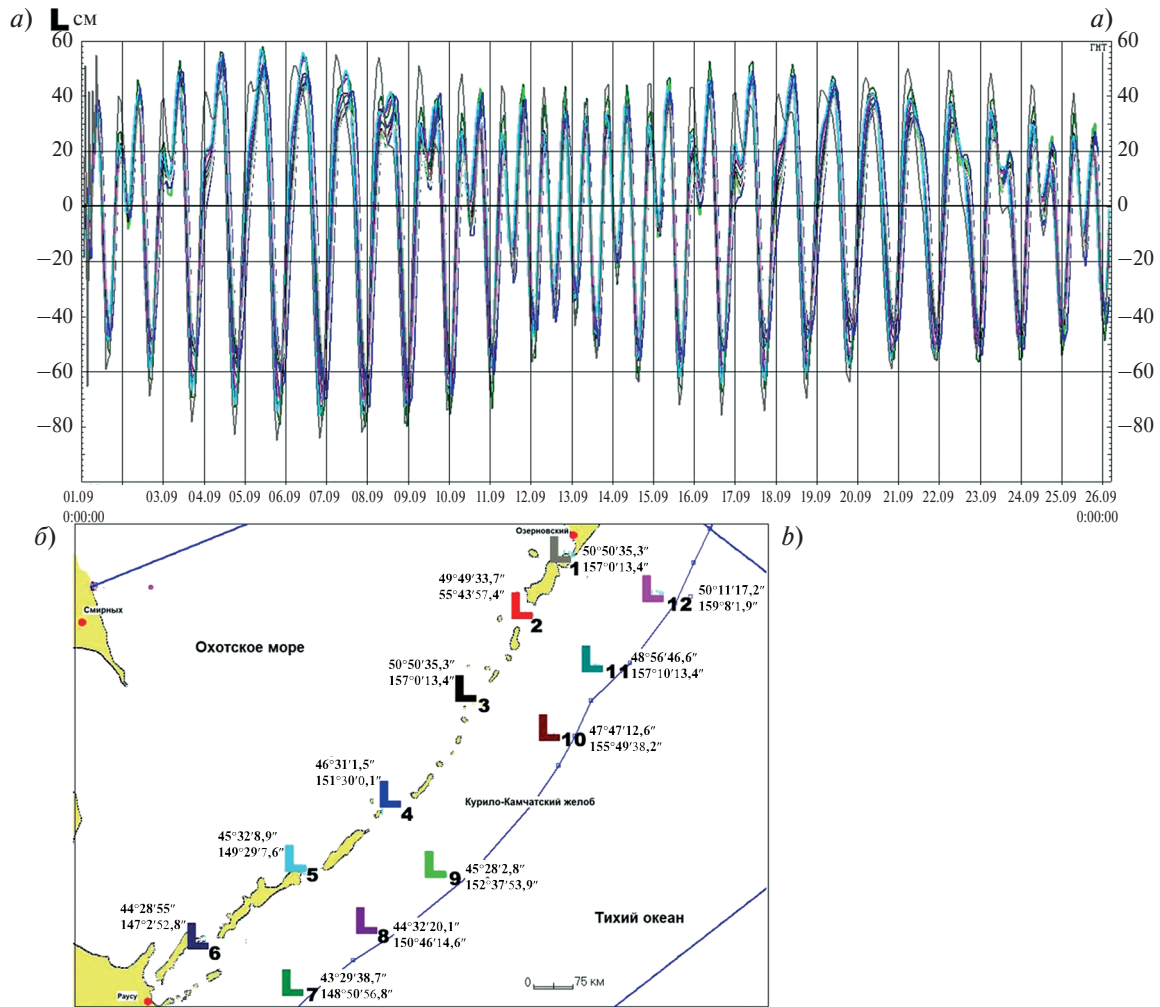


Рис. 7. Ход уровня суммарного прилива в 12-ти точках за период расчета (а), положение точек (б)

Fig. 7. The sea level of total tide in the 12 points for the simulation period (a), location of the points (b)

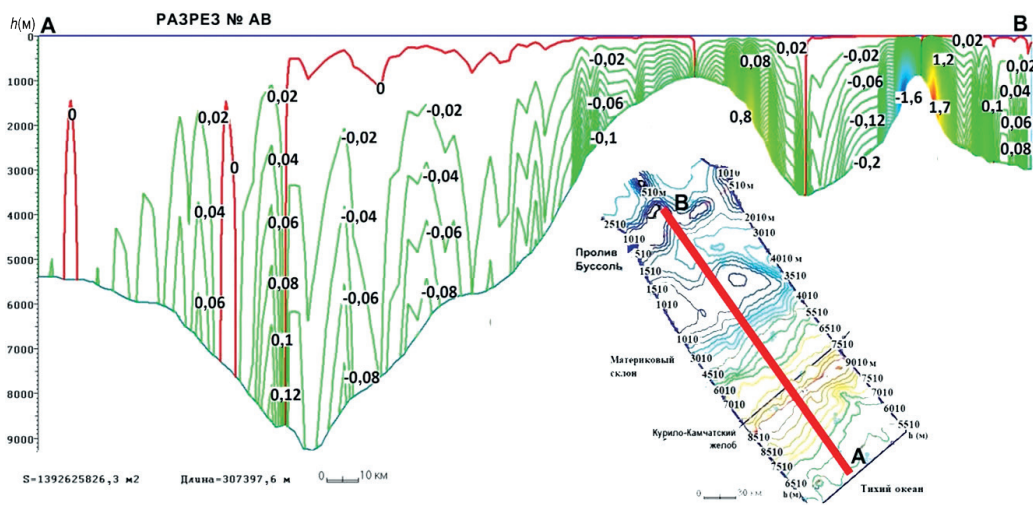


Рис. 8. Изолинии вертикальной скорости (см/с) на разрезе АВ до пролива Буссоль в момент максимального прилива (волна K_1)

Fig. 8. Isolines of vertical velocity (cm/s) on the cut AB to the Busol Strait in moment of the maximal tide (wave K_1)

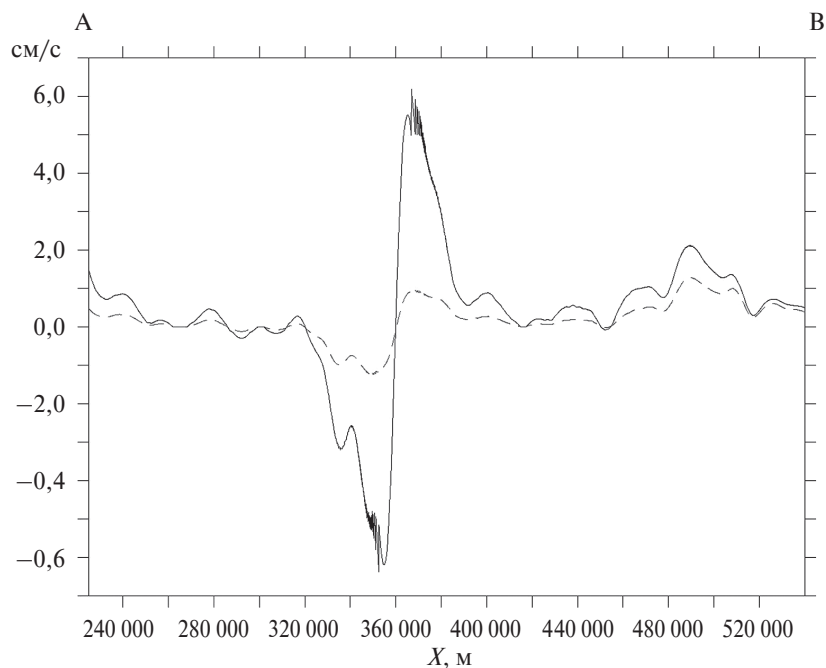


Рис. 9. Придонная вертикальная скорость (см/с) суммарного прилива на подводном вулкане пролива Бусоль в момент максимального прилива. Сплошная линия — Nh , пунктирная — Hs

Fig. 9. Vertical bottom velocity (cm/s) of total tide at submarine volcano in the Busol Strait; the moment of the maximal tide. Solid line — Nh , dotted line — Hs

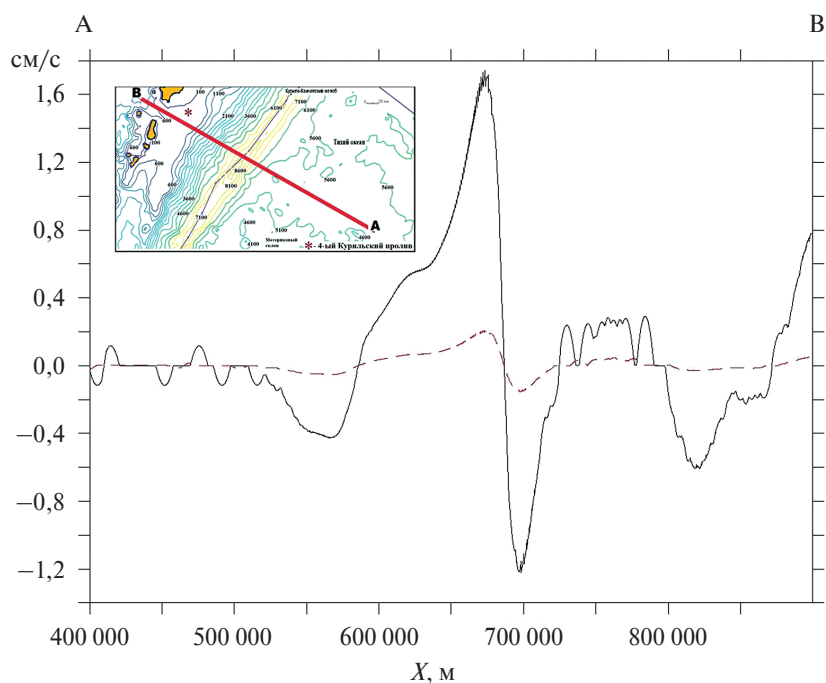
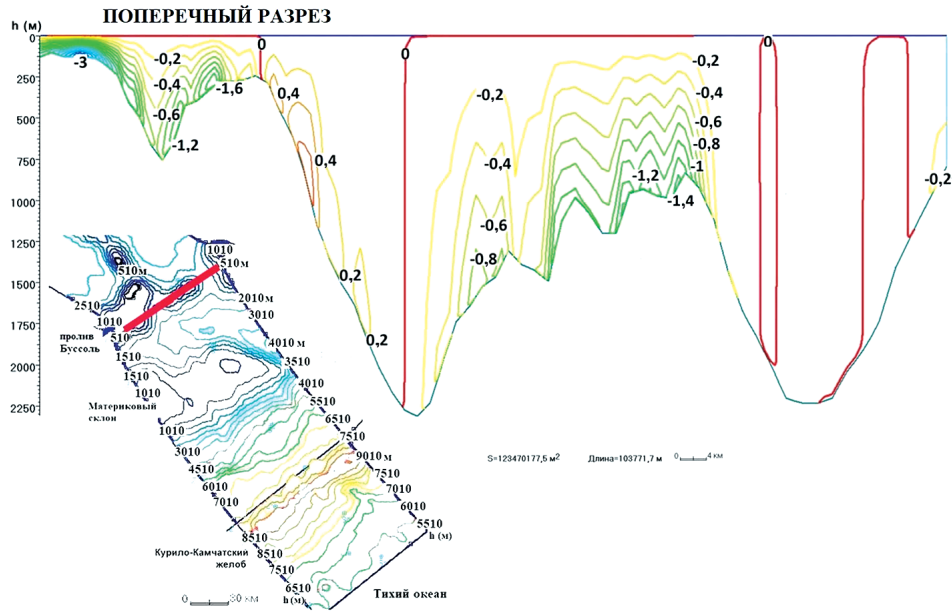


Рис. 10. Придонная вертикальная скорость (см/с) суммарного прилива на вертикальном разрезе А-В, до Четвертого Курильского пролива в момент максимального отлива. Сплошная линия — Nh , пунктирная — Hs

Fig. 10. Vertical bottom velocity (cm/s) of total tide at vertical cut A-B to the Fourth Kuril Strait; moment of the maximal ebb. Solid line — Nh , dotted line — Hs



6. Заключение

Моделирование океанских приливов обычно выполнялось в Гс постановке в единой области, включающей шельф, материковый склон и собственно океанское ложе. Однако топография этих частей океана совершенно различна, и рельеф предстает доминантой, определяющей тип модели. Основным положением при этом является постановка задачи для уравнений модели.

Моделирование прилива на шельфе, равно как и в регионах меньшего масштаба с горным рельефом, в Гс постановке нерепрезентативно, искажая решение [1]. Использование для этого Нг модели сопряжено с двумя ее особенностями: усложнением алгоритма, содержащего блок решения 3D краевой задачи для уравнения Пуассона на каждом шаге по времени и необходимостью высокого разрешения сеточной области, что требует многопроцессорной реализации. Так, модель сравнительно небольшого участка на северо-западном шельфе Гренландии использовала сетку с $\Delta_{\min} = 10$ м, $\Delta_{\max} = 1$ км в области, содержащей $O(10^5)$ узлов по горизонтали и около 100 уровней по вертикали от 2 до 200 м, причем даже на сетке с $\Delta = 0,5$ км решение в Гс постановке локально неудовлетворительно. При этом реализация Гс модели потребовала 24 ч расчета на суперкомпьютере со 145-ю ядрами, тогда как решение в Нг постановке заняло 3 месяца [13]. Примером однопроцессорной реализации Нг модели служит Четвертый пролив в Курильской гряде размерами несколько десятков километров на сетке 4×10^3 узлов по горизонтали с шагом $\Delta_{\min} = 245$ м, $\Delta_{\max} = 1050$ м, и 71 уровнем по вертикали с $t = 35$ с. На такой сетке один модельный эксперимент потребовал около недели работы компьютера [3].

Ложе открытого океана относительно ровное. Прилив, возникающий в абиссали под астрономическим воздействием, возмущающим уровень океана, оказывает слабое влияние на процессы в деятельном слое открытого океана с $h = O(10^3)$ м, которые моделируются в Гс приближении. Исключения составляют обтекание высокой изолированной подводной горы и некоторые бароклинные процессы, находящиеся вне предмета статьи.

Обратимся к рассмотрению промежуточной структуры между шельфом и открытым океаном — его материковому склону. При всем природном разнообразии таких структур их можно определить двумя геометрическими параметрами: протяженностью и крутизной. По протяженности шельф превосходит материковый склон, по крутизне — столь же уступает ему. В какой же постановке моделировать динамику на материковом склоне в Гс или в Нг? Однопроцессорное Гс моделирование выполнимо лишь на ограниченной части склона и при грубом разрешении; реализация же Нг модели даже с тысячами ядер на глубоком и протяженном $O(10^3)$ км материковом склоне потребовала бы годы. Оба типа модели здесь непригодны. Но существует возможность моделирования склоновой динамики на 2D вертикальных разрезах области. Такая методика предложена и реализована в работе.

Методика 2D вертикальных разрезов области обладает рядом привлекательных особенностей. Она допускает расчет вертикального поля скорости с необходимой точностью, дает реалистичное представление о продольной скорости однонаправленного прилива, позволяет выполнить экономичный расчет динамического давления решением 2D краевой задачи для уравнения Пуассона и тем самым реализовать модель в Нг постановке на персональном компьютере.

Приводимые результаты моделирования приливной динамики на разрезах относятся к северо-восточной части материкового склона с двумя разрезами, достигающими проливов Буссоль и Четвертого. Поля вертикальной скорости на разрезах определяют значения $w = O(10^{-1})$ см/с. Столь относительно малые значения вполне репрезентативны, если учесть, что на относительно ровном дне они на 2–3 порядка меньше, и их рост обязан изрезанному рельефу склона. Несомненно, что они еще на порядок выше там, где разрез, протянутый на юго-восток, рассекал бы какую-нибудь из многочисленных высоких подводных гор на склоне вала Зенкевича. Сравнение придонной вертикальной скорости в Нг и Гс постановках показывает, что придонная Нг скорость в максимуме волны K_1 ее приливного цикла в несколько раз превосходит придонную Гс скорость. Из других интересных результатов следует отметить расчет горизонтальной скорости в подобласти Курило-Камчатского желоба, позволивший увидеть картину трансформации поля скорости вдоль желоба к северо-востоку до глубины несколько сот метров под действием суммарного прилива, содержащего 14 волн. Особый интерес представляет Нг расчет придонной вертикальной скорости при обтекании подводного вулкана в проливе Буссоль.

Выполненная работа содержит постановку Нг и Гс задач в наиболее удобном для реализации виде, воспроизводит поля скорости и уровня на верхней части склона, предлагает рациональную методику моделирования на 2D вертикальных разрезах области для решения краевых задач в Нг постановке и, наконец, определяет тактику моделирования приливной динамики на протяженном склоне умеренной крутизны

$\alpha \leq 0\left(\frac{\pi}{10}\right)$: решения 3D задач в Гс приближении на относительно небольших участках склона при необходимом разрешении и решения 2D задачи на вертикальных разрезах области в Нг постановке при повышенном разрешении.

Благодарности

Авторы признательны Б.А. Кагану за критические замечания и К.А. Клеванному за активное участие в работе над статьей.

Финансирование

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме № FMWE-2024-0028.

Funding

The work was carried out within the framework of the state assignments under theme No. FMWE-2024-0028.

Литература

1. Вольцингер Н.Е., Андросов А.А. Моделирование длинноволновой негидростатической динамики на горном рельефе. СПб.: Политех-Пресс, 2022. 170 с.
2. Вольцингер Н.Е., Андросов А.А., Клеванный К.А., Сафрай А.С. Океанологические модели негидростатической динамики. Обзор // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2018. Т. 11, № 1. С. 3–20. doi:10.7868/S207366731801001X
3. Родионов А.А., Андросов А.А., Фофонова В.В., Кузнецов И.С., Вольцингер Н.Е. Моделирование приливной динамики северных проливов Курильской гряды // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2021. Т. 14, № 3. С. 20–34. doi:10.7868/S2073667321030023
4. Богданов К.Т., Мороз В.В. Структура, динамика и гидролого-акустические характеристики вод проливов Курильской гряды. Владивосток: Дальнаука, 2000. 152 с.
5. Nakamura T., Awaji T., Hatayama T., Kazunori A. Tidal exchange through Kuril Straits // Journal of Physical Oceanography. 2000. Vol. 30. P. 1622–1644. doi:10.1175/1520-0485(2000)030<1622: TETTKS>2.0.CO;2
6. Nakamura T., Awaji T. Tidally induced diapycnal mixing in the Kuril Straits and its role in water transformation and transport: a three-dimensional nonhydrostatic model experiment // Journal of Geophysical Research. 2004. Vol. 109, C09S07. P. 122. doi:10.1029/2003JC001850
7. Rabinovich A.B., Thomson R.E., Bograd S.J. Drifter observations of anticyclonic eddies near Bussol' Strait, the Kuril Islands // Journal of Oceanography. 2002. Vol. 58. P. 661–671. doi:10.1023/A:1022890222516
8. Ohshima K., Nakanowatari T., Riser S., Wakatsuchi M. Seasonal variation in the in-and outflow of the Okhotsk Sea with the North Pacific // Deep Sea Research. II. 2010. Vol. 57. P. 1247–1256. doi:10.1016/j.dsr2.2009.12.012
9. Katsumata K., Yasuda I. Estimates of non-tidal exchange transport between the Sea of Okhotsk and the North Pacific // Journal of Oceanography. 2010. Vol. 66. P. 489–504. doi:10.1007/s10872-010-0041-9
10. Nakamura T., Takeuchi Y., Uchimoto K., Mitsudera H. Effects of temporal variation in tide-induced vertical mixing in the Kuril Straits on the thermohaline circulation originating in the Okhotsk Sea // Progress in Oceanography. 2014. Vol. 126. P. 135–145. doi:10.1016/j.pocean.2014.05.007
11. Клеванный К.А., Смирнова Е.В. Использование программного комплекса CARDINAL // Журнал Университета водных коммуникаций. 2009. Вып. 1. С. 153–162
12. Egbert G.D., Erofeeva S.Y. Efficient inverse modeling of barotropic ocean tides // Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. 2002. Vol. 19, N 2. P. 183–204. doi:10.1175/1520-0426(2002)019<0183: EIMOBO>2.0.CO;2
13. Magald M.G., Haine T.W.N. Hydrostatic and non-hydrostatic simulations of dense waters cascading of a shelf. The East Greenland case // Deep Sea Research. I: Oceanographic Research Papers. 2015. Vol. 96. P. 89–104. doi:10.1016/j.dsr.2014.10.008

References

1. Voltzinger N.E., Androsov A.A. Modeling of long-wave non-hydrostatic dynamics on a mountainous terrain. St. Petersburg, Polytech Press, 2022, 170 p. (in Russian).
2. Voltzinger N.E., Androsov A.A., Klevanny K.A., Safray A.S. Oceanological models of non-hydrostatic dynamics. Review. Fundamental and Applied Hydrophysics. 2018, 11, 1, 3–20. doi:10.7868/S207366731801001X (in Russian).

3. Rodionov A.A., Androsova A.A., Fofonova V.V., Kuznetsov I.S., Voltsinger N.E. Modeling the tidal dynamics of the northern straits of the Kuril Ridge. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2021, 14, 3, 20–34. doi:10.7868/S2073667321030023 (in Russian).
4. Bogdanov K.T., Moroz V.V. Structure, dynamics and hydrological-acoustic characteristics of the waters of the Kuril Straits. *Vladivostok, Dalnauka*, 2000. 152 p. (in Russian).
5. Nakamura T., Awaji T., Hatayama T., Kazunori A. Tidal exchange through Kuril Straits. *Journal of Physical Oceanography*. 2000, 30, 1622–1644. doi:10.1175/1520-0485(2000)030<1622: TETTKS>2.0.CO;2
6. Nakamura T., Awaji T. Tidally induced diapycnal mixing in the Kuril Straits and its role in water transformation and transport: a three-dimensional nonhydrostatic model experiment. *Journal of Geophysical Research*. 2004, 109, C09S07, 1–22. doi:10.1029/2003JC001850
7. Rabinovich A.B., Thomson R.E., Bograd S.J. Drifter observations of anticyclonic eddies near Bussol' Strait, the Kuril Islands. *Journal of Oceanography*. 2002, 58, 661–671. doi:10.1023/A:1022890222516
8. Ohshima K., Nakanowatari T., Riser S., Wakatsuchi M. Seasonal variation in the in-and outflow of the Okhotsk Sea with the North Pacific. *Deep Sea Research II*. 2010, 57, 1247–1256. doi:10.1016/j.dsr2.2009.12.012
9. Katsumata K., Yasuda I. Estimates of non-tidal exchange transport between the Sea of Okhotsk and the North Pacific. *Journal of Oceanography*. 2010, 66, 489–504. doi:10.1007/s10872-010-0041-9
10. Nakamura T., Takeuchi Y., Uchimoto K., Mitsudera H. Effects of temporal variation in tide-induced vertical mixing in the Kuril Straits on the thermohaline circulation originating in the Okhotsk Sea. *Progress in Oceanography*. 2014, 126, 135–145. doi:10.1016/j.pocean.2014.05.007
11. Klevanny K.A., Smirnova E.V. Using the CARDINAL software package. *Journal of the University of Water Communications*. 2009, 1, 153–162 (in Russian).
12. Egbert G.D., Erofeeva S.Y. Efficient inverse modeling of barotropic ocean tides. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*. 2002, 19, 2, 183–204. doi:10.1175/1520-0426(2002)019<0183: EIMOBO>2.0.CO;2
13. Magald M.G., Haine T.W.N. Hydrostatic and non-hydrostatic simulations of dense waters cascading of a shelf. The East Greenland case. *Deep Sea Research I: Oceanographic Research Papers*. 2015, 96, 89–104. doi:10.1016/j.dsr.2014.10.008

Об авторах

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

ВАНКЕВИЧ Роман Евгеньевич, старший научный сотрудник, кандидат технических наук, ORCID ID: 0000-0002-3891-3396, Scopus AuthorID: 25642198100, WoS ResearcherID: M-3215–2013, SPIN-код: 2295-6136, e-mail: rvankevich@mail.ru

КЛЕВАННАЯ Марина Константиновна, e-mail: marin-kl@ya.ru

ВОЛЬЦИНГЕР Наум Евсеевич, старший научный сотрудник, Scopus AuthorID: 6603260554, SPIN-код: 3243-7163, e-mail: lenna30@mail.ru

УДК 551.465

© В. А. Горчаков¹, А. Ю. Дворников¹, С. М. Гордеева^{1,2}, В. А. Рябченко¹, Д. В. Сеин^{1,3}, 2024

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

²Российский государственный гидрометеорологический университет, 192007, Воронежская ул., д. 79, Санкт-Петербург

³Институт Альфреда Вегенера, Центр полярных и морских исследований имени Гельмгольца,

27570, Бремерхафен, Ам Ханделсхафен 12., Германия

*vikfioran@yandex.ru

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ВРЕМЕННОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ АРКТИЧЕСКИХ МОРЕЙ

Статья поступила в редакцию 15.09.2023, после доработки 09.12.2023, принята в печать 02.02.2024

Аннотация

На основе решения модели МРІОМ (Max Planck Institute Ocean Model), представляющей собой модель океана со свободной поверхностью, основанную на примитивных уравнениях в приближениях Буссинеска и несжимаемости, за период 1949–2007 гг. исследуются межгодовые колебания температуры поверхности Северного Ледовитого океана и Северной Атлантики с южной границей на широте 55,25°с.ш. Спектры высокого разрешения оценивались методом быстрого преобразования Фурье с максимальным разрешением (метод Велча). Для «сжатия» большого объема исходной информации полей среднемесячных значений температуры поверхности моря используется метод факторного анализа, позволяющий выделить районы с высоко коррелированными колебаниями и свести исследование рассматриваемых характеристик к их анализу в локальных точках. Анализ главных факторов позволил выявить 10 районов с квазисинхронной изменчивостью аномалий температуры путем отнесения к ним точек, имеющих превышающую 0,6 корреляцию с соответствующими факторами. Классификация по соответствию спектральной структуры показала, что районы Чукотское море, Гудзонов залив, моря Ирмингера и Лабрадор имеют совпадения в пиках на периодах колебаний 5–6 лет и 8–9 лет. Схожую спектральную структуру, определяемую пиками на периодах 6 и 11 лет, имеют районы центральной и западной части Норвежского моря, влияния Северо-Атлантического течения, восточная часть Норвежского моря и участки Карского моря. Особняком выделяются Баффинов залив, имеющий два основных пика — на периодах 16 и 5–6 лет, и центральная и западная часть Баренцева моря, где колебания на малых периодах совпадают с колебаниями в Чукотском море, а на периодах 7–8 лет — с колебаниями в юго-восточной части Баренцева моря и восточной части Норвежского моря. В некоторых случаях пики спектров в разных районах проявляются со смещением и ослаблением, т. е. можно предположить, что при переносе температурного сигнала по акватории меняются и его частотные характеристики.

Ключевые слова: Северный Ледовитый океан, моделирование, быстрое преобразование Фурье, метод Велча, колебания температуры, факторный анализ, кластерный анализ, спектральная структура

UDC 551.465

© V. A. Gorchakov¹, A. Y. Dvornikov¹, S. M. Gordeeva^{1,2}, V. A. Ryabchenko¹, D. V. Sein¹, 2024

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

²Russian State Hydrometeorological University, 79 Voronezhskaya Str., St. Petersburg, 192007, Russia

³Alfred Wegener Institute, Helmholtz Centre for Polar and Marine Research, 27570, Am Handelshafen 12, Bremerhaven, Germany

*vikfioran@yandex.ru

SPATIAL STRUCTURE OF THE TEMPORARY VARIABILITY OF THE ARCTIC SEAS SURFACE TEMPERATURE

Received 15.09.2023, Revised 09.12.2023, Accepted 02.02.2024

Abstract

Interannual oscillations in the surface temperature of the Arctic Ocean and the North Atlantic with the southern boundary (instead “border”) at latitude 55°25' N between 1949 and 2007 are investigated based on the MPIOM (Max Planck Institute Ocean Model) solution. It is a free surface ocean model based on primitive equations in the Boussinesq and incompressibility approximations. High-resolution

Ссылка для цитирования: Горчаков В.А., Дворников А.Ю., Гордеева С.М., Рябченко В.А., Сеин Д.В. Пространственная структура временной изменчивости температуры поверхности арктических морей // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2024. Т. 17, № 1. С. 39–51. doi:10.59887/2073–6673.2024.17(1)–3

For citation: Gorchakov V.A., Dvornikov A.Y., Gordeeva S.M., Ryabchenko V.A., Sein D.V. Spatial Structure of the Temporary Variability of the Arctic Seas Surface Temperature. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2024, 17, 1, 39–51. doi:10.59887/2073–6673.2024.17(1)–3

spectra were estimated via fast Fourier transform with a maximum resolution (Welch's method). Factor analysis method, which makes it possible to identify areas with highly correlated oscillations and reduce the study of the characteristics in question to their analysis in local points, is used to minimize the significant amount of the initial information about monthly average sea surface temperature fields. Analysis of the main factors made it possible to identify 10 areas with quasi-synchronous variability of temperature anomalies by including the points correlated with relevant factors with correlation exceeding 0.6. Spectral structure compliance classification revealed that the areas of the Chukchi Sea, the Hudson Bay, the Irminger Sea, and the Labrador Sea have oscillation peak similarities for the periods of 5–6 years and 8–9 years. Central and western areas of the Norwegian Sea, the area affected by the North Atlantic Current, the eastern part of the Norwegian Sea, and some areas of the Kara Sea have similar spectral structure defined by the peaks at the 11-year and 6-year periods. The Baffin Bay with two main peaks at the 16-year and 5–6-year periods, and the central and the western parts of the Barents Sea, where oscillations are similar to the ones in the Chukchi Sea at short periods, and to the ones in the south-eastern part of the Barents Sea and in the eastern part of the Norwegian Sea at 7–8-year periods, stand out significantly. In some cases, spectrum peaks in different areas appear shifted and attenuated, so presumably the frequency characteristics of the temperature signal change as it moves across the water area.

Keywords: Arctic Ocean, modeling, fast Fourier transform (FFT), Welch's method, temperature oscillation, factor analysis, cluster analysis, spectral structure

1. Введение

Межгодовая изменчивость климатических факторов в Северном Ледовитом океане (СЛО), таких как температура и площадь ледяного покрова, демонстрирует существенные различия в периодах колебаний, определяемых в разных районах. Так, согласно данным [1], результаты обработки данных наблюдений разреза «Кольский меридиан» (КМ) позволяют выделить межгодовые колебания с периодами 4–5, 8–10, 12–13 и 15–17 лет. В то же время в межгодовой изменчивости температуры воды Баренцева моря, исследованной по данным ПИНРО в [2], были выделены периоды 6,2, 18,6 и 55,8 лет. В районе Северо-Европейского бассейна по данным [3] выделена периодичность в циркуляции атмосферы и океана порядка 7–8 лет, формирующаяся в результате взаимодействия атмосферы, океана и льдов в системе Северной Атлантики и (СЛО), а также слабые колебания климатических характеристик с периодами 2–3 года, 10–12 и 20 лет. В колебаниях температуры воды и приземного атмосферного давления в Северной Атлантике выявлено колебание с периодом 7,7 лет [4]. В изменчивости температуры воздуха на метеостанции Свалбард (Svalbard) Шпицбергена были выявлены циклы с периодами 2,5, 5,1, 8,7, 12,3, 36,7 лет [5]. Особенностью региона Баренцева и Карского морей является неравномерность изменения температуры воды и площади ледяного покрова. Так, в [6] показано, что площадь льда СЛО за период с 1978 по 2018 гг. имеет значительную межгодовую изменчивость, что определяется в первую очередь изменениями в заливе теплой атлантической воды из Северо-Европейского бассейна, которая также имеет значимый тренд, приводящий к потеплению воды и значительному сокращению ледового покрова [7]. Тем не менее, уменьшение адвекции теплых вод и, соответственно, понижение температуры воды в Баренцевом море отмечается, начиная с 2016 года [8]. В работе [9] в регионе Белого моря выделены колебания температуры на периодах близких к 3, 8 и 14 годам, связанные с Эль-Ниньо — глобальной атмосферной осцилляцией, Северо-Атлантическим колебанием и изменениями Северо-Атлантического течения, тогда как в регионе Баренцева моря выявлено квази-15-летнее колебание температуры, вызванное адвекцией тепла из Северной Атлантики [10].

Вышеперечисленные исследования, основанные на данных наблюдений, не в состоянии описать пространственно-временную структуру межгодовых колебаний Арктического бассейна в связи с небольшим числом и ограниченным доступом к данным о долговременных наблюдениях в локальных географических точках или разрезах.

В настоящее время предпринимаются попытки преодолеть указанный недостаток путем привлечения математических моделей циркуляции океана. Например, в работе [11] сезонные и межгодовые вариации адвективных потоков тепла в океане и атмосфере в регионе Баренцева моря за период 1993–2012 гг. исследовались на основе результатов региональной вихреразрешающей модели океана MIT и атмосферного реанализа ERA-Interim. Используемые авторами методы вейвлет-анализа и сингулярного спектрального анализа позволили выявить циклы с периодами 2–4 и 5–8 лет, хорошо согласующиеся с результатами наблюдений. В работе [12] математические методы, напротив, применяются для исследования причин и механизмов, регулирующих интенсивность и продолжительность выявленных эмпирически Арктических циркуляционных режимов, и объяснения хорошо выраженных декадных изменений в регионе в период 1948–1996 гг. и очевидного прекращения квазидекадного цикла циркуляционных режимов после 1996 г. В работе [13] на основе использования двух моделей разного разрешения (глобальной, использующей модельный комплекс ROM (Regionally coupled atmosphere-ocean-sea ice-marine biogeochemistry model) [14]

и региональной, построенной на основе общей модели циркуляции Массачусетского Технологического Института (MITgcm — Massachusetts Institute of Technology general circulation model) [15]) получено решение, позволившее выделить диапазоны 3-х основных несущих частот колебаний, соответствующих периодам 1,0–3,6, 3,9–5,8 и 6,3–10,5 лет.

Таким образом очевидно, что в различных регионах СЛО климатические факторы испытывают сильную изменчивость, вызванную тем, что они определяются как глобальными, так и региональными механизмами со значительным количеством обратных связей, причем многие особенности взаимных связей остаются недостаточно изученными [16]. Однако влияние обратных связей и их интенсивность могут быть исследованы путем анализа временных рядов данных, характеризующих климатические колебания в СЛО.

Цель настоящей работы — выявление основных межгодовых колебаний температуры воды, а также оценка ее пространственной структуры в СЛО и Северной Атлантике до южной границы бассейна, расположенной на широте 55,25° с.ш., на основе среднемесячных данных о температуре воды. Данные получены в результате расчета по региональной модели Земной системы ROM (Regionally coupled atmosphere-ocean-sea ice-marine biogeochemistry model) [14]. Для анализа долгопериодных колебаний в СЛО использованы осредняемые моделью среднемесячные значения, интерполированные на равномерную сетку с шагом 0,5° по широте и долготе. Спектры высокого разрешения оценивались методом быстрого преобразования Фурье с максимальным разрешением, которое увеличивает спектральное разрешение и, таким образом, позволяет точнее находить пики спектральной плотности на периодах, не кратных общей длине исходной записи.

2. Методы и подходы

2.1. Описание используемых моделей и методов

В основу анализа положены среднемесячные данные о температуре воды, полученные в результате расчета по региональной модели Земной системы ROM (Regionally coupled atmosphere-ocean-sea ice-marine biogeochemistry model) [14]. Океаническим компонентом ROM является совместная (океан — морской лед) модель MPIOM (Max Planck Institute Ocean Model) [17]. MPIOM представляет собой модель океана со свободной поверхностью, основанную на примитивных уравнениях в приближениях Буссинеска и несжимаемости. Модель реализована на ортогональной криволинейной C-сетке [18]. Сетка океанской модели MPIOM покрывает весь Мировой океан и имеет высокое разрешение в Северной Атлантике и на шельфе Северной Европы. Горизонтальное разрешение постепенно изменяется от минимума, 5 км в Северном море, до максимума — 220 км в Антарктике. По вертикали сетка MPIOM имеет 30 z-уровней. В качестве граничных условий на поверхности используются атмосферные данные реанализа NCEP/NCAR [19] за период 1949–2007 гг. В климатических z-координатных моделях, явно воспроизводящих приливную динамику, таких как MPIOM, верхний слой выбирается с учетом максимально возможной высоты прилива. Таким образом, толщина верхнего слоя в данном эксперименте составляла 16 м, а глубина, к которой привязывается температура поверхности моря (ТПМ) — 8 м. Другими словами, модельная ТПМ — это температура верхнего 16-метрового слоя модели. Именно эта температура используется для сравнения с данными наблюдений на поверхности моря. Поэтому за ТПМ повсюду, включая районы, покрытые льдом, принимается температура воды в указанном верхнем слое.

Приливное воздействие на океан в модели получено из полного эфемеридного лунно-солнечного приливного потенциала [20]. Подробнее о настройках модели, а также о сравнении результатов расчета с данными наблюдений изложено в [14, 21].

Для анализа долгопериодных колебаний СЛО используются усредняемые моделью среднемесячные значения, интерполированные на равномерную сетку с шагом 0,5° по широте и долготе. При этом южная граница исследуемой области располагается на широте 55,25° с.ш. Таким образом, исходные данные представляют собой матрицы 80 × 720 значений, с 55,25° с.ш. по 89,75° с.ш. и с 179,75° з.д. по 179,75° в.д., в 708 точках временного ряда с января 1949 по декабрь 2007 года.

Спектры высокого разрешения оценивались методом быстрого преобразования Фурье с максимальным разрешением. Идея такого подхода состоит в следующем. Каждая запись наблюдений любой гидрологической величины, даже непрерывно изменяющейся во времени, имеет конечную длину и конечное временное разрешение. Запись не может быть представлена интегралом Фурье $S(f)$, в котором f является непрерывно изменяющейся частотой, а только конечным рядом коэффициентов Фурье $S(f)$, где f — из дискретной последовательности частот, соответствующих гармоникам, кратным общей длине записи. В результате амплитуда гармоник Фурье, не кратных общей длине записи, может быть недооценена, если

эта амплитуда значительно отличается от амплитуд ближайших гармоник. Для устранения этого эффекта можно воспользоваться методом Велча (МВ), предложенным в [22]. Метод заключается в многократном вычислении периодограмм, которые остаются после последовательного сокращения начальной записи. В дальнейшем, все такие периодограммы совмещаются и, в случае совпадения периодов, усредняются. Это увеличивает спектральное разрешение и, таким образом, позволяет точнее находить пики спектральной плотности на периодах, не кратных общей длине исходной записи.

Спектры с максимальным разрешением строятся путем последовательного сокращения длины временного ряда до половины от его первоначальной длины, поскольку при этом получаются наиболее непрерывные оценки спектральной плотности для всех частот. Спектры оцениваются сначала для ряда длины N : (1,..., N); затем для 2-х рядов длины $N-1$: (1,..., $N-1$) и (2,..., N); затем для 3-х рядов длины $N-2$: (1,..., $N-2$), (2,..., $N-1$) и (3,..., N) и т.д. до $N/2$ рядов длины $N/2$: (1,..., $N/2$), (2,..., $N/2+1$), ..., ($N/2$,..., N). Затем все полученные спектры объединяются в один путем упорядочивания по частотам и усреднения при совпадении частот [23].

Используя этот метод, спектры мощности оцениваются не только для общей длины записи, но также и для постепенно сокращенных временных рядов с последующим совмещением всех полученных периодограмм.

2.2. Выбор репрезентативных точек

Исследование временной изменчивости гидрологических характеристик на пространстве всего СЛО требует обработки большого количества информации. Для «сжатия» этой информации в работе используется такой метод многомерной статистики, как факторный анализ [24]. Он позволяет выделить районы с высоко коррелированными колебаниями и свести исследование рассматриваемых характеристик к их анализу в локальных точках, отражающих эти районы. Метод был применен для полей среднемесячных значений ТПМ, полученных по модели ROM.

Из каждой точки поля ТПМ был удалена сезонная изменчивость путем вычитания среднего многолетнего годового хода. Полученные аномалии ТПМ (АТПМ) оценивались по величине стандартного отклонения (СКО). Точки с СКО меньше $0,001\text{ }^{\circ}\text{C}$ (в центральной зоне СЛО) были исключены. Для оставшихся ежемесячных значений АТПМ за 59 лет (1949–2007 гг.) в 708-ми точках проведен анализ главных факторов. Сходимость разложения матрицы, представленная в табл. 1, для 10-ти первых факторов, демонстрирует их совокупную дисперсию равную 52,4 % дисперсии всей матрицы.

Перераспределение дисперсии путем второго поворота факторных осей позволило выявить районы с квазисинхронной изменчивостью ТПМ путем отнесения к ним точек, имеющих корреляцию с соответствующими факторами, превышающую 0,6. В результате бассейн был разделен на 10 районов (рис. 1),

Таблица 1

Table 1

**Сходимость факторного разложения до второго поворота для ежемесячных АТПМ
в 708-ми точках СЛО за период 1949–2007 гг.**

**Convergence of factor decomposition before the second rotation for monthly SSTA
at 708 points of the Arctic Ocean for the period between 1949 and 2007**

Номер фактора	Собственное число	Дисперсия, %	Накопленная дисперсия, %
1	150,9	21,3	21,3
2	54,7	7,7	29,0
3	35,1	5,0	33,9
4	28,7	4,1	38,0
5	21,9	3,1	41,1
6	21,4	3,0	44,1
7	16,4	2,3	46,4
8	14,8	2,1	48,5
9	14,4	2,0	50,5
10	13,3	1,9	52,4

АТПМ в которых можно считать высоко коррелированными между собой. Точки в центральной и восточной частях СЛО имеют СКО АТПМ меньше $0,001\text{ }^{\circ}\text{C}$ из-за наличия морского льда, поэтому эти участки были удалены из анализа. Напоминаем, что выбранные 10 районов представляют лишь 52 % общей дисперсии АТПМ и характеризуют крупномасштабные поля и колебания. Точки, которые не вошли ни в один из районов отражают остальные 48 % (2294 фактора) — более мелкие и более локальные колебания, и нами не рассматривались.

Как видно на рис. 1, районы практически совпадают с географическими особенностями акваторий (табл. 2).

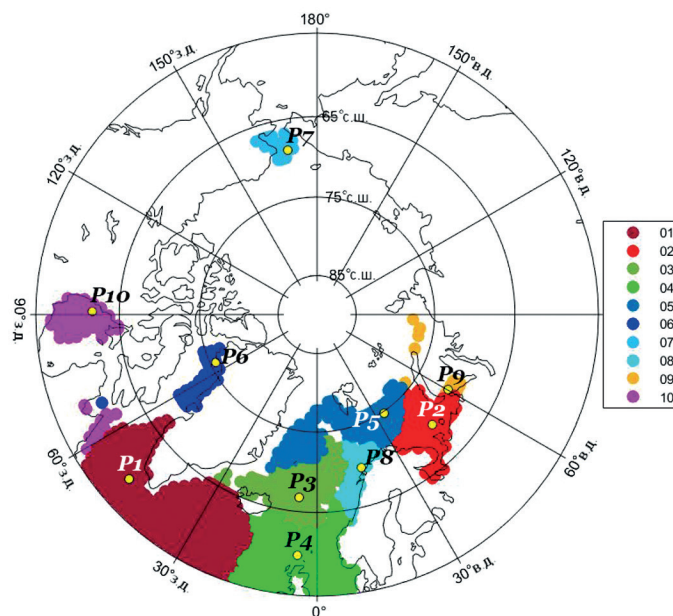


Рис. 1. Результаты факторного анализа: районы 1–10 с квази-синхронной межгодовой изменчивостью ТПМ за период 1949–2007 гг. по модели ROM. Положение места исследования в каждом районе (P1–P10) показано желтыми точками

Fig. 1. Factor analysis results: areas 1–10 with quasi-synchronous inter-annual SST variability for the period between 1949 and 2007 according to the ROM model. The positions of the points under study (P1–P10) are indicated with yellow dots

Таблица 2

Table 2

Соответствие выделенных районов географическим особенностям акваторий
Accordance of the selected areas to their geographical features

Номер района	Географическая привязка	Аббревиатура на англ.яз.
1	Моря Ирмингера и Лабрадор	IL
2	Юго-восточная часть Баренцева моря	SEB
3	Центральная и западная часть Норвежского моря	WNS
4	Район влияния Северо-Атлантического течения $55\text{--}65^{\circ}$ с.ш.	NA
5	Центральная и западная часть Баренцева моря	CWB
6	Баффинов залив	BB
7	Чукотское море	ChS
8	Восточная часть Норвежского моря	ENS
9	Участки Карского моря	KS
10	Гудзонов залив	HB

3. Результаты

3.1. Колебания температуры воды на станциях разреза «Кольский меридиан»

Как было показано в работе [13], в точках разреза «Кольский меридиан» амплитуды сезонных и межгодовых колебаний являются величинами одного порядка. Таким образом вклад межгодовых колебаний температуры в общую картину колебаний оказывается существенным.

Первоначальное сравнение результатов проводилось на основе данных разреза «Кольский меридиан» (КМ) [25]. Доступные данные на станциях разреза «Кольский меридиан» ($33,5^\circ$ в.д.) были усреднены по пространству для станций 3–7, точка К3–7 отнесена к станции 5 ($71,5^\circ$ с.ш.). Были произведены расчеты как на основе быстрого преобразования Фурье (БПФ), так и МВ. Прежде чем перейти к анализу результатов отметим, во-первых, что расчет на основе МВ дает излишне большое количество небольших пиков, затрудняющих рассмотрение. Для устранения этой особенности решения и сглаживания полученного спектра к нему применен фильтр Хемминга с окном 31 [26]. Во-вторых, поскольку длина исходных рядов не превышает 59 лет, имеет смысл рассматривать только межгодовые колебания с периодами в диапазоне не более 20 лет. Результаты расчета на основе БПФ и МВ с последующей фильтрацией по Хеммингу представлены на рис. 2.

Существующие результаты обработки данных наблюдений разреза КМ, представленные, например, в работе [1], выделяют в межгодовых колебаниях периоды 4–5, 8–10, 12–13 и 15–17 лет. В спектрограммах, полученных на основе обработки более длинных рядов данных того же разреза (рис. 2), выделяются колебания в диапазоне 2–3, 4–5, 6,5–7,5 и 12 лет. Колебания на периодах 8–10 лет в нашем расчете не выделяются. Более того, сравнение результатов, полученных разными методами, демонстрирует, что БПФ дает картину спектра с меньшим числом пиков, по сравнению со спектрограммой, полученной по МВ. Так, в спектрограмме БПФ совершенно отсутствует пик на периоде 12 лет, а большинство пиков БПФ, совпадающих в обоих расчетах, несколько смещены в сторону больших периодов. Более подробный анализ спектров на частотах 1–2 года в целом подтверждает общую закономерность, выявленную для спектрограмм БПФ и МВ, а также демонстрирует несколько лучшее воспроизведение Чандлеровских колебаний с периодом в 14 месяцев.

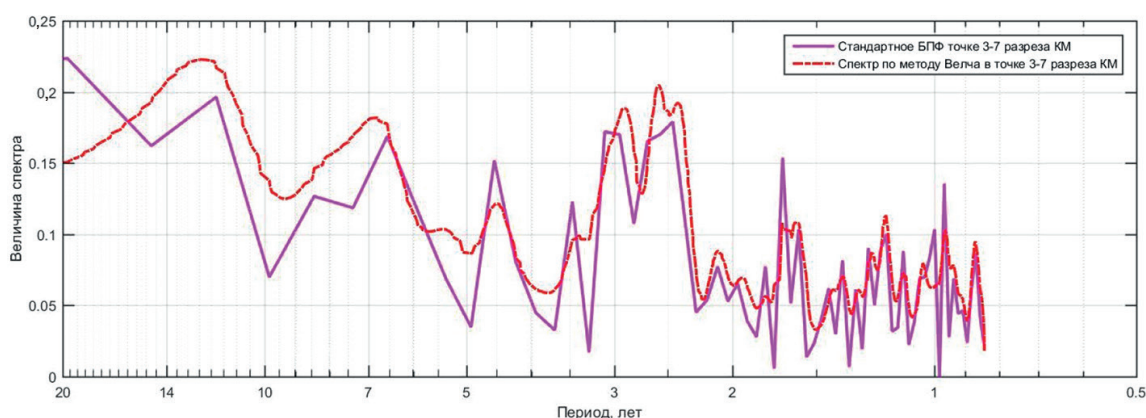


Рис. 2. Спектры колебаний аномалий температуры на станции К3–7 разреза «Кольский меридиан», полученные с помощью быстрого преобразования Фурье (фиолетовая линия) и по методу Велча (красный пунктир) на периодах 0,5–20 лет

Fig. 2. Oscillation spectra of temperature anomalies on the K3–7 station of the «Kola» section, obtained via fast Fourier transform (the violet line) and Welch's method (the red dotted line) for 0.5–20-year-periods

Таким образом, можно утверждать, что спектрограммы, рассчитанные с использованием МВ дают более подробную и лучшую картину, чем рассчитанные с помощью стандартного БПФ.

3.2. Анализ колебаний в различных районах акватории

Как показано в разделе 2.2, на рассматриваемой акватории можно выделить 10 районов с квазисинхронной изменчивостью ТПМ. Спектральный анализ временных рядов АТПМ по методу Велча выпол-

нялся в одной точке каждого района, имевшей максимальное значение корреляции с соответствующим фактором (точки показаны звездочками на рис. 1). Спектры, рассчитанные для всех десяти районов, совмещенные на одном графике, представлены на рис. 3.

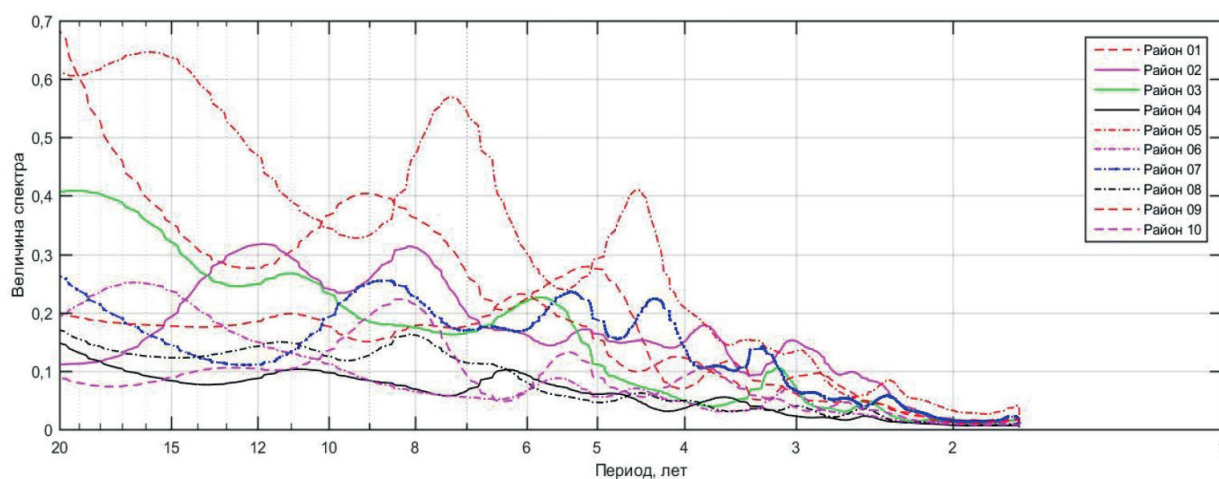


Рис. 3. Спектры колебаний аномалий температуры, полученные по методу Велча, на периоде 1–20 лет в каждом из 10-ти выделенных районов

Fig. 3. Oscillation spectrum of temperature anomalies, obtained via Welch's method in the 1–20-year-period in each of 10 areas

Как видно, выделить колебания с периодами, общими для всех районов, достаточно сложно. Поэтому для обобщения картины по пикам спектров выявлены колебания в разных интервалах периодов, представленные в табл. 3. Как видно из таблицы, наиболее «шумными», с наибольшим количеством спектральных составляющих являются районы 2, 5 и 7 (юго-восточная часть Баренцева моря, центральная и западная часть Баренцева моря, Чукотское море, соответственно). Это можно объяснить тем, что Баренцево и Чукотское моря, находясь на шельфе, в значительной мере подвержены трансформации вод, особенно в поверхностном слое. В частотной структуре во всей арктической зоне преобладают периоды колебаний 5–6, 3–3,3 и 8–9 лет.

Для выявления групп районов, имеющих колебания близких периодов, по таблице соответствия (табл. 3) был выполнен кластерный анализ с метрикой Хемминга. Результаты анализа представлены на рис. 4.

Таблица 3

Table 3

Наличие пиков на заданных интервалах периодов

Peaks in the given period intervals

Номер района	Периоды, лет										Сумма случаев
	16	12	11	8–9	7	5–6	4–5	3–4	3–3,3	2,3	
1 IL	–	–	–	+	–	+	–	+	–	–	3
2 SEB	–	+	–	+	–	+	–	+	+	–	5
3 WNS	–	–	+	–	–	+	–	–	+	–	3
4 NA	–	–	+	–	–	–	–	+	–	–	2
5 CWB	+	–	–	–	+	–	+	–	+	+	5
6 BB	+	–	–	–	–	+	–	–	–	–	2
7 ChS	–	–	–	+	–	+	+	–	+	+	5
8 ENS	–	–	+	+	–	–	–	–	–	–	2
9 KS	–	–	+	–	–	+	+	–	+	–	4
10 HB	–	–	–	+	–	+	–	+	+	–	4
Сумма случаев	2	1	4	5	1	7	3	4	6	2	

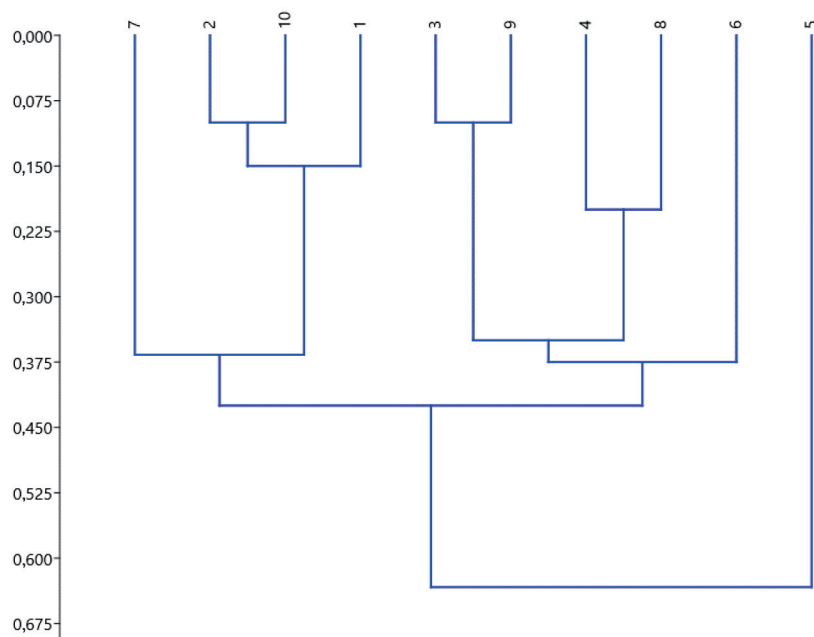


Рис. 4. Дендрограмма классификации по соответствию спектральной структуры для районов ТПМ за период 1949–2007 гг. по модели ROM. Вертикальная ось — вероятность несоответствия

Fig. 4. Dendrogram of the spectral structure compliance classification for the SST areas for the period 1949–2007 according to the ROM model. The vertical axis shows the probability of non-compliance

Классификация по соответствию спектральной структуры показала, что похожи между собой районы 7, 10, 1 и 2 (Чукотское море, Гудзонов залив, моря Ирмингера и Лабрадор, юго-восточная часть Баренцева моря), прежде всего, по совпадению колебаний периодов 8–9 лет и 5–6 лет (рис. 5, а). Схожую спектральную структуру, определяемую периодами 11 и 6 лет, имеют районы 3, 4, 8, 9 (центральная и западная части Норвежского моря, район влияния Северо-Атлантического течения 55–65° с. ш., Восточная часть Норвежского моря, участки Карского моря) (рис. 5, б). Если первая группа районов характеризуется холодными поверхностными водами и их трансформацией, связанной с дальнейшим охлаждением и взаимодействием с ледовым покровом, то вторая группа районов, очевидно, связана с атлантическими водами, поступающими в СЛО с юга.

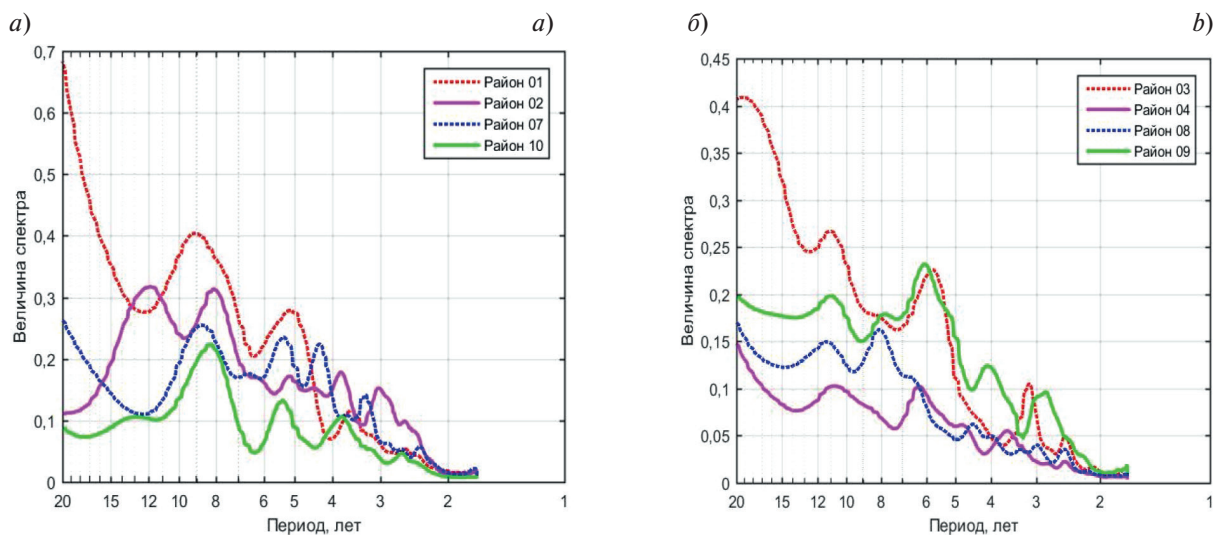


Рис. 5. Окончание рис. на стр. 47

Fig 5. Fin p. 47

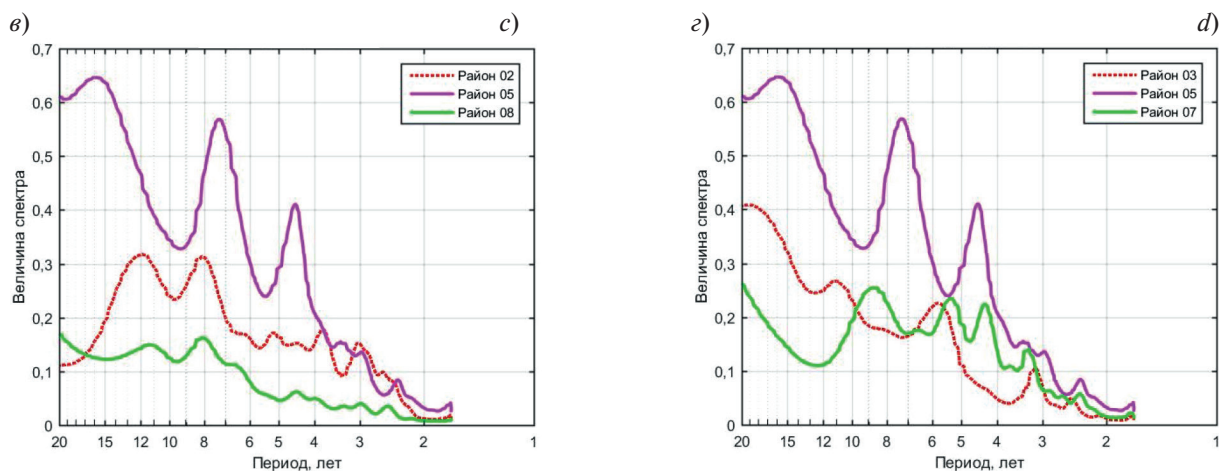


Рис. 5. Спектры колебаний аномалий температуры, полученные по методу Велча на периодах 1–20 лет в районах 1 (моря Ирмингера и Лабрадор), 2 (ЮВ Баренцева моря), 7 (Чукотское море) и 10 (Гудзонов залив) (а); районах 3 (Ц и 3 Норвежского моря), 4 (р-н влияния СА течения), 8 (Вост. Норвежского моря) и 9 (Карское море) (б); районах 2 (ЮВ Баренцева моря), 5 (Ц и 3 Баренцева моря) и 8 (Вост. Норвежского моря) (в); и районах 3 (Ц и 3 Норвежского моря), 5 (Ц и 3 Баренцева моря) и 7 (Чукотское море) (г)

Fig. 5. Oscillation spectra of temperature anomalies, obtained via Welch's method in 1–20-year periods for areas 1 (the Irminger Sea and the Labrador Sea), 2 (south-east of the Barents Sea), 7 (the Chukchi Sea), and 10 (the Hudson Bay) (a); areas 3 (central and western parts of the Norwegian Sea), 4 (the area affected by the North Atlantic Current), 8 (the eastern part of the Norwegian Sea), and 9 (The Kara Sea) (b); areas 2 (south-east of the Barents Sea), 5 (central and western parts of the Barents Sea), and 8 (the eastern part of the Norwegian Sea) (c); areas 3 (central and western parts of the Norwegian Sea), 5 (central and western parts of the Barents Sea), and 7 (the Chukchi Sea) (d)

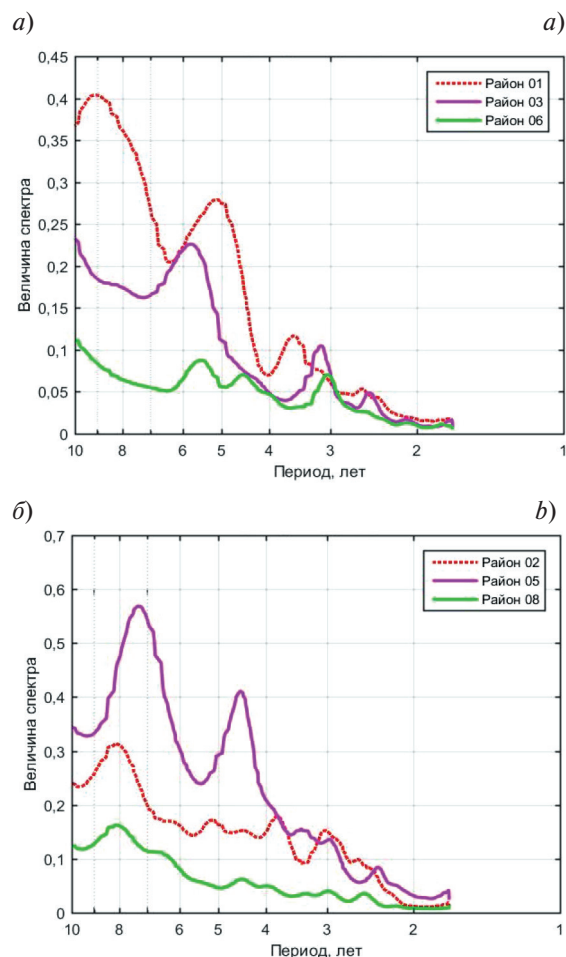
Особняком выделяется район Баффинова залива (район 6), который имеет два основных пика — на длинном периоде 16 лет и на общем для СЛО 5–6-летнем периоде.

Район 5 (центральная и западная часть Баренцева моря) также выделяется из всей совокупности. На малых периодах (2,3, 3,3, 4,5 лет) колебания ТПМ там практически совпадают с колебаниями в районе Чукотского моря (район 7) (рис. 5, в), а на периодах 7–8 лет — с колебаниями в районах 2 и 8 (юго-восточная часть Баренцева моря, восточная часть Норвежского моря) (рис. 5, г). Особенностью данного района является наличие максимально подвижной ледовой границы, отсутствующей в других районах. Поэтому спектральная структура этой акватории отличается от районов, не имеющих данной особенности.

Однако также можно увидеть, что в некоторых случаях пики спектров проявляются со смещением и ослаблением (рис. 6).

Рис. 6. Спектры колебаний аномалий температуры, полученные по методу Велча, на периодах 1–10 лет в районах 1 (моря Ирмингера и Лабрадор), 3 (Ц и 3 Норвежского моря) и 6 (Баффинов залив) (а), и районах 2 (ЮВ Баренцева моря), 5 (Ц и 3 Баренцева моря) и 8 (Вост. Норвежского моря) (б)

Fig. 6. Oscillation spectra of temperature anomalies, obtained via Welch's method in 1–10-year periods for areas 1 (the Irminger Sea and the Labrador Sea), 3 (central and western parts of the Norwegian Sea), 6 (The Baffin Bay) (a), and areas 2 (the south-eastern part of the Barents Sea), 5 (central and western parts of the Barents Sea), and 8 (the western part of the Norwegian Sea) (b)



Например, первоначальное относительно долгопериодное колебание (с периодом 3,5 лет) в море Ирмингера и Лабрадор (район 1) в Норвежском море (район 3) видно более коротким с периодом 3,2 года, а колебание с первоначальным периодом 2,6 лет — периодом 2,5 года. В море Баффина (район 6) первое колебание видно еще более коротким — с периодом 3 года (рис. 6, а). Другое колебание в центральной и западной части Баренцева моря (район 5) с периодом 7,2 года, в юго-восточной части Баренцева моря (район 2) удлиняется до периода 7,9 лет, а в восточной части Норвежского моря оно уже отмечается с периодом 8,1 лет (район 8) (рис. 6, б). Таким образом, можно выдвинуть гипотезу, что при переносе температурного сигнала по акватории меняются и его частотные характеристики. Однако эта гипотеза требует дополнительного исследования.

4. Выводы

1. Сравнение результатов, получаемых на основе стандартного быстрого преобразования Фурье (БПФ) и метода Велча (МВ), проведенное на основе данных разреза «Кольский меридиан», демонстрирует, что БПФ дает картину спектра с меньшим числом пиков по сравнению со спектрограммой, полученной по МВ. Так, в спектрограмме БПФ совершенно отсутствует пик на периоде 12 лет, а большинство пиков БПФ, совпадающих в обоих расчетах, несколько смещены в сторону больших периодов.

2. В рассматриваемой акватории можно выделить 10 районов с квазисинхронной изменчивостью ТПМ. Как оказалось, выделить колебания с периодами, общими для всех районов, достаточно сложно, однако можно выделить районы с совпадающими колебаниями различных периодов. Районами с наибольшим количеством спектральных составляющих являются районы 2, 5 и 7 (юго-восточная часть Баренцева моря, Центральная и западная часть Баренцева моря, Чукотское море). В частотной структуре во всей арктической зоне преобладают периоды колебаний 5–6, 3–3,3 и 8–9 лет.

3. Классификация по соответствию спектральной структуры показала, что похожи между собой районы 7, 10, 1, и 2 (Чукотское море, Гудзонов залив, моря Ирмингера и Лабрадор, юго-восточная часть Баренцева моря), прежде всего, по совпадению колебаний периодов 8–9 и 5–6 лет. Схожую спектральную структуру, определяемую периодами 11 и 6 лет, имеют районы 3, 4, 8, 9 (центральная и западная часть Норвежского моря, район влияния Северо-Атлантического течения 55–65° с.ш., восточная часть Норвежского моря, участки Карского моря).

4. Особо выделяются район Баффина залива (район 6), имеющий два основных пика — на периоде 16 лет и на общем для Арктического бассейна 5–6-летнем периоде и район центральной и западной части Баренцева моря (район 6), в котором на малых периодах (2,3, 3,3, 4,5 лет) колебания ТПМ практически совпадают с колебаниями в районе Чукотского моря (район 7), а на периодах 7–8 лет — с колебаниями в районах 2 и 8 (юго-восточная часть Баренцева моря, восточная часть Норвежского моря).

5. В некоторых случаях пики спектров проявляются со смещением и ослаблением. Тем самым можно выдвинуть гипотезу, что при переносе температурного сигнала по акватории меняются и его частотные характеристики. Однако эта гипотеза требует дополнительного исследования.

Финансирование

Работа выполнена в рамках темы государственного задания FMWE-2024-0028.

Funding

The work was carried out within the theme of the state assignments No FMWE-2024-0028.

Литература

1. Бочков Ю.А. Прогноз температуры воды в Баренцевом море на 1965–1970 годы // Материалы сессии ученого совета ПИНРО по результатам исследований в 1964 г. Вып. IV. С. 64–79.
2. Yndestad H., Turrell W.R., Ozhigin V. Lunar nodal tide effects on variability of sea level, temperature, and salinity in the Faroe-Shetland Channel and the Barents Sea // Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. 2008. Vol. 55, N 10. P. 1201–1217. doi:10.1016/j.dsr.2008.06.003
3. Смирнов Н.П., Воробьев В.Н., Дроздов В.В. Циклонический центр действия атмосферы и океана в Северной Атлантике // Ученые записки РГГМУ. 2010. № 15. С. 117–134.
4. Da Costa E., De Verdiere C. The 7.7-year North Atlantic oscillation // Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society. 2002. Vol. 128, N 581. P. 797–817. doi:10.1256/0035900021643692

5. Humlum O., Solheim J.-E., Stordahl K. Spectral analysis of the svalbard temperature record 1912–2010 // *Advances in Meteorology*. 2011. Article ID175296. 14 p. doi:10.1155/2011/175296
6. Юлин А.В., Вязигина Н.А., Егорова Е.С. Межгодовая и сезонная изменчивость площади льдов в Северном Ледовитом океане по данным спутниковых наблюдений // *Российская Арктика*. 2019. № 7. С. 28–40. doi:10.24411/2658-4255-2019-10073
7. IPCC, 2014: Climate Change 2014: Synthesis Report. Contribution of Working Groups I, II and III to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [Core Writing Team, R.K. Pachauri and L.A. Meyer (eds.)]. IPCC: Geneva, Switzerland, 2014. 151 p.
8. Jelmert A., Sandø A.B., Frie A.K. et al. Status for miljøet i Barentshavet. Rapport fra Overvåkingsgruppen 2020 // *Havforskningsinstituttet*. 2020. [электронный ресурс]. URL: <https://www.hi.no/hi/nettrapporter/rapport-fra-havforskningen-2020>—13 (дата обращения: 09.06.2020).
9. Серых И.В., Костяной А.Г., Лебедев С.А., Костяная Е.А. О переходе температурного режима региона Белого моря в новое фазовое состояние // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2022. Т. 15, № 1. С. 98–111. doi:10.59887/fpg/k9x4-p8fz-5kz6
10. Серых И.В., Костяной А.Г. О климатических изменениях температуры Баренцева моря и их возможных причинах // *Система Баренцева моря / под ред. академика А.П. Лисицына*. М.: ГЕОС, 2021. 672 с.
11. Башмачников И.Л., Юрова А.Ю., Бобылев Л.П., Весман А.В. Сезонная и межгодовая изменчивость потоков тепла в районе Баренцева моря // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2018. Т. 54, № 2. С. 239–249. doi:10.7868/S0003351518020149
12. Proshutinsky A., Dukhovskoy D., Timmermans M.L., Krishfield R., Bamber J.L. Arctic circulation regimes. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2015. 373(2052). 20140160. doi:10.1098/rsta.2014.0160
13. Горчаков В.А., Дворников А.Ю., Гордеева С.М., Рябенко В.А. Пространственная изменчивость межгодовых колебаний температуры Баренцева и Карского морей по результатам моделирования // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2020. Т. 13, № 4. С. 50–65. doi:10.7868/S207366732004005X
14. Sein D.V., Mikolajewicz U., Groger M., Fast I., Cabos W., Pinto J.G., Hagemann S., Semmler T., Izquierdo A., Jacob D. Regionally coupled atmosphere-ocean-sea ice-marine biogeochemistry model ROM: 1. Description and validation // *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*. 2015. Vol. 7, N 1. P. 268–304. doi:10.1002/2014MS000357
15. Marshall J., Adcroft A., Hill C., Perelman L., Heisey C. A finite-volume, incompressible navier-stokes model for studies of the ocean on parallel computers // *Journal of Geophysical Research Atmospheres*. 1997. Vol. 102(C3). P. 5753–5766. doi:10.1029/96JC02775
16. Шерстюков Б.Г. Климатические условия Арктики и новые подходы к прогнозу изменения климата // *Арктика и Север*. 2016. № 24. P. 39–67. doi:10.17238/issn2221-2698.2016.24.39
17. Marsland S.J., Haak H., Jungclaus J.H., Latif M., Roske F. The Max-Planck-Institute global ocean/sea ice model with orthogonal curvilinear coordinates // *Ocean Modelling*. 2003. Vol. 5. P. 91–127. doi:10.1016/S1463-5003(02)00015-X
18. Arakawa A., Lamb V.R. Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model // *Methods in Computational Physics: Advances in Research and Applications*. 1977. Vol. 17. P. 173–265. doi:10.1016/B978-0-12-460817-7.50009-4
19. Kistler R. et al. The NCEP-NCAR50-year reanalysis: Monthly means CD-ROM and documentation // *Bulletin of the American Meteorological Society*. 2001. Vol. 82, N 2. P. 247–268. doi:10.1175/1520-0477(2001)082<0247: TNNYRM>2.3.CO;2
20. Thomas M., Sündermann J., Maier-Reimer E. Consideration of ocean tides in an OGCM and impacts on subseasonal to decadal polar motion excitation // *Geophysical Research Letters*. 2001. Vol. 28, N 12. P. 2457–2460. doi:10.1029/2000GL012234
21. Sein D.V., Gröger M., Cabos W. et al. Regionally coupled atmosphere-ocean-marine biogeochemistry model ROM: 2. Studying the climate change signal in the North Atlantic and Europe // *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*. 2020. Vol. 12. e2019MS00164. doi:10.1029/2019MS001646
22. Welch P.D. The use of Fast Fourier Transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms // *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*. 1967. AU-15 (2): 70–73.
23. Serykh I.V., Sonechkin D.M. Nonchaotic and globally synchronized short-term climatic variations and their origin // *Theoretical and Applied Climatology*. 2019. Vol. 137. N 3–4. P. 2639–2656. doi:10.1007/s00704-018-02761-0
24. Rummel R.J. Applied factor analysis: 1st edition. — Evanston, USA: Northwestern University Press, 1988. 617 p.
25. Карсаков А.Л. Океанографические исследования на разрезе «Кольский меридиан» в Баренцевом море за период 1900–2008 гг. Мурманск: Изд-во ПИНРО, 2009. 139 с.
26. Hamming R.W. The art of doing science and engineering: Learning to learn. Amsterdam, Netherlands, Gordon and Breach Science Publishers, 1997. 227 p.

References

1. Bochkov Yu.A. Forecast of water temperature in the Barents Sea for 1965–1970. *Proceeding of the PINRO Academic Council Session on the Results of Research in 1964*, release IV, 64–79 (in Russian).
2. Yndestad H., Turrell W.R., Ozhigin V. Lunar nodal tide effects on variability of sea level, temperature, and salinity in the Faroe-Shetland Channel and the Barents Sea. *Deep-Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 2008, 55, 10, 1201–1217. doi:10.1016/j.dsr.2008.06.003
3. Smirnov N.P., Vorobyov V.N., Drozdov V.V. Cyclonic center of atmosphere and ocean action in North Atlantic. *Proceeding of RSHU*. 2010, 15, 117–134 (in Russian).
4. Da Costa E., De Verdiere C. The 7.7-year North Atlantic Oscillation. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. 2002, 128, 797–817.
5. Humlum O., Solheim J.-E., Stordahl K. Spectral analysis of the Svalbard temperature record 1912–2010. *Advances in Meteorology*. 2011, Article ID175296, 14 p. doi:10.1155/2011/175296
6. Yulin A.V., Vyazgina N.A., E.S. Egorova E.S. Interannual and seasonal variability of Arctic Sea ice extent according to satellite observations. *Russian Arctic*. 2019, 7, 28–40. doi:10.24411/2658-4255-2019-10073
7. IPCC, 2014: Climate Change 2014: Synthesis Report. Contribution of working groups I, II and III to the Fifth Assessment Report of the intergovernmental panel on climate change [CoreWriting Team, R.K. Pachauri and L.A. Meyer (eds.)]. IPCC: Geneva, Switzerland, 2014. 151 p.
8. Jelmert A., Sandø A.B., Frie A.K. et al. Status for miljøet i Barentshavet. Rapport fra Overvåkingsgruppen 2020. *Havforskningsinstituttet*. 2020. Electronic resource. URL: <https://www.hi.no/hi/nettrapporter/rapport-fra-havforskningen-2020-13> (date of access: 09.06.2020).
9. Serykh I.V., Kostianoy A.G., Lebedev S.A., Kostianaya E.A. On the transition of temperature regime of the White Sea region to a new phase state. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2022, 15, 1, 98–111. doi:10.59887/fpg/k9x4-p8fz-5kz6
10. Serykh I.V., Kostianoy A.G. On climatic changes in the temperature of the Barents Sea and their possible causes. *The Barents Sea System* / edited by the Academician Lisitsin. M., GEOS, 2021. 672 p. (in Russian).
11. Bashmachnikov I.L., Yurova A.U., Bobylev L.P., Vesman A.V. Seasonal and interannual variations of the heat fluxes in the Barents Sea region. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2018, 54, 2, 213–222. doi:10.1134/S0001433818020032
12. Proshutinsky A., Dukhovskoy D., Timmermans M.L., Krishfield R., Bamber J.L. Arctic circulation regimes. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 2015, 373(2052), 20140160. doi:10.1098/rsta.2014.0160
13. Gorchakov V.A., Dvornikov A.Y., Gordeeva S.M., Ryabchenko V.A. Spatial variability of interannual temperature oscillations in the Barents Sea and the Kara Sea according to simulation results. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2020, 13, 4, 50–65. doi:10.7868/S207366732004005X (in Russian).
14. Sein D.V., Mikolajewicz U., Groger M., Fast I., Cabos W., Pinto J.G., Hagemann S., Semmler T., Izquierdo A., Jacob D. Regionally coupled atmosphere-ocean-sea ice-marine biogeochemistry model ROM: 1. Description and validation. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*. 2015, 7, 268–304. doi:10.1002/2014MS000357
15. Marshall J., Adcroft A., Hill C., Perelman L., Heisey C. A finite-volume, incompressible navier-stokes model for studies of the ocean on parallel computers. *Journal of Geophysical Research Atmospheres*. 1997, 102(C3), 5753–5766.
16. Sherstyukov B.G. Climatic conditions of the Arctic and new approaches to forecasting climate change. *Arctic and North*. 2016, 24, 39–67.
17. Marsland S. J., Haak H., Jungclaus J.H., Latif M., Roske F. The Max-Planck-Institute global ocean/sea ice model with orthogonal curvilinear coordinates. *Ocean Modelling*. 2003, 5, 91–127. doi:10.1016/S1463-5003(02)00015-X
18. Arakawa A., Lamb V.R. Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model, Methods. *Methods in Computational Physics: Advances in Research and Applications*. 1977, 17, 173–265. doi:10.1016/B978-0-12-460817-7.50009-4
19. Kistler R. et al. The NCEP/NCAR50 year reanalysis: Monthly-means CD-ROM and documentation. *Bulletin of the American Meteorological Society*. 2001, 82, 247–267.
20. Thomas M., Sündermann J., Maier-Reimer E. Consideration of ocean tides in an OGCM and impacts on subseasonal to decadal polar motion excitation. *Geophysical Research Letters*. 2001, 28, 2457–2460. doi:10.1029/2000GL012234
21. Sein D.V., Gröger M., Cabos W. et al. Regionally coupled atmosphere-ocean-marine biogeochemistry model ROM: 2. Studying the climate change signal in the North Atlantic and Europe. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*. 2020, 12, e2019MS00164. doi:10.1029/2019MS001646
22. Welch P.D. The use of Fast Fourier Transform for the estimation of power spectra: A method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, 1967. AU-15 (2): 70–73.
23. Serykh I.V., Sonechkin D.M. Nonchaotic and globally synchronized short-term climatic variations and their origin. *Theoretical and Applied Climatology*. 2019, 137, 3–4, 2639–2656. doi:10.1007/s00704-018-02761-0

24. *Rummel R.J.* Applied factor analysis: 1st edition. *Evanston, USA, Northwestern University Press*, 1988. 617 p.
25. *Karsakov A.L.* Oceanographic studies at the Kola Meridian Section in the Barents Sea for the period 1900–2008. *Murmansk, PINRO Publishing*, 2009. 139 p. (in Russian).
26. *Hamming R.W.* The art of doing science and engineering: Learning to learn. *Amsterdam, Netherlands, Gordon and Breach Science Publishers*, 1997. 227 p.

Об авторах

- ГОРЧАКОВ Виктор Анатольевич, старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, ORCID ID: 0009-0003-3270-4539, Scopus AuthorID: 36892327800, AuthorID: 70653, e-mail: vikfioran@yandex.ru
- ДВОРНИКОВ Антон Юрьевич, ведущий научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, ORCID ID: 0000-0002-9334-3138, WoS ResearcherID: B-5971–2017, Scopus AuthorID: 7006072591, SPIN-код: 6863-5988, e-mail: anton.dvornikoff@gmail.com
- ГОРДЕЕВА Светлана Михайловна, старший научный сотрудник, доцент, кандидат географических наук, ORCID ID: 0000-0001-9797-5266, WoS ResearcherID: H-5890–2013, Scopus AuthorID: 6506898803, SPIN-код: 7836-2105, e-mail: smgordeeva@yandex.ru
- РЯБЧЕНКО Владимир Алексеевич, главный научный сотрудник, доктор физико-математических наук, ORCID ID: 0000-0003-3909-537X, WoS ResearcherID: R-3877–2016, Scopus AuthorID: 7005479766, SPIN-код: 2187-1380, e-mail: vla-ryabchenko@yandex.ru
- СЕИН Дмитрий Владимирович, старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, ORCID ID: 0000-0002-1190-3622, WoS ResearcherID: P-6419–2018, Scopus AuthorID: 6507684871, SPIN-код: 9518-7196, e-mail: dmitry.sein@awi.de

УДК 551.465.62

© А. А. Коник^{1*}, О. А. Атаджанова^{1,2}, Е. В. Сентябов³, 2024

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

²Морской гидрофизический институт РАН, 299011, ул. Капитанская, д. 2, Севастополь

³Полярный филиал Всероссийского научно-исследовательского института рыбного хозяйства и океанографии, 183038, ул. Академика Книповича, д. 6, Мурманск

*konikrshu@gmail.com

АНАЛИЗ МЕЗОМАСШТАБНЫХ ФРОНТАЛЬНЫХ ЗОН НОРВЕЖСКОГО МОРЯ ПО СПУТНИКОВЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ И ДАННЫМ РЕАНАЛИЗА В МАЕ 2011–2020 ГГ.

Статья поступила в редакцию 12.12.2023, после доработки 04.03.2024, принята в печать 22.03.2024

Аннотация

Цель исследования — сравнение рассчитанных на основе спутниковых наблюдений и данных реанализа горизонтальных градиентов температуры в области поверхностных проявлений мезомасштабных фронтальных зон и для всей акватории Норвежского моря в период начала нагульных миграций пелагических рыб в мае 2011–2020 гг. На основе среднемесячных данных температуры MODIS/Aqua, GHRSSST OSTIA и CMEMS GLORYS12v1 рассчитаны поля среднемесячных и десятилетних горизонтальных градиентов на поверхности Норвежского моря. Выполнено сравнение полученных десятилетних оценок градиентов температуры с их средними климатическими значениями. Выявлено, что в большинстве данных регистрируются поверхностные проявления основных фронтальных зон Норвежского моря. На основе уникальных *in situ* наблюдений проведена валидация полей температуры в области Исландско-Фарерской фронтальной зоны. Показано, что для анализа фронтальных зон Норвежского моря наиболее предпочтительно использование полей температуры GHRSSST OSTIA. Полученные физико-географические особенности мезомасштабных фронтальных зон возможно использовать для оценки связи с миграциями пелагических рыб в Норвежском море.

Ключевые слова: градиент температуры, фронтальные зоны, валидация, Норвежское море

UDC 551.465.62

© А. А. Коник^{1*}, О. А. Атаджанова^{1,2}, Е. В. Сентябов³, 2024

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

²Marine Hydrophysical Institute, Russian Academy of Sciences, 2 Kapitanskaya Str., Sevastopol, 299011, Russia

³Polar Branch of the Russian Federal Research Institute Fisheries and Oceanography, 6 Akademika Knipovicha Str., Murmansk, 183038, Russia

*konikrshu@gmail.com

ANALYSIS OF MESOSCALE FRONTAL ZONES OF THE NORWEGIAN SEA BASED ON SATELLITE OBSERVATIONS AND REANALYSIS DATA IN MAY 2011–2020

Received 12.12.2023, Revised 04.03.2024, Accepted 22.03.2024

Abstract

The aim of this study is to compare the horizontal temperature gradients calculated based on satellite observations and reanalysis data in the area of mesoscale frontal zones' surface manifestations, both for the entire Norwegian Sea and during the onset of pelagic fish spawning migrations in May from 2011 to 2020. Using monthly average temperature data from MODIS/Aqua, GHRSSST OSTIA, and CMEMS GLORYS12v1, the fields of monthly and decade-long horizontal gradients on the surface of the Norwegian Sea were derived. A comparison was made between the decade-long temperature gradient estimates and their mean climatic values. The majority of the data show surface manifestations of the main frontal zones in the Norwegian Sea. Validation of temperature fields in the area of the Iceland-Faroe Frontal Zone was conducted based on unique *in situ* observations. It was

Ссылка для цитирования: Коник А.А., Атаджанова О.А., Сентябов Е.В. Анализ мезомасштабных фронтальных зон Норвежского моря по спутниковым наблюдениям и данным реанализа в мае 2011–2020 гг. // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2024. Т. 17, № 1. С. 52–62. doi:10.59887/2073-6673.2024.17(1)-4

For citation: Konik A.A., Atadzhanova O.A., Sentyabov E.V. Analysis of Mesoscale Frontal Zones of the Norwegian Sea based on Satellite Observations and Reanalysis Data in May 2011–2020. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2024, 17, 1, 52–62. doi:10.59887/2073-6673.2024.17(1)-4

demonstrated that for the analysis of the frontal zones in the Norwegian Sea, using the temperature fields of GHR SST OSTIA is most preferable. The obtained physico-geographical characteristics of mesoscale frontal zones could be used to assess their relationship with pelagic fish migrations in the Norwegian Sea.

Keywords: temperature gradient, frontal zones, validation, Norwegian Sea

1. Введение

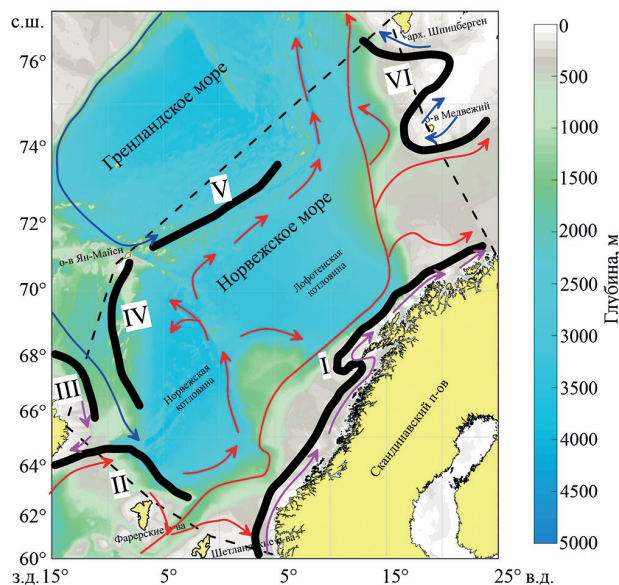
Крупномасштабные фронтальные зоны (ФЗ) в Мировом океане являются неотъемлемым элементом его динамики, при этом влияют на процессы перемешивания [1] и вихреобразования [2–4], перенос биогенных веществ [5–6] и рыбный промысел [7–8]. Однако в последние годы наблюдаются значительные климатические изменения [9–10], связанные с таянием многолетних льдов, увеличением температуры вод и усилением теплопереноса, которые находят отражение в гидрологических характеристиках морей Северной Атлантики и Северного Ледовитого океана, в частности, в Норвежском море.

Норвежское море (см. рис. 1) является окраинным морем Северного Ледовитого океана и располагается между Скандинавским п-овом, Фарерскими о-вами, о-вом Исландия и архипелагом Шпицберген. Гидрологический режим моря [11–15] в большей степени определяется постоянным поступлением теплых атлантических вод с юга, которые в основном переносятся Норвежским течением и его ветвями (Восточной и Западной), а также Фарерским течением через Фареро-Исландский пролив. На границах моря происходит перемешивание данных атлантических вод с холодными водами арктического происхождения, которые на северо-западе и западе акватории переносятся Ян-Майенской ветвью Восточно-Гренландского течения и Восточно-Исландским течением соответственно, а на севере — Восточно-Шпицбергенским течением из Баренцева моря. Весомое влияние на циркуляцию Норвежского моря оказывает наличие Норвежской и Лофотенской котловин, последняя из которых характеризуется высокой энергоактивностью [16]. Данное море отличается значительными перепадами глубин и сложной системой циркуляции, которая, в том числе, зависит от интенсификации атмосферных колебаний [17].

Под воздействием перечисленных процессов в центральной части Норвежско-Гренландского бассейна формируется климатическая Северная Полярная ФЗ [11]. Данная область является зоной перемешивания атлантических и арктических вод и характеризуется большими величинами термохалинных градиентов (∇T , ∇S), которые ранее оценивались по *in situ* измерениям всей толщи вод. Из-за сложной и динамичной системы течений и изрезанной топографии Норвежского моря данная крупномасштабная ФЗ состоит из нескольких мезомасштабных ФЗ (рис. 1): ФЗ Норвежского Прибрежного течения (взаимодействие распресненных вод Норвежского Прибрежного течения и атлантических вод Восточной ветви Норвежского течения, $\nabla T = 0,25$ °C/км, $\nabla S = 0,01$ psu/км); Исландско-Фарерская ФЗ (граница атлантических вод Фарерского и Норвежского течений и субарктических вод Восточно-Исландского течения, $\nabla T = 0,4$ °C/км, $\nabla S = 0,04$ psu/км); Исландская Прибрежная ФЗ: (взаимодействие Прибрежного Исландского и Восточно-Исландского течений, $\nabla T = 0,3$ °C/км, $\nabla S = 0,02$ psu/км); Ян-Майенская ФЗ (граница вод Восточно-Исландского и Западной ветви Норвежского течений, $\nabla T = 0,1$ °C/км, $\nabla S = 0,01$ psu/км); ФЗ порога Мона (взаимодействие вод Восточно-Гренландского течения и Западной ветви Норвежского течения, $\nabla T = 0,4$ °C/км, $\nabla S = 0,01$ psu/км); ФЗ Западно-

Рис. 1. Положение основных ФЗ и течений Норвежского моря: I — ФЗ Норвежского Прибрежного течения, II — Исландско-Фарерская ФЗ, III — Исландская Прибрежная ФЗ, IV — Ян-Майенская ФЗ, V — ФЗ порога Мона; VI — ФЗ Западного Шпицбергена. Красным цветом показано движение атлантических вод, синим — арктических, а розовым — прибрежных [18]

Fig. 1. The position of the main large-scale FZ and currents of the Norwegian Sea: I — FZ of the Norwegian Coastal Current, II — Icelandic-Faroese FZ, III — Icelandic Coastal FZ, IV — Jan Mayen FZ, V — FZ of the Mona Threshold; VI — FZ of Western Svalbard. The movement of Atlantic waters is shown in red, Arctic waters in blue, and Coastal waters in pink [18]



го Шпицбергена (взаимодействие вод атлантического происхождения с шельфовыми водами архипелага Шпицберген и холодными водами Восточно-Шпицбергенского течения, $\nabla T = 0,2 \text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$, $\nabla S = 0,02 \text{ psu}/\text{км}$).

Исследование ФЗ Норвежского моря ведется уже не одно десятилетие [19–22], что связано с их влиянием на региональную и глобальную океаническую циркуляцию. Интенсификация конвективных процессов в области ФЗ сказывается на биологической продуктивности и объеме вылова пелагических видов рыб (сельдь, путассу), начало нагульных миграций которых в Норвежском море приходится на апрель–май [23–24]. Привязанность скоплений рыб на различных стадиях зрелости к высокоградиентным зонам проиллюстрирована в работах [25–26], в том числе для Норвежского моря [27]. Перечисленные факторы влияют как на экологическое, так и на экономическое состояние всего региона, что актуализирует исследование ФЗ в данном районе Северного Ледовитого океана, особенно в весенний период года.

В настоящий момент наиболее весомой проблемой в изучении ФЗ является отсутствие четкого критерия определения их физико-географических особенностей. Большинство исследователей ФЗ Мирового океана использует терминологию из фундаментального труда [28], где ФЗ определяется как область обостренных термодинамических характеристик по сравнению с их средним равномерным распределением. Основным же критерием, по которому чаще всего и определяется ФЗ в Мировом океане, является десятикратное, а для северных морей — двукратное превышение градиента гидрофизических параметров над фоновым (осредненная величина градиента по пространству и времени). Разработанные ранее теоретические представления были по большей части основаны на отрывочных данных *in situ* измерений, в то время как на настоящий момент все большее предпочтение отдается общедоступным высокоразрешающим спутниковым наблюдениям и данным моделирования (реанализ). В результате, выбор исходного типа данных из-за различия в их пространственных масштабах и обеспеченности потенциально может влиять на рассчитанную величину фонового градиента. Вместе с тем, по сравнению с типичными условиями Мирового океана, большинство ФЗ Норвежского моря располагаются на глубоководных горизонтах, что осложняет процесс их идентификации на поверхности. В контексте указанных проблем сравнение величины фонового температурного поверхностного градиента Норвежского моря по разнородным данным как основного инструмента для определения ФЗ на поверхности остается актуальной и важной задачей.

Таким образом, цель данного исследования — сравнение рассчитанных на основе спутниковых наблюдений и данных реанализа горизонтальных градиентов температуры в области поверхностных проявлений мезомасштабных фронтальных зон и для всей акватории Норвежского моря в период начала нагульных миграций пелагических рыб в мае 2011–2020 гг.

2. Данные и методы

В качестве исходных данных для расчета градиентов использовались различные информационные продукты, содержащие данные температуры поверхности Норвежского моря с пространственным шагом по широте и долготе от 4 до 25 км за май 2011–2020 гг.

Спутниковые измерения температуры поверхности моря (ТПМ) были представлены суточными и годовыми среднемесячными данными радиометра видимого и ИК-диапазонов MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer) Aqua с пространственным разрешением $0,05^{\circ}$ [29].

Продукт GHR SST OSTIA (The Group for High Resolution Sea Surface Temperature Operational Sea Surface Temperature and Sea Ice Analysis) содержит в себе осредненные с помощью оптимальной интерполяции поля данных на глобальной сетке $0,054^{\circ}$ по широте и долготе [30]. GHR SST OSTIA основывается на спутниковых данных температуры поверхности океана с датчиков высокого разрешения (AVHRR, AMSR-E, AATSR) и данных, полученных с буев. Для расчетов использовались суточные данные GHR SST OSTIA, которые предварительно усреднялись до месячного интервала.

Продукт GLOBAL OCEAN PHYSICS REANALYSIS (сокращённо CMEMS GLORYS12v1, <https://doi.org/10.48670/moi-00021>) содержит в себе среднемесячные и суточные гидрофизические поля с глобальным охватом в разрешении $0,083^{\circ}$ по долготе и широте для 50-ти горизонтов. Модельная составляющая данного реанализа — глобальная океаническая модель NEMO. Наблюдения данных температуры, солёности, течений, уровня моря и поверхности льда усваиваются с помощью фильтра Калмана. Для оценки градиентов использовались среднемесячные значения ТПМ.

Качество используемых данных зависит как от вида зондирующих систем, так и от состояния поверхностных вод исследуемой акватории. Погрешность используемых в работе спутниковых данных (MODIS/Aqua) температуры поверхности моря не превышает $0,15 \text{ }^{\circ}\text{C}$, в то время как для данных реанализа

(GHRSSST OSTIA, CMEMS GLORYS12v1) — 0,1 °C. Кроме того, необходимо учитывать сложные метеорологические условия (частый облачный покров), которые весомо могут влиять на обеспеченность спутниковыми данными района исследования. Так, дистанционные измерения наиболее обеспечены (более 250 суточных значений температуры спутника MODIS/Aqua за май десяти лет на единицу сетки с шагом 1 км) вблизи береговой зоны Скандинавского п-ова и о-ва Исландия. Центральные районы Норвежского моря менее обеспечены (150 значений), а меньше всего данных (менее 50-ти значений) наблюдается в северных районах моря.

Поля поверхностных градиентов, осредненных за все майские месяцы 2011–2020 гг. рассчитывались для всех типов данных одинаково. Первый этап включал в себя осреднение среднемесячных полей температуры за десятилетие (декаду). Второй этап заключался в расчёте горизонтальных градиентов температуры (∇T) согласно методу, неоднократно апробированному для Баренцева моря [31]. На третьем этапе определялся модуль $|\nabla T|$, который далее в работе будет обозначаться ∇T . Вначале производился расчет шага по параллели и меридиану в километрах, далее выполнялся расчет зональной и меридиональной составляющих градиента для каждого узла сетки. Итоговый декадный модуль горизонтального градиента по всему морю рассчитывался как квадратный корень суммы квадратов зональной и меридиональной составляющих. Фоновый градиент рассчитывался как среднее значение ∇T в каждой ячейке поля и осреднялся по пространству для всего Норвежского моря. Далее на основе исследований [11, 17, 22] определялись географические границы ФЗ Норвежского моря и средняя величина их ∇T внутри выделенных областей ФЗ. В качестве основного критерия определения ФЗ выступало превышение величины климатического градиента Норвежского моря, равной 0,01 °C/км [11], минимум в два раза.

Дополнительно для оценки качества исходных полей температуры проводилась их валидация с помощью *in situ* измерений на глубине 10 м за 2–16 мая 2011 г. из базы данных международных съемок пелагических рыб (International Pelagic Surveys (IPS)) [24], данные которой доступны авторам статьи как непосредственным участникам экспедиций. В базе содержатся первичные океанографические и биологические данные, собранные с судов во время проведения международных экосистемных съемок в северных морях, включая Норвежское море, за более чем десятилетний период. Методика проведения ежегодных международных съемок Норвежского моря представлена в работе [24], в качестве основного измерительного прибора использовался СТД-зонд SBE-911. Выбор в качестве верхнего горизонта 10 м в *in situ* измерениях связано как с термической структурой верхнего квазиоднородного слоя в этот период, так и с особенностями натурных измерений на различных судах (разные участники международных съемок принимали за корректный верхний горизонт измерений глубину погружения прибора от 3 до 7 м). Предварительные расчеты разницы измеренной температуры между верхним горизонтом и 10 м для каждой станции показали, что в среднем она составляет 0,03 °C.

Район для проведения валидации, Исландско-Фарерская фронтальная зона (ИФФЗ), был выбран исходя из его наибольшей обеспеченности *in situ* измерениями в указанный период. На основе суточных данных (MODIS/Aqua, GHRSSST OSTIA и GLORYS12v1) создавались массивы композитных данных для каждого информационного продукта. Подбор данных к станциям *in situ* производился для каждого дня измерений на основе расчета наименьших расстояний от координат станций до координат точек значений реанализа/спутниковых данных. В результате были подготовлены ряды для валидации данных MODIS/Aqua, GHRSSST OSTIA и GLORYS12v1, каждый из которых имел длину 50 значений температуры, которые соответствовали станциям, попавшим в зону ИФФЗ. Валидация выполнялась на основе метода, представленного в работе [32], который состоял в количественной оценке соответствия рядов друг другу, в том числе с помощью расчета средних аномалии An (1) и функции расхождения (стоимости) F (2):

$$An = \frac{\sum_{j=1}^N |I_j - X_j|}{N}, \quad (1)$$

$$F = \left| \frac{Mi - Mx}{\sqrt{D}} \right|, \quad (2)$$

где N — длина ряда, I — значения ТПМ по *in situ* наблюдениям, Mi и D — среднее значение и дисперсия ТПМ по *in situ* наблюдениям, X — значения ТПМ по данным реанализа/спутниковых данных, Mx — среднее значение ТПМ по данным реанализа/спутниковых, j — порядковый номер узла.

3. Результаты исследования

3.1. Характеристики температуры поверхности Норвежского моря

На основе многолетних данных температуры поверхности моря был произведен расчет среднемесячных и декадных горизонтальных градиентов температуры Норвежского моря, пространственная изменчивость которых представлена на рис. 2.

По многолетним данным спутника MODIS/Aqua (рис. 2, а), максимальные значения температуры ($>10\text{ }^{\circ}\text{C}$) в мае отмечаются на юге Норвежского моря вблизи Шетландских и Фарерских о-вов в зоне интенсивной адвекции тепла с Атлантического океана Северо-Атлантическим течением [33]. На западной границе моря в мае в области перемешивания атлантических вод с водами Восточно-Гренландского и Восточно-Исландского течений и на северо-востоке с водами Восточно-Шпицбергенского и Медвежинского течений регистрируется минимум ТПМ, варьирующийся в диапазоне $1\text{--}3\text{ }^{\circ}\text{C}$. В центральной части моря располагаются трансформированные атлантические воды, поверхностная температура которых составляет $5\text{--}8\text{ }^{\circ}\text{C}$. Средняя декадная величина ТПМ на всей акватории моря в мае — $5,9\text{ }^{\circ}\text{C}$. На картах ∇T Норвежского моря за декаду (рис. 2, б) четко прослеживаются области мезомасштабных ФЗ. Так, на севере вблизи архипелага Шпицберген регистрируется область ФЗ Западного Шпицбергена, декадный ∇T которой составляет более $0,05\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$, что соотносится с оценками в проведенных ранее исследованиях [31, 34]. Вдоль Скандинавского п-ова на востоке моря, преимущественно вдоль Лофотенских о-вов, детектируется ФЗ Норвежского прибрежного течения. Декадная величина ∇T данной ФЗ не превышает $0,04\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$, что ниже на $0,01\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$ по сравнению с результатами [11]. Полученные в работах [22, 36] количественные оценки ярко-выраженной области Исландско-Фарерской ФЗ в южной части Норвежского моря севернее Фарерских о-вов схожи с величиной полученного декадного ∇T по спутниковым

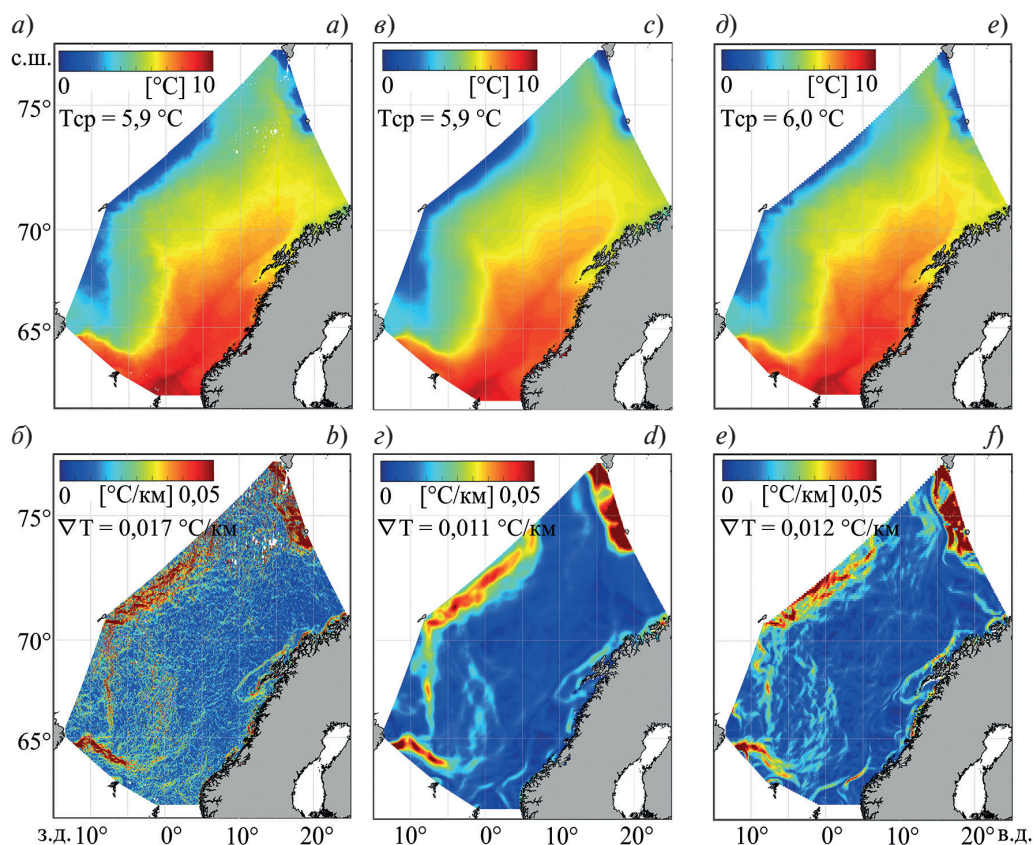


Рис. 2. Декадная величина поверхностной температуры и её градиента для Норвежского моря по данным MODIS/Aqua (а–б), GHRSSST OSTIA (в–д) и CMEMS GLORYS12v1 (д–е) за май 2011–2020 гг.

Fig. 2. Decadal value of surface temperature and its gradient for the Norwegian Sea according to MODIS/Aqua (a–b), GHRSSST OSTIA (c–d) and CMEMS GLORYS12v1 (d–e) for May 2011–2020

данным, который составляет $0,05\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$. В западной части Норвежского моря от о-ва Исландия до о-ва Ян-Майен регистрируется область Ян-Майенской ФЗ ($\nabla T = 0,04\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$), градиенты которой меньше на $0,02\text{--}0,03\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$ в сравнении с оценками из исследования [17, 35]. Севернее отмечается высокоградиентная ФЗ порога Мона ($\nabla T = 0,05\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$). Декадная величина фонового ∇T всего Норвежского моря по спутниковым данным температуры составляет $0,017\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$.

Распределение ТПМ Норвежского моря в мае продукта GHRSSST OSTIA (рис. 2, в) хорошо соотносится с полями температуры по спутниковым данным. Максимум температуры составляет $9\text{--}10\text{ }^{\circ}\text{C}$ и наблюдаются на юге Норвежского моря, а минимальные ($3\text{--}4\text{ }^{\circ}\text{C}$) регистрируются на границе с Гренландским и Баренцевым морями. Однако в центральной части замечен сглаженный переход от более низких ($4\text{--}5\text{ }^{\circ}\text{C}$) к более высоким ($6\text{--}8\text{ }^{\circ}\text{C}$) значениям ТПМ, что связано с влиянием интерполяции при ассимиляции исходных данных в продукт GHRSSST OSTIA. Декадная величина поверхностной температуры Норвежского моря составляет $5,9\text{ }^{\circ}\text{C}$. Анализ карты ∇T (рис. 2, г) показал, что большинство ФЗ Норвежского моря также регистрируется, а величина ∇T GHRSSST OSTIA по сравнению с ∇T MODIS/Aqua занижена: на севере ФЗ Западного Шпицбергена ($\nabla T = 0,05\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$), на востоке ФЗ Норвежского прибрежного течения ($\nabla T = 0,02\text{--}0,03\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$), на юге область Исландско-Фарерской ФЗ ($\nabla T = 0,04\text{--}0,05\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$), а на западе Ян-Майенская ФЗ ($\nabla T = 0,03\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$) и ФЗ порога Мона ($\nabla T > 0,05\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$). При сравнении полученных оценок с величиной градиента температуры из работ [11, 22, 35–36] разница в величине ∇T последних ФЗ может достигать $0,02\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$, при этом для ФЗ Западного Шпицбергена и ФЗ Норвежского прибрежного течения полученные оценки градиентов схожи. Декадная величина ∇T Норвежского моря по данным продукта GHRSSST OSTIA составляет $0,011\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$.

Данные ТПМ Норвежского моря продукта CMEMS GLORYS12v1 представлены на рис. 2, д. Температура в области перемешивания теплых и холодных вод на севере и западе моря составляет порядка $2\text{--}4\text{ }^{\circ}\text{C}$, при этом на границе с Гренландским морем ТПМ в среднем на $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ выше по сравнению с данными дистанционного зондирования. В центральной части температура варьирует от 7 до $9\text{ }^{\circ}\text{C}$, а на юге составляет $10\text{ }^{\circ}\text{C}$. Средняя декадная величина поверхностной температуры Норвежского моря незначительно выше по сравнению с другими типами данных — $6\text{ }^{\circ}\text{C}$. Основные максимумы на декадной карте ∇T (рис. 2, е) приурочены к ФЗ Западного Шпицбергена ($\nabla T = 0,05\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$). Минимум регистрируется в ФЗ Норвежского прибрежного течения ($\nabla T < 0,03\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$). Величина ∇T Исландско-Фарерской и ФЗ порога Мона составляет $0,04\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$, а Ян-Майенской ФЗ — не более $0,03\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$. Все полученные оценки ∇T внутри выделенных ФЗ были близки к величинам из исследования [22], которое также базировалось на анализе данных CMEMS GLORYS12v1. Декадная величина ∇T Норвежского моря по данным океанского реанализа за CMEMS GLORYS12v1 составила $0,012\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$.

Область Исландской Прибрежной ФЗ по данным ∇T ни в одном из типов данных на поверхности не регистрируется.

Важно отметить, что интенсификация отдельных ФЗ за счет конвергенции взаимодействующих на их границах течений может влиять на рост кормовой базы, и, впоследствии, на перемещение пелагических рыб в Норвежском море [25–27].

В таблице 1 представлены среднемесячные и декадные оценки фоновых поверхностных градиентов температуры для Норвежского моря за май 2011–2020 гг.

По спутниковым данным максимальная величина фонового ∇T регистрируется в 2013 г. ($0,051\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$), а минимальная — в 2017 г. ($0,034\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$). В данных GHRSSST OSTIA в поле температуры однозначно отмечается минимум только в 2016 г. ($0,010\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$). По данным CMEMS GLORYS12v1 максимальная величина фонового ∇T наблюдается в 2012 г. Декадная величина ∇T по данным MODIS/Aqua составила $0,017\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$,

Таблица 1

Table 1

**Изменчивость фоновых поверхностных горизонтальных градиентов температуры
в Норвежском море за май 2011–2020 гг.**

Variability of background surface horizontal temperature gradients in the Norwegian Sea for May 2011–2020

Продукт/Год	2011	2012	2013	2014	2015	2016	2017	2018	2019	2020	2011–2020
MODIS/Aqua, $^{\circ}\text{C}/\text{км}$	0,035	0,038	0,051	0,036	0,040	0,036	0,034	0,029	0,049	0,038	0,017
GHRSSST OSTIA, $^{\circ}\text{C}/\text{км}$	0,012	0,012	0,012	0,011	0,012	0,010	0,011	0,011	0,012	0,012	0,011
GLORYS12v1, $^{\circ}\text{C}/\text{км}$	0,016	0,017	0,016	0,015	0,016	0,014	0,014	0,014	0,014	0,016	0,012

GHRSSST OSTIA — 0,011 °C/км, CMEMS GLORYS12v1—0,012 °C/км. Поверхностные оценки ∇T продукта GHRSSST OSTIA и продукта CMEMS GLORYS12v1 наиболее близки к их климатическим величинам для Норвежского моря (0,01 °C/км), которые ранее были рассчитаны на основе архива *in situ* измерений [11]. При этом декадная величина ∇T по данным дистанционного зондирования почти в 1,5 раза выше значений по реанализу, что может быть связано с плохой обеспеченностью и качеством спутниковых измерений, которое сказалось на итоговых величинах как среднемесячных, так и декадных оценок.

Таким образом, среднемесячная и декадная величина горизонтальных градиентов температуры весомо зависит от выбранного типа данных. Сравнение ∇T основных ФЗ Норвежского моря показало, что их декадная величина по спутниковым измерениям MODIS/Aqua в среднем выше на 0,05 °C/км, чем по данным GHRSSST OSTIA и CMEMS GLORYS12v1. Для выбора информационного продукта, наиболее достоверно описывающего полученные декадные оценки ∇T Норвежского моря, требуется проведение валидации их полей температуры по данным *in situ* измерений в одной из ФЗ.

3.2. Валидация данных температуры поверхности в районе Исландско-Фарерской фронтальной зоны

В качестве области для валидации данных был выбран район ИФФЗ. Предварительный анализ суточных полей температуры на поверхности различных информационных продуктов выявил невозможность использования MODIS/Aqua для создания композитных данных ввиду их недостаточной обеспеченности суточными данными из-за облачного покрова в период *in situ* измерений в районе ИФФЗ. Поэтому для валидации использовались данные только GHRSSST OSTIA и GLORYS12v1, результаты которой представлены в таблице 2.

Статистические характеристики ($\bar{T}$, D) между данными разных продуктов близки, что подтверждается оценками для пар (*in situ* — GLORYS12v1; *in situ* — GHRSSST OSTIA) статистического равенства средних значений (по критерию Стьюдента) и дисперсий (по критерию Фишера) при уровне значимости 5%. Полученные значения критериев меньше их критических значений, что говорит о незначимых различиях. Данные температуры продуктов CMEMS GLORYS12v1 и GHRSSST OSTIA показали высокую корреляцию с данными *in situ* ($R > 0,9$). Также наблюдалась небольшая An , а $F_{расх}$ была близка к нулю, что позволяет сделать вывод о высокой точности воспроизведения температуры верхнего слоя в области ИФФЗ Норвежского моря в мае 2011 г.

Результаты регрессионного анализа различных информационных продуктов представлены на рис. 3. Эллипс рассеяния облака точек максимально вырожден в прямую линию между данными температуры *in situ* и GHRSSST OSTIA (рис. 3, а) в сравнении с другими графиками, что также подтверждается самым высоким коэффициентом детерминации ($R^2 = 0,94$). Небольшое рассеяние точек *in situ* в диапазоне 4–8 °C от тренда отмечается у значений температуры *in situ*/CMEMS GLORYS12v1 (рис. 3, б), но при этом при более низких и высоких температурах точки близки к прямой при общем $R^2 = 0,88$.

Выполненная валидация показала хорошее воспроизведение полей температуры поверхности у продуктов GHRSSST OSTIA и CMEMS GLORYS12v1 в высокоградиентной области ИФФЗ, что позволяет в дальнейшем их использовать при расчетах и анализе фоновых среднемесячных и декадных градиентов Норвежского моря для оценки ФЗ. Недостаточная обеспеченность спутниковых данных на суточных интервалах не позволяет проводить оценку градиентов температуры и требует разработки новых методов при их использовании в качестве инструмента для анализа ФЗ.

Таблица 2

Table 2

Статистические параметры для сравнительного анализа экспедиционных (*in situ*) и композитных (GHRSSST OSTIA, GLORYS12v1) данных

Statistical parameters for comparative analysis of expedition (*in situ*) and composite (GHRSSST OSTIA, GLORYS12v1) data

Реанализ/параметр	$\bar{T}$, °C	D , °C ²	An , °C	F	R
GLORYS12v1	6,45	4,12	0,64	0,06	0,94
GHRSSST OSTIA	6,33	3,81	0,46	0,01	0,97

Примечание: $\bar{T}$ — среднее значение температуры (*in situ* = 6,3 °C); D — дисперсия (*in situ* = 5,04 °C²); An — аномалия; F — функция расхождения; R — коэффициент корреляции

Note: $\bar{T}$ — average temperature (*in situ* = 6.3 °C); D — dispersion (*in situ* = 5.04 °C²); An — anomaly; F — divergence function; R — the correlation coefficient

4. Заключение

В рамках исследования был проведен сравнительный анализ количественных оценок градиентов температуры в области поверхностных проявлений мезомасштабных фронтальных зон и для всей акватории Норвежского моря на основе спутниковых наблюдений и данных реанализа в период начала нагульных миграций пелагических рыб в мае 2011–2020 гг.

Сравнение поверхностных градиентов температуры различных ФЗ показало, что максимумы наблюдаются в областях ФЗ Западного Шпицбергена ($\nabla T > 0,05$ °C/км) и ФЗ порога Мона ($\nabla T = 0,05$ °C/км), а минимумы — в Ян-Майенской ФЗ ($\nabla T = 0,03$ °C/км) и ФЗ Норвежского Прибрежного течения ($\nabla T < 0,03$ °C/км). Полученные результаты количественных оценок и положений выделенных ФЗ схожи с большинством исследований [11, 16, 21, 34–35], заметно уменьшение градиента Ян-Майенская ФЗ на 0,02 °C/км. Отмечено отсутствие градиентов в поле температуры Исландской Прибрежной ФЗ.

К климатическим оценкам фоновых температурных градиентов Норвежского моря из работы [11] наиболее близки полученные декадные величины по данным GHR SST OSTIA — 0,011 °C/км. Обеспеченность спутниковых измерений по акватории значительно повлияла как на межгодовую, так и на декадную величину фонового поверхностного градиента температуры, который почти 1,5 раза ($\nabla T = 0,17$ °C/км) превышал среднеклиматический показатель, а в отдельные годы в 3–4 раза. Проведенная валидация информационных продуктов на основе уникальных *in situ* измерений подтвердила хорошее воспроизведение поверхностных полей температуры GHR SST OSTIA и CMEMS GLORYS12v1 в области высокоградиентной ИФФЗ.

Таким образом, новизна работы состоит в том, что показано, что величина среднемесячного и декадного горизонтального градиента температуры за май весомо зависит от выбранного типа данных. На основании сравнительного и статистического анализов данных поверхностной температуры можно утверждать, что для получения и описания физико-географических характеристик ФЗ на поверхности Норвежского моря рекомендуется использовать данные GHR SST OSTIA. Мезомасштабные ФЗ, область максимальных градиентов которых находится на значительных глубинах, возможно анализировать на основе их поверхностных проявлений, а полученные их физико-географические особенности использовать для оценки связи с миграциями пелагических рыб.

Финансирование

Обработка спутниковых и данных реанализа выполнена в рамках государственного задания ИО РАН FMWE-2024–0028. Обработка и анализ *in situ* измерений выполнены в рамках государственного задания ФГБНУ «ВНИРО» по теме 5.4.7 «Оценка состояния, распределения, численности и воспроизводства водных биологических ресурсов, а также среды их обитания».

Funding

Processing of satellite and reanalysis data was performed within the framework of the state assignment of the IO RAS FMWE-2024–0028. Processing and analysis of *in situ* measurements were performed within the framework of the state assignment of FGBNU “VNIRO” under the theme 5.4.7 “Assessment of the state, distribution, abundance and reproduction of aquatic biological resources, as well as their habitat”.

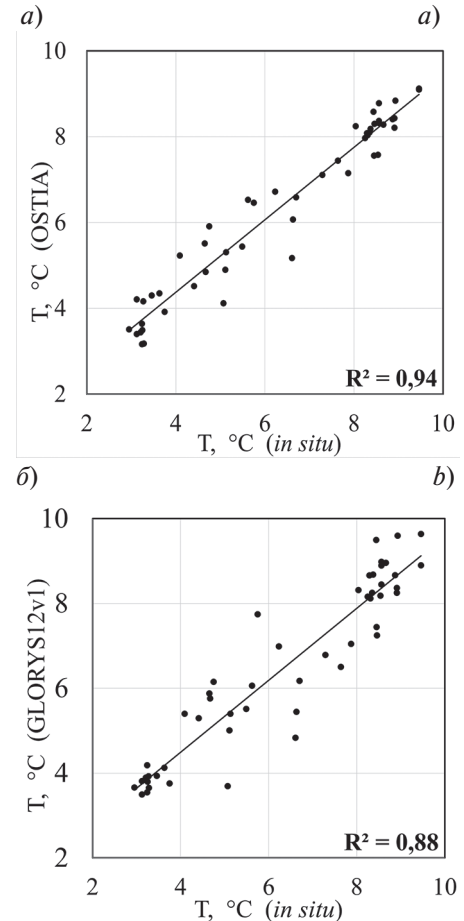


Рис. 3. Результаты расчёта линейной регрессии между *in situ* измерениями и композитными данными: а — *in situ*/GHR SST OSTIA; б — *in situ*/CMEMS GLORYS12v1. R^2 — коэффициент детерминации

Fig. 3. The results of calculating the linear regression between *in situ* measurements and composite data: a — *in situ*/GHR SST OSTIA; b — *in situ*/CMEMS GLORYS12v1. R^2 is the coefficient of determination

Литература

1. Li Q.P., Franks P.J.S., Ohman M.D., Landry M.R. Enhanced nitrate fluxes and biological processes at a frontal zone in the southern California current system // *Journal of Plankton Research*. 2012. Vol. 34, N 9. P. 790–801. doi:10.1093/plankt/fbs006
2. Sampe T., Nakamura H., Goto A., Ohfuchi W. Significance of a Midlatitude SST Frontal Zone in the Formation of a Storm Track and an Eddy-Driven Westerly Jet // *Journal of Climate*. 2010. Vol. 23, N 7. P. 1793–1814. doi:10.1175/2009JCLI3163.1
3. Gordeeva S., Zinchenko V., Koldunov A., Raj R.P., Belonenko T. Statistical analysis of long-lived mesoscale eddies in the Lofoten basin from satellite altimetry // *Advances in Space Research*. 2020. S0273117720303768. doi:10.1016/j.asr.2020.05.043
4. Yuan J., Liang J.-H. Wind- and Wave-Driven Ocean Surface Boundary Layer in a Frontal Zone: Roles of Submesoscale Eddies and Ekman–Stokes Transport // *Journal of Physical Oceanography*. 2021. Vol. 51, N 8. P. 2655–2680. doi:10.1175/JPO-D-20-0270.1
5. Hansen C., Kvaleberg E., Samuelsen A. Anticyclonic eddies in the Norwegian Sea; their generation, evolution and impact on primary production // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 2010. Vol. 57, N 9. P. 1079–1091. doi:10.1016/j.dsr.2010.05.013
6. Cassar N., DiFiore P.J., Barnett B.A., Bender M.L., Bowie A.R., Tilbrook B., Petrou K., Westwood K.J., Wright S.W., Lefevre D. The influence of iron and light on net community production in the Subantarctic and Polar Frontal Zones // *Bio-geosciences*. 2011. Vol. 8, N 2. P. 227–237. doi:10.5194/bg-8-227-2011
7. Eliassen S.K., Homrum E.I., Jacobsen J.A., Kristiansen I., Óskarsson G.J., Salthaug A., Stenevik E.K. Spatial Distribution of Different Age Groups of Herring in Norwegian Sea, May 1996–2020 // *Frontiers in Marine Sciences*. 2021. Vol. 8. P. 778725. doi:10.3389/fmars.2021.778725
8. Stiansen J.E., Johansen G.O., Sandø A.B., Loeng H. Northern Seas: Climate and Biology. Marine Resources. Climate Change and International Management Regimes, 2022. 99 p.
9. Overland J.E., Wang M., Walsh J.E., Stroeve J.C. Future Arctic climate changes: Adaptation and mitigation time scales // *Earth's Future*. 2013. Vol. 2. P. 68–74. doi:10.1002/2013ef000162
10. Yamanouchi T., Takata K. Rapid change of the Arctic Climate system and its global influences — Overview of GRENE Arctic Climate change research project (2011–2016) // *Polar Science*. 2020. Vol. 25. 100548. doi:10.1016/j.polar.2020.100548
11. Родионов В.Б., Костяной А.Г. Океанические фронты морей Северо–европейского бассейна. М.: ГЕОС, 1998. 292 с.
12. Атлас океанов. Северный Ледовитый океан. Л.: Гл. упр. навигации и океанографии, 1980. 185 с.
13. Beldring S., Engen-Skaugen T., Førland E.J., Roald L.A. Climate change impacts on hydrological processes in Norway based on two methods for transferring regional climate model results to meteorological station sites // *Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography*. 2008. Vol. 60, N 3. P. 439–450. doi:10.1111/j.1600-0870.2007.00306.x
14. Bosse A., Fer I. Mean Structure and Seasonality of the Norwegian Atlantic Front Current Along the Mohn Ridge from Repeated Glider Transects // *Geophysical Research Letters*. 2019. Vol. 46, N 22. P. 170–179. doi:10.1029/2019GL084723
15. Kjell A.O., Nilner P. Major pathways of Atlantic water in the northern North Atlantic and Nordic Seas toward Arctic // *Geophysical Research Letters*. 2002. Vol. 29, N 19. 1896. doi:10.1029/2002gl015002
16. Фёдоров А.М., Башмачников И.Л., Белоненко Т.В. Зимняя конвекция в Лофотенской котловине по данным буев Argo и гидродинамического моделирования // *Вестник Санкт-Петербургского университета. Науки о Земле*. 2019. Т. 64, № 3. С. 491–511. doi:10.21638/spbu07.2019.308
17. Raj R.P., Chatterjee S., Bertino L., Turiel A., Portabella M. The Arctic Front and its variability in the Norwegian Sea // *Ocean Science*. 2019. Vol. 15, N 6. P. 1729–1744. doi:10.5194/os-15-1729-2019
18. González-Pola C., Larsen K.M.H., Fratantoni P., Beszczynska-Möller A. ICES Report on ocean climate 2020 // *ICES Cooperative Research Reports*. 2022. Vol. 356. 121 p. doi:10.17895/ices.pub.19248602
19. Smart J.H. Spatial Variability of Major Frontal Systems in the North Atlantic–Norwegian Sea Area: 1980–81 // *Journal of Physical Oceanography*. 1984. Vol. 14, N 1. P. 185–192. doi:10.1175/1520-0485(1984)014<0185:svomfs>2.0.co;2
20. Blindheim J. Arctic intermediate water in the Norwegian sea // *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*. 1990. Vol. 37, N 9. P. 1475–1489. doi:10.1016/0198-0149(90)90138-1
21. Nilsen J.E.Ø., Falck E. Variations of mixed layer properties in the Norwegian Sea for the period 1948–1999 // *Progress in Oceanography*. 2006. Vol. 70, N 1. P. 58–90. doi:10.1016/j.pocean.2006.03.014
22. Ахтямова А.Ф., Травкин В.С. Исследование фронтальных зон Норвежского моря // *Морской гидрофизический журнал*. 2023. Т. 39, № 1. С. 67–83. doi:10.29039/0233-7584-2023-1-67-83
23. Bergstad O.A., Bjelland O., Gordon J.D.M. Fish communities on the slope of the eastern Norwegian Sea // *Sarsia*. 1999. Vol. 84, N 1. P. 67–78. doi:10.1080/00364827.1999.10420452
24. ICES. Manual for International Pelagic Surveys (IPS). Series of ICES Survey Protocols SISP 9 — IPS, 2015. 92 p. doi:10.17895/ices.pub/7582
25. Olson D.B., Hitchcock G.L., Mariano A.J., Ashjian C.J., Peng G., Nero R.W., Podest G.P. Life on the edge: Marine life and fronts // *Oceanography*. 1994. Vol. 7, N 2. P. 52–60. doi:10.5670/oceanol.1994.03
26. Bakun A. Fronts and eddies as key structures in the habitat of marine fish larvae: opportunity, adaptive response and competitive advantage // *Scientia Marina*. 2006. N 70S2. P. 105–122.

27. Сентябов Е.В. Опыт использования температурно-акустических разрезов в международных экосистемных съемках для анализа распределения пелагических рыб Норвежского моря // Труды ВНИРО. 2018. Т. 174. С. 105–111. doi:10.36038/2307-3497-2018-174-105-111
28. Федоров К.Н. Физическая природа и структура океанических фронтов. Л.: Гидрометеиздат, 1983. 296 с.
29. Liu Y., Minnett P.J. Sampling errors in satellite-derived infrared sea-surface temperatures. Part I: Global and regional MODIS fields // Remote Sensing of Environment. 2016. Vol. 177. P. 48–64. doi:10.1016/j.rse.2016.02.026
30. Stark J.D., Donlon C.J., Martin M.J., McCulloch M.E. OSTIA: An operational, high resolution, real time, global sea surface temperature analysis system // Oceans. 2007. 061214–029. doi:10.1109/oceanse.2007.4302251
31. Ivshin V.A., Trofimov A.G., Titov O.V. Barents Sea thermal frontal zones in 1960–2017: variability, weakening, shifting // ICES Journal of Marine Science. 2019. Vol. 76. P. i3–i9. doi:10.1093/icesjms/fsz159
32. Зимин А.В., Атаджанова О.А., Коник А.А., Гордеева С.М. Сравнение результатов наблюдений, выполненных в Баренцевом море, с данными из глобальных океанологических баз // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2020. Т. 13, № 4. С. 66–77. doi:10.7868/S2073667320040061
33. Ashbjørnsen H., Årthun M., Skagseth Ø., Eldevik T. Mechanisms of ocean heat anomalies in the Norwegian Sea // Journal of Geophysical Research: Oceans. 2019. Vol. 124. P. 2908–2923. doi:10.1029/2018JC014649
34. Ozil L., Sirven J., Gascard J.C. The Barents Sea frontal zones and water masses variability (1980–2011) // Ocean Science. 2016. Vol. 12, N 1. P. 169–184. doi:10.5194/os-12-169-2016
35. Кораблёв А.А. Система фронтальных разделов Норвежской ЭАЗО // Исследование роли энергоактивных зон океана в короткопериодных колебаниях климата. М.: ВИНТИ, 1987. С. 380–386.
36. Belkin I.M. Remote sensing of ocean fronts in marine ecology and fisheries // Remote Sensing. 2021. Vol. 13, N 5. 883. doi:10.3390/rs13050883

References

1. Li Q.P., Franks P.J.S., Ohman M.D., Landry M.R. Enhanced nitrate fluxes and biological processes at a frontal zone in the southern California current system. *Journal of Plankton Research*. 2012, 34, 9, 790–801. doi:10.1093/plankt/fbs006
2. Sampe T., Nakamura H., Goto A., Ohfuchi W. Significance of a Midlatitude SST Frontal Zone in the Formation of a Storm Track and an Eddy-Driven Westerly Jet. *Journal of Climate*. 2010, 23, 7, 1793–1814. doi:10.1175/2009JCLI13163.1
3. Gordeeva S., Zinchenko V., Koldunov A., Raj R.P., Belonenko T. Statistical analysis of long-lived mesoscale eddies in the Lofoten basin from satellite altimetry. *Advances in Space Research*. 2020. S0273117720303768. doi:10.1016/j.asr.2020.05.043
4. Yuan J., Liang J.-H. Wind- and wave-driven ocean surface boundary layer in a frontal zone: Roles of submesoscale eddies and Ekman–Stokes transport. *Journal of Physical Oceanography*. 2021, 51, 8, 2655–2680. doi:10.1175/JPO-D-20-0270.1
5. Hansen C., Kvaleberg E., Samuelsen A. Anticyclonic eddies in the Norwegian Sea; their generation, evolution and impact on primary production. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 2010, 57, 9, 1079–1091. doi:10.1016/j.dsr.2010.05.013
6. Cassar N., DiFiore P.J., Barnett B.A., Bender M.L., Bowie A.R., Tilbrook B., Petrou K., Westwood K.J., Wright S.W., Lefevre D. The influence of iron and light on net community production in the Subantarctic and Polar Frontal Zones. *Biogeosciences*. 2011, 8, 2, 227–237. doi:10.5194/bg-8-227-2011
7. Eliassen S.K., Homrum E.I., Jacobsen J.A., Kristiansen I., Óskarsson G.J., Salthaug A., Stenevik E.K. Spatial distribution of different age groups of herring in Norwegian Sea, May 1996–2020. *Frontiers in Marine Sciences*. 2021, 8, 778725. doi:10.3389/fmars.2021.778725
8. Stiansen J.E., Johansen G.O., Sandø A.B., Loeng H. Northern Seas: Climate and Biology. Marine Resources. Climate Change and International Management Regimes, 2022. 99 p.
9. Overland J.E., Wang M., Walsh J.E., Stroeve J.C. Future Arctic climate changes: Adaptation and mitigation time scales. *Earth's Future*. 2013, 2, 68–74. doi:10.1002/2013ef000162
10. Yamanouchi T., Takata K. Rapid change of the Arctic Climate system and its global influences — Overview of GRENE Arctic Climate change research project (2011–2016). *Polar Science*. 2020, 25, 100548. doi:10.1016/j.polar.2020.100548
11. Rodionov V.B., Kostjanov A.G. Oceanic fronts of the seas of the North European basin. М.: GEOS, 1998. 292 p. (in Russian).
12. Atlas of the oceans. Arctic Ocean. Leningrad: Gl. upr. navigacii i okeanografii. 1980. 185 p. (in Russian).
13. Beldring S., Engen-Skaugen T., Førland E.J., Roald L.A. Climate change impacts on hydrological processes in Norway based on two methods for transferring regional climate model results to meteorological station sites. *Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography*. 2008, 60, 3, 439–450. doi:10.1111/j.1600-0870.2007.00306.x
14. Bosse A., Fer I. Mean Structure and Seasonality of the Norwegian Atlantic Front Current Along the Mohn Ridge from Repeated Glider Transects. *Geophysical Research Letters*. 2019, 46, 22, 170–179. doi:10.1029/2019GL084723
15. Kjell A.O., Niiler P. Major pathways of Atlantic water in the northern North Atlantic and Nordic Seas toward Arctic. *Geophysical Research Letters*. 2002, 29, 19, 1896. doi:10.1029/2002gl015002

16. Fedorov A.M., Bashmachnikov I.L., Belonenko T.V. Winter Convection in the Lofoten Basin according to ARGO Buoys and Hydrodynamic Modeling. *Vestnik of St-Petersburg University. Earth Sciences*. 2019, 64, 3, 491–511. doi:10.21638/spbu07.2019.308 (in Russian).
17. Raj R.P., Chatterjee S., Bertino L., Turiel A., Portabella M. The Arctic Front and its variability in the Norwegian Sea. *Ocean Science*. 2019, 15, 6, 1729–1744. doi:10.5194/os-15-1729-2019
18. González-Pola C., Larsen K.M.H., Fratantoni P., Beszczynska-Möller A. ICES Report on ocean climate 2020. *ICES Co-operative Research Reports*. 2022, 356, 121 p. doi:10.17895/ices.pub.19248602
19. Smart J.H. Spatial variability of major frontal systems in the North Atlantic-Norwegian Sea Area: 1980–81. *Journal of Physical Oceanography*. 1984, 14, 1, 185–192. doi:10.1175/1520-0485(1984)014<0185:svomfs>2.0.co;2 Jjbnk
20. Blindheim J. Arctic intermediate water in the Norwegian sea. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*. 1990, 37, 9, 1475–1489. doi:10.1016/0198-0149(90)90138-1
21. Nilsen J.E.Ø., Falck E. Variations of mixed layer properties in the Norwegian Sea for the period 1948–1999. *Progress in Oceanography*. 2006, 70, 1, 58–90. doi:10.1016/j.pocean.2006.03.014
22. Akhtyamova A.F., Travkin V.S. Investigation of frontal zones in the Norwegian Sea. *Physical Oceanography*, 2023, 30, 1, 62–77. doi:10.29039/1573-160X-2023-1-62-77
23. Bergstad O.A., Bjelland O., Gordon J.D.M. Fish communities on the slope of the eastern Norwegian Sea. *Sarsia*. 1999, 84, 1, 67–78. doi:10.1080/00364827.1999.10420452
24. ICES. Manual for International Pelagic Surveys (IPS). *Series of ICES Survey Protocols SISP 9 — IPS*. 2015. 92 p. doi:10.17895/ices.pub/7582
25. Olson D.B., Hitchcock G.L., Mariano A.J., Ashjian C.J., Peng G., Nero R.W., Podest G.P. Life on the edge: Marine life and fronts. *Oceanography*. 1994, 7, 2, 52–60. doi:10.5670/oceanol.1994.03
26. Bakun A. Fronts and eddies as key structures in the habitat of marine fish larvae: opportunity, adaptive response and competitive advantage. *Scientia Marina*. 2006, 70S2, 105–122.
27. Sentyabov E.V. Experience in using temperature-acoustic sections in international ecosystem surveys to analyze the distribution of pelagic fish in the Norwegian Sea. *Trudy VNIRO*, 2018, 174, 105–111. doi:10.36038/2307-3497-2018-174-105-111
28. Fedorov K.N. The physical nature and structure of oceanic fronts. *Leningrad, Gidrometeoizdat*, 1983. 296 p. (in Russian).
29. Liu Y., Minnett P.J. Sampling errors in satellite-derived infrared sea-surface temperatures. Part I: Global and regional MODIS fields. *Remote Sensing of Environment*. 2016, 177, 48–64. doi:10.1016/j.rse.2016.02.026
30. Stark J.D., Donlon C.J., Martin M.J., McCulloch M.E. OSTIA: An operational, high resolution, real time, global sea surface temperature analysis system. *Oceans*. 2007, 061214–029. doi:10.1109/oceanse.2007.4302251
31. Ivshin V.A., Trofimov A.G., Titov O.V. Barents Sea thermal frontal zones in 1960–2017: variability, weakening, shifting. *ICES Journal of Marine Science*. 2019, 76, i3–i9. doi:10.1093/icesjms/fsz159
32. Zimin A.V., Atadzhanova O.A., Konik A.A., Gordeeva S.M. Comparison of Hydrography Observations with Data of Global Products in the Barents Sea. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2020, 13, 4, 66–77. doi:10.7868/S2073667320040061 (in Russian).
33. Asbjørnsen H., Årthun M., Skagseth Ø., Eldevik T. Mechanisms of ocean heat anomalies in the Norwegian Sea. *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2019, 124, 2908–2923. doi:10.1029/2018JC014649
34. Oziel L., Sirven J., Gascard J.C. The Barents Sea frontal zones and water masses variability (1980–2011). *Ocean Science*. 2016, 12, 1, 169–184. doi:10.5194/os-12-169-2016
35. Korablev A.A. The system of frontal sections of the Norwegian EAZO. *Study of the Role of Energy-Active Zones of the Ocean in Short-Term Climate Fluctuations*. Moscow, VINITI, 380–386 (in Russian).
36. Belkin I.M. Remote sensing of ocean fronts in marine ecology and fisheries. *Remote Sensing*. 2021, 13, 5, 883. doi:10.3390/rs13050883

Об авторах

КОНИК Александр Александрович, младший научный сотрудник, кандидат географических наук, ORCID ID: 0000-0002-2089-158X, Scopus AuthorID: 57203864647, SPIN-код: 5839-1738, e-mail: konikrshu@gmail.com

АТАДЖАНОВА Оксана Алишеровна, научный сотрудник, кандидат географических наук, ORCID ID: 0000-0001-6820-0533, SPIN-код: 5016-2970, e-mail: oksana.atadzhanova@gmail.com

СЕНТЯБОВ Евгений Валериевич, старший научный сотрудник, кандидат географических наук, ORCID ID: 0000-0002-8863-4133, Scopus AuthorID: 14520596600, WoS AuthorID: AES-2062–2022, SPIN-код: 7620-8430, e-mail: esentyabov@yandex.ru

УДК 551.463.5

@ И. А. Капустин^{1-3*}, А. А. Мольков¹⁻³, А. В. Ермошкин^{1,2}, Д. В. Доброхотова^{1,2}, О. А. Даниличева^{1,2},
Г. В. Лещев^{1,2}, 2024

¹Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, 603950, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород

²Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603022, проспект Гагарина, д. 23, Нижний Новгород

³Волжский государственный университет водного транспорта, 603950, ул. Нестерова, д. 5, Нижний Новгород

*kia@ipfran.ru

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЙ В КУЙБЫШЕВСКОМ ВОДОХРАНИЛИЩЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СПУТНИКОВЫХ ДАННЫХ И НАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Статья поступила в редакцию 13.11.2023, после доработки 21.11.2023, принята в печать 11.12.2023

Аннотация

Работа посвящена серии первых натурных подспутниковых экспериментов, проведенных в акватории Куйбышевского водохранилища (Камском устье) в 2023 году. Одновременно с судовыми измерениями полей течений и ветра, а также концентрации хлорофилла «а», два спутниковых сканера высокого пространственного разрешения осуществили съемку исследуемого района водохранилища. По последовательным изображениям были восстановлены поля течений стандартным методом максимума кросс-корреляции (МСС), которые затем сравнивались с измерениями акустическим доплеровским профилографом течений (ADCP). В отдельных частях акватории было получено удовлетворительное согласие между восстановленными течениями и данными прямых измерений. А в тех частях акватории, где было зарегистрировано существенное расхождение данных ADCP и МСС, были проанализированы возможные причины расхождений. Сделаны предварительные оценки параметров, оказывающих существенное влияние на возможность восстановления течений методом МСС во внутренних эвтрофированных водоемах, и выявлены некоторые ограничения метода МСС в целом. Проанализированы возможные пути дальнейшего развития метода.

Ключевые слова: течения, фитопланктон, внутренние водоемы, оптические спутниковые изображения, ADCP-измерения, подспутниковый эксперимент

UDC 551.463.5

@ I. A. Kapustin^{1-3*}, A. A. Molkov¹⁻³, A. V. Ermoshkin^{1,2}, D. V. Dobrokhotova^{1,2}, O. A. Danilicheva^{1,2},
G. V. Leshchev^{1,2}, 2024

¹Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics RAS, 46 Ulyanova Str., Nizhny Novgorod, 603950, Russia

²Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 23 Gagarin Avenue, Nizhny Novgorod, 603022, Russia

³Volga State University of Water Transport, 5 Nesterova Str., Nizhny Novgorod, 603950, Russia

*kia@ipfran.ru

RECONSTRUCTION OF THE CURRENTS STRUCTURE IN THE KUIBYSHEV RESERVOIR USING SATELLITE DATA AND FIELD MEASUREMENTS

Received 13.11.2023, Revised 21.11.2023, Accepted 11.12.2023

Abstract

This paper is devoted to a series of the first field subsatellite experiments conducted in the waters of the Kuibyshev Reservoir (Kama estuary) in 2023. Simultaneously with ship-based measurements of current and wind fields, as well as chlorophyll-a concentration, two high-spatial-resolution satellite scanners surveyed the study area of the reservoir. From sequential images, current fields were reconstructed using the standard maximum cross-correlation (MCC) method, which were then compared with measurements from the Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP). In certain parts of the water area, satisfactory agreement was

Ссылка для цитирования: Капустин И.А., Мольков А.А., Ермошкин А.В., Доброхотова Д.В., Даниличева О.А., Лещев Г.В. Восстановление структуры течений в Куйбышевском водохранилище с использованием спутниковых данных и натурных измерений // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2024. Т. 17, № 1. С. 63–72. doi:10.59887/2073-6673.2024.17(1)-5

For citation: Kapustin I.A., Molkov A.A., Ermoshkin A.V., Dobrokhotova D.V., Danilicheva O.A., Leshchev G.V. Reconstruction of the Currents Structure in the Kuibyshev Reservoir Using Satellite Data and Field Measurements. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2024, 17, 1, 63–72. doi:10.59887/2073-6673.2024.17(1)-5

obtained between the reconstructed currents and direct measurement current data. And in those parts of the water area where a significant discrepancy between the ADCP and MCC data was recorded, the possible reasons for the discrepancies were analyzed. Preliminary estimates of the parameters that have a significant impact on the possibility of reconstructing currents using the MCC method in inland eutrophicated water bodies have been made, and some limitations of the MCC method as a whole have been identified. Possible ways of further development of the method are analyzed.

Keywords: currents, phytoplankton, inland water, optical satellite imagery, ADCP measurements, sub-satellite experiment

1. Введение

Определение структуры течений во внутренних водоемах — важная океанографическая проблема, поскольку течения играют определяющую роль в процессах переноса вещества, водной массы, накоплении осадков и создании определенных условий для существования различных организмов [1]. Для открытых районов океанов и морей в настоящее время активно применяются различные спутниковые методы восстановления структуры течений, в частности, альтиметрические (см., например, [2, 3]). Так, скорости и структура течений восстанавливаются с хорошей точностью на масштабах порядка и более 10 км на основе географического приближения, хорошо применимого в отдельных районах Мирового океана.

Альтернативный способ дистанционного восстановления течений основан на использовании последовательных спутниковых изображений в оптическом и инфракрасном диапазонах, предполагающий специализированную обработку пар изображений, по которым определяется смещение лагранжевых маркеров, которое отождествляется с течением верхнего слоя [4–10]. В качестве лагранжевых маркеров при этом могут выступать отдельные ледовые образования, температурные градиенты, неоднородности поверхностного волнения (например, слики) и контрастные зоны цветения фитопланктона [11]. Математический аппарат обработки изображений базируется на методе максимальной взаимной корреляции (МСС — Maximum Cross Correlation). Применение данного метода к внутренним водоемам и прибрежной зоне моря выглядит перспективным, в частности, при использовании данных с высоким пространственным разрешением. В работе [12] была продемонстрирована возможность восстановления течения по данным низкого разрешения MODIS в одном из крупных внутренних водоемов — Ладожском озере. Но метод МСС имеет свои особенности и ограничения, связанные в ряде случаев с самим методом для сканеров низкого разрешения и для больших акваторий (см., например, в [13, 14]). Ограничения также могут быть связаны с особенностями исследуемой акватории (см., например, в [15] распространение мутных речных вод в морском заливе). Все это указывает на необходимость дальнейшего развития метода.

Очевидно, что применение любых спутниковых методов требует наземной верификации и валидации. В части определения течений для этого применяются прямые измерения, проводимые синхронно со спутниковой съемкой. Для таких измерений используются различные датчики (акустические доплеровские профилографы течений (ADCP — Acoustic Doppler Current Profiler) — стационарные и судовые) и плавающие самопишущие буйковые станции, движущиеся непосредственно в районе съемки [16, 17].

Целью работы является исследование возможностей восстановления структуры течений во внутренних эвтрофных водоемах с использованием стандартной МСС обработки последовательных спутниковых изображений, верификация полученных результатов путем сравнения с прямыми подспутниковыми измерениями и выявление возможных ограничений метода в условиях внутренних водоемов. Работа также нацелена на поиск возможных путей модернизации МСС метода для внутренних водоемов.

Настоящая работа посвящена серии первых натурных подспутниковых экспериментов, проведенных в акватории Куйбышевского водохранилища (Камском устье) в 2023 году. Следует отметить существенную сложность и вероятностный характер успешного проведения таких экспериментов, поскольку они сильно зависят от погодных условий и облачности. Тем не менее, в 2023 году удалось осуществить два эксперимента непосредственно в период спутниковой съемки, что делает полученные данные весьма ценными.

2. Описание натурных экспериментов

2.1. Подспутниковые измерения и условия экспериментов

В 2023 году на Куйбышевском водохранилище было осуществлено два удачных подспутниковых эксперимента 28.07 (10:00–12:07) и 13.09 (8:10–18:00). Одновременно с судовыми измерениями сканеры высокого разрешения Landsat-9/OLI и Sentinel-2A/MSI (далее L и S соответственно) осуществили съемку исследуемого района водохранилища: 28 июля в 10:39:39 (L) и 11:04:50 (S) (интервал 25 мин), 13 сентября в 10:45:40 (L) и 10:54:30 (S) (интервал 8 мин). Оба дня характеризовались ясной погодой с незначительной облачностью 13.09, частично покрывающей часть Куйбышевского вдхр. на спутниковых снимках.

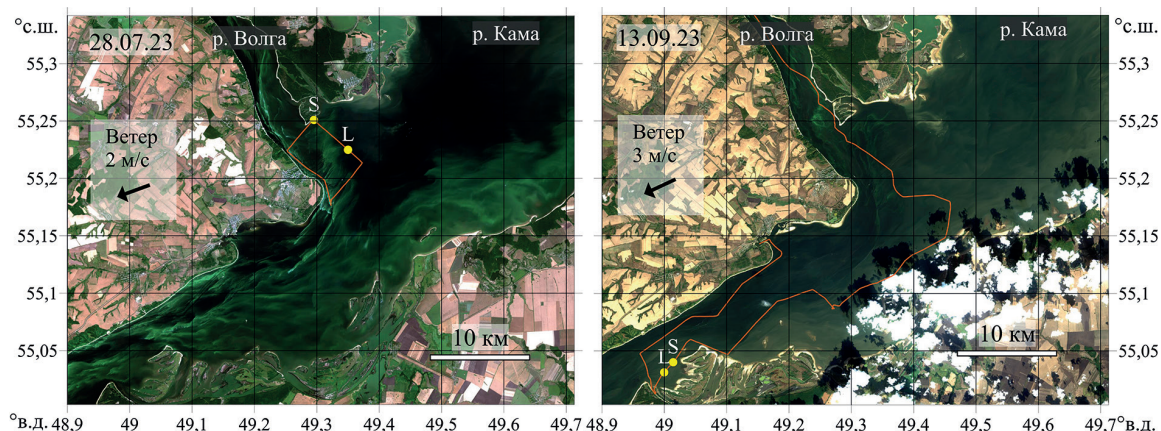


Рис. 1. Композитные RGB-изображения Landsat-9/OLI Куйбышевского водохранилища 28.07.23 (слева) и 13.09.23 (справа) с наложенным треком судна. Стрелками отмечено среднее направление ветра. Положения судна в моменты спутниковой съемки обозначены точками L и S

Fig. 1. Composite RGB images of Landsat-9/OLI of Kuibyshev reservoir from 28.07.23 (left) and from 13.09.23 (right) with superimposed ship track. The arrows indicate the average wind direction. Boat positions at the moments of satellite imagery are marked by points L and S

Согласно измерениям ультразвукового анемометра Windsonic, установленного на судне, скорость ветра 28 июля не превышала 3,5 м/с, среднее значение во время измерений составляло 2,2 м/с, 13 сентября средняя скорость ветра составляла 3 м/с с порывами до 4 м/с, направления ветра в обоих экспериментах были близки: от северо-восточного до восточного ветра. Измерения скорости и направления течений осуществлялись с помощью акустического доплеровского профилографа течений (ADCP WorkHorse Monitor 1200 kHz), установленного на глубине 0,4 м на специальном сварном кронштейне с борта судна. Для измерений гидрофизических параметров верхнего слоя воды (температуры воды и концентрации хлорофилла «а») на глубине 0,15 м использовался СТД-зонд YSI EXO 2, установленный в проточной системе.

На рис. 1 представлены композитные RGB-изображения, на которые наложены треки. Буквами L и S обозначены моменты спутниковой съемки в привязке к судовым измерениям. Стрелками отмечено среднее направление ветра во время натурных измерений.

Как видно из рис. 1, в ходе июльского эксперимента измерениями была затронута часть устья р. Камы (момент спутниковой съемки LS) и русловая часть р. Волги вблизи правого берега. В сентябре измерениями была покрыта обширная акватория, включающая разрезы поперек устья р. Камы и р. Волги ниже по течению, при этом момент спутниковой съемки пришелся на небольшой участок акватории вблизи левого берега Волги.

2.2. Методика обработки изображений

Для восстановления поля поверхностных течений методом МСС были использованы спутниковые снимки 1-го уровня обработки. Глубина зондируемого слоя воды, за счет близких спектральных каналов обоих спутников (табл. 1), считалась одинаковой. Ограничение снимков единым геопривязанным районом и приведение снимков к одному пространственному разрешению (30 м) осуществлялось в платформе для обработки спутниковых данных SNAP [18].

Таблица 1

Table 1

Характеристики спектральных каналов сканеров цвета Landsat-9/OLI и Sentinel-2/MSI

Spectral channel characteristics of Landsat-9/OLI and Sentinel-2/MSI colour scanners

Landsat-9/OLI		Sentinel-2/MSI	
Номер канала	Ширина полосы, мкм	Номер канала	Ширина полосы, мкм
2	0,45–0,51	2	0,46–0,52
3	0,53–0,59	3	0,54–0,58
4	0,64–0,67	4	0,65–0,68
5	0,85–0,88	8A	0,85–0,88

Далее изображения разбивались на окна размером 16×16 пикселей (480×480 м), между которыми осуществлялся поиск максимума корреляционной матрицы. При этом учитывалось, что изменение яркости пикселя в паре изображений определяется горизонтальным смещением фитопланктона под действием течений. Выбранный размер окна обусловлен двумя факторами: с одной стороны, для восстановления поля скорости с большим разрешением окно должно быть минимального размера, с другой стороны, для корректного восстановления скоростей размер окна должен превышать смещение неоднородностей. Для определения смещения на границах и углах каждого окна соседние окна перекрывали друг друга на 50 %. Данные с корреляционным коэффициентом ниже 0,5 отсеивались. Учитывая временной интервал между последовательными кадрами и положение максимума корреляционной матрицы, восстанавливался вектор скорости течения в окне.

3. Результаты

Поля течений на Куйбышевском водохранилище восстанавливались для четырех каналов: синий (каналы 2), зеленый (каналы 3), красный (каналы 4) и ближний ИК (каналы 5 (L) и 8A (S)). Лучший результат был получен для зеленого канала, для которого количество окон с корреляционным коэффициентом ниже 0,5 было минимальным. Зеленый свет на изображении проявляет фитопланктон, являющийся в данном случае маркером для МСС метода, с более глубоких горизонтов. На рис. 2 представлены восстановленные поля течений по смещению областей интенсивного цветения фитопланктона на двух последовательных спутниковых оптических изображениях Куйбышевского водохранилища за 28.07.23 и 13.09.23. Частичное отсутствие векторов на рис. 2 (справа) обусловлено облачностью (см. рис. 1 (справа)).

При аналогичных ветровых условиях восстановленные течения в приповерхностном слое 28.07 и 13.09 имеют различные направления. Так, согласно рис. 2 (справа), 13 сентября восстановленные течения более хаотичны по сравнению с течением 28 июля, нет единых выраженных потоков, несмотря на более сильный ветер. Магнитуда скоростей в сентябре ниже значений скоростей в июле. Подобные по структуре течения, но локализованные в меньшем масштабе, наблюдаются вблизи места слияния рек, где в оба дня течение р. Камы направлено в устье Волги, против ее руслового течения. В большей части водохранилища 28 июля течение имеет русловой характер, такое направление течения, впрочем, может усиливаться ветром.

Сравним поля течений, полученные методом МСС для зеленого канала, с полученными с помощью ADCP на верхнем горизонте 1 м в ходе судовых измерений 28.07.23 (рис. 3). На рис. 4 представлены: график зависимости магнитуды и направления (куда) полученного течения с помощью ADCP, результат МСС

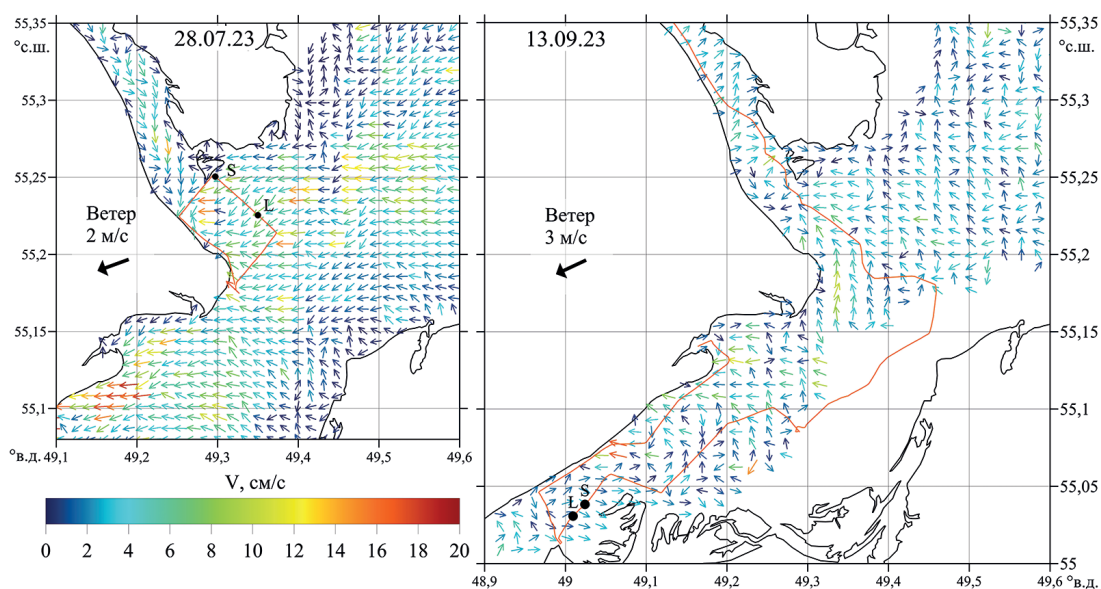


Рис. 2. Восстановленные по спутниковым изображениям (зеленый канал) поля течений на Куйбышевском водхр. 28 июля (слева) и 13 сентября (справа) 2023 года с наложенным треком судна. Черной стрелкой отмечено среднее направление ветра

Fig. 2. Current fields reconstructed from satellite images (green channel) in the Kuibyshev Reservoir. 28 July (left) and 13 September (right) 2023 with superimposed ship track. The black arrow marks the average wind direction

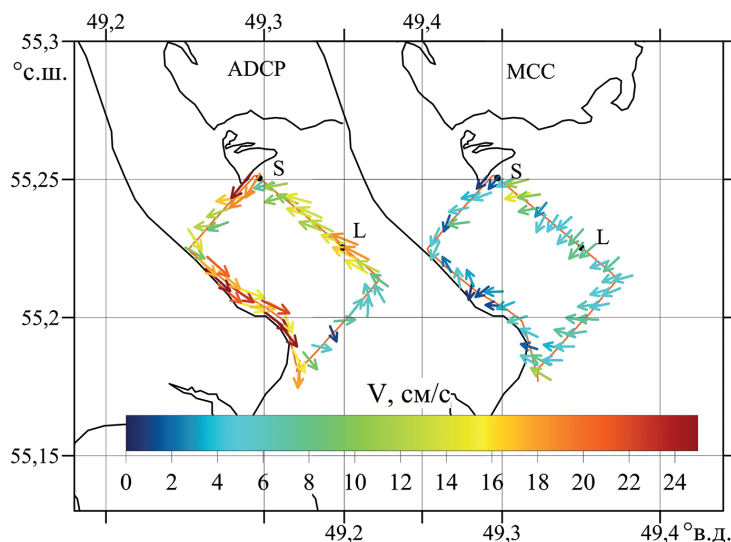


Рис. 3. Сравнение результатов ADCP-измерений течений на глубине 1 м (слева) и результата обработки спутниковых изображений в зеленом канале вдоль трека судна (справа) 28.07.23

Fig. 3. Comparison of ADCP measurements of currents at a depth of 1 m (left) and the result of satellite images processing in the green channel along the ship track (right) 28.07.23

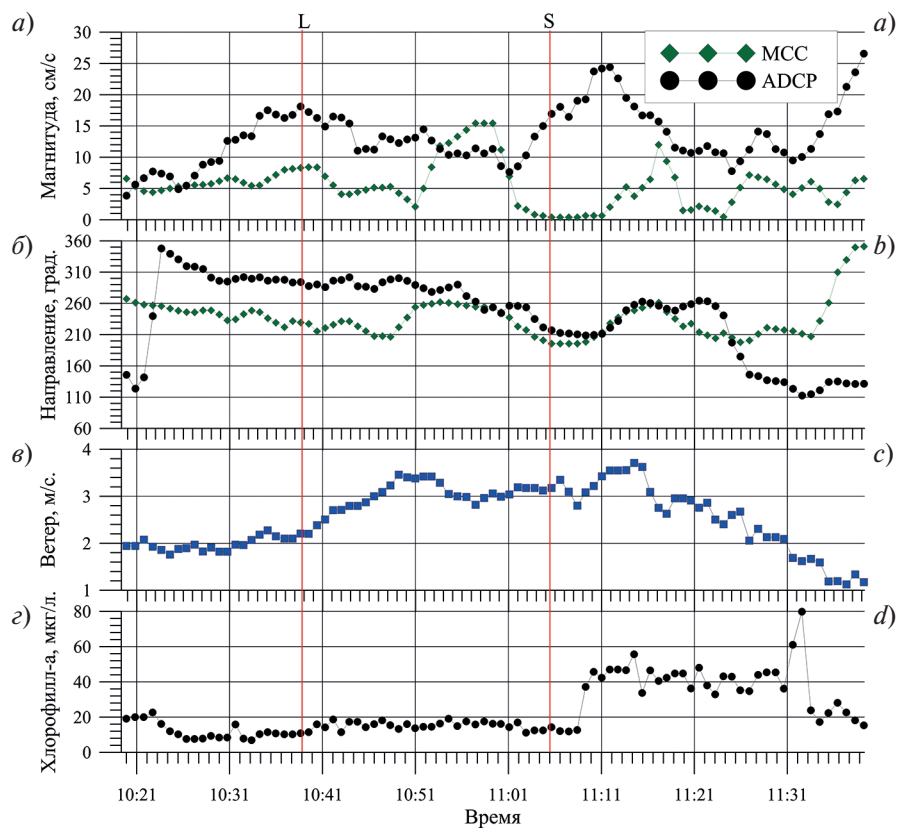


Рис. 4. Графики магнитуды (а) и направления (куда) (б) полученного течения с помощью ADCP, MCC. Графики магнитуды ветра (в), распределения хлорофилла «а» (г) вдоль трека 28.07.23

Fig. 4. Plots of magnitude (a) and direction (where) (b) of the obtained flow using ADCP, MCC. Plots of wind magnitude (c), chlorophyll «a» distribution (d) along the track 28.07.23

для участка за 30 мин до L и 30 мин после S, соответствующие графики магнитуды скорости ветра, а также распределение хлорофилла «а» вдоль трека. Температура воды на большей части трека была постоянной на уровне 24 °С, а ее повышение примерно на 1 °С наблюдалось в области значительного повышения концентрации хлорофилла «а». По данным ADCP вблизи правого берега Волги фиксируется относительно быстрый поток, соответствующий старому руслу Волги.

Как можно видеть, результат восстановления течений методом МСС дает хорошее согласие с данными ADCP по направлению (максимальные значения коэффициента корреляции 0,8) в период с 10:53 до 11:24, т. е. за 10 мин до пролета S, и 20 мин после, что соответствует 30-минутному интервалу увеличения скорости ветра выше 3 м/с. При таких скоростях ветра, даже в условиях плотной поверхностной пленки, на поверхности возбуждается слабое ветровое волнение. И согласно нашим многократным визуальным наблюдениям, поверхностный мат из цианобактерий начинает разрушаться и перемещаться, позволяя свету проникать в более глубокие слои. При этом глубины измерения течений ADCP и МСС могут становиться ближе. Магнитуды восстановленных по МСС скоростей регулярно ниже измеренных ADCP. Из графиков также видно, что дальнейшее падение скорости ветра приводит к еще большему расхождению данных ADCP и МСС, что также может объясняться всплыванием фитопланктона и формированием мата.

Измерения вблизи правого берега Волги демонстрируют увеличение скорости, а также высокое содержание хлорофилла «а», который согласно наблюдениям и спутниковым изображениям был распределен относительно однородно вдоль руслового течения на большом расстоянии. За счет того, что область равномерного распределения фитопланктона превышала в несколько раз размер окна, в котором считалась корреляционная матрица, восстановление течений по смещению фитопланктона вдоль русла, равномерно покрытого фитопланктоном, не корректно.

Во втором случае, т. е. 13.09.23, из сравнения поля течений, полученного методом МСС для зеленого канала и с помощью ADCP на горизонте 1 м (рис. 5), можно видеть существенную разницу как в направлении, так и в магнитуде скорости. Наилучшее соответствие направлений скоростей наблюдается в месте слияния рек, где течение направлено вверх по предполагаемому руслу. Эта область характеризовалась несколько большей концентрацией хлорофилла «а» относительно остальной акватории водохранилища (10–12 мкг/л и до 5 мкг/л), но здесь, однако, уже нужно учитывать значительное разнесение по времени между пролетом спутника (10:45–10:54) и измерением ADCP (после 15:05).

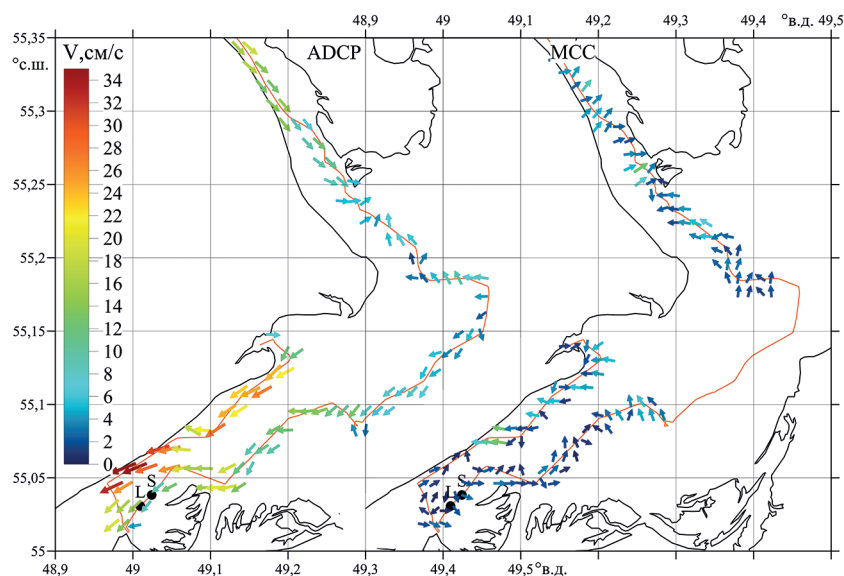


Рис. 5. Сравнение результатов ADCP-измерений течений на глубине 1 м (слева) и результата обработки спутниковых изображений в зеленом канале вдоль трека судна (справа) 13.09.23

Fig. 5. Comparison of the results of ADCP measurements of currents at 1 m depth (left) and the result of satellite images processing in the green channel along the ship track (right) 13.09.23

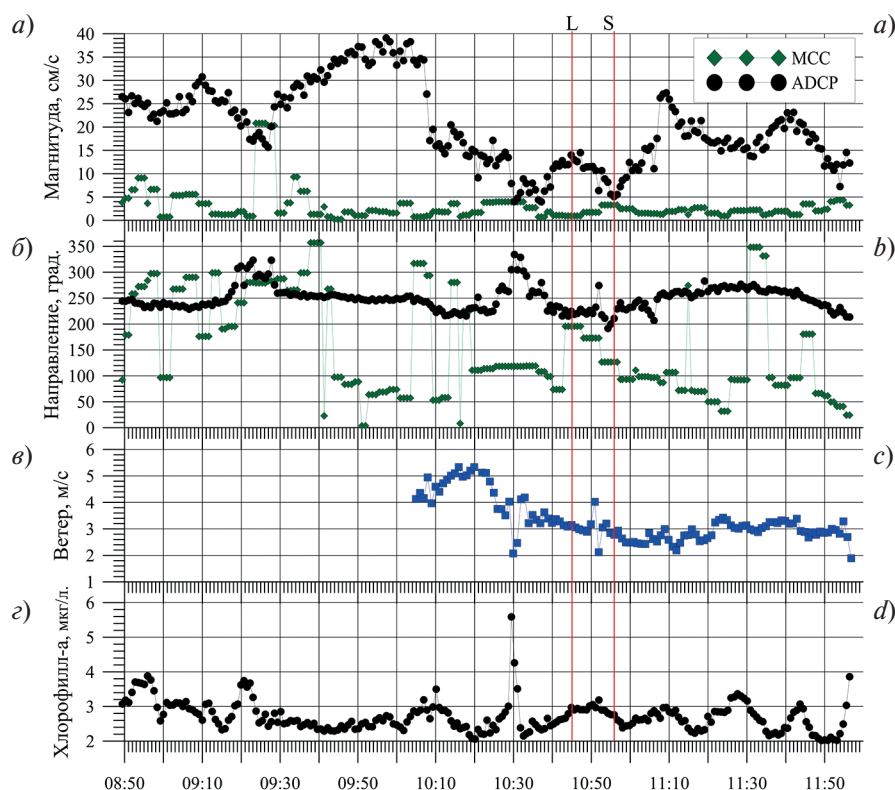


Рис. 6. Графики магнитуды (а) и направления (куда) (б) полученного течения с помощью ADCP, MCC. Графики магнитуды ветра (в), распределения хлорофилла «а» (г) вдоль трека 13.09.23

Fig. 6. Plots of magnitude (a) and direction (where) (b) of the obtained current with ADCP, MCC. Plots of wind magnitude (c), distribution of chlorophyll «a» (d) along the track 13.09.23

Время проведения измерений в наиболее узкой части водохранилища, характеризующейся высоким значением скорости руслового течения (рис. 5) (предположительно с менее зависимым от внешних факторов направлением), было близко к моменту осуществления спутниковой съемки. Однако при сравнении восстановленных течений с измеренными течениями (рис. 6) можно видеть резкие изменения направлений восстановленного по MCC течения. Магнитуда скорости по ADCP выше восстановленной скорости более чем в 3 раза.

Как показывает рис. 6, при низкой концентрации маркеров, которыми считается фитопланктон, скорость ветра не оказывает существенного влияния на возможность восстановления течений методом MCC. Помимо существенно меньшей относительно 28.07.23 концентрации хлорофилла «а», на возможность восстановления течений существенно повлиял временной интервал между спутниковыми снимками: 8 мин для 13 сентября и 25 мин для 28 июля. Смещение маркеров за короткий промежуток времени меньше шага, с которым соседние окна перекрывали друг друга. При этом модификация стандартной обработки, заключающаяся в уменьшении окна или области перекрытия окон, не дала желаемого результата. Корреляция между данными ADCP и восстановленными MCC данными не увеличивалась, а разброс значений практически не уменьшился.

4. Заключение

Серия успешных подспутниковых экспериментов, проведенных в Куйбышевском водохранилище, раскрывает возможности и ограничения применения метода MCC для восстановления течений во внутренних эвтрофированных водоемах и ставит новые задачи перед исследователями. Эксперименты показали, что применение стандартного кросс-корреляционного алгоритма, как это обычно делается для открытых районов океанов и морей, может быть сопряжено со значительными ошибками в определении направления и величины вектора скорости течения. Тем не менее, даже стандартный подход может

давать удовлетворительные результаты в определении, по крайней мере, направления течения и его общей структуры. Как показывают данные наших первых измерений, условиями применимости стандартного МСС являются:

- присутствие маркеров течения, в данном случае фитопланктона, характеризующегося неким пороговым значением концентрации хлорофилла «а». Грубая оценка порогового значения концентрации хлорофилла «а», при которой метод МСС начинает работать, лежит в пределах 5–6 мкг/л;
- наличие мелкомасштабных (по сравнению с размером окна) неоднородностей в структуре фитопланктона на спутниковых изображениях, в том числе, неоднородностей, ориентированных поперек исследуемого потока;
- отсутствие поверхностного мата из фитопланктона, который разрушается при наличии ветра со скоростью 3 м/с и более, то есть маркеры должны быть перемешаны по глубине;
- временной интервал между изображениями в паре должен быть достаточным для смещения маркеров на расстояние, превышающее размер перекрытия соседних окон. В частности, при использовании стандартного подхода для внутренних эвтрофных водоемов это время должно превышать 20–25 минут. Однако если временной интервал будет слишком продолжительным, то методика также не будет работать, поскольку может полностью пропасть корреляция между структурами на изображениях в паре из-за значительных смещений маркеров.

Открытым остается вопрос глубины, на которой течения определяются в той или иной части акватории, поскольку оптический сканер регистрирует сигнал из слоя различной толщины в зависимости от содержания оптически активных компонентов воды. Полученные результаты указывают на существенные трудности применения стандартной методики МСС для восстановления течений во внутренних эвтрофных водоемах, что говорит о необходимости развития новых подходов к обработке спутниковых изображений. Одним из возможных путей развития является обработка изображений не по структурам, попадающим в окна стандартного размера, а, возможно, попиксельная обработка. Развитию данного подхода будет посвящена отдельная работа.

Финансирование

Алгоритмы обработки спутниковых данных и влияние гидрофизических процессов на гидрооптические характеристики анализировались при поддержке гранта РНФ № 23-17-00071, <https://rscf.ru/project/23-17-00071>. Исследование особенностей течений во внутреннем водоеме с неравномерным стоком проведено в рамках темы госзадания № FFUF-2021-0006.

Funding

Algorithms for processing satellite data and the influence of hydrophysical processes on hydro-optical characteristics were analyzed with the support of the Russian Science Foundation, No. 23-17-00071, <https://rscf.ru/project/23-17-00071>. A study of the characteristics of currents in an inland reservoir with irregular flow was carried out within the support of the Ministry of Education and Science of the Russian Federation (theme No. FFUF-2021-0006).

Литература

1. Буторин Н.В. Гидрологические процессы и динамика водных масс в водохранилищах Волжского каскада. Л.: Наука, 1969. 322 с.
2. Chen G., Han G., Yang X. On the intrinsic shape of oceanic eddies derived from satellite altimetry // Remote Sensing of Environment. 2019. Vol. 228. P. 75–89. doi:10.1016/j.rse.2019.04.011
3. Kubryakov A.A., Stanichny S.V., Zatsepin A.G., Kremenetskiy V.V. Long-term variations of the Black Sea dynamics and their impact on the marine ecosystem // Journal of Marine Systems 2016. Vol. 163. P. 80–94. doi:10.1016/j.jmarsys.2016.06.006
4. Emery W.J., Thomas A., Collins M., Crawford W.R., Mackas D. An objective method for computing advective surface velocities from sequential infrared satellite images // Journal of Geophysical Research: Oceans. 1986. Vol. 91. P. 12865–12878. doi:10.1029/JC091iC11p12865
5. Kozlov I.E., Plotnikov E.V., Manucharyan G.E. Brief Communication: Mesoscale and submesoscale dynamics in the marginal ice zone from sequential synthetic aperture radar observations // Cryosphere. 2020. Vol. 14. P. 2941–2947. doi:10.5194/tc-14-2941-2020
6. Marmorino G., Chen W. Use of WorldView-2 along-track stereo imagery to probe a Baltic Sea algal spiral // Remote Sensing. 2019. Vol. 11. P. 865. doi:10.3390/rs11070865

7. Osadchiev A., Sedakov R. Spreading dynamics of small river plumes off the northeastern coast of the Black Sea observed by Landsat 8 and Sentinel-2 // *Remote Sensing of Environment*. 2019. Vol. 221. P. 522–533. doi:10.1016/j.rse.2018.11.043
8. Aleskerova A., Kubryakov A., Stanichny S., Medvedeva A., Plotnikov E., Misyuk A., Verzhvskaya L. Characteristics of topographic submesoscale eddies off the Crimea coast from high-resolution satellite optical measurement // *Ocean Dynamic*. 2021. Vol. 71. P. 655–677.
9. Danilicheva O.A., Ermakov S.A., Kapustin I.A. Retrieval of surface currents from sequential satellite radar images // *Sovremennye Problemy Distsantsionnogo Zondirovaniya Zemli iz Kosmosa*. 2020. Vol. 17. P. 93–96. doi:10.21046/2070-7401-2020-17-6-93-96
10. Shomina O., Danilicheva O., Tarasova T., Kapustin I. Manifestation of spiral structures under the action of upper ocean currents // *Remote Sensing*. 2022. Vol. 14, N 8. P. 1871. doi:10.3390/rs14081871
11. Доброхотова Д.В., Капустин И.А., Мольков А.А., Лещёв Г.В. Исследование влияния режима работы ГЭС на перераспределение фитопланктона в верхнем водном слое в приплотинном участке Горьковского водохранилища // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2023. Т. 20, № 1. С. 242–252. doi:10.21046/2070-7401-2023-20-1-242-252
12. Гузиватый В.В., Науменко М.А., Румянцев В.А. Оценка поверхностных течений Ладожского озера методом максимальной кросс-корреляции // *Исследование Земли из космоса*. 2020. № 1. С. 20–30. doi:10.31857/S0205961420010042
13. Алексанин А.И., Алексанина М.Г., Карнацкий А.Ю. Автоматический расчет скоростей поверхностных течений океана по последовательности спутниковых изображений // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2013. Т. 10, № 2. С. 131–142.
14. Алексанин А.И., Алексанина М.Г., Загумёнов А.А., Качур В.А. Повышение точности расчета скоростей поверхностных течений по спутниковым изображениям // *Вестник Дальневосточного отделения Российской академии наук*. 2015. № 3 (181). С. 59–66.
15. Hu Z., Pan D., He X., Song D., Huang N., Bai Y., Xu Y., Wang X., Zhang L., Gong F. Assessment of the MCC method to estimate sea surface currents in highly turbid coastal waters from GOCI // *International Journal of Remote Sensing*. 2017. Vol. 38, N 2. P. 572–597. doi:10.1080/01431161.2016.1268737
16. Елизаров Д.А., Князев Н.А., Лаврова О.Ю., Уваров И.А. Интеграция в спутниковую информационную систему Sea the Sea данных акустического доплеровского измерителя течений, полученных в ходе подспутниковых измерений // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2023. Т. 20, № 3. С. 244–253. doi:10.21046/2070-7401-2023-20-3-244-253
17. Roemmich D., Argo Steering Team. Argo: The challenge of continuing 10 years of progress // *Oceanography*. 2009. Vol. 22. P. 46–55. doi:10.5670/oceanog.2009.65
18. The Sentinel Application Platform. URL: <https://step.esa.int/main/download/snap-download/> (дата обращения: 10.11.2023).

References

1. Butorin N.V. Hydrological processes and water mass dynamics in the Volga cascade reservoirs. *Leningrad, Nauka*, 1969. 322 p. (in Russian).
2. Chen G., Han G., Yang X. On the intrinsic shape of oceanic eddies derived from satellite altimetry. *Remote Sensing of Environment*. 2019, 228, 75–89. doi: 10.1016/j.rse.2019.04.011
3. Kubryakov A.A., Stanichny S.V., Zatsepin A.G., Kremenetskiy V.V. Long-term variations of the Black Sea dynamics and their impact on the marine ecosystem. *Journal of Marine Systems*. 2016, 163, 80–94. doi:10.1016/j.jmarsys.2016.06.006
4. Emery W.J., Thomas A., Collins M., Crawford W.R., Mackas D. An objective method for computing advective surface velocities from sequential infrared satellite images. *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1986, 91, 12865–12878. doi:10.1029/JC091iC11p12865
5. Kozlov I.E., Plotnikov E.V., Manucharyan G.E. Brief communication: Mesoscale and submesoscale dynamics in the marginal ice zone from sequential synthetic aperture radar observations. *Cryosphere*. 2020, 14, 2941–2947. doi:10.5194/tc-14-2941-2020
6. Marmorino G., Chen W. Use of WorldView-2 along-track stereo imagery to probe a Baltic Sea algal spiral. *Remote Sensing*. 2019, 11, 865. doi:10.3390/rs11070865
7. Osadchiev A., Sedakov R. Spreading dynamics of small river plumes off the northeastern coast of the Black Sea observed by Landsat 8 and Sentinel-2. *Remote Sensing of Environment*. 2019, 221, 522–533. doi:10.1016/j.rse.2018.11.043
8. Aleskerova A., Kubryakov A., Stanichny S., Medvedeva A., Plotnikov E., Misyuk A., Verzhvskaya L. Characteristics of topographic submesoscale eddies off the Crimea coast from high-resolution satellite optical measurement. *Ocean Dynamic*. 2021, 71, 655–677.
9. Danilicheva O.A., Ermakov S.A., Kapustin I.A. Retrieval of surface currents from sequential satellite radar images. *Sovremennye Problemy Distsantsionnogo Zondirovaniya Zemli iz Kosmosa*. 2020, 17, 93–96. doi:10.21046/2070-7401-2020-17-6-93-96

10. Shomina O., Danilicheva O., Tarasova T., Kapustin I. Manifestation of spiral structures under the action of upper ocean currents. *Remote Sensing*. 2022, 14(8), 1871. doi:10.3390/rs14081871
11. Dobrokhotova D.V., Kapustin I.A., Molkov A.A., Leshchev G.V. A study of the effect of hydropower operation regime on the re-distribution of phytoplankton in the upper water layer in the dam section of the Gorki Reservoir. *Sovremennye Problemy Distsionnogo Zondirovaniya Zemli iz Kosmosa*. 2023, 20(1), 242–252. doi:10.21046/2070-7401-2023-20-1-242-252 (in Russian).
12. Guzvaty I V.V., Naumenko I M.A., Rumyantsev I V.A. Estimation of velocity of upper layer of Lake Ladoga by using of Maximum Cross Correlation (MCC) Method. *Issledovanie Zemli iz Kosmosa*. 2020, 1, 20–30. doi:10.31857/S0205961420010042 (in Russian).
13. Alexanin A.I., Alexanina M.G., Karnatsky A.Y. Automatic computation of sea surface velocities on a sequence of satellite images. *Sovremennye Problemy Distsionnogo Zondirovaniya Zemli iz Kosmosa*. 2013, 10 (2), 131–142 (in Russian).
14. Alexanin A.I., Alexanina M.G., Zagumjonov A.A., Kachur V.A. Improving the accuracy of calculating surface current velocities from satellite images. *Vestnik Dalnevostochnogo Otdeleniya Rossijskoj Akademii Nauk*. 2015, 3 (181), 59–66 (in Russian).
15. Hu Z., Pan D., He X., Song D., Huang N., Bai Y., Xu Y., Wang X., Zhang L., Gong F. Assessment of the MCC method to estimate sea surface currents in highly turbid coastal waters from GOCI. *International Journal of Remote Sensing*. 2017, 38(2), 572–597, doi:10.1080/01431161.2016.1268737
16. Elizarov D.A., Knyazev N.A., Lavrova O. Yu., Uvarov I.A. Integration into the See the Sea information system of acoustic Doppler current profiler data obtained concurrently with satellite data. *Sovremennye Problemy Distsionnogo Zondirovaniya Zemli iz Kosmosa*. 2023, 20(3), 244–253 (in Russian). doi:10.21046/2070-7401-2023-20-3-244-253
17. Roemmich D., Argo Steering Team. Argo: The challenge of continuing 10 years of progress. *Oceanography*. 2009, 22, 46–55. doi:10.5670/oceanog.2009.65
18. The Sentinel Application Platform. URL: <https://step.esa.int/main/download/snap-download/> (date of access: 10.11.2023).

Об авторах

- КАПУСТИН Иван Александрович, заведующий лабораторией, кандидат физико-математических наук, ORCID ID: 0000-0001-6845-3119, Scopus AuthorID: 25629629000, WoS ResearcherID: A-3593-2014, SPIN-код: 7060-5757, e-mail: kia@ipfran.ru
- МОЛЬКОВ Александр Андреевич, старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, ORCID ID: 0000-0002-8550-2418, Scopus AuthorID: 55377777800, WoS ResearcherID: A-3623-2014, SPIN-код: 8959-5235, e-mail: molkov@ipfran.ru
- ЕРМОШКИН Алексей Валерьевич, научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, ORCID ID: 0000-0002-6528-7589, Scopus AuthorID: 54410480500, WoS ResearcherID: D-5271-2015, SPIN-код: 1336-6994, e-mail: eav@ipfran.ru
- ДОБРОХОТОВА Дарья Васильевна, стажер-исследователь, ORCID ID: 0000-0001-5546-1670, Scopus AuthorID: 57219659995, WoS ResearcherID: AAA-7981-2022, SPIN-код: 9740-3806, e-mail: vostryakova@ipfran.ru
- ДАНИЛИЧЕВА Ольга Аркадьевна, младший научный сотрудник, ORCID ID: 0000-0001-9529-2517, Scopus AuthorID: 57204632237, WoS ResearcherID: AAG-7486-2020, SPIN-код: 3309-3599, e-mail: olgadan@ipfran.ru
- ЛЕЩЕВ Георгий Владимирович, инженер-электрик, ORCID ID: 0000-0001-5574-7935, Scopus AuthorID: 57213165519, SPIN-код: 5370-0731, e-mail: georgeleshev@ipfran.ru

УДК 532.59:539.3

© А. В. Погорелова^{1*}, В. Л. Земляк¹, В. М. Козин², 2024

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

«Приамурский государственный университет имени Шолом-Алейхема», 679015, ул. Широкая, д. 70а, Биробиджан

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт машиноведения и металлургии

Хабаровского федерального исследовательского центра ДВО РАН, 681005, ул. Металлургов, д. 1,

Комсомольск-на-Амуре

*milova@yandex.ru

ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ТОНКОГО ТЕЛА ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ДВИЖЕНИИ ПОД ЛЕДЯНЫМ ПОКРОВОМ

Статья поступила в редакцию 30.08.2023, после доработки 01.02.2024, принята в печать 21.02.2024

Аннотация

Статья посвящена теоретическому исследованию прямолинейного нестационарного движения тонкого тела в жидкости вблизи свободной поверхности и ледяного покрова. Рассматривается идеальная несжимаемая жидкость, движение жидкости потенциальное. Ледяной покров моделируется плавающей вязкоупругой пластиной. Вязкоупругие свойства льда описываются моделью Кельвина-Фойгта. Тонкое тело заданной формы в потоке жидкости моделируется обтеканием системы источников-стоков. Рассматриваются различные режимы движения тела: ускорение, торможение, движение с заданной скоростью. Анализируется влияние ледяного покрова, ускорения и торможения тела на его волновое сопротивление. Получено, что нестационарные режимы движения (ускорение и торможение) существенно влияют на волновое сопротивление тонкого тела. Движение с малым начальным ускорением позволяет уменьшить амплитуду первого по времени горба волнового сопротивления. При торможении тела до полной остановки кривая волнового сопротивления носит колебательный характер. Уменьшение коэффициента торможения приводит к уменьшению амплитуды осцилляций кривой волнового сопротивления. Наличие ледяного покрова сглаживает горб волнового сопротивления при ускорении и уменьшает количество осцилляций и их амплитуду при торможении.

Ключевые слова: ледяной покров, изгибно-гравитационные волны, погруженное тонкое тело, нестационарное движение, волновое сопротивление

UDC 532.59:539.3

© А. В. Погорелова^{1*}, В. Л. Земляк¹, В. М. Козин², 2024

¹Sholom-Aleichem Priamursky State University, 70a Shirokaya Str., Birobidzhan, 679015, Russia

²Institute of Machine Science and Metallurgy, Far Eastern Branch Russian Academy of Sciences, 1 Metallurgov Str., Komsomolsk-na-Amure, 681005, Russia

*milova@yandex.ru

WAVE RESISTANCE OF SLENDER BODY IN UNSTEADY MOTION UNDER AN ICE SHEET

Received 30.08.2023, Revised 01.02.2024, Accepted 21.02.2024

Abstract

The paper is devoted to the theoretical study of the rectilinear unsteady movement of a slender body in a liquid near the free surface and an ice sheet. Water is an ideal incompressible liquid, and the motion of the liquid is potential. The ice cover is modeled by a floating viscoelastic plate. The viscoelastic properties of ice are described using the Kelvin–Voigt model. A slender body of a given shape in the liquid flow is modeled by the flow of the source-sink system. Various modes of body movement are considered: acceleration, deceleration, movement at a given speed. The effect of the ice sheet, acceleration and deceleration of the body on its wave resistance is analyzed. It is obtained that unsteady modes of motion (acceleration and deceleration) significantly affect the wave resistance of a slender body. Motion with low initial acceleration makes it possible to reduce amplitude of the first-time

Ссылка для цитирования: Погорелова А.В., Земляк В.Л., Козин В.М. Волновое сопротивление тонкого тела при нестационарном движении под ледяным покровом // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2024. Т. 17, № 1. С. 73–83. doi:10.59887/2073-6673.2024.17(1)–6

For citation: Pogorelova A.V., Zemlyak V.L., Kozin V.M. Wave Resistance of Slender Body in Unsteady Motion under an Ice Sheet. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2024, 17, 1, 73–83. doi:10.59887/2073-6673.2024.17(1)–6

hump of wave resistance. During body deceleration to a full stop, the curve of wave resistance has an oscillations. Reduction of deceleration coefficient results in decrease of oscillation amplitude of wave resistance curve. The presence of the ice cover smoothes the hump of wave resistance during acceleration and reduces the number of oscillations and their amplitude during deceleration.

Keywords: ice cover, flexural-gravity waves, submerged slender body, unsteady motion, wave resistance

1. Введение

Стационарное движение тонкого тела в идеальной жидкости вблизи свободной поверхности изучено достаточно полно теоретически и экспериментально [1–14]. Известно, что близость свободной поверхности приводит к возникновению волнового сопротивления, вертикальной подъемной силы и крутящего момента, действующих на погруженное тело. С ростом глубины погружения величины гидродинамических нагрузок уменьшаются.

Отметим, что в современных условиях при освоении Арктики погруженные тела вынуждены передвигаться под ледяным покровом. При этом в жидкости и в ледяном покрове образуется система изгибно-гравитационных волн, движущаяся вместе с телом. Авторы [15–18] ранее исследовали волновое сопротивление, крутящий момент и подъемную силу, действующие на тонкое тело, движущиеся под ледяным покровом. При этом основной упор делался на исследовании равномерного движения погруженного тела, без учета режимов ускорения и торможения. Известно [19], что при движении тел по ледяному покрову различные режимы ускорения (торможения) тела могут привести к значительному росту волнового сопротивления по сравнению с его значением при равномерном движении тела. Поэтому интересно проанализировать влияние нестационарных режимов движения на величины гидродинамических нагрузок при движении тонкого погруженного тела в жидкости под ледяным покровом.

Целью настоящего исследования является теоретический анализ совместного влияния ледяного покрова и режимов ускорения (торможения) погруженного тонкого тела на его волновое сопротивление.

2. Постановка задачи. Аналитическое решение

Рассматривается нестационарное движение тонкого тела в воде под ледяным покровом. Предполагается, что вода является идеальной несжимаемой жидкостью с плотностью ρ_2 и движение жидкости является потенциальным. Ледяной покров моделируется вязкоупругой, изначально ненапряженной, однородной, изотропной пластиной. Предполагается, что период волновых процессов в ледяном покрове значительно меньше, чем время релаксации льда. Поэтому, аналогично [20], для льда используется закон деформации линейной запаздывающей упругой среды Кельвина-Фойгта [21].

Главный вектор сил, действующих на погруженное тело, вычисляется по формуле [22]:

$$\vec{F} = \rho_2 \int_S \frac{d\Phi'}{dt'} \vec{n} dS, \quad (1)$$

где S — поверхность подводного тела, Φ' — потенциал скоростей движения жидкости, $\vec{n}$ — внешний единичный вектор нормали к поверхности S .

Предположим, что тонкое тело движется в жидкости на глубине погружения d . Длина тела равна $2L$, R — его радиус миделя, $L/R \geq 4$. В момент времени $t' = 0$ тело из состояния покоя начинает движение прямолинейно под плавающей вязкоупругой пластиной со скоростью, изменяющейся по зависимости:

$$u'(t') = U \tanh\left(\frac{\mu'_1}{U} t'\right) - 0,5U \left[\tanh\left(\frac{\mu'_2}{U} (t' - t'_2)\right) + \tanh\left(\frac{\mu'_2}{U} t'_2\right) \right]. \quad (2)$$

В соответствии с зависимостью (2) тело после старта движется ускоренно с начальным ускорением μ'_1 , затем, при условии, что $\mu'_2 = 0$, с течением времени t' значение скорости $u'(t')$ стремится к U . Если $\mu'_2 \neq 0$, тогда тело после старта движется ускоренно с начальным ускорением μ'_1 , затем выходит на заданную скорость U , некоторое время движется равномерно со скоростью U , после чего начинает тормозить до полной остановки; при этом значение $t' = t'_2$ соответствует значению времени, при котором ускорение судна равно $-\mu'_2/2$, и является также точкой перегиба графика функции $u'(t')$.

Предполагается, что тонкое тело неподвижно и обтекается потоком жидкости со скоростью $-u'(t')$ на бесконечности. Совмещенная с телом декартова система координат располагается следующим образом: плоскость xOy совпадает с невозмущенной поверхностью раздела лёд-вода, направление x совпадает с направлением движения тонкого тела (или противоположно набегающему потоку), и ось z направлена вертикально вверх.

Рассмотрим тонкое тело, форма которого близка к модели Гертлера [9] (рис. 1). Данная модель имеет три секции: нос, цилиндрическая средняя секция и хвост (корма). Геометрия носа представляет собой половину сфероида с полуосями $n_b R$, R , R , здесь $n_b R$ — длина носовой части тела. Корма имеет осесимметричный параболический профиль, описываемый уравнением [23]:

$$\rho = R - \frac{(x + 2L - n_a R)^2}{n_a^2 R}, \quad (3)$$

где ρ — расстояние от осевой линии кормы до точки поверхности, $n_a R$ — длина кормовой части тела.

Для получения заданной формы поверхности первоначально рассмотрим обтекание безграничным потоком жидкости со скоростью $(-u', 0, 0)$ системы m источников и m стоков, расположенных на осевой линии тела. При этом абсциссы источников и стоков, x_{bk} и x_{ak} , и их мощности, $q'_k(t')$ и $-q'_k(t')$, соответственно, задаются следующими формулами:

$$q'_k(t') = u'(t')q'_0\delta_k, \quad q'_0 = \pi R^2, \quad x_{ak} = -2L + \frac{m-k}{m}n_a R, \quad (4)$$

$$x_{bk} = -\frac{k}{m}n_b R, \quad \delta_k = \frac{3(k - k^2 + m^2) - 1}{2m^3}, \quad k = 1 \div m.$$

На рис. 1 представлен пример обтекания потоком жидкости системы источников и стоков с использованием формул (4) для $m=10$, $n_a = 4$, $n_b = 3$.

Для описания движения тонкого тела в жидкости под свободной поверхностью или под ледяным покровом (с учетом глубины погружения d) и конечной глубиной водоема H мы используем, аналогично работе [24], следующую формулу для корректировки мощности источников (стоков):

$$q'_0 \approx \pi R^2 \left(1 + \frac{r^2}{2}(1+C) + \dots \right), \quad (r \ll 1), \quad (5)$$

$$C = -\frac{1}{(4\chi^2 + 1)^{3/2}} - \frac{1}{(4\gamma^2 + 1)^{3/2}} + \frac{1}{(4(\gamma - \chi)^2 + 1)^{3/2}}, \quad r = R/L, \quad \chi = d/L, \quad \gamma = H/L. \quad (6)$$

Рассмотрим обтекание единичного источника мощностью q'_0 нестационарным прямолинейным потоком жидкости, ограниченным вязкоупругой пластиной и дном водоема. Начало координат совместим с проекцией источника на плоскость раздела жидкость-пластина. Уравнение Лапласа, граничные и начальные условия для нахождения функции потенциала скорости жидкости для единичного источника, Φ_0 , в безразмерной форме, запишутся в виде:

$$\Delta \Phi_0 = 0, \quad (7)$$

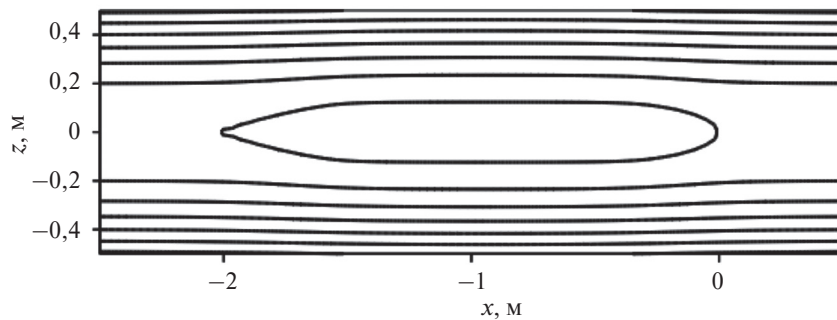


Рис. 1. Сечение плоскостью $y = 0$ безграничного потока жидкости при обтекании тонкого тела с размерами $L = 1$ м, $R = 0,125$ м

Fig. 1. Cross-section with plane $y = 0$ of unlimited flow of liquid at flow past slender body with dimensions $L = 1$ m, $R = 0.125$ m

$$\begin{aligned} & \kappa \left(1 + \tau_k \left(\frac{\partial}{\partial t} - u \frac{\partial}{\partial x} \right) \right) \nabla^4 \frac{\partial \Phi_0}{\partial z} + \varepsilon \left(\frac{\partial^3 \Phi_0}{\partial t^2 \partial z} - \dot{u} \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial x \partial z} - 2u \frac{\partial^3 \Phi_0}{\partial t \partial x \partial z} + u^2 \frac{\partial^3 \Phi_0}{\partial x^2 \partial z} \right) = \\ & = - \frac{\partial \Phi_0}{\partial z} - \left(\frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial t^2} - \dot{u} \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial x} - 2u \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial t \partial x} + u^2 \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial x^2} \right), \quad (z=0). \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{\partial \Phi_0}{\partial z} = 0, \quad (z = -\gamma), \quad (9)$$

$$\left. \frac{\partial \Phi_0}{\partial z} \right|_{z=0, t=0} = 0, \quad (10)$$

$$\left. \left(\frac{\partial \Phi_0}{\partial t} + \varepsilon \frac{\partial^2 \Phi_0}{\partial z \partial t} \right) \right|_{z=0, t=0} = 0, \quad (11)$$

$$\Phi_0 = \frac{u q_0}{4\pi} \left(-\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_4} \right) + \frac{\varphi_0}{4\pi}, \quad (12)$$

$$R_1 = \sqrt{x^2 + y^2 + (z + \chi)^2}, \quad R_2 = \sqrt{x^2 + y^2 + (z - \chi)^2}, \quad (13)$$

$$R_3 = \sqrt{x^2 + y^2 + (z + 2\gamma - \chi)^2}, \quad R_4 = \sqrt{x^2 + y^2 + (z + 2\gamma + \chi)^2}, \quad (14)$$

$$x = \frac{x'}{L}; \quad y = \frac{y'}{L}; \quad z = \frac{z'}{L}; \quad s = \frac{s'}{L}; \quad u = \frac{u'}{\sqrt{gL}}; \quad t = t' \sqrt{\frac{g}{L}}; \quad \tau_k = \tau'_k \sqrt{\frac{g}{L}}; \quad (15)$$

$$\mu = \frac{\mu'}{g}, \quad \Phi = \frac{\Phi'}{L\sqrt{gL}}, \quad \varepsilon = \frac{\rho_1 h}{\rho_2 L}, \quad \kappa = \frac{Gh^3}{3\rho_2 g L^4}, \quad \varphi_0 = \frac{\varphi'_0}{L\sqrt{gL}}, \quad q_0 = q'_0 / L^2. \quad (16)$$

здесь h и ρ_1 — толщина и плотность ледяной пластины; G — это модуль упругости льда при сдвиге, $G = 0,5E/(1+\nu)$, E — модуль Юнга, ν — коэффициент Пуассона, τ'_k время релаксации льда или «время запозывания» [20–21]; φ'_0 — потенциал скоростей волновых движений жидкости, $s' = s'(t')$ — расстояние, пройденное источником с момента времени $t' = 0$.

Функция потенциала скоростей Φ_0 определяется из системы (7)–(12) аналогично работе [15], а именно, аналитически с использованием интегральных преобразований Фурье и Лапласа. Выражение для вычисления $\frac{d\Phi_0}{dt}$ при нестационарном движении единичного источника под вязкоупругой пластиной имеет вид:

$$\frac{d\Phi_0}{dt} = \frac{\partial \Phi_0}{\partial t} - u \frac{\partial \Phi_0}{\partial x} = \frac{q_0}{4\pi^2} \int_{-\pi}^{\pi} d\theta \int_0^{\infty} e^{-k\chi} \int_0^t f(\tau) K d\tau \exp\left(ik((x+s(t))\cos\theta + y\sin\theta)\right) k dk, \quad (17)$$

$$K = e^{-n(t-\tau)/2} \begin{cases} -\frac{n\sin(\sqrt{\beta}(t-\tau))}{(2\sqrt{\beta})} + \cos(\sqrt{\beta}(t-\tau)), & \beta > 0, \\ -\frac{n\sinh(\sqrt{-\beta}(t-\tau))}{(2\sqrt{-\beta})} + \cosh(\sqrt{-\beta}(t-\tau)), & \beta < 0, \\ -\frac{n}{2}(t-\tau) + 1, & \beta = 0; \end{cases} \quad (18)$$

$$f(\tau) = e^{-\sigma s(\tau)} \left[\left(u(\tau)k(1+\kappa k^4) + \kappa k^4 \tau_k (\dot{u}(\tau) - \sigma(u(\tau))^2) \right) \gamma_1 + \left(\dot{u}(\tau) - 3\sigma u(\tau)\dot{u}(\tau) + \sigma^2(u(\tau))^3 \right) \varepsilon \gamma_2 \right], \quad (19)$$

$$\beta = p - n^2/4; \quad p = (1+\kappa k^4)k \tanh(k\gamma) / (1+\varepsilon k \tanh(k\gamma)), \quad (20)$$

$$n = \kappa k^5 \tau_k \tanh(k\gamma) / (1+\varepsilon k \tanh(k\gamma)), \quad \sigma = ik \cos\theta, \quad (21)$$

$$\gamma_1 = 1 + e^{k(\chi-2\gamma)} \sinh(k\chi), \quad \gamma_2 = 1 + e^{k(\chi-2\gamma)} \sinh(k\chi) \left(1 - \frac{1}{k\varepsilon} \right). \quad (22)$$

Функция потенциала скоростей Φ для тонкого тела с использованием формул (4)–(5) и суперпозиции потенциалов от m источников и m стоков записывается в виде:

$$\Phi = \sum_{k=1}^m (\Phi_0(x - x_{bk}; y; z; t) \delta_k - \Phi_0(x - x_{ak}; y; z; t) \delta_k). \quad (23)$$

Для вычисления волнового сопротивления как компоненты главного вектора гидродинамических нагрузок (1) предположим, что поверхность тонкого тела S состоит из двух частей $y' = Y(x', z')$ и $y' = -Y(x', z')$, где $Y(x', z')$ имеет вид:

$$Y(x', z') = \begin{cases} R \sqrt{\left(1 - \frac{(x' + 2L - n_a R)^2}{(n_a R)^2}\right)^2 - \frac{(z' + d)^2}{R^2}}, & -2L \leq x' < -2L + n_a R, \\ \sqrt{R^2 - (z' + d)^2}, & -2L + n_a R \leq x' < -n_b R, \\ \sqrt{R^2 - \frac{(x' + n_b R)^2}{n_b^2} - (z' + d)^2}, & -n_b R \leq x' \leq 0. \end{cases} \quad (24)$$

Подстановка (23) в уравнение (1) и использование уравнений (17), (24), (4) и (5) дает, аналогично [15], выражение для вычисления волнового сопротивления тонкого тела при нестационарном движении под вязкоупругой пластиной:

$$F_1 = 2\rho_2 \iint_D \left. \frac{d\Phi'}{dt'} \right|_{y'=Y(x', z')} (-\partial Y / \partial x') dx' dz', \quad (25)$$

здесь D — область, являющаяся проекцией поверхности $y' = Y(x', z')$ на плоскость $y' = 0$.

Аналогично работе [12] будем вычислять и анализировать безразмерный коэффициент волнового сопротивления:

$$C_w = -\frac{F_1}{0,5\rho_2 U^2 S_a}, \quad (26)$$

где S_a — площадь поверхности тонкого тела.

3. Численные расчеты и анализ результатов

Численные расчеты волнового сопротивления (26) были проведены с использованием метода Гаусса (с учетом квадратур в 40 точках) для следующих параметров ледяной пластины, тонкого тела и жидкости (если это не оговорено отдельно):

$$E = 5,9 \cdot 10^9 \text{ Па}, \rho_1 = 900 \text{ кг/м}^3, \rho_2 = 1000 \text{ кг/м}^3; \nu = 0,3, \tau_k = 0,69 \text{ с}; \quad (27)$$

$$L = 69,25 \text{ м}, R = 8,25 \text{ м}, m = 10, n_a = 4, n_b = 3, d = 24 \text{ м}, H = 100 \text{ м}. \quad (28)$$

Время релаксации льда τ_k выбрано в соответствии с результатами работ [25–26].

На рис. 2 представлены исследуемые в работе нестационарные зависимости скорости тела от времени. Здесь кривая 1 соответствует «быстрому» ускорению, когда тело набирает заданную скорость U приблизительно за 50 с после старта. Кривая 2 соответствует набору заданной скорости за 100 с после начала движения, назовем данный тип движения «медленное» ускорение. Кривые 3 и 4 на интервале $t > 50$ с описывают быстрое и медленное торможение; при этом изменение скорости от заданного значения до полной остановки происходит, примерно, за 50 с и за 100 с, соответственно.

На рис. 3 представлены кривые коэффициента волнового сопротивления C_w для тела, движущегося в жидкости вблизи поверхности, в зависимости от времени для разных режимов движения (2) при $U = 15$ м/с. Здесь кривая 1 соответствует «очень быстрому» ускорению (возможно, в реальности не имеющему место), когда тело в течение 5 с после старта выходит на заданную скорость и далее движется равномерно со скоростью U . Видно, что для этого режима волновое сопротивление сначала возрастает от нуля до некоторого максимального значения, затем убывает и далее плавно колеблется с убывающей со временем амплитудой колебаний, стремясь к некоторому постоянному значению. Кривые 2 и 3 описывают коэффициент волнового сопротивления, соответственно, для «быстрого» и «медленного» начальных ускорений тела.

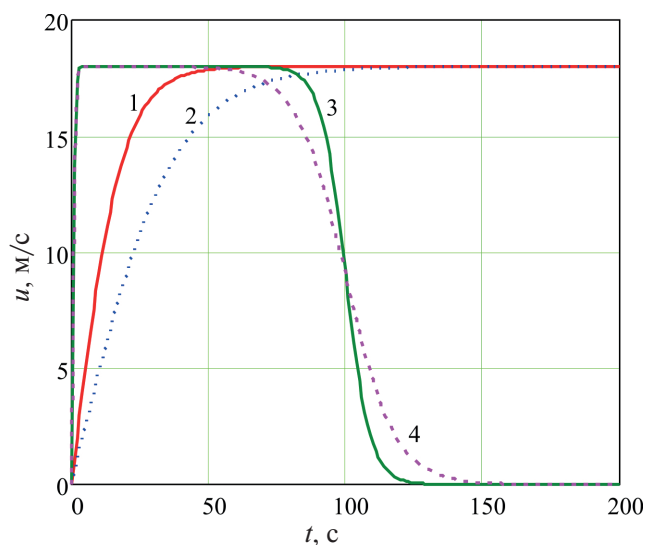


Рис. 2. Зависимости скорости u от времени t для $U = 18$ м/с: кривая 1 соответствует уравнению (2) для $\mu'_1 = 1$ м/с², $\mu'_2 = 0$ м/с²; кривая 2 — $\mu'_1 = 0,5$ м/с², $\mu'_2 = 0$ м/с²; кривая 3 — $\mu'_1 = 18$ м/с², $\mu'_2 = 2$ м/с², $t'_2 = 100$ с; кривая 4 — $\mu'_1 = 18$ м/с², $\mu'_2 = 1$ м/с², $t'_2 = 100$ с

Fig. 2. Velocity u versus time t for $U = 18$ м/с: curve 1 refers to (2) for $\mu'_1 = 1$ м/с², $\mu'_2 = 0$ м/с²; curve 2 refers to $\mu'_1 = 0,5$ м/с², $\mu'_2 = 0$ м/с²; curve 3 refers to $\mu'_1 = 18$ м/с², $\mu'_2 = 2$ м/с², $t'_2 = 100$ с; curve 4 refers to $\mu'_1 = 18$ м/с², $\mu'_2 = 1$ м/с², $t'_2 = 100$ с

количество осцилляций волнового сопротивления, и последнее быстрее выходит на нулевое значение.

На рисунках 4 и 5 представлен коэффициент волнового сопротивления для разных режимов движения (2) при $U = 20$ м/с и 25 м/с, соответственно. Здесь, аналогично рисунку 3, кривые вида 1 соответствуют

Из поведения кривых 1–3 видно, что чем меньше начальное ускорение тела, тем меньше амплитуда первого горба волнового сопротивления. Кроме того, после первого горба волнового сопротивления значения кривых 1, 2 и 3 при $t \rightarrow \infty$ стремятся к постоянному значению, соответствующему волновому сопротивлению при равномерном движении тела со скоростью $U = 15$ м/с.

Кривые 4 и 5 рис. 3 соответствуют режимам, изображенным кривыми 3 и 4 на рис. 2, т.е. когда тело после начального «очень быстрого» ускорения некоторое время движется с постоянной скоростью U , а потом на интервале $t > 50$ с начинает «быстро» или «медленно» тормозить до полной остановки. Из рис. 3 видно, что при торможении волновое сопротивление носит колебательный характер. При этом наблюдается даже смена знака волнового сопротивления. Заметим, что в работе [19] для тела, движущегося по ледяному покрову, также были теоретически получены отрицательные значения волнового сопротивления при торможении до полной остановки. Из рис. 3 видно, что чем больше коэффициент торможения μ'_2 , тем больше амплитуда колебаний волнового сопротивления при торможении. Наличие ледяного покрова приводит, во-первых, к уменьшению начального горба волнового сопротивления при ускорении. Во-вторых, при торможении под ледяным покровом уменьшается

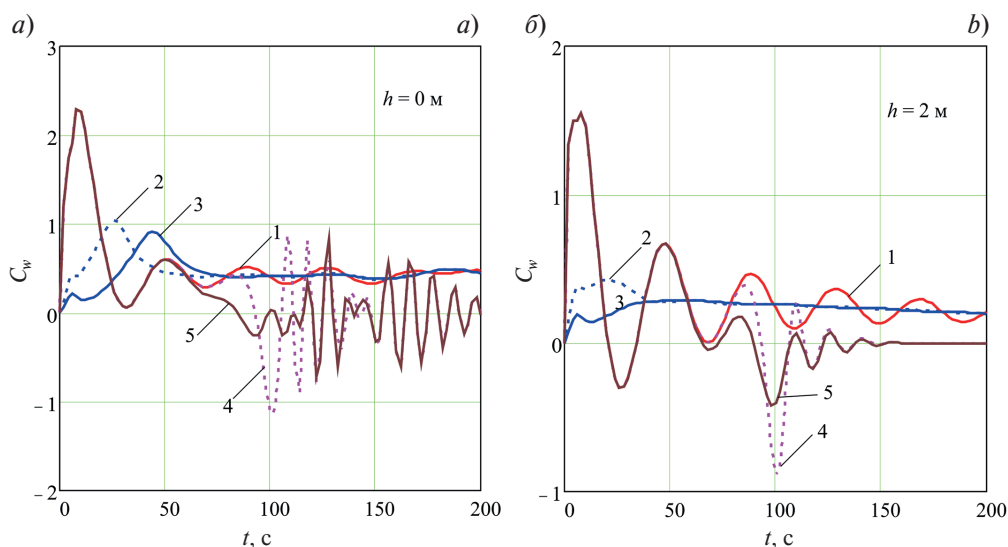


Рис. 3. Коэффициент волнового сопротивления C_w в зависимости от времени t для $U = 15$ м/с для разных режимов движения тела (2): кривая 1 — $\mu'_1 = 15$ м/с², $\mu'_2 = 0$ м/с²; кривая 2 — $\mu'_1 = 1$ м/с², $\mu'_2 = 0$ м/с²; кривая 3 — $\mu'_1 = 0,5$ м/с², $\mu'_2 = 0$ м/с²; кривая 4 — $\mu'_1 = 15$ м/с², $\mu'_2 = 2$ м/с², $t'_2 = 100$ с; кривая 5 — $\mu'_1 = 15$ м/с², $\mu'_2 = 1$ м/с², $t'_2 = 100$ с

Fig. 3. Wave resistance coefficient C_w depending on the time t at $U = 15$ м/с for various modes of body movement (2): curve 1 refers to $\mu'_1 = 15$ м/с², $\mu'_2 = 0$ м/с²; curve 2 refers to $\mu'_1 = 1$ м/с², $\mu'_2 = 0$ м/с²; curve 3 refers to $\mu'_1 = 0,5$ м/с², $\mu'_2 = 0$ м/с²; curve 4 refers to $\mu'_1 = 15$ м/с², $\mu'_2 = 2$ м/с², $t'_2 = 100$ с; curve 5 refers to $\mu'_1 = 15$ м/с², $\mu'_2 = 1$ м/с², $t'_2 = 100$ с

«очень быстрому» ускорению и дальнейшему движению с постоянной скоростью. Кривые вида 2 и 3 описывают волновое сопротивление для «быстрого» и «медленного» ускорения, соответственно. Кривые 4 и 5 — для «быстрого» и «медленного» торможения. Из рисунков 3–5 следует, что поведение коэффициента волнового сопротивления сильно зависит от скорости U , на которую выходит тело после ускорения, или от которой тело начинает торможение.

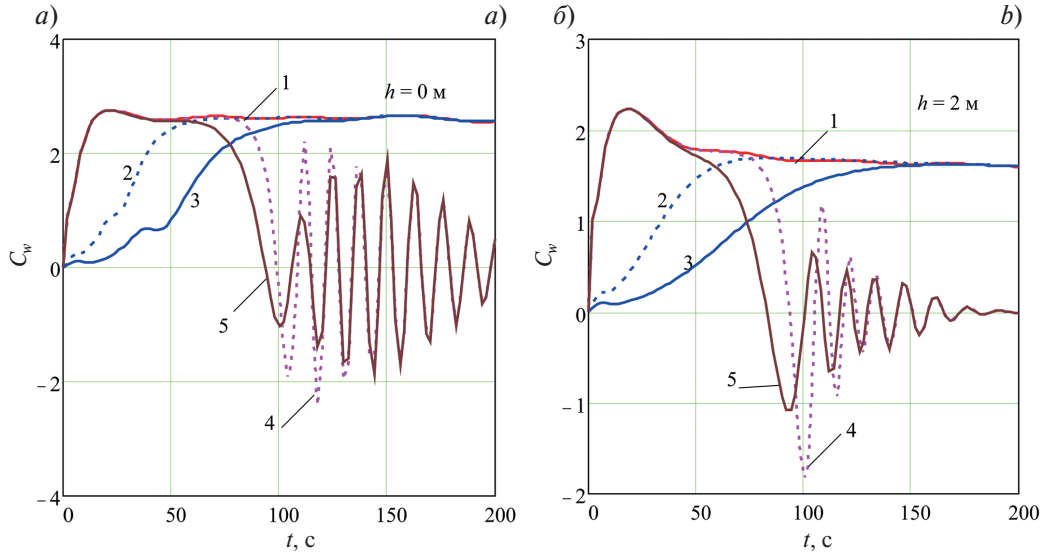


Рис. 4. Коэффициент волнового сопротивления C_w тонкого тела в зависимости от времени t для $U = 20$ м/с для разных режимов движения тела (2): кривая 1 — $\mu'_1 = 20$ м/с², $\mu'_2 = 0$ м/с²; кривая 2 — $\mu'_1 = 1$ м/с², $\mu'_2 = 0$ м/с²; кривая 3 — $\mu'_1 = 0,5$ м/с², $\mu'_2 = 0$ м/с²; кривая 4 — $\mu'_1 = 20$ м/с², $\mu'_2 = 2$ м/с², $t'_2 = 100$ с; кривая 5 — $\mu'_1 = 20$ м/с², $\mu'_2 = 1$ м/с², $t'_2 = 100$ с

Fig. 4. Wave resistance coefficient C_w depending on the time t at $U = 20$ m/c for various modes of body movement (2): curve 1 refers to $\mu'_1 = 20$ m/s², $\mu'_2 = 0$ m/s²; curve 2 refers to $\mu'_1 = 1$ m/s², $\mu'_2 = 0$ m/s²; curve 3 refers to $\mu'_1 = 0.5$ m/s², $\mu'_2 = 0$ m/s²; curve 4 refers to $\mu'_1 = 20$ m/s², $\mu'_2 = 2$ m/s², $t'_2 = 100$ s; curve 5 refers to $\mu'_1 = 20$ m/s², $\mu'_2 = 1$ m/s², $t'_2 = 100$ s

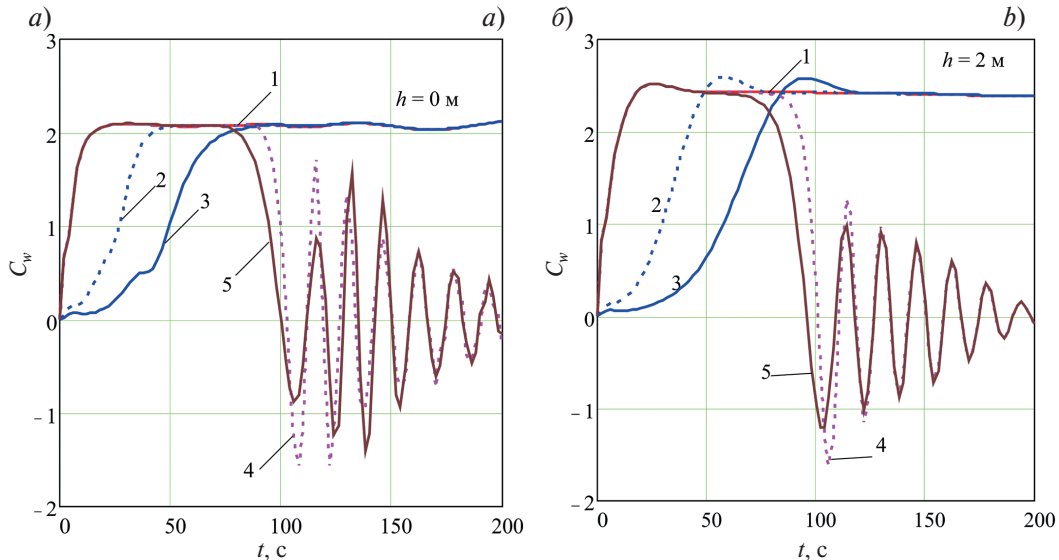


Рис. 5. Коэффициент волнового сопротивления C_w тонкого тела в зависимости от времени t для $U = 25$ м/с для разных режимов движения тела (2): кривая 1 — $\mu'_1 = 25$ м/с², $\mu'_2 = 0$ м/с²; кривая 2 — $\mu'_1 = 1$ м/с², $\mu'_2 = 0$ м/с²; кривая 3 — $\mu'_1 = 0,5$ м/с², $\mu'_2 = 0$ м/с²; кривая 4 — $\mu'_1 = 20$ м/с², $\mu'_2 = 2$ м/с², $t'_2 = 100$ с; кривая 5 — $\mu'_1 = 25$ м/с², $\mu'_2 = 1$ м/с², $t'_2 = 100$ с

Fig. 5. Wave resistance coefficient C_w depending on the time t at $U = 25$ m/c for various modes of body movement (2): curve 1 refers to $\mu'_1 = 25$ m/s², $\mu'_2 = 0$ m/s²; curve 2 refers to $\mu'_1 = 1$ m/s², $\mu'_2 = 0$ m/s²; curve 3 refers to $\mu'_1 = 0.5$ m/s², $\mu'_2 = 0$ m/s²; curve 4 refers to $\mu'_1 = 20$ m/s², $\mu'_2 = 2$ m/s², $t'_2 = 100$ s; curve 5 refers to $\mu'_1 = 25$ m/s², $\mu'_2 = 1$ m/s², $t'_2 = 100$ s

При ускорении для скоростей $U = 20$ м/с и 25 м/с присутствие ледяного покрова увеличивает время выхода волнового сопротивления на постоянное значение, соответствующее равномерному движению. При торможении тела от скоростей $U = 20$ м/с и 25 м/с до полной остановки ледяной покров уменьшает амплитуду колебаний кривой волнового сопротивления.

Из рисунков 4 и 5 видно, что профиль кривых 1 (соответствующих «очень быстрому» начальному ускорению $\mu'_1 = U \cdot c^{-1}$, $\mu'_2 = 0$ и дальнейшему движению с постоянной скоростью U) примерно после 50 секунд после начала движения практически не меняется со временем. Можно сказать, что далее тело движется равномерно с постоянным волновым сопротивлением. Именно на эти постоянные значения выходят кривые сопротивления 2 и 3 после быстрого и медленного ускорения. И от этих значений отходят кривые сопротивления 4 и 5 при начале торможения. Назовем значение коэффициента волнового сопротивления C_w при «очень быстром» начальном ускорении для момента времени $t = 100$ с «стационарным» значением $C_1(U)$ (так как оно соответствует равномерному движению со скоростью U).

Из рисунков 3–5 следует, что при «быстром» и «медленном» ускорении от начальной нулевой скорости до значения U волновое сопротивление растёт от нуля и выходит со временем на «стационарное» значение $C_1(U)$. Однако, видно, что для некоторых скоростей волновое сопротивление переходит перед этим через некоторый горб. Интересно оценить, насколько максимум этого горба превышает «стационарное» значение $C_1(U)$. Так как на рисунках 3–5 максимум этого горба располагается в интервале времени $t < 100$ с, для оценки влияния «быстрого» и «медленного» ускорения на волновое сопротивление тонкого тела, рассмотрим следующую величину:

$$C_{\max}(U) = \max_{t \in (0; 100)} C_w(U, t). \quad (29)$$

При торможении тела, наоборот, волновое сопротивление изменяется от «стационарного» значения $C_1(U)$ в сторону уменьшения. И достигает через некоторое время своего минимального значения. Из рисунков 3–5 следует, что для рассматриваемых режимов движения данные минимумы лежат в интервале $t \in (50; 150)$. Поэтому для оценки влияния «быстрого» и «медленного» торможения на волновое сопротивления тела рассмотрим следующую величину:

$$C_{\min}(U) = \min_{t \in (50; 150)} C_w(U, t). \quad (30)$$

На рисунках 6 приведены кривые C_1 , $C_{\max}$ и $C_{\min}$ в зависимости от скорости U для движения тонкого тела под чистой поверхностью воды и под ледяным покровом. Видно, что для скоростей U меньших 17 м/с и больших 25 м/с ускоренное движение приводит к некоторому увеличению волнового сопротивления по сравнению с его стационарным значением ($C_{\max}(U)$ лежит выше $C_1(U)$). Торможение для всего диапазона рассматриваемых скоростей приводит к осцилляциям кривой волнового сопротивления. Причем минимальное значение волнового сопротивления $C_{\min}(U)$ имеет отрицательный знак и по абсолютному значению близко к $C_1(U)$. Чем больше коэффициент торможения, тем больше амплитуда колебаний кривой волнового сопротивления при торможении. Присутствие ледяного покрова толщиной $h = 2$ м уменьшает абсолютные значения всех величин C_1 , $C_{\max}$ и $C_{\min}$ по сравнению с их значениями при движении под свободной поверхностью воды без льда для скоростей $U < 20$ м/с. Возможно, это связано с тем, что минимальная фазовая скорость распространения изгибно-гравитационных волн для жидкости бесконечной глубины, толщины ледяного покрова 2 метра и параметров льда (27) близка к значению 20 м/с. Для скоростей $U > 20$ м/с присутствие ледяного покрова увеличивает значения всех величин C_1 и $C_{\max}$ по сравнению с их значениями при движении под свободной поверхностью воды без льда.

3. Заключение

Подытоживая результаты исследования волнового сопротивления тонкого тела при его нестационарном движении в жидкости под ледяным покровом, можно сделать следующие выводы.

При ускоренном движении тела от состояния покоя до заданной скорости U происходит плавный рост волнового сопротивления от нуля до стационарного значения $C_1(U)$. Малые начальные ускорения 1 м/с² и $0,5$ м/с² позволяют либо сгладить первый горб волнового сопротивления, имеющий место для более высоких ускорений, либо вообще его избежать. Чем больше начальное ускорение, тем больше начальный горб волнового сопротивления.

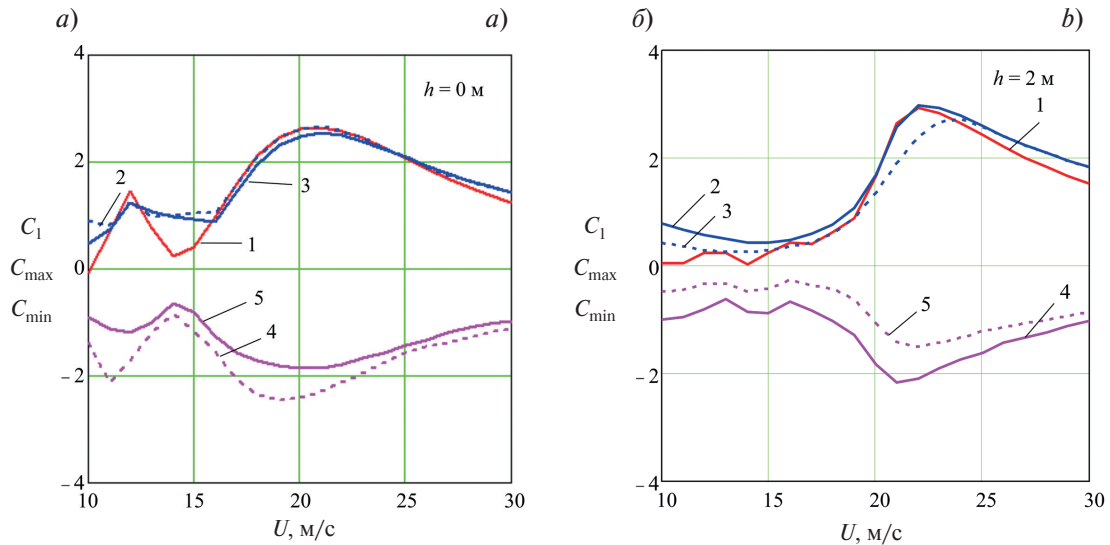


Рис. 6. Коэффициенты волнового сопротивления C_1 , $C_{\max}$ и $C_{\min}$ в зависимости от скорости U для разных режимов движения. Кривая 1 соответствует C_1 при $\mu'_1 = U \cdot c^{-1}$, $\mu'_2 = 0$ м/с²; кривая 2 — величина $C_{\max}$ при $\mu'_1 = 1$ м/с², $\mu'_2 = 0$ м/с²; кривая 3 — величина $C_{\max}$ при $\mu'_1 = 0,5$ м/с², $\mu'_2 = 0$ м/с²; кривая 4 — величина $C_{\min}$ при $\mu'_1 = U \cdot c^{-1}$, $\mu'_2 = 2$ м/с², $t'_2 = 100$ с; кривая 5 — величина $C_{\min}$ при $\mu'_1 = U \cdot c^{-1}$, $\mu'_2 = 1$ м/с², $t'_2 = 100$ с

Fig. 6. Wave resistance coefficients C_1 , $C_{\max}$ and $C_{\min}$ depending on velocity U for various modes of body movement (2). Curve 1 refers to C_1 at $\mu'_1 = U \cdot s^{-1}$, $\mu'_2 = 0$ м/с²; curve 2 refers to $C_{\max}$ at $\mu'_1 = 1$ м/с², $\mu'_2 = 0$ м/с²; curve 3 refers to $C_{\max}$ at $\mu'_1 = 0.5$ м/с², $\mu'_2 = 0$ м/с²; curve 4 refers to $C_{\min}$ at $\mu'_1 = U \cdot c^{-1}$, $\mu'_2 = 2$ м/с², $t'_2 = 100$ s; curve 5 refers to $C_{\min}$ at $\mu'_1 = U \cdot c^{-1}$, $\mu'_2 = 1$ м/с², $t'_2 = 100$ s

При торможении от заданной скорости U до полной остановки тела кривая волнового сопротивления тела претерпевает ряд осцилляций, причем минимальное значение волнового сопротивления имеет отрицательный знак. Увеличение коэффициента торможения приводит к увеличению амплитуды колебаний волнового сопротивления при торможении.

Присутствие ледяного покрова при ускоренном движении приводит к уменьшению величины первого горба волнового сопротивления и к увеличению времени выхода кривой волнового сопротивления на ее стационарное значение. При торможении тела от заданной скорости U до полной остановки наличие ледяного покрова приводит к уменьшению количества и амплитуды колебаний кривой волнового сопротивления.

Полученные результаты могут быть использованы при проведении работ в Арктике, связанных с движением тонкого тела в жидкости под ледяным покровом.

Финансирование

Исследование выполнено за счет Программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» Соглашение № 075-15-2023-495 от 25.04.2023 г.

Funding

This work was financially supported by the Priority 2030 Strategic Academic Leadership Program under the Agreement No. 075-15-2023-495 dated 25.04.2023.

Литература

1. *Havelock T.H.* Some cases of wave motion due to a submerged obstacle // *Proceedings of The Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences.* 1917. Vol. 93. P. 520–532. doi:10.1098/RSPA.1917.0036
2. *Havelock T.H.* The wave resistance of a spheroid // *Proceedings of The Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences.* 1931. Vol. 131. P. 275–285. doi:10.1098/rspa.1931.0052

3. *Havelock T.H.* The wave resistance of an ellipsoid // *Proceedings of The Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 1931. Vol. 132, Issue 820. P. 480–486. doi:10.1098/RSPA.1931.0113
4. *Kinoshita M., Inui T.* Wave making resistance of a submerged spheroid, ellipsoid and a ship in a shallow water // *Journal of Zosen Kiokai, the Japan Soc. Naval Architecture Ocean Eng.* 1953. Vol. 1953, Issue 75. P. 119–135. doi:10.2534/jjasnaoe1903.1953.119
5. *Wigley W.C.S.* Water forces on submerged bodies in motion. *Transactions. Institute of Naval Architects*, 1953, Vol. 95. P. 268–279.
6. *Farrell C.* On the Wave resistance of a submerged spheroid // *Journal of Ship Research*. 1973. Vol. 17, N 1. P. 1–11.
7. *Doctors L., Beck R.* Convergence properties of the Neumann-Kelvin problem for a submerged body // *Journal of Ship Research*. 1987. Vol. 31, N 4. P. 227–234. doi:10.5957/jsr.1987.31.4.227
8. *Weinblum G., Amsberg H., Bock W.* Tests on wave resistance of immersed bodies of revolution. Washington D.C.: The David W. Taylor Model Basin. 1950.
9. *Gertler M.* Resistance experiments on a systematic series of streamlined bodies of revolution — for application to the design of high-speed submarines. Washington D.C.: Navy Department: The David W. Taylor Model Basin. 1950.
10. *Farrell C., Güven O.* On the experimental determination of the resistance components of a submerged spheroid // *Journal of Ship Research*. 1973. Vol. 17. P. 72–79.
11. *Griffin M.J.* Numerical prediction of the maneuvering characteristics of submarines operating near the free surface. PhD in Ocean Engineering, Massachusetts Institute of Technology. 2002.
12. *Dawson E.* An investigation into the effects of submergence depth, speed and hull length-to-diameter ratio on the near-surface operation of conventional submarines. PhD thesis, University of Tasmania, Hobart, Australia. 2014.
13. *Gourlay T.P., Dawson E.* A Havelock-source panel method for near-surface submarines // *Journal of Marine Science and Application*. 2015. Vol. 15, N 3. P. 215–224. doi:10.1007/s11804-015-1319-5
14. *Crook T.P.* An initial assessment of free surface effects on submerged bodies, MSc Mechanical Engineering, Naval Post-graduate College. USA. 1994.
15. *Pogorelova A.V., Kozin V.M., Zemlyak V.L.* Hydrodynamic forces on slender body advancing in water with ice cover // *Proc 13th Int Ocean Pol Eng Conf, Shanghai, China, ISOPE*. 2020. P. 707–714.
16. *Pogorelova A.V., Kozin V.M., Zemlyak V.L.* The effect of an ice cover on the trimming moment of submarines // *International Journal of Offshore and Polar Engineering*. 2022. Vol. 32, N 4. P. 440–447. doi:10.17736/ijope.2022.jc872
17. *Pogorelova A.V., Zemlyak V.L., Kozin V.M.* Effect of the viscoelasticity of an ice cover on wave resistance and lift force experienced by Joubert submarine // *Acta Mechanica*. 2023. Vol. 234. P. 2399–2411. doi:10.1007/s00707-023-03500-x
18. *Zemlyak V.L., Pogorelova A.V., Kozin V.M.* Motion of a submerged body in a near-surface water environment // *International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering*. 2022. 100433. doi:10.1016/j.ijnaoe.2021.100433
19. *Погорелова А.В.* Особенности волнового сопротивления СВПА при нестационарном движении по ледяному покрову // *Прикладная механика и техническая физика*. 2008. Т. 49, № 1. С. 71–79.
20. *Хейсин Д.Е.* Динамика ледяного покрова. Л.: Гидрометеиздат, 1967. 215 с.
21. *Фрейденталь А., Гейрингер Х.* Математические теории неупругой сплошной среды / Пер. с англ. А.И. Смирнова; Под ред. Э.И. Григолюка. Москва: Физматгиз, 1962. 432 с.
22. *Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В.* Теоретическая гидромеханика. Ч. 1. М.: Физматгиз, 1963. 584 с.
23. *Moonesun M., Korol Y.M.* A review study on the bare hull form equations of submarine // *The 16th Marine Industries Conference*, 2–3 December 2014 — Bandar Abbas. 2014. P. 1–9.
24. *Pogorelova A.V., Zemlyak V.L., Kozin V.M.* Moving of a submarine under an ice cover in fluid of finite depth // *Journal of Hydrodynamics*. 2019. Vol. 31. P. 562–569. doi:10.1007/s42241-018-0143-1
25. *Squire V.A., Hosking R.J., Kerr A.D., Langhorne P.J.* Moving loads on ice plates. Kluwer Acad., Dordrecht. 1996. 236 p. doi:10.1007/978-94-009-1649-4
26. *Takizawa T.* Deflection of a floating sea ice sheet induced by a moving load // *Cold Regions Science and Technology*. 1985. N 11. P. 171–180. doi:10.1016/0165-232X(85)90015-1

References

1. *Havelock T.H.* Some cases of wave motion due to a submerged obstacle. *Proc. R. Soc. Lond.* 1917, 93, 520–532.
2. *Havelock T.H.* The wave resistance of a spheroid. *Proc. R. Soc. Lond.* 1931, 131, 275–285. doi:10.1098/rspa.1931.0052
3. *Havelock T.H.* The wave resistance of an ellipsoid. *Proc. R. Soc. Lond.* 1931, 132, 480–486.
4. *Kinoshita M., Inui T.* Wave making resistance of a submerged spheroid, ellipsoid and a ship in a shallow water. *J. Zosen Kiokai, the Japan Soc. Naval Architecture Ocean Eng.* 1953, 75, 119–135

5. Wigley W.C.S. Water forces on submerged bodies in motion. *Transactions. Institute of Naval Architects*. 1953, 95, 268–279.
6. Farell C. On the wave resistance of a submerged spheroid. *J. Ship Res.* 1973, 17 (1), 1–11.
7. Doctors L., Beck R. Convergence properties of the Neumann-Kelvin problem for a submerged body. *J. Ship Res.*, 1987, 31(4), 227–234. doi:10.5957/jsr.1987.31.4.227
8. Weinblum G., Amtsberg H., Bock W. Tests on wave resistance of immersed bodies of revolution. *Washington D.C.: The David W. Taylor Model Basin*. 1950.
9. Gertler M. Resistance experiments on a systematic series of streamlined bodies of revolution — for application to the design of high-speed submarines. *Washington D.C.: Navy Department: The David W. Taylor Model Basin*. 1950.
10. Farell C., Güven O. On the experimental determination of the resistance components of a submerged spheroid. *J. Ship Res.* 1973, 17, 72–79.
11. Griffin M.J. Numerical prediction of the maneuvering characteristics of submarines operating near the free surface. *PhD in Ocean Engineering, Massachusetts Institute of Technology*. 2002.
12. Dawson E. An investigation into the effects of submergence depth, speed and hull length-to-diameter ratio on the near-surface operation of conventional submarines. *PhD thesis, University of Tasmania, Hobart, Australia*. 2014.
13. Gourlay T.P., Dawson E. A Havelock-source panel method for near-surface submarines. *Journal of Marine Science and Application*. 2015, 15(3), 215–224. doi:10.1007/s11804-015-1319-5
14. Crook T.P. An initial assessment of free surface effects on submerged bodies, *MSc Mechanical Engineering, Naval Postgraduate College. USA*. 1994.
15. Pogorelova A.V., Kozin V.M., Zemlyak V.L. Hydrodynamic forces on slender body advancing in water with ice cover. *Proc 13th Int Ocean Pol Eng Conf*, Shanghai, China, ISOPE, 2020, 707–714.
16. Pogorelova A.V., Kozin V.M., Zemlyak V.L. The effect of an ice cover on the trimming moment of submarines. *IJOPE*. 2022, 32(4), 440–447. doi:10.17736/ijope.2022.jc872
17. Pogorelova A.V., Zemlyak V.L., Kozin V.M. Effect of the viscoelasticity of an ice cover on wave resistance and lift force experienced by Joubert submarine. *Acta Mech*. 2023. 234, 2399–2411. doi:10.1007/s00707-023-03500-x
18. Zemlyak V.L., Pogorelova A.V., Kozin V.M. Motion of a submerged body in a near-surface water environment. *International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering*. 2022. doi:10.1016/j.ijnaoe.2021.100433
19. Pogorelova A.V. Wave resistance of an air-cushion vehicle in unsteady motion over an ice sheet. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. 2008, 49, 71–79. doi:10.1007/s10808-008-0010-x
20. Kheisin D.E. Dynamics of ice cover. *Leningrad, Gidrometeoizdat*, 1967 (in Russian).
21. Freudenthal A.M., Geiringer H. The mathematical theories of the inelastic continuum. *Berlin a.o., Springer Verl.*, 1958. (Handbuch der Physik. Hrsg.von S. Flügge. Bd. VI)
22. Kochin N.E., Kibel I.A., Roze N.V. Theoretical hydromechanics. Vol. 1. *Moscow, Fizmatlit*, 1963. 583 p.
23. Moonesun M., Korol Y.M. A review study on the bare hull form equations of submarine. *The 16th Marine Industries Conference, 2–3 December 2014 — Bandar Abbas*. 2014, 1–9.
24. Pogorelova A.V., Zemlyak V.L., Kozin V.M. Moving of a submarine under an ice cover in fluid of finite depth. *Journal of Hydrodynamics*. 2019, 31, 562–569. doi:10.1007/s42241-018-0143-1
25. Squire V.A., Hosking R.J., Kerr A.D., Langhorne P.J. Moving loads on ice plates. *Kluwer Acad., Dordrecht*. 1996.
26. Takizawa T. Deflection of a floating sea ice sheet induced by a moving load. *Cold Regions Sci. Technol*. 1985, 11, 171–180.

Об авторах

ПОГОРЕЛОВА Александра Владимировна, ведущий научный сотрудник, кандидат физико-математических наук, ORCID ID: 0000-0001-5043-8930, WoS Researcher ID: F-7916–2018, ScopusID 8548383700, SPIN-код: 6395-0787, e-mail: milova@yandex.ru

ЗЕМЛЯК Виталий Леонидович, кандидат физико-математических наук, ORCID ID: 0000-0002-3218-5738, WoS Researcher ID: Y-2761–2018, ScopusID 36085759800, SPIN-код: 9172-5202, e-mail: vellkom@list.ru

КОЗИН Виктор Михайлович, главный научный сотрудник, профессор, доктор технических наук, ORCID ID: 0000-0002-2673-469X, Researcher ID: ABE-2151–2020, ScopusID 8548383800, SPIN-код: 1265-7970, e-mail: kozinvictor@rambler.ru

УДК 681.883.024/75

© А. Д. Консон*, А. А. Волкова, 2024

АО «Концерн «Океанприбор», 197376, Чкаловский пр., д. 46., Санкт-Петербург, Россия

*wolkova.aa@yandex.ru

МЕТОД ЛОКАЛИЗАЦИИ ИСТОЧНИКА ШИРОКОПОЛОСНОГО ШУМОВОГО СИГНАЛА ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННОЙ В ЗОНЕ ФРЕНЕЛЯ ВБЛИЗИ ГРАНИЦЫ «ВОДА-ВОЗДУХ»

Статья поступила в редакцию 24.08.2023, после доработки 29.01.2024, принята в печать 30.01.2024

Аннотация

Рассмотрены способы приема широкополосного шумового сигнала горизонтальной линейной протяженной антенной в зоне Френеля вблизи границы среды (поверхности), позволяющие одновременно с обнаружением определять направление, расстояние до источника и глубину его погружения. Исследовано явление, возникающее при нахождении источника и приемника сигнала вблизи границы среды вода-воздух, когда от источника к приемнику приходят два луча (прямой и отраженный от поверхности). Оператор компенсации задержек сигнала, приходящего на M приёмников антенны, дает фокусировку приёмной системы в точку предполагаемого расположения источника. При двухлучевом сигнале это может приводить к появлению двух точек фокусировки в пространстве по расстоянию. Показано, что в зависимости от взаимного расположения источника и приемника фокальные пятна могут быть заметно разнесены по расстоянию или практически сливаться. Для первого случая предложен метод расчета глубины погружения источника при известных расстояниях до двух фокальных пятен. Когда фокальные пятна не разделяются, предложен метод консолидированной обработки сигнала, в котором осуществляют дополнительное сканирование временных задержек по возможным запаздываниям сигнала между лучами, при этом задержка единая на всех элементах антенны. Показано, что при получении максимальной мощности сигнала введенное запаздывание будет функционально связано с глубиной погружения источника, что позволяет в предложенном методе осуществлять совместное определение направления, расстояния и глубины погружения источника. Кроме того показано, что метод консолидированной обработки позволяет увеличить мощность принимаемого сигнала в точке максимального отклика до 50 % относительно традиционного алгоритма приема сигнала горизонтальной линейной антенной в зоне Френеля. Исследование проведено методом компьютерного моделирования.

Ключевые слова: гидроакустика, шумопеленгование, зона Френеля, ближняя зона, горизонтальная антенна, консолидированная обработка, расстояние, глубина погружения

UDC 681.883.024/75

© A. D. Konson, A. A. Volkova*, 2024

JSC “Concern “Oceanpribor”, 46 Chkalovsky Prosp., St. Petersburg, 197376, Russia

*wolkova.aa@yandex.ru

BROADBAND NOISE SIGNAL SOURCE POSITIONING METHOD USING FLAT LINEAR ANTENNA IN FRESNEL ZONE NEAR ‘WATER-AIR’ BOUNDARY

Received 24.08.2023, Revised 29.01.2024, Accepted 30.01.2024

Abstract

Ways of broadband noise signal reception using flat linear extended antenna in Fresnel zone near surface boundary enabling to determine direction, range to the source and depth of its immersion simultaneously with detection are considered. The effect emerging when signal source and receiver are located near «water-air» interface and two beams arrive from source to receiver (direct beam and beam reflected from the surface) is investigated. The supervisor of compensation of delays of signal arriving to M receivers of the antenna focuses receiving system in the point of the expected positioning of the source. In case of dual-beam

Ссылка для цитирования: Консон А.Д., Волкова А.А. Метод локализации источника широкополосного шумового сигнала горизонтальной линейной антенной в зоне Френеля вблизи границы «вода-воздух» // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2024. Т. 17, № 1. С. 84–94. doi:10.59887/2073-6673.2024.17(1)-7

For citation: Konson A.D., Volkova A.A. Broadband Noise Signal Source Positioning Method using Flat Linear Antenna in Fresnel Zone near ‘Water-Air’ Boundary. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2024, 17, 1, 84–94. doi:10.59887/2073-6673.2024.17(1)-7

signal it may result in emergence of two range focusing points in space. It is shown that focal spots may have high range spreading or practically merge depending on the relative positioning of the source and the receiver. Method of source submergence depth analysis at known ranges to two focal spots is offered for the first case. Method of consolidated signal processing which includes additional scanning of time delays in possible delays of signal between beams with uniform delay for all antenna elements is offered for the case when focal spots are not separated. It is demonstrated that when obtaining maximum signal power entered delay will be functionally connected with depth of immersion of the source that enables carrying out joint determining of direction, ranges and depths of submergence of the source in offered method. Moreover, it is demonstrated that method of consolidated processing enables to increase power of arriving signal up to 50 % in the point of maximum response as compared to conventional signal reception algorithm using flat linear antenna in Fresnel zone.

Keywords: hydroacoustics, passive listening, Fresnel zone, near-field zone, flat antenna, consolidated processing, range, depth of submergence

1. Введение

Начало теоретических исследований основ и особенностей приёма гидроакустических сигналов в зоне Френеля в целях пассивной гидролокации относится к 1970–90-м годам [1–6] и продолжается до настоящего времени [7–13]. В результате были предложены методы пассивного определения координат источника излучения по кривизне волнового фронта поля источника. Одним из первых методов пассивной гидролокации является «разностно-дальномерный» или метод «определения кривизны волнового фронта» [8]. В основе этого метода лежит предположение о том, что для определения координат центра окружности волнового фронта достаточно измерения сигнала в трех точках с определением разностей времен прихода сигнала от источника к каждому двум парам приемников. Тогда оценки искомых координат (направления и расстояния) можно получить путем расчета по известным геометрическим соотношениям.

В начале 1970-х гг. Шультхайс и др. [1–3] применили алгоритмы оптимальной обработки к задачам обнаружения сигнала источника излучения и определения его координат (направления и дальности) в зоне Френеля по методу максимального отношения правдоподобия на примере линейной M -элементной антенны без ограничений на интервал между приемниками. В результате для определения координат источника излучения одним из основных оказывается оператор компенсации задержек сигнала, приходящего на M приёмников антенны, т. е. фокусировки приёмной системы в точку предполагаемого расположения источника. [10, 11]. Такая обработка сигнала обеспечивает наилучшее отношение сигнал/помеха [14].

В большинстве практических случаев прием широкополосного сигнала осуществляется в полосе частот до единиц килогерц. Тогда, согласно соотношению, определяющему предел зоны Френеля как $r_{\max} = 2L^2 / \lambda$, где L — длина антенны, λ — длина волны, получим протяженность зоны не более порядка 10 км, если длина антенны составляет несколько десятков метров. При этом следует учесть, что практический интерес представляют условия, когда источник и приемник находятся в приповерхностном слое океана на глубинах не более 500–700 м, а глубина океана не менее 1000 м. В этом случае в ближней зоне относительно источника при любом взаимном местоположении к приемнику будут приходить в основном два луча: прямой луч и луч, отраженный от поверхности. При использовании оператора компенсации задержек сигналов, приходящих на M приёмников антенны, логично предположить появление двух точек фокусировки в пространстве — по прямому и отраженному лучам.

Цель работы — провести исследование эффектов пространственной фокусировки при приеме в ближней зоне двухлучевого широкополосного сигнала горизонтальной линейной антенной вблизи верхней границы среды. Кроме того, ставится задача исследовать возможность с помощью горизонтальной линейной протяженной антенны получения совокупно одновременной оценки пеленга, расстояния и глубины погружения источника. Для исследования принят метод компьютерного моделирования.

2. Фокусировка приёмной системы в ближнем поле

В исследовании фокусировки по направлению и расстоянию в ближнем поле используем оператор компенсации задержек сигнала, приходящего на M приёмников горизонтальной линейной дискретной эквидистантной антенны. Для этого воспользуемся выводами, полученными в работах [10, 11, 16]. Основной целью на первом этапе исследований является сравнение результатов фокусировки в безграничном пространстве (однолучевой сигнал) и вблизи границы среды (двухлучевой сигнал). Для модельного эксперимента создадим компьютерный макет, состоящий из двух модулей: модуль имитации поля сигнала в ближней зоне для однолучевого и двухлучевого сигналов (модуль I) и модуль приема и фокусировки сигнала (модуль II). Для сравнительного исследования используем единый алгоритм фокусировки в модуле II.

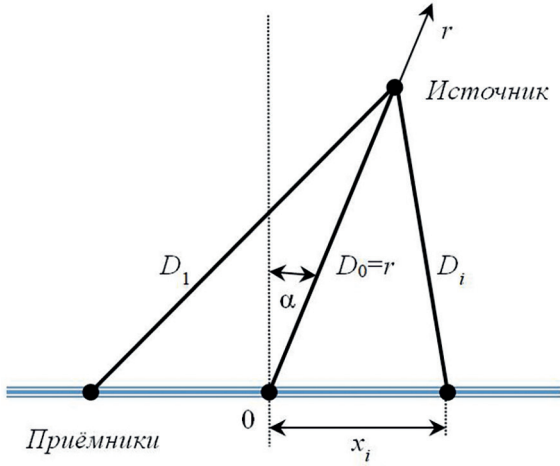


Рис. 1. Геометрическая схема алгоритма фокусировки

Fig. 1. Focusing algorithm geometry

При проведении модельного эксперимента удобно использовать полярную систему координат. Начало системы координат фиксируем в центре приемной антенны, а полярную ось располагаем перпендикулярно к антенне. Схема расположения приемников антенны и источника в полярной системе координат приведена на рис. 1.

На рис. 1 обозначено:

0 — точка начала координат полярной системы;

$[r, \alpha]$ — координаты источника по расстоянию r и азимуту α ;

x_i — координата приёмника номер i по оси, вдоль которой расположены элементы антенны;

D_i — удаленность источника от приёмника номер i .

В схеме рис. 1 для произвольной точки по расстоянию и азимуту $[r, \alpha]$, в которой предположительно может находиться источник сигнала, можно записать удаленность этой точки от каждого из элементов приёмной антенны [16]:

$$D_{rai} = \left(r^2 + x_i^2 - 2rx_i \sin \alpha \right)^{0,5}, \quad (1)$$

где D_{rai} — удаленность (в горизонтальной плоскости) точки по расстоянию r и азимуту α от приёмника номер i ; x_i — координата приёмника номер i ; $[r, \alpha]$ — точка сетки по расстоянию r и азимуту α ; i — номер элемента приёмной системы.

Далее для каждой точки по расстоянию и азимуту $[r, \alpha]$ можно записать выражение для задержки по времени прихода сигнала на приёмник номер i относительно прихода сигнала на центр приёмной системы (точка 0):

$$\Delta_{rai} = \frac{r - D_{rai}}{C}, \quad (2)$$

где Δ_{rai} — задержка по времени прихода сигнала, распространяющегося из точки $[r, \alpha]$, к приёмнику номер i относительно прихода сигнала к центру приёмной системы (точка 0), которая определяет кривизну фронта волны в ближней зоне; C — скорость звука в среде.

Выражения (1) и (2) являются основными для описания поля сигнала (модуль I).

На основе описания поля сигнала источника, заданного по расстоянию и азимуту $[r, \alpha]$, алгоритм фокусировки антенны осуществляет синфазное сложение сигналов по элементам антенны, задаваясь различными гипотезами о нахождении источника в точках заданной сетки пространства, с оценкой мощности сигнала для каждой точки сетки. В алгоритме (модуль II) используем процедуры сдвига сигнала для каждого элемента антенны на рассчитанную задержку кривизны фронта волны, сложения сигналов по всем элементам антенны, квадратичного детектирования и интегрирования. Модуль II может быть реализован как во временной области (3), так и в частотной области (4):

$$P_{ra} = \sum_{t=0}^T \left| \sum_{i=1}^M S_i(t - \Delta_{rai}) \right|^2, \quad (3)$$

$$P_{ra} = \sum_{f=F_1}^{F_2} \left| \sum_{i=1}^M \Phi_i(f) \cdot \exp(-j2\pi f \Delta_{rai}) \right|^2, \quad (4)$$

где P_{ra} — мощность сигнала на выходе алгоритма в каждой точке сетки по расстоянию r и азимуту α ; $S_i(t)$ — временной процесс сигнала на входе каждого приёмника номер i ; $\Phi_i(f)$ — комплексный спектр сигнала на входе каждого приёмника номер i ; Δ_{rai} — задержка по времени между ходом сигнала от точки сетки $[r, \alpha]$ к центральному приёмнику и ходом сигнала от той же точки сетки $[r, \alpha]$ к приёмнику номер i согласно (2); $[r, \alpha] = var$ — варьируемые значения сетки по расстоянию r и азимуту α ; t — время, от нуля до длительности выборки T ; f — частота, от начального значения F_1 до конечного значения F_2 частотного диапазона; i — номер элемента приёмной системы от единицы до количества приёмников M .

Оценку координат источника по расстоянию $\hat{r}$ и азимуту $\hat{\alpha}$ получают как ту точку сетки $[r, \alpha]$, в которой мощность сигнала принимает максимальное значение:

$$[\hat{r}, \hat{\alpha}] = \arg \{ \max \{ P_{r\alpha} \} \}. \quad (5)$$

На рис. 2 приведены примеры работы алгоритма. При моделировании алгоритма были заданы следующие параметры сигнала, антенны и обработки:

- горизонтальная линейная антенна длиной 100 м имеет 11 элементов через 10 м;
- сигнал в виде отрезка нормального белого шума в диапазоне частот от 0,5 до 8,0 кГц, частота дискретизации 20 кГц;
- размер выборки БПФ 4096 отсчетов, что соответствует длительности выборки 204 мс;
- сетка по азимуту (α) от -2° до $+2^\circ$, с дискретным шагом $0,02^\circ$, сетка по расстоянию (r) от 50 до 20000 м, с дискретным шагом 50 м.

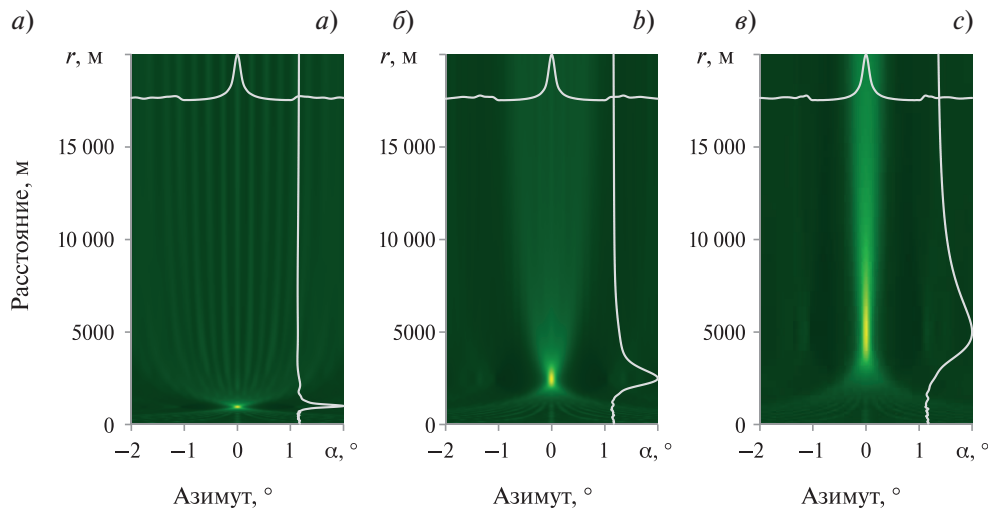


Рис. 2. Отклик алгоритма фокусировки по расстоянию (r) и азимуту (α) для трех положений источника: а — $r = 1000$ м, $\alpha = 0^\circ$; б — $r = 2500$ м, $\alpha = 0^\circ$; в — $r = 5000$ м, $\alpha = 0^\circ$

Fig. 2. Range (r) and azimuth (α) focusing algorithm response for three positions of a source: а — $r = 1000$ м, $\alpha = 0^\circ$; б — $r = 2500$ м, $\alpha = 0^\circ$; в — $r = 5000$ м, $\alpha = 0^\circ$

На графиках рис. 2 в декартовых координатах «азимут–расстояние» яркостью цвета в зелено-желтой палитре приведен отклик алгоритма фокусировки согласно (4), представляющей собой нормированное по максимуму значение мощности сигнала $P_{r\alpha}$. Минимальное значение — черный цвет, максимальное значение — желтый цвет. Поверх яркостного раstra линиями приведены сечения отклика алгоритма по координатам азимута и расстояния, проходящие через точку с максимальным значением отклика. Графики приведены для трех положений источника: а) расстояние до источника 1000 м, азимут 0° ; б) расстояние 2500 м, азимут 0° ; в) расстояние 5000 м, азимут 0° . В конкретном примере общий объем варьируемых элементов расчетной сетки составляет 8×10^4 .

На графиках рис. 2 видно, и это подтверждается численными значениями, что максимальный отклик (яркий желтый цвет) наблюдается в точке с координатами истинного положения источника. На графиках сечения по дальности можно видеть асимметрию максимума и увеличение его ширины с увеличением дальности, что соответствует теоретическим основам алгоритма фокусировки [16].

3. Фокусировка вблизи границы среды

Рассмотрим фокусировку при расположении приемной антенны вблизи границы среды вода–воздух, когда от источника к приемнику будут приходить два луча: прямой луч и луч, отраженный от поверхности.

Для моделирования двухлучевого распространения сигнала (модуль I) примем схему хода лучей в вертикальной плоскости, приведенную на рис. 3. Принятая схема, не учитывающая возможные эффекты при отражении от взволнованной поверхности, а также явления рефракции луча, является относительным приближением к реальным процессам распространения сигнала, но достаточным для исследования в принятой постановке задачи [17].

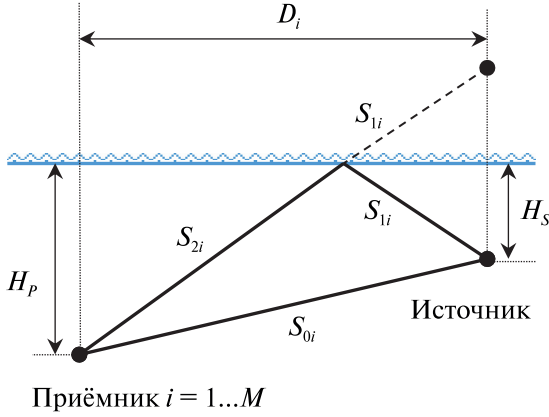


Рис. 3. Схема хода лучей для вертикальных плоскостей, проходящих через источник и приёмник номер i

Fig. 3. Beam path diagram for vertical planes passing through the source and receiver i

На рис. 3 обозначено:

D_i — удаленность источника от приёмника номер i в горизонтальной плоскости согласно схеме рис. 1;

H_S, H_P — глубина погружения источника и приёмников, соответственно;

S_{0i} — путь, пройденный прямым лучом от источника к приёмнику номер i ;

$S_{1i} + S_{2i}$ — путь, пройденный отраженным лучом.

Для схемы распространения лучей на рис. 3 пути, пройденные прямым и отраженным лучами, можно получить по теореме Пифагора:

$$\begin{cases} S_{0i} = \left(D_i^2 + (H_P - H_S)^2 \right)^{0,5} \\ S_{1i} + S_{2i} = \left(D_i^2 + (H_P + H_S)^2 \right)^{0,5} \end{cases} \quad (6)$$

Тогда запаздывание между парой лучей для приёмника номер i определится как:

$$\tau_i = \frac{S_{1i} + S_{2i} - S_{0i}}{C} = \frac{\left(D_i^2 + (H_P + H_S)^2 \right)^{0,5} - \left(D_i^2 + (H_P - H_S)^2 \right)^{0,5}}{C}. \quad (7)$$

Здесь D_i определяется из выражения (1), принятого для описания поля источника в свободном пространстве. Это очевидно, поскольку схема на рис. 3 в проекции на горизонтальную плоскость аналогична рис. 1. В результате полученное выражение (7) с использованием (1) дает полное описание поля сигнала вблизи границы среды (модуль I).

В модуле II алгоритм фокусировки антенны осуществляет синфазное сложение сигналов по элементам антенны, задаваясь различными гипотезами о нахождении источника в точках заданной сетки горизонтального пространства $[r, \alpha]$, т.е. используется традиционный алгоритм для свободного пространства, который был описан выше. Как в случае свободного пространства, используются процедуры сдвига сигнала для элемента антенны на рассчитанную задержку кривизны фронта волны по принятой гипотезе координат источника на плоскости по формуле (2), сложения сигналов по всем элементам антенны, квадратичного детектирования и интегрирования согласно (4).

На рис. 4 приведены примеры работы алгоритма фокусировки, полученные путем компьютерного моделирования, когда поле входного сигнала моделировалось как сумма двух сигналов с запаздыванием между ними на каждом приёмнике согласно выражениям (7) и (1). При моделировании были заданы параметры сигнала, антенны и обработки, использованные ранее. Шкалы графиков рис. 4 и цветовая палитра яркостного раstra аналогичны графикам на рис. 2. Графики приведены при фиксированном положении источника по горизонтали: расстояние до источника $r = 1000$ м, азимут $\alpha = 0^\circ$, для трех сочетаний глубины источника и приёмника по вертикали: а) глубина погружения источника 100 м, глубина приёмника 100 м; б) глубины погружения источника и приёмника 500 м; в) глубины погружения источника и приёмника 1000 м. При больших глубинах погружения источника и приёмника наглядно виден эффект, возникающий при фокусировке двухлучевого сигнала.

Эффект возникает при увеличении запаздывания между лучами, которое согласно (7) быстрее всего происходит при совместном увеличении глубин погружения источника и приёмника, максимальный отклик раздваивается, и начинает напоминать отклик от двух источников, находящихся на разных расстояниях. Один из максимумов соответствует наклонному расстоянию между источником и приёмником вдоль прямого луча. Другой максимум соответствует расстоянию, пройденному отраженным лучом, и его аргумент характеризует положение мнимого источника, что является ложным ответом. Таким образом, применение традиционного алгоритма фокусировки приёмной системы в ближнем поле может приводить к неоднозначному ответу по расстоянию в случае двухлучевого распространения сигнала вблизи границы среды.

С другой стороны, неоднозначный отклик по расстоянию позволяет определить глубину погружения источника. Решая систему (6) относительно неизвестных H_S и D , получим выражение для оценки глубины погружения источника $\hat{H}_S$:

$$\hat{H}_S = \frac{(S_1 + S_2)^2 - S_0^2}{4H_P}, \quad (8)$$

где S_0 — расстояние вдоль прямого луча (ближнее фокусное расстояние); $S_1 + S_2$ — полное расстояние вдоль луча, имеющего отражение (второе фокусное расстояние).

Для примера, приведенного на рис. 4, б, имеем оценку наклонных расстояний $S_0 = 1000$ м, $S_1 + S_2 = 1450$ м, что для заданной глубины приемника $H_P = 500$ м, согласно (8) дает оценку глубины источника $\hat{H}_S = 551$ м. Для примера на рис. 4, в имеем оценку наклонных расстояний 1000 и 2250 м, что для заданной глубины приемника 1000 м дает оценку глубины источника $\hat{H}_S = 1015$ м. Полученные оценки глубин источника близки к имитируемым глубинам, которые составляли 500 и 1000 м, соответственно.

В примере на рис. 4, а при традиционном алгоритме фокусировки наблюдаем одно фокальное пятно, что не позволяет оценить глубину погружения источника по формуле (8).

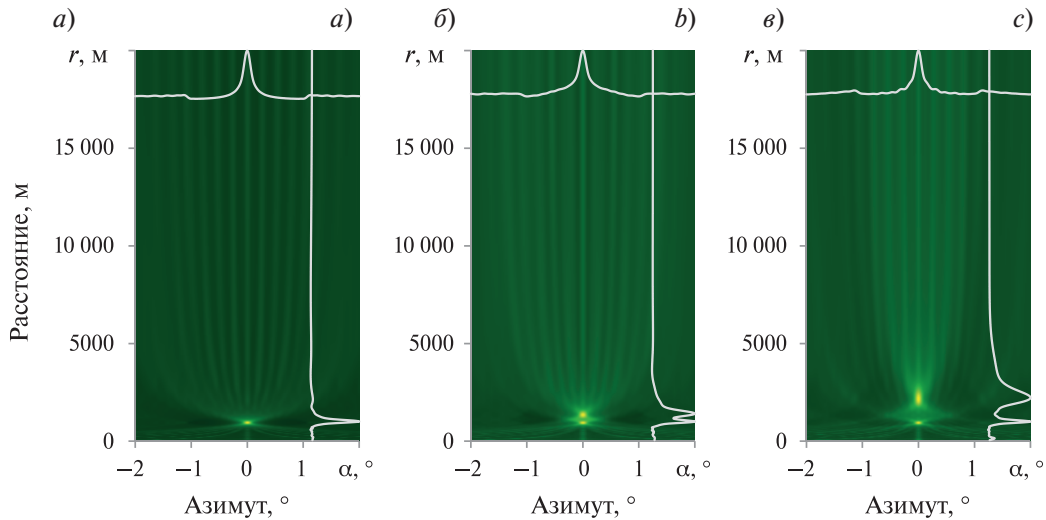


Рис. 4. Отклик алгоритма фокусировки при двухлучевом сигнале на расстоянии до источника 1000 м для трех сочетаний глубин погружения источника (H_S) и приемника (H_P): а — $H_S = 100$ м, $H_P = 100$ м; б — $H_S = 500$ м, $H_P = 500$ м; в — $H_S = 1000$ м, $H_P = 1000$ м

Fig. 4. Focusing algorithm response for dual-beam signal at a range 1000 m to the source and three combinations of depth of source submergence (H_S) and receiver (H_P): а — $H_S = 100$ m, $H_P = 100$ m; б — $H_S = 500$ m, $H_P = 500$ m; в — $H_S = 1000$ m, $H_P = 1000$ m

Таким образом, раздвоение отклика при традиционной фокусировке можно использовать для оценки глубины источника, находящегося вблизи границы среды. Однако, такое раздвоение заметно не во всех случаях, а только при достаточно большом запаздывании между лучами. При небольшом запаздывании между лучами приходится наблюдать только одно фокальное пятно. В этом случае, для оценки глубины погружения источника можно применить усовершенствованную фокусировку двухлучевого сигнала.

4. Консолидированная фокусировка двухлучевого сигнала и определение глубины погружения источника

Рассмотрим возможность консолидированной фокусировки двухлучевого широкополосного сигнала, которая согласно [15, 18] может дать приращение уровня сигнала с определением глубины погружения источника. Для этого примем следующие допущения. Во-первых, при приеме сигнала имеется пара лучей, запаздывание по времени хода между которыми связано с глубиной погружения источника при известном расстоянии до него. Во-вторых, расстояние до источника можно получить по методу фокусировки горизонтальной антенны в ближнем поле по алгоритму (5). В-третьих, основываясь на методе консолидированной обработки [18], введение на элементах антенны дополнительной компенсации времени запаздывания пары лучей при его соответствии реальному времени запаздывания даст приращение мощности сигнала. Тогда, осуществляя в традиционном алгоритме фокусировки дополнительную процедуру консолидированной обработки двухлучевого сигнала со сканированием в диапазоне времен запаздывания лучей, обусловленных глубинами погружения источника, можно определить искомую глубину погружения источника при получении максимального энергетического отклика [15].

Предлагаемый алгоритм оценивает мощность сигнала на выходе антенны для каждой точки трехмерного пространства $[r, \alpha, t]$. Для этого создаются две копии сигнала: первая образуется для каждого элемента антенны через процедуры сдвига сигнала на задержку из-за кривизны фронта волны и вторая — дополнительного сдвига первой копии сигнала на запаздывание между парой лучей. Далее следует сложение на каждом элементе антенны двух полученных копий сигналов и последующего сложения результата по всем элементам антенны, квадратичного детектирования и интегрирования. Такой алгоритм может быть реализован как во временной области (9), так и в частотной области (10):

$$P_{r\alpha\tau} = \sum_{t=0}^T \left| \sum_{i=1}^M \{S_i(t - \Delta_{rai}) + S_i(t - \Delta_{rai} - \tau)\} \right|^2, \quad (9)$$

$$P_{r\alpha\tau} = \sum_{f=F_1}^{F_2} \left| \sum_{i=1}^M \{ \Phi_i(f) \cdot \exp(-j2\pi f \Delta_{rai}) + \Phi_i(f) \cdot \exp(-j2\pi f [\Delta_{rai} + \tau]) \} \right|^2, \quad (10)$$

где $P_{r\alpha\tau}$ — мощность сигнала на выходе алгоритма в каждой точке сетки по расстоянию r , азимуту α и запаздыванию между парой лучей τ ; $[r, \alpha, \tau] = var$ — варьируемые значения сетки по расстоянию r , азимуту α и запаздыванию между парой лучей τ .

Остальные обозначения прежние.

Оценку координат источника по расстоянию $\hat{r}$, азимуту $\hat{\alpha}$ и запаздыванию между парой лучей $\hat{\tau}$ получают как ту точку сетки $[r, \alpha, \tau]$, в которой мощность сигнала принимает максимальное значение:

$$[\hat{r}, \hat{\alpha}, \hat{\tau}] = \arg\{\max\{P_{r\alpha\tau}\}\}. \quad (11)$$

На рис. 5 приведены примеры работы предлагаемого алгоритма в срезе «расстояние-запаздывание». При моделировании были заданы параметры сигнала, антенны и обработки, использованные ранее. В принимаемый сигнал введено запаздывание между лучами в диапазоне значений исходя из (7). Сетка по запаздываниям (τ), отображаемая по шкале абсцисс, принимала значения от 12,5 до 14,5 мс с дискретным шагом 0,05° мс. Цветовая палитра яркостного раstra аналогична графикам на рис. 2. Графики приведены при фиксированном азимуте 0° и глубине приемника 100 м для трех сочетаний глубины погружения и расстояния до источника: а) расстояние 1000 м, глубина погружения источника 100 м; б) расстояние 2500 м, глубина источника 250 м; в) расстояние 5000 м, глубина источника 500 м. Такие сочетания между расстоянием и глубиной погружения источника (при фиксированной глубине погружения приемника) приводят к близкому запаздыванию между лучами — около 13,2 мс.

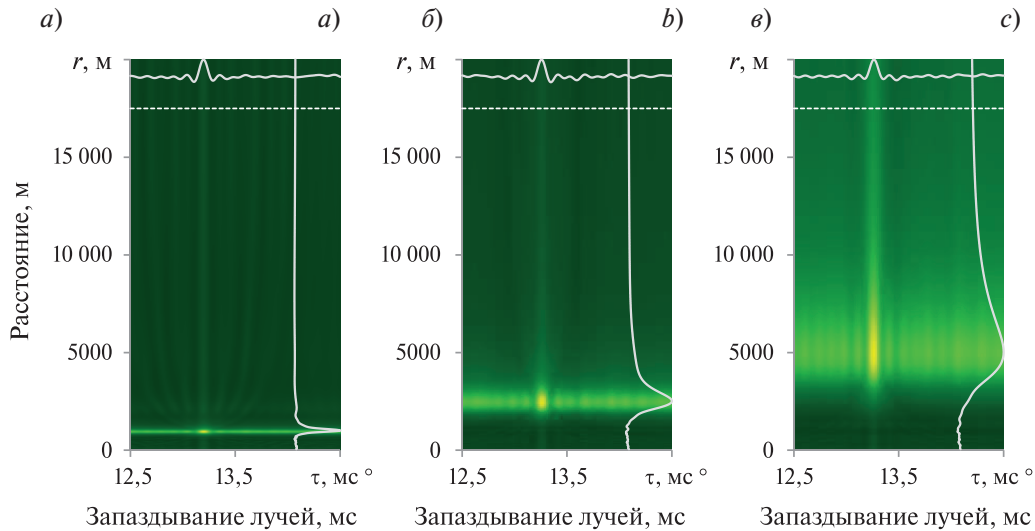


Рис. 5. Отклик алгоритма консолидированной обработки в срезе «расстояние-запаздывание» для глубины приемника 100 м для трех сочетаний глубины погружения источника (H_S) и расстояния (R): а — $R = 1000$ м, $H_S = 100$ м; б — $R = 2500$ м, $H_S = 250$ м; в — $R = 5000$ м, $H_S = 500$ м

Fig. 5. Consolidated processing algorithm response in tail 'range-delay' for depth of receiver 100 m and three combinations of depth of source submergence (H_S) and range (R): а — $R = 1000$ м, $H_S = 100$ м; б — $R = 2500$ м, $H_S = 250$ м; в — $R = 5000$ м, $H_S = 500$ м

На графиках рис. 5 видно, и это подтверждается численными значениями, что максимальный отклик (яркий желтый цвет) наблюдается в точке истинного положения источника по координатам расстояние и запаздывание сигнала. Можно показать, что в точке по координате азимута также наблюдается максимальный отклик.

Как показано ранее, запаздывание между лучами функционально связано с глубиной погружения источника. Из выражения (7), используя формулу приближенных вычислений [19], при допущениях $(H_p - H_s)2 \ll D^2$ и $(H_p + H_s)2 \ll D^2$, можно получить:

$$\tau_0 \cong \frac{2H_p H_s}{D_0 C}. \quad (12)$$

При этом, можно показать [19], что при глубине приемника до 100 м, глубинах источника до 500 м и расстоянии между источником и приемником не менее 1000 м, погрешность значений τ , получаемых по приближенной формуле (12), не превышает 10 % относительно точной формулы (7).

Тогда, зная глубину погружения приемника H_p и скорость звука C , после определения расстояния до источника $\hat{r}$ и оценки запаздывания лучей $\hat{\tau}$, для расчета глубины погружения источника можно использовать упрощенную аналитическую зависимость:

$$\hat{H}_s \cong \frac{\hat{\tau} \hat{r} C}{2H_p}. \quad (13)$$

На рис. 6 приведены примеры работы предлагаемого алгоритма в координатах «расстояние — глубина погружения источника», когда значения глубины погружения источника рассчитаны согласно (13) при запаздываниях в диапазоне от 12,5 до 14,5 мс для заданных значений горизонтального расстояния 2500 м и глубины погружения приемника 100 м. При моделировании были заданы параметры сигнала, антенны и обработки, использованные ранее. В конкретном примере общий объем варьируемых элементов расчетной сетки по пространству и времени запаздывания составляет 8×10^4 , а в общем случае может составлять 4×10^6 , когда диапазон глубин погружения доходит до 500 м. Цветовая палитра яркостного раstra аналогична используемой ранее.

Графики приведены для трех глубин погружения источника: 245, 255, 265 м. При изменении глубины погружения источника максимальный отклик алгоритма согласованно меняет свое положение по глубине

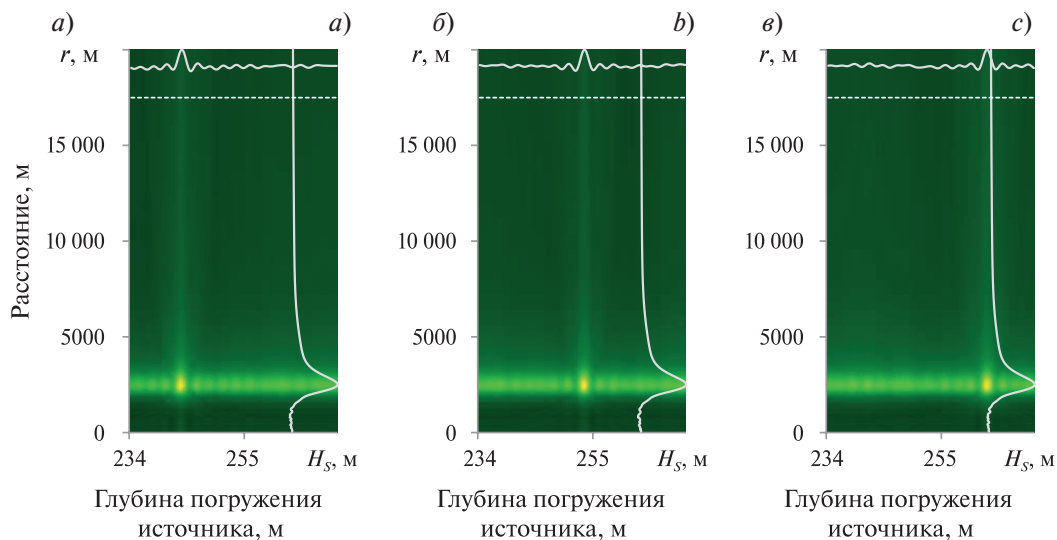


Рис. 6. Отклик алгоритма консолидированной обработки в срезе «расстояние-запаздывание» когда шкала запаздываний оцифрована в значениях глубины источника для глубины приемника 100 м и расстояния 2500 м для трех глубин погружения источника (H_s): а — $H_s = 245$ м; б — $H_s = 255$ м; в — $H_s = 265$ м

Fig. 6. Consolidated processing algorithm response in tail 'range-delay' when delay scale is digitized for source depth for receiver depth 100 m and range 2500 m for three depths of source submergence (H_s): а — $H_s = 245$ m; б — $H_s = 255$ m; в — $H_s = 265$ m

при фиксированном заданном положении по расстоянию. Оценка глубин погружения по предлагаемому методу дала такие результаты: 242, 253, 263 м. Видно, что существуют ошибки смещения, которые в конкретном примере составляют по глубине погружения около 3 м. Однако для ряда практических случаев их можно признать несущественными.

5. Приращение мощности сигнала при консолидированной обработке

В работе [18] для протяженной вертикальной антенны показано, что компенсация времени запаздывания между парой лучей по методу консолидированной обработки дает на выходе антенны приращение мощности сигнала на значение до 50 %, и в условиях изотропной помехи соответствующее увеличение отношения сигнал/помеха. Оценим приращение мощности сигнала в предлагаемом методе консолидированной фокусировки для горизонтальной антенны.

Для этого проведем моделирование при глубине погружения приемника 100 м для нескольких глубин погружения источника и расстояний между источником и приемником. Запаздывания между лучами в условиях эксперимента находятся в большом динамическом диапазоне: минимальное запаздывание 0,26 мс отличается от максимального 59,44 мс более чем на два порядка. Для возможности работы в таком широком диапазоне выберем диапазон сканирования по запаздываниям от 0,05 до 100 мс с шагом 0,05 мс. Заданные ранее параметры обработки сигнала (частота дискретизации 20 кГц и размер выборки БПФ 4096 точек) обеспечивают разрешение по времени 0,05 мс и длительность выборки 204 мс, что позволяет реализовать выбранный диапазон сканирования по запаздываниям.

Результаты моделирования приведены на рис. 7, где показаны сечения по запаздыванию для относительного приращения мощности сигнала $\Delta P = P_{\text{рост}}/P_{\text{ра}}$ предлагаемого алгоритма (10) консолидированной фокусировки относительно традиционного алгоритма фокусировки (4). Рисунки приведены для трех расстояний до источника: 1000, 2500, 5000 м. На всех рисунках приведены по четыре графика для глубин погружения источника: 10, 100, 250 и 500 м.

На рис. 7 видно, что запаздывание между парой лучей, заданное при консолидированной фокусировке, правильно определяется в алгоритме наличием максимумов с соответствующими аргументами по шкале запаздываний. При этом мощность отклика на выходе при консолидированной обработке в точке максимума увеличивается в 1,5 раза относительно мощности отклика традиционного алгоритма, что близко к результатам работы [18].

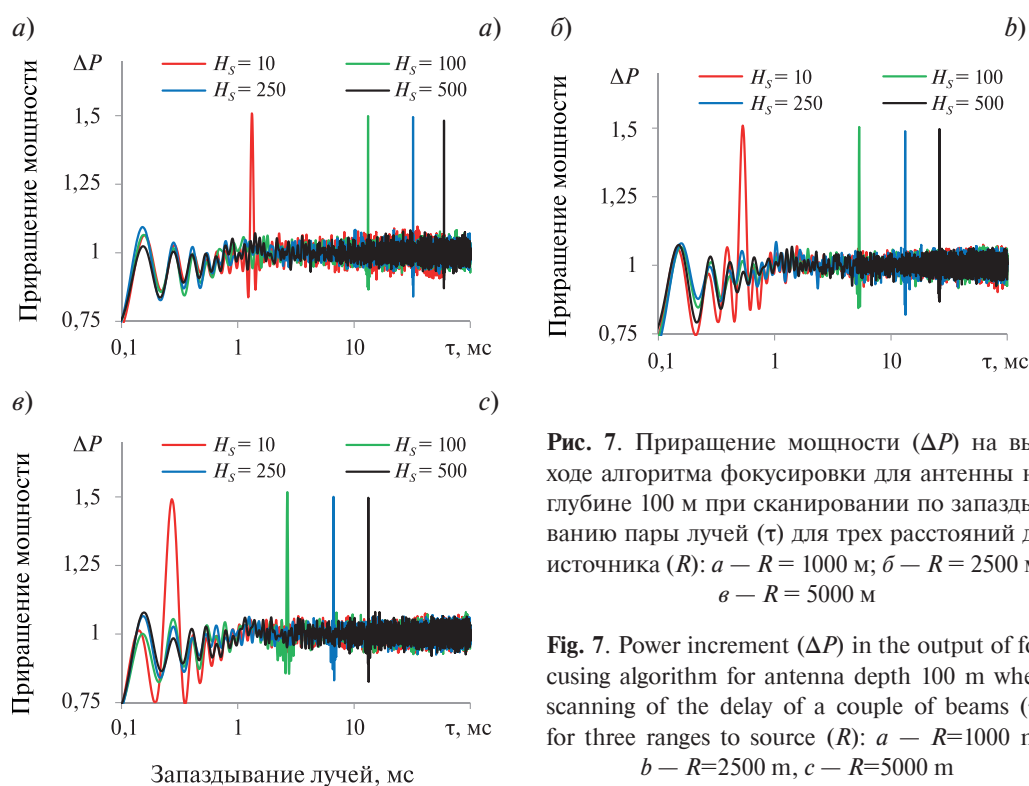


Рис. 7. Приращение мощности (ΔP) на выходе алгоритма фокусировки для антенны на глубине 100 м при сканировании по запаздыванию пары лучей (τ) для трех расстояний до источника (R): а — $R=1000$ м; б — $R=2500$ м; в — $R=5000$ м

Fig. 7. Power increment (ΔP) in the output of focusing algorithm for antenna depth 100 m when scanning of the delay of a couple of beams (τ) for three ranges to source (R): а — $R=1000$ m, б — $R=2500$ m, в — $R=5000$ m

6. Заключение

Таким образом, исследование, проведенное методом компьютерного моделирования для широкополосного сигнала в диапазоне до 8 кГц, позволило предложить для горизонтальной линейной антенны способы приема в зоне Френеля, позволяющие совместно определять направление, расстояние до источника сигнала и глубину его погружения вблизи границы среды вода-воздух, когда от источника к приемнику приходят два луча (прямой и отраженный от поверхности).

1. Использование традиционного оператора компенсации задержек сигнала по фронту сферической волны на приёмниках антенны при двухлучевом сигнале у границы среды может приводить к появлению двух точек фокусировки в пространстве по расстоянию. В зависимости от взаимного расположения источника и приемника фокальные пятна могут быть заметно разнесены по расстоянию или в другом случае практически сливаться. Для первого случая предложен метод расчета глубины погружения источника при известных расстояниях до двух фокальных пятен.

2. Когда фокальные пятна не разделяются, предложен метод обработки сигнала, в котором осуществляют дополнительное сканирование временных задержек на всех элементах антенны в пределах величин возможного запаздывания сигнала между парами лучей. При получении максимальной мощности сигнала величина введенного запаздывания будет функционально связана с глубиной погружения источника, что позволяет осуществлять совместное определение направления, расстояния и глубины погружения источника. Кроме того показано, что дополнительное сканирование временных задержек позволяет увеличить мощность принимаемого сигнала в точке максимального отклика до 50 % относительно мощности сигнала при слитых вместе фокальных пятнах.

Литература

1. *Bangs W.J., Schultheiss P.M.* Space-time processing for optimal parameter estimation // Proceedings of NATO Advanced Study Institute on Signal Processing. University of Technology, Longhborough, U.X., Aug.-Sept. 1972.
2. *Carter G.C.* Variance bounds for passively locating an acoustic source with a symmetric line array // The Journal of the Acoustical Society of America. 1977. Vol. 62. P. 922–926. doi:10.1121/1.381623
3. *Lawrence C. Ng., Bar-Salomon Y.* Optimum multisensor, multitarget time delay estimation // NUSC Technical Report. April 1983. Newport, Rhode Island / New London. Connecticut USA. 6757 20.
4. *Hassab J., Bousher R.* Optimum estimation of time delay by a generalized correlator // IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing. 1979. Vol. 27, N 4. P. 373–380. doi:10.1109/TASSP.1979.1163269
5. *Jean-Pierre Le Cadre.* Performance analysis of wavefront curvature methods for range estimation of a moving source // IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems. 1995. Vol. 31, N 3. P. 1082–1103. doi:10.1109/7.395234
6. *Schultheiss P.M.* Passive sonar detection in the presence of Interference // The Journal of the Acoustical Society of America. 1968. Vol. 43. P. 418–425. doi:10.1121/1.1910847
7. *Гампер Л.Е.* О точности методов пассивной гидролокации с разнесенными бортовыми антеннами // Гидроакустика. 2009. Вып. 9. С. 34–42.
8. *Ki-Man Kim, In-Sic Yang, Seung-Yong Chun, Won-Tchon Oh.* Passive-range estimation using dual focused beamformers // IEEE Journal of Oceanic Engineering. 2002. Vol. 27, N 3. P. 638–641. doi:10.1109/JOE.2002.1040946
9. *Гампер Л.Е.* Схемотехника пассивной гидролокации // Гидроакустика. 2013. Вып. 18 (2). С. 31–42.
10. *Гампер Л.Е., Ермоленко А.С., Манов К.В.* Способ пассивного определения координат источников излучения. Патент RU № 2507531. Опубликовано 20.02.2014.
11. *Гампер Л.Е., Иванов А.М., Каришнев Н.С.* Способ пассивного определения координат движущегося источника излучения. Патент RU № 2623831. Опубликовано 29.06.2017.
12. *Гампер Л.Е.* Пассивная гидролокация источников шумоизлучения с использованием бортовых протяженных фокусирующих приемных систем. // Труды XIV Всероссийской конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики» ГА-2018. СПб., 2018. С. 40–42.
13. *Колмогоров В.С.* Методы обработки гидроакустических сигналов, принимаемых в зоне Френеля приемных и излучающих систем: дис. ... д-ра техн. наук: 01.04.06 — Акустика. Тихоокеан. океанол. ин-т ДВО РАН. Владивосток, 2010. 270 с.
14. *Гусев В.Г.* Системы пространственно-временной обработки гидроакустической информации. Л.: Судостроение, 1988. 264 с.
15. *Консон А.Д., Волкова А.А.* Локализация горизонта нахождения широкополосного сигнала вертикально протяженной линейной антенной // Гидроакустика. 2023 Вып. 56(4). С. 19–28.
16. *Гампер Л.Е.* Методы пассивной гидролокации в ближней зоне // Информационная гидроакустика / под общ. ред. А.Д. Консона. СПб.: Изд-во СПбГЭТУ, 2023. С. 118–165.

17. Акустика океана / под ред. акад. Л.М. Бреховских. М.: Наука, 1974. 693 с.
18. Консон А.Д., Волкова А.А. Пространственная избирательность вертикально протяженной линейной антенны в подводном звуковом канале // Гидроакустика. 2023. Вып. 54 (2). С. 80–89.
19. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. М.: Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1956. 608 с.

References

1. Bangs W.J., Schultheiss P.M. Space-time processing for optimal parameter estimation. *Proceedings of NATO Advanced Study Institute on Signal Processing. University of Technology, Loughborough, U.K.*, Aug.-Sept, 1972.
2. Carter G.C. Variance bounds for passively locating an acoustic source with a symmetric line array. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1977, 62, 922–926. doi:10.1121/1.381623
3. Lawrence C. Ng., Bar-Salomon Y. Optimum multisensor, multitarget time delay estimation. *NUSC Technical Report*. April 1983. Newport, Rhode Island / New London, Connecticut USA. 6757 20.
4. Hassab J.C., Bousher R.E. Optimum estimation of time delay by a generalized correlator. *IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing*. 1979, 27, 4, 373–380. doi:10.1109/TASSP.1979.1163269
5. Jean-Pierre Le Cadre. Performance analysis of wavefront curvature methods for range estimation of a moving source. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*. 1995, 31, 3, 1082–1103. doi:10.1109/7.395234
6. Schultheiss P.M. Passive sonar detection in the presence of interference. *The Journal of the Acoustical Society of America*. 1968, 43, 418–425. doi:10.1121/1.1910847
7. Gamper L.E. On the passive sonar localization method accuracy while using spaced ship-borne arrays. *Hydroacoustics*. Vol. 9. 2009. P. 34–42 (in Russian).
8. Ki-Man Kim, In-Sic Yang, Seung-Yong Chun, and Won-Tchon Oh. Passive-Range Estimation Using Dual Focused Beamformers. *IEEE Journal of Oceanic Engineering*. 2002, 27, 3, 638–641. doi:10.1109/JOE.2002.1040946
9. Gamper L.E. Circuit technology of passive echo ranging. *Hydroacoustics*. 2013, 18(2), 31–42 (in Russian).
10. Gamper L.E., Ermolenko A.S., Manov K.V. Method for passive determination of coordinates of radiation sources. Invention RU № 2507531. Date of publication 20.02.2014 (in Russian).
11. Gamper L.E., Ivanov A.M., Karishnev N.S. Method of passive determining coordinates of moving radiation source. Invention RU № 2623831. Date of publication 29.06.2017 (in Russian).
12. Gamper L.E. Passive sonar localization of noise sources using extended focusing receiving systems. *Proceedings of XIV All-Russian conference 'Advanced technologies of hydroacoustics and hydrophysics'* HA-2018. SPb., 2018, 40–42 (in Russian).
13. Kolmogorov V.S. Methods of processing of the hydroacoustic signals accepted in the Fresnel zone of receptions and the radiating systems: *Thesis of the doctor of engineering*: 01.04.06 — Acoustics. V.I. Il'ichev Pacific Oceanological Institute, Vladivostok. 2010. 270 p. (in Russian).
14. Gusev V.G. Systems of spatio-temporal processing of hydroacoustic information. *Leningrad, Sudostroyeniye*, 1988. 264 p. (in Russian).
15. Konson A.D., Volkova A.A. Localization of the horizon of finding of the broadband source by method of the consolidated processing of the signal of vertically extended linear antenna. *Hydroacoustics*. 2023, 56(4), 19–28 (in Russian).
16. Gamper L.E. Methods of the passive hydrolocation in the near zone. In: *Information hydroacoustics* / Ed. by A.D. Konson. SPb., publ. ETU, 2023, 118–165 (in Russian).
17. Ocean acoustics / Ed. by acad. L.M. Brekhovskikh. M., Nauka, 1974. 693 p. (in Russian).
18. Konson A.D., Volkova A.A. Spatial selectivity of vertically extended linear antenna in underwater sound channel. *Hydroacoustics*. 2023, 54(2), 80–89 (in Russian).
19. Bronstein I.N., Semendyaev K.A. Handbook on Mathematics. M., Publishing House of Technical and Theoretical Literature, 1956. 608 p. (in Russian).

Об авторах

КОНСОН Александр Давидович, главный ученый секретарь, доктор технических наук,
SPIN-код: 3079-0713, e-mail: adkonson@gmail.com

ВОЛКОВА Анна Александровна, ведущий специалист, кандидат технических наук, SPIN-код: 7527-8473,
e-mail: wolkova.aa@yandex.ru

УДК 539.3

© А. И. Машошин*, А. В. Цветков, 2024

АО «Концерн «ЦНИИ «Электроприбор», 197046, ул. Малая Посадская, д. 30, Санкт-Петербург

*aimashoshin@mail.ru

МЕТОДИКА РАСЧЁТА ГЛУБИНЫ ПРОНИКНОВЕНИЯ В ГРУНТ ПРИ МОРСКОЙ СЕЙСМОРАЗВЕДКЕ

Статья поступила в редакцию 15.02.2023, после доработки 09.08.2023, принята в печать 29.11.2023

Аннотация

Приведена упрощённая методика расчёта глубины проникновения в грунт при морской сейсморазведке, разработанная в интересах обоснования технических характеристик элементов подводного робототехнического комплекса, предназначенного для проведения сейсморазведки подо льдом и включающего: комплект автономных необитаемых подводных аппаратов (АНПА), оснащенных геофонами либо короткими сейсмокосами (стримерами) с датчиками-гидрофонами, а также средствами высокоточного позиционирования; подводную док-станцию, обеспечивающую доставку АНПА в район проведения работ, управление ими, а также буксировку низкочастотных гидроакустических излучателей; береговую инфраструктуру для обслуживания АНПА и док-станции. Разработанная методика учитывает давление, создаваемое гидроакустическим излучателем, а также потери энергии зондирующего сигнала вследствие расширения фронта волны, прохождения сигнала в грунт и обратно, пространственного затухания при распространении сигнала в воде и в грунте, отражения от линзы, содержащей нефть либо газ. Приведены примеры расчёта глубины проникновения в грунт для условий мелкого и глубокого морей в зависимости от давления, создаваемого излучателем, буксируемым на глубине 100 м, при использовании приёмной антенны из гидрофонов, сформированной на глубине 100 м, а также приёмной антенны из геофонов, лежащей на дне. Качественно оценена адекватность разработанной методики путём сравнения результатов расчёта с имеющимися экспериментальными данными.

Ключевые слова: морская сейсморазведка, донное зондирование, гидроакустический излучатель

UDC 539.3

© А. И. Mashoshin*, A. V. Tsvetkov, 2024

Concern Central Scientific and Research Institute 'Elektropribor', JSC, 30 Malaya Posadskaya Str., St Petersburg 197046, Russia

*aimashoshin@mail.ru

METHOD FOR DETERMINING SEABED PENETRATION DEPTH IN MARINE SEISMIC EXPLORATION

Received 15.02.2023, Revised 09.08.2023, Accepted 29.11.2023

Abstract

The paper introduces a straightforward method aimed at determining the depth of penetration into the seabed during marine seismic exploration through bottom sounding. This technique was developed to support the establishment of technical specifications for the components of an underwater robotic complex intended for seismic surveys beneath ice formations. These components include a suite of autonomous underwater vehicles (AUVs) outfitted with either geophones or short streamers equipped with hydrophone sensors, alongside high-precision positioning systems. The complex comprises an underwater docking station responsible for deploying AUVs to the designated work area, managing their operations, and towing low-frequency sound emitters. Moreover, it encompasses coastal infrastructure dedicated to the maintenance of AUVs and the support of the docking station. The developed method considers various factors including the pressure exerted by the sound emitter and the energy dissipation of the probing signal

Ссылка для цитирования: Машошин А.И., Цветков А.В. Методика расчета глубины проникновения в грунт при морской сейсморазведке // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2024. Т. 17, № 1. С. 95–103.

doi:10.59887/2073-6673.2024.17(1)-8

For citation: Mashoshin A.I., Tsvetkov A.V. Method for Determining Seabed Penetration Depth in Marine Seismic Exploration. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2024, 17, 1, 95–103. doi:10.59887/2073-6673.2024.17(1)-8

due to wave front expansion, signal transmission into and back from the ground, spatial damping during signal propagation in water and soil, and reflection from oil or gas-containing lenses. Illustrative examples demonstrate the computation of ground penetration depth in shallow and deep waters, contingent upon the pressure exerted by the sound emitter towed at a depth of 100 meters. It also assesses the method's reliability by comparing the computed outcomes against existing experimental data.

Keywords: marine seismic exploration, bottom sounding, sound emitter

1. Введение

Как известно, значительный объем залежей углеводородов на территории РФ находится в Арктической зоне. Их поиск и последующая добыча являются национальной стратегической задачей [1–3]. Основным методом решения этой задачи является сейсморазведка. Её суть заключается в излучении в воду мощных низкочастотных акустических сигналов. Они проникают в грунт и отражаются от различных неоднородностей в грунте, в том числе от полостей, содержащих залежи углеводородов. Отраженные сигналы фиксируются полем донных станций, оборудованных геофонами, либо протяженными линейными многоэлементными антеннами (сейсмокосами), буксируемыми за судном, либо сейсмокосами, лежащими на дне. Зафиксированные сигналы в береговых условиях обрабатываются на мощных компьютерах по специальным программам, позволяющим интерпретировать зафиксированные сигналы.

В настоящее время для выполнения сейсморазведки используются специально оборудованные гидрофизические суда, которые способны буксировать блок акустических излучателей и сейсмокосу, а также ставить и впоследствии поднимать на борт донные станции [1–6].

Недостатком сейсморазведки с применением гидрофизических судов является существенная зависимость от состояния поверхности моря. Естественно, что такой способ сейсморазведки не применим в районах, покрытых льдом. Высказываемые предложения об использовании для сейсморазведки ледоколов оказываются несостоятельными по экономическим причинам [7]. Также сейсморазведка затруднена в штормовую погоду. В морях российской части Арктики благоприятная для сейсморазведки погода стоит суммарно не более 3–4 месяцев в году, что делает сейсморазведку с использованием судов экономически недостаточно эффективной.

Выходом из ситуации является создание подводных робототехнических комплексов (РТК) для поиска углеводородов на морском шельфе. Идея создания подобных РТК не нова [8]. Однако ввиду исключительной сложности их создания, работы в данном направлении во всем мире находятся на стадии поисковых исследований и подготовительных процедур.

Наиболее известным зарубежным исследовательским проектом является проект Widely Scalable Mobile Underwater Sonar Technology (WiMUST) [9, 10]. Он посвящен разработке технологии создания подводного РТК, базирующегося на совместном функционировании большого числа автономных необитаемых подводных аппаратов (АНПА), выступающих в качестве приёмников отражённых сейсмосигналов. Проект выполнялся с 2015-го по 2018 г. по заказу Евросоюза и рассматривался как продолжение ряда проектов, выполненных за последние 10 лет. Для реализации проекта был создан консорциум из 4-х научно-исследовательских организаций и 5-ти промышленных партнёров, имеющих практический опыт проведения морской сейсморазведки. Целью проекта WiMUST являлась разработка методологии, технологии и процедур создания робототехнической системы на базе АНПА для проведения сейсморазведки на морском шельфе в интересах:

- повышения эффективности сейсморазведки путем повышения информативности получаемых данных за счет формирования оптимальной (с точки зрения решаемой задачи) адаптивной приёмной динамической пространственной 3D антенной решётки, в которой датчиками являются короткоапертурные сейсмокосы (стримеры), буксируемые АНПА;

- упрощения и сокращения стоимости процесса сейсморазведки.

Задача обеспечения сейсморазведки подо льдом в проекте не ставилась и не решалась.

Для достижения поставленной цели в проекте WiMUST разрабатывались следующие технологии:

- расчета формируемой группой АНПА оптимальной пространственной 3D антенной решётки для приёма сигналов, отраженных от подземных неоднородностей;

- динамического формирования и стабилизации этой решетки;

- кооперативного управления группой АНПА;

- взаимного позиционирования и навигации группы АНПА;

- создания стримера, буксируемого АНПА, в том числе на базе векторно-скалярных приёмников;

- звукоподводной связи АНПА между собой и с судном управления.

Проект завершился демонстрационными испытаниями разрабатываемой РТК и признан успешным в части разработки перечисленных технологий. Соответствующими структурами Евросоюза принято решение о его продолжении в виде промышленной разработки.

В России подобными исследованиями занимается АО «ЦКБ МТ «Рубин» [11].

По замыслу подводный РТК для проведения сейсморазведки должен включать:

- комплект АНПА (по разным оценкам от нескольких сотен до нескольких тысяч), оснащенных геофонами либо короткими сейсмодатчиками (стримерами) с датчиками-гидрофонами, а также средствами высокоточного позиционирования;
- подводную док-станцию (т.е. специализированную подводную лодку), обеспечивающую доставку АНПА в район проведения работ, управление ими, а также буксировку низкочастотных гидроакустических излучателей;
- береговую инфраструктуру для обслуживания АНПА и док-станции.

Создание такого РТК сопряжено с решением комплекса сложных технических проблем, и должно начинаться с обоснования технических характеристик каждого элемента РТК. В основе обоснования лежит определённая геофизиками максимально необходимая в каждом конкретном районе моря глубина проникновения в грунт при проведении сейсморазведки, которая может составлять до 10 км и более.

Преимуществами подводного РТК по сравнению с традиционным методом сейсморазведки являются:

- возможность буксировки гидроакустического излучателя вдали от поверхности моря, что повышает энергоэффективность излучения зондирующего сигнала;
- повышение качества приёма эхосигналов на геофоны при использовании АНПА, обладающих способностью заглубления геофонов в грунт, что затруднительно при использовании донных станций [1];
- оперативность донной сейсморазведки, базирующейся на способности АНПА быстро менять своё местоположение.

Вместе с тем, применение подводного РТК имеет свои ограничения, основным из которых (не считая сложности управления большим количеством АНПА) является невозможность использования пневмопушек, являющихся основным типом гидроакустического излучателя при традиционной сейсморазведке. При применении других типов излучателей, которые могут буксироваться за подводным носителем (в частности, электродинамических), придётся довольствоваться существенно меньшим (менее 1 МПа) давлением излучаемого зондирующего сигнала.

Целью предлагаемой работы являлась разработка методики, предназначенной для обоснования технических характеристик элементов РТК. Методика позволяет связать физико-химические параметры воды и грунта, технические характеристики элементов РТК с глубиной проникновения в грунт при морской сейсморазведке.

2. Обоснование методики

Геометрия донного зондирования применительно к подводному РТК приведена на рис. 1.

Зондирующий сигнал (ЗС), излучённый гидроакустическим излучателем (ГИ), расположенным в толще воды на расстоянии от дна H_{emit} , преодолевает водный слой, проникает в грунт, отражается от верхней границы линзы в грунте, заполненной нефтью либо газом, и по обратному пути поступает на приёмник. В качестве приёмника рассматривается многоэлементная антенна, состоящая из гидрофонов, расположенная в толще воды на расстоянии от дна H_{rec} , либо антенна, состоящая из геофонов, имеющих контакт с грунтом.

Поскольку в доступной литературе не удалось найти примера количественного описания структуры морского дна, достаточного для моделирования, с учётом имеющихся данных [4, 6, 12, 14–16] примем, что морское дно имеет тонкослоистую структуру с толщиной слоёв, равномерно распределённой в интервале 20–50 м, с плотностью слоёв, равномерно распределённой в интервале 1240–2210 кг/м³, скоростью звука в каждом слое, равномерно распределённой в интервале 1650–1800 м/с и коэффициентом пространственного затухания на частоте 50 Гц, равномерно распределённым в интервале 5–10 дБ/км. В результате при распространении в грунте ЗС в каждом слое теряет энергию сначала вследствие пересечения границы слоя, а затем вследствие затухания звука в слое.

При расчётах не будем учитывать:

- вертикальное распределение скорости звука в водном слое, поскольку при вертикальном зондировании оно заметного влияния на интенсивность сигнала не оказывает;
- влияние поверхности моря на ЗС, поскольку в случае подводного РТК предполагается, что излучение ЗС будет осуществляться вдали от поверхности моря.

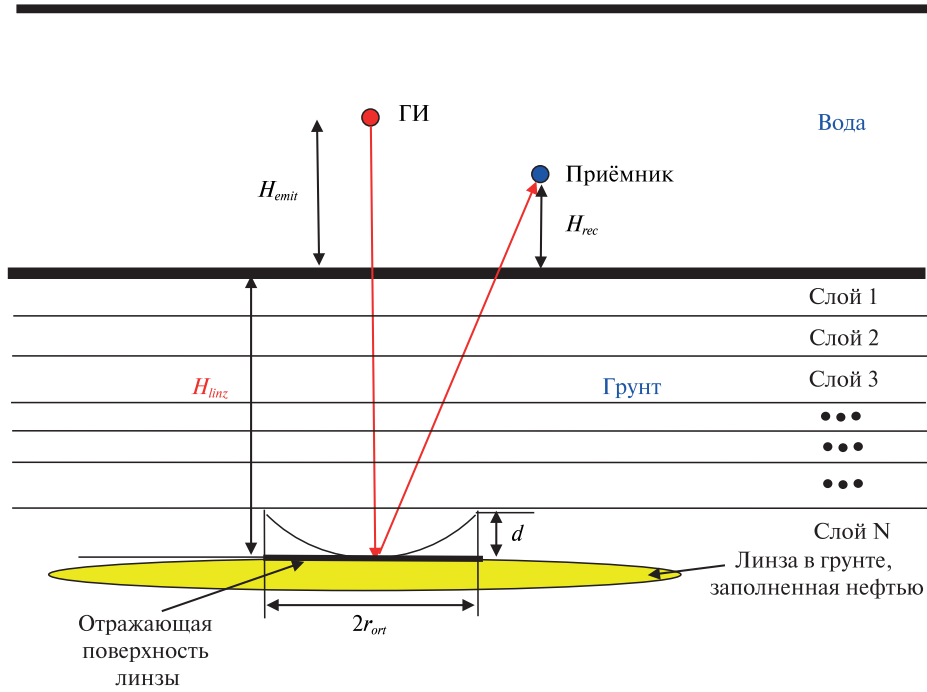


Рис. 1. Геометрия сейсморазведки

Fig. 1. Geometry of seismic exploration

В качестве глубины проникновения в грунт будем рассматривать расстояние от дна до верхней границы линзы, заполненной нефтью либо газом, H_{linz} , при котором отношение мощности эхосигнала (ЭС) к мощности шумов моря на входе одного приёмника антенны равно заданному пороговому значению Q_{tr} :

$$\frac{P_{es}^2}{P_n^2} = Q_{tr}, \quad (1)$$

где P_{es}^2 — квадрат давления ЭС на входе приёмника в полосе частот Δf ; P_n^2 — квадрат давления шумов моря на входе приёмника в полосе ЗС Δf , вычисляемый по формуле [12]:

$$P_n^2 = P_{shm}^2 \cdot \Delta f. \quad (2)$$

P_{shm} — уровень шумов моря на входе приёмника в полосе 1 Гц на средней частоте ЗС f_{zs} .

Квадрат давления ЭС в полосе частот Δf на входе приёмника вычисляется по формуле:

$$P_{es}^2 = P_{zs}^2 \cdot L_{sum}, \quad (3)$$

P_{zs}^2 — квадрат давления ЗС в полосе частот Δf , приведённый к расстоянию 1 м от ГИ; L_{sum} — относительная величина суммарных потерь энергии ЗС при распространении по маршруту «ГИ — линза — приёмник», вычисляемая по формуле:

$$L_{sum} = L_{sph/emit_linz} \cdot L_{pvo} \cdot L_{z/emit_bot} \cdot K_{pr/g-w} \cdot L_{z/bot_linz} \cdot K_{refl/linz} \times L_{z/linz_bot} \cdot L_{sph/linz_rec} \cdot K_{pr/g-w} \cdot L_{z/bot_rec}, \quad (4)$$

в которой: $L_{sph/emit_linz}$ — относительная величина потерь энергии ЗС вследствие сферического расширения фронта волны при распространении от ГИ до линзы, заполненной нефтью либо газом:

$$L_{sph/emit_linz} = \left(\frac{1}{H_{emit} + H_{linz}} \right)^2. \quad (5)$$

L_{pvo} — относительная величина потерь энергии ЗС вследствие преломления акустических лучей по закону Снеллиуса на границе вода-грунт. Поскольку скорость звука в грунте c_g больше, чем скорость звука в воде c_w , в грунт из воды проходит только энергия в телесном угле $\Delta\psi$, вычисляемом по формуле:

$$\Delta\psi = 2 \cdot \arcsin \frac{c_w}{c_g}. \quad (6)$$

В результате относительная величина потерь энергии вследствие преломления акустических лучей составляет:

$$L_{pvo} = \left(\frac{\Delta\psi}{\pi} \right)^2. \quad (7)$$

$L_{z/emit_bot}$ — величина потерь энергии ЗС вследствие пространственного затухания сигнала при распространении в воде от ГИ до дна:

$$L_{z/emit_bot} = 10^{-0,1\beta_w \cdot H_{emit}}, \quad (8)$$

где β_w — коэффициент пространственного затухания в воде на средней частоте ЗС;

$K_{pr/w-g}$, $K_{pr/g-w}$ — относительные величины потерь энергии ЗС при прохождении сигнала из воды в грунт и из грунта в воду соответственно, вычисляемые по формуле [13]:

$$K_{pr/w-g} = K_{pr/g-w} = \frac{4 \cdot Z_w \cdot Z_g}{(Z_w + Z_g)^2}; \quad (9)$$

$Z_w = \rho_w \cdot c_w$ — акустическая жёсткость воды; $Z_g = \rho_g \cdot c_g$ — акустическая жёсткость верхнего слоя грунта; ρ_w , ρ_g — плотность воды и верхнего слоя грунта соответственно; c_w , c_g — скорость звука в воде и в верхнем слое грунта соответственно;

L_{z/bot_linz} , $L_{z/linz_bot}$ — относительные величины потерь энергии ЗС вследствие затухания сигнала при распространении в грунте от дна до линзы и обратно. Учитывая принятую модель тонкослоистого грунта со случайными значениями толщины слоёв, их акустической жёсткости и коэффициента затухания:

$$L_{z/bot_linz} = L_{z/linz_bot} = \prod_{i=1}^N K_{pr_i} \cdot 10^{-0,1\beta_{g_i} \cdot \Delta H_i}, \quad (10)$$

где N — случайное количество слоёв грунта от дна до линзы, соответствующее заданному распределению вероятностей толщины слоёв; K_{pr_i} — величина относительных потерь энергии ЗС при прохождении из i — 1-го в i -й слой грунта на средней частоте ЗС:

$$K_{pr_i} = \frac{4 \cdot Z_{i-1} \cdot Z_i}{(Z_{i-1} + Z_i)^2}; \quad (11)$$

$Z_i = \rho_i \cdot c_i$ — случайная акустическая жёсткость i -го слоя грунта, распределённая в заданных пределах; β_{g_i} — случайный коэффициент пространственного затухания звука в i -м слое грунта на средней частоте ЗС, распределённый в заданных пределах; ΔH_i — случайная толщина i -го слоя грунта, распределённая в заданных пределах; $K_{refl/linz}$ — относительная величина потерь энергии ЗС при отражении ЗС от верхней границы линзы, наполненной нефтью, площадью S_{refl} , вычисляемая по формуле:

$$K_{refl/linz} = k_{refl} \cdot S_{refl}, \quad (12)$$

k_{refl} — коэффициент отражения сигнала от единичной площади раздела грунта и линзы, вычисляемый по формуле [13]:

$$k_{refl} = \left(\frac{Z_{linz} - Z_N}{Z_{linz} + Z_N} \right)^2. \quad (13)$$

$Z_{linz} = \rho_{linz} \cdot c_{linz}$, $Z_N = \rho_N \cdot c_N$ — акустическая жёсткость линзы, наполненной нефтью, и нижнего слоя грунта соответственно; S_{refl} — площадь верхней границы линзы, сигнал от которой отражается на интервале длительности ЗС τ (рис. 1), вычисляемая по формуле:

$$S_{refl} = \pi \cdot \left((H_{emit} + H_{linz}) \cdot \operatorname{tg} \left[\arccos \frac{H_{emit} + H_{linz}}{H_{emit} + H_{linz} + \frac{c_g \cdot \tau}{2}} \right] \right)^2. \quad (14)$$

$L_{sph/linz_rec}$ — относительная потеря величина энергии ЗС вследствие сферического расширения фронта волны при распространении в грунте от линзы до приёмной антенны:

$$L_{sph/linz_rec} = \left(\frac{1}{H_{linz} + H_{rec}} \right)^2; \quad (15)$$

L_{z/bot_rec} — относительная величина потерь энергии ЗС вследствие затухания сигнала при распространении от дна до приёмной антенны:

$$L_{z/bot_rec} = 10^{-0,1\beta_g \cdot H_{rec}}. \quad (16)$$

При приёме эхосигнала на геофоны в формуле (4) последние два множителя отсутствуют, а предпоследний имеет вид:

$$L_{sph/linz_bot} = \left(\frac{1}{H_{linz}} \right)^2. \quad (17)$$

В результате методика состоит в решении относительно заглубления линзы H_{linz} уравнения (1) при подстановке в него формул (2)...(17).

3. Примеры расчёта

Рассчитаем глубину проникновения в грунт для условий мелкого (глубина 300 м) и глубокого (глубина 4000 м) морей.

ГИ в обоих случаях буксируется док-станцией на глубине 100 м. Приём эхосигнала осуществляется на антенну, образованную из АНПА, использующих в качестве приёмников гидрофоны либо геофоны. В первом случае антенна сформирована из АНПА на расстоянии 20 м от дна, во втором случае АНПА, формирующие антенну, лежат на дне с геофонами, заглублёнными в грунт.

Расчёт будем осуществлять при следующих исходных данных:

- полоса частот ЗС 10...90 Гц со средней частотой 50 Гц;
- длительность ЗС 12,5 мс;
- давление ЗС 0,2...2,5 МПа×м;
- пороговое отношение сигнал/помеха на входе одного приёмника 6 дБ;
- коэффициент пространственного затухания на частоте 50 Гц в воде 4×10^{-4} дБ/км [12, 14, 15];
- уровень шумов моря на входе приёмника на частоте 50 Гц в полосе 1 Гц при умеренном судоходстве 6,3 мПа (50 дБ) [12];
- плотность воды 1030 кг/м³, нефти 835 кг/м³ [4];
- скорость звука в воде 1490 м/с, в линзе, заполненной нефтью, 1290 м/с [14].

Распространение звука в грунте осуществляется путём моделирования случайных тонких слоёв с приведёнными выше вероятностными распределениями их характеристик.

Результаты решения относительно заглубления линзы H_{linz} уравнения (1) при подстановке в него формул (2)...(17) для мелкого (глубина 300 м) и глубокого (глубина 4000 м) приведены на рис. 2.

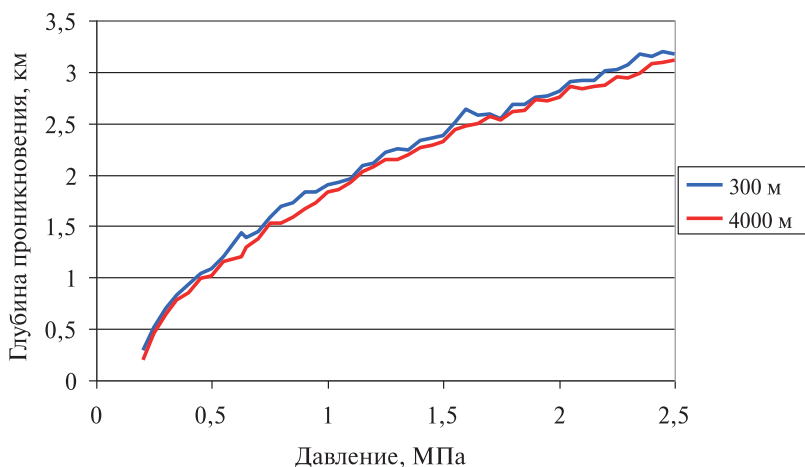


Рис. 2. Зависимости для условий мелкого (глубина 300 м) и глубокого (глубина 4000 м) морей глубины проникновения в грунт от давления, создаваемого ГИ, расположенного на глубине 100 м, при приёме эхосигналов на одиночный геофон

Fig. 2. Dependences for shallow (depth 300 m) and deep (depth 4000 m) seas of penetration depth into the ground as a function of the pressure generated by the hydroacoustic transmitter located at a depth of 100 m when receiving echo signals on a single geophone

Из рассмотрения рис. 2 следует:

- при давлении, создаваемом ГИ, в диапазоне от 0,2 до 2,5 МПа×м глубина проникновения в грунт в зависимости от условий составляет от 0,25 до 3,2 км;
- глубины проникновения ЗС в грунт в мелком и глубоком морях отличаются незначительно по двум причинам: во-первых, величина пространственного затухания низкочастотного ЗС в воде пренебрежимо мала, и во-вторых, потери энергии за счёт большего расширения фронта волны в глубоком море компенсируются расширением площади линзы, от которой отражается ЗС на интервале его длительности;
- по тем же причинам практически не отличаются глубины проникновения в грунт при использовании гидрофонов и геофонов.

На рис. 3 изображена зависимость количества слоёв в верхнем слое грунта при моделировании тонкослоистой структуры грунта с толщиной слоёв, равномерно распределённых в интервале 50–100 м.

На рис. 4 изображены зависимости глубины проникновения в грунт от давления ЗС, посчитанные для толщин слоёв грунта, распределённых в разных интервалах.

Из рассмотрения рис. 4 следует, что с ростом толщин слоёв грунта и, как следствие, уменьшением количества слоёв глубина проникновения в грунт возрастает. Объясняется это тем, что с уменьшением количества слоёв грунта уменьшаются потери энергии зондирующего сигнала, возникающие при пересечении границ каждого слоя.

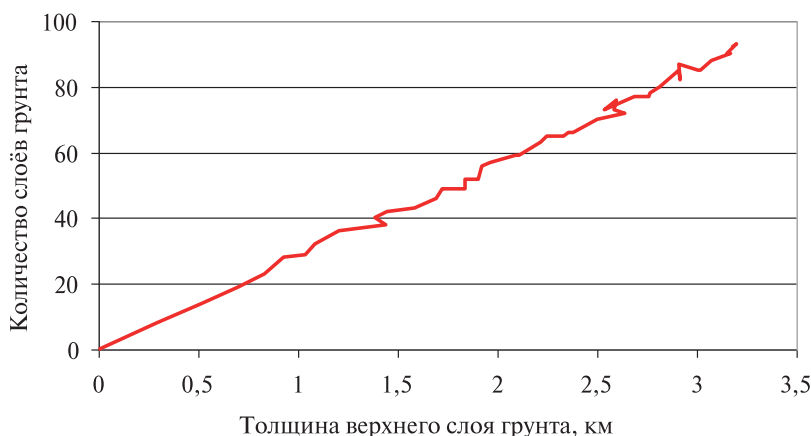


Рис. 3. Зависимость количества слоёв в верхнем слое грунта при моделировании тонкослоистой структуры грунта

Fig. 3. Dependence of the number of layers in the upper layer of the soil when modeling the thin-layered structure of the soil

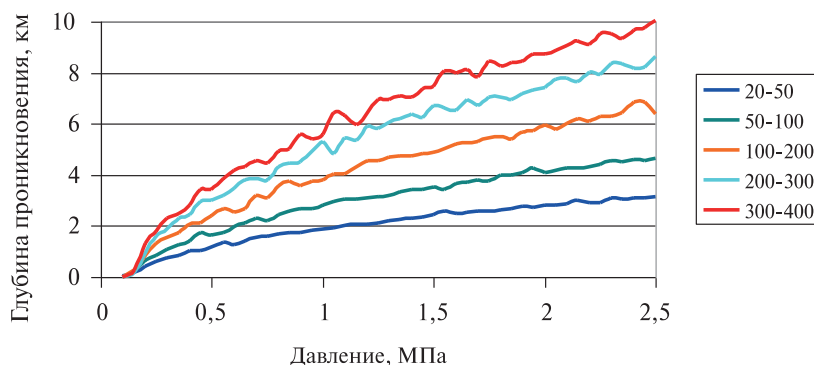


Рис. 4. Зависимость глубины проникновения в грунт от давления зондирующего сигнала. Параметром графиков является интервал, в котором заключены случайные толщины слоёв грунта

Fig. 4. The dependence of the depth of penetration into the ground as a function of the pressure of the probing signal. The colored lines represent intervals of random thickness for the soil layers

Для проверки адекватности разработанной методики экспериментальных данных в необходимом для сравнения объёме от специализированных организаций получить не удалось. В одной из таких организаций неофициально было сообщено, что при использовании набора пневмопушек, развивающих суммарное давление порядка 2,5 МПа глубина проникновения в грунт составляет около 3 км. Как видим, эти данные согласуются с результатами расчётов, приведёнными на рис. 2, а также на рис. 4 при толщинах слоёв грунта в интервале 20–50 м. Отсюда можно предположить, что толщины слоёв грунта с разными физико-химическими параметрами лежат именно в этом интервале.

4. Выводы

Перспективным направлением поиска залежей углеводородов в Арктических морях является создание подводного робототехнического комплекса (РТК) для сейсморазведки подо льдом.

Поскольку создание такого РТК сопряжено с решением комплекса сложных технических проблем и должно начинаться с обоснования технических характеристик каждого элемента РТК, исходя из необходимой глубины проникновения в грунт в районе работы. Для помощи в проведении такого обоснования в работе разработана методика, позволяющая связать физико-химические параметры морской воды и грунта в конкретном районе моря и технические характеристики элементов РТК с глубиной проникновения в грунт при морской сейсморазведке.

При этом следует заметить, что, поскольку методика не прошла тестирования путём сравнения результатов расчёта с надёжными экспериментальными данными, результаты, которые можно получить с её использованием, являются ориентировочными.

Финансирование

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 24-19-20001).

Funding

This work was supported by the Russian Science Foundation (project 24-19-20001).

Литература

1. Лаверов Н.П., Рослов Ю.В., Лобковский Л.И. и др. Перспективы донной сейсморазведки в Российской Федерации // Арктика: экология и экономика. 2011. № 4. С. 4–13.
2. Ампилов Ю.П. Сейсморазведка на российском шельфе // Offshore Russia. 2015. № 2 (8). С. 38–45.
3. Ампилов Ю.П. Оборудование для морской сейсморазведки: Окно возможностей для импортозамещения // Offshore Russia. 2017. № 3. С. 38–45.
4. Мак-Куиллин Р., Бекон М., Барклай У. Введение в сейсмическую интерпретацию / Пер. с англ. М.: Недра, 1985. 309 с.
5. Кондратьев О.К. Сейсмические волны в поглощающих средах. М.: Недра, 1986. 174 с.
6. Уайт Дж.Э. Возбуждение и распространение сейсмических волн / Пер. с англ. М.: Недра, 1986. 264 с.
7. Костылев К.А., Зуев В.А. Технология сейсморазведки с использованием ледокольного судна // Труды Нижегородского государственного технического университета им. П.Е. Алексеева. 2015. № 1(108). С. 180–190.
8. Amundsen L., Landro M. Seismic imaging technology. Part IV // GEOExPro. 2008. Vol. 5, N 5.
9. Pleskach M. WiMUST — A fleet of AUVs for Seismic. URL: www.hydro0international.com (дата обращения: 14.02.2023).
10. WiMUST. Widely Scalable Mobile Underwater Sonar Technology. URL: wimust.isme.unige.it (дата обращения: 14.02.2023).
11. Торопов Е.Е., Гинтовт А.Р., Семёнов В.Б., Машошин А.И., Пашкевич И.В. Робототехнический комплекс для сейсморазведки углеводородов подо льдом // Труды 13-й международной конференции и выставки по освоению ресурсов нефти и газа российской Арктики и континентального шельфа стран СНГ «RAO/CIS OFFSHORE», Санкт-Петербург, 12–15 сентября 2017.
12. Урик Р. Дж. Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978. 445 с.
13. Ржевкин С.Н. Курс лекций по теории звука. М.: Изд-во Московского университета, 1960. 337 с.
14. Акустика дна океана / Ред. Куперман У., Енсен Ф.М.: Мир, 1984. 456 с.
15. Акустика океана / Под ред. Л.М. Бреховских. М.: Наука, 1974. 694 с.
16. Шерифф Р., Гелдарт Л. Сейсморазведка: В 2 т. / Р. Шерифф, Л. Гелдарт; Пер. с англ. под ред. А.В. Калинина. М.: Мир, 1987.

References

1. Laverov N.P., Roslov Yu.V., Lobkovskiy L.I. et al. Prospects of bottom seismic exploration in the Russian Federation. *Arctic: Ecology and Economy*. 2011, 4, 4–13 (in Russian).
2. Ampilov Yu.P. Seismic exploration on the Russian shelf. *Offshore Russia*. 2015, 2, 8, 38–45 (in Russian).
3. Ampilov Yu.P. Equipment for marine seismic exploration: A window of opportunity for import substitution. *Offshore Russia*. 2017, 3, 38–45 (in Russian).
4. Mak-Quillin R., Bacon M., Barclay U. Introduction to seismic interpretation. M., Nedra, 1985. 309 p. (in Russian).
5. Kondratiev O.K. Seismic waves in absorbing media. M., Nedra, 1986. 174 p. (in Russian).
6. White J.E. Excitation and propagation of seismic waves. M., Nedra, 1986. 264 p. (in Russian).
7. Kostylev K.A., Zuev V.A. Technology of seismic exploration using an icebreaker vessel. *Proceedings R.E. Alekseev Nizhegorodskiy State Technical University*. 2015, 1, 108, 180–190 (in Russian).
8. Amundsen L., Landro M. Seismic imaging technology. Part IV. *GEOExPro*. 2008, 5, 5.
9. Pleskach M. WiMUST-a fleet of AUVs for Seismic. URL: www.hydro.international.com (date of access: 14.02.2023).
10. WiMUST. Widely Scalable Mobile Underwater Sonar Technology URL: wimust.isme.unige.it (date of access: 14.02.2023).
11. Toropov E.E., Gintovt A.R., Semenov V.B., Mashoshin A.I., Pashkevich I.V. A robotic complex for seismic exploration of hydrocarbons under ice // Proceedings of the 13th International Conference and Exhibition on the Development of oil and Gas resources of the Russian Arctic and the Continental shelf of the CIS countries “RAO/CIS OFFSHORE”. St. Petersburg, 12–15 January 2017 (in Russian).
12. Urick R.J. Principles of underwater sound. *McGraw-Hill*, 1975. 445 p.
13. Rzhavkin S.N. A course of lectures on the sound theory. Moscow, *Moscow State University*. 1960, 337 p. (in Russian).
14. Acoustics of the ocean floor. Eds. Kuperman U., Yensen F. Moscow, *Mir*, 1984, 456 p. (in Russian).
15. Ocean acoustics / Ed. by Brehovskikh L.M. M., *Nauka*, 1974. 694 p. (in Russian).
16. Shrif R.E., Geldart L.P. Exploration seismology. 2 volumes / R. Sheriff, L. Gerald. Moscow, *Mir*, 1987. (in Russian).

Об авторах

МАШОШИН Андрей Иванович, начальник научно-исследовательского центра АО «Концерн «ЦНИИ «Электроприбор», ORCID ID: 0000-0002-4785-966X, SPIN-код: 2017-6544, e-mail: aimashoshin@mail.ru
ЦВЕТКОВ Антон Валерьевич, заместитель начальника лаборатории — начальник группы АО «Концерн «ЦНИИ «Электроприбор», ORCID ID: 0000-0001-9441-333X, e-mail: atsvetkov@list.ru

УДК 551.46.08

© В. А. Глухов*, Ю. А. Гольдин, 2024

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

*vl.glukhov@inbox.ru

МОРСКИЕ РАДИОМЕТРИЧЕСКИЕ ЛИДАРЫ И ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ОКЕАНОЛОГИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

Статья поступила в редакцию 09.02.2024, после доработки 04.03.2024, принята в печать 21.03.2024

Аннотация

Обзор посвящен океанологическим исследованиям, выполняемым с использованием радиометрических (профилирующих) лидаров. В работе представлено современное состояние технических средств лидарной съемки, методов обработки лидарных данных, описание решаемых с помощью лидарного зондирования задач, представляющих научный и практический интерес в океанологии. Вопросы, связанные с лазерной батиметрией, спектральными лидарами, а также лидарами, устанавливаемыми на борту искусственных спутников Земли, являющиеся самостоятельными специфическими разделами, в обзоре не рассматриваются. Основное внимание уделено работам, выполненным в последние годы. Приведены сводные таблицы технических характеристик ряда наиболее интересных лидаров авиационного и судового базирования. Рассмотрены особенности их конструкций. Представлены результаты использования лидаров для определения гидрооптических характеристик приповерхностного слоя, в том числе с использованием поляризационных лидаров и активно развивающихся в последние годы лидаров высокого спектрального разрешения. Приведены результаты регистрации тонких слоев повышенного светорассеяния, наблюдаемых в разных акваториях. Даны результаты теоретических исследований по лидарным изображениям внутренних волн и экспериментальные результаты наблюдения внутренних волн в водах с различными типами стратификации гидрооптических характеристик. Рассмотрены вопросы применения лидаров для решения задач промысловой океанологии. Намечены тенденции развития и основные направления продолжения исследований.

Ключевые слова: радиометрический лидар, профилирующий лидар, поляризационный лидар, гидрооптические характеристики, тонкие светорассеивающие слои, внутренние волны, промысловая океанология

UDC 551.46.08

© V. A. Glukhov*, Yu. A. Goldin, 2024

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

*vl.glukhov@inbox.ru

MARINE PROFILING LIDARS AND THEIR APPLICATION FOR OCEANOLOGICAL PROBLEMS

Received 09.02.2024, Revised 04.03.2024, Accepted 21.03.2024

Abstract

The review focuses on research conducted using profiling (radiometric) lidars. The paper presents the current state of lidar surveying equipment, methods for processing lidar data, and describes the problems of scientific and practical interest in oceanology that can be solved using lidar sensing. The review does not cover issues related to laser bathymetry, spectral (Raman) and spaceborne lidars, as they are separate specific fields. The main focus is on recent research in profiling lidar field. Summary tables of the technical characteristics of several of the most interesting airborne and shipborne lidars are provided. Their design features are discussed. Results from using lidars to determine near-surface hydrooptical characteristics, including employing polarization lidars and recently developed high-resolution spectral lidars, are presented. Findings from observing thin scattering layers across

Ссылка для цитирования: 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.

doi:10.59887/2073-6673.2024.17(1)-9

For citation: Glukhov V.A., Goldin Yu.A. Marine profiling lidars and their application for oceanological problems. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2024, 17, 1, 104–128. doi:10.59887/2073-6673.2024.17(1)-9

various aquatic regions are shown. The paper explores theoretical studies on lidar images of internal waves and experimental observations of internal waves in waters with different hydrooptical stratification. Lidars' application in addressing fisheries-related issues is examined. An overview of current development trends and future research directions is provided.

Keywords: radiometric lidar, profiling lidar, polarization lidar, hydrooptical characteristics, thin scattering layers, internal waves, fisheries

1. Введение

Морские радиометрические лидары (используется также термин «профилирующие лидары» — *profiling lidar*) основаны на регистрации временной зависимости мощности сигнала обратного рассеяния на несмещенной длине волны, формируемого в толще морской воды при её зондировании коротким мощным узконаправленным лазерным импульсом. Такие лидары позволяют определять гидрооптические характеристики приповерхностного слоя вод и исследовать их пространственное распределение [1–4], регистрировать и оценивать параметры различного рода неоднородностей и объектов, например, слоев повышенного светорассеяния, часто ассоциированных с повышенной концентрацией зоо- и фитопланктона [5–7], рыбных косяков [8–10]. Лидарная съемка позволяет также регистрировать внутренние волны и оценивать их параметры [11–15]. Важным разделом лидарного зондирования является лазерная батиметрия. Это единственное направление исследований, применяющееся регулярно и имеющее отработанные методики проведения измерений и интерпретации результатов.

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 или судна. Ограничений на скорость и курс носителя не накладывается. При проведении лидарной съемки морских акваторий с авианосителя высота полета в большинстве случаев лежит в диапазоне 200–400 м. Границы диапазона обусловлены требованиями безопасности полета, чувствительностью аппаратуры, а также снижения влияния на результаты измерения атмосферного участка трассы зондирования, главным образом — низкой облачности. Лидарное зондирование позволяет проводить измерения в толще воды, не оказывая воздействия на происходящие процессы и исследуемые объекты. Лидарную съемку можно проводить как в светлое, так и в темное время суток.

Наиболее эффективно применение морских лидаров при их размещении на авианосителе. Авиационная лидарная съемка обеспечивает быстрый сбор оперативной информации о различных процессах на поверхности и в приповерхностном слое на значительных по площади акваториях. Благодаря высокой скорости сбора данных стоимость авиационной съемки существенно ниже, чем судовой. За один вылет (< 8 часов) самолет способен провести съемку на акватории, которая может быть покрыта судовой съемкой за неделю или больше. Авиационная лидарная съемка обеспечивает возможность получения «квази-синоптической» не искаженной временной изменчивостью картины пространственного распределения измеряемых характеристик. Это важно при съемках акваторий с высокой пространственно-временной изменчивостью. Авиационные лидары позволяют проводить измерения на акваториях, где исследования с судов затруднены или невозможны. Это мелководные акватории, акватории со сложным рельефом дна или со сложной ледовой обстановкой. В силу указанных причин значительное количество работ по лидарному зондированию выполнено с авиационными лидарами.

Для целого ряда задач интерес представляет установка морского лидара на борту судна. Судовая лидарная съемка может проводиться непрерывно по всему маршруту движения судна, обеспечивая возможность получения большого объема данных с высокой пространственной дискретностью. Данные судовых лидарных измерений удобно сопоставлять с данными контактных измерений.

Возможности использования методов лидарного зондирования морских акваторий сопряжены с рядом ограничений. В первую очередь нужно назвать небольшую дальность действия лидара в воде. В водах открытых районов океана глубина зондирования может достигать значений 50–70 м, в то время как для прибрежных морских районов характерны глубины зондирования 20–30 м. Важно отметить, что именно в этом приповерхностном слое наблюдается наиболее сильная изменчивость характеристик морской воды, здесь интенсивно протекают экологические процессы и именно этот слой подвергается наибольшему антропогенному воздействию.

Лидарные методы измерений являются дистанционными и косвенными, что осложняет проведение с их помощью абсолютных измерений. Возможность проведения лидарной съемки существенно зависит

от гидрометеоусловий. Взмолнованная поверхность может вызывать значительные флуктуации на начальном участке эхо-сигнала, затрудняя оценку показателя обратного рассеяния по его амплитуде. Во многих случаях при анализе формы спада эхо-сигнала начальный участок из рассмотрения исключается. При волнении более 4–5 баллов при наличии на поверхности пены, а также в случаях приводного тумана или сильного снегопада проведение лидарных измерений оказывается затруднено или вообще невозможно. При проведении лидарной съемки в условиях открытого солнца необходимо контролировать ориентацию приемников, направляя их таким образом, чтобы солнечные блики не попадали в поле зрения приемной оптической системы.

Разработка морских радиометрических лидаров ведется, начиная с 1970-х гг. [16–21]. К настоящему времени опубликовано значительное количество работ, посвященных разработке и использованию таких лидаров. По этой тематике есть несколько обзоров [22–28]. Вышел ряд интересных работ, не отраженных в обзорах. Кроме того, в существующих обзорах недостаточно полно описаны работы российских авторов.

Цель данного обзора — оценка современного состояния технических средств лидарной съемки, методов обработки лидарных данных, описание решаемых с помощью лидарного зондирования задач, представляющих научный и практический интерес в океанологии, определение тенденций развития и основных направлений продолжения исследований. В обзоре не рассматриваются вопросы, связанные с лазерной батиметрией, спектральными лидарами, а также лидарами, устанавливаемыми на борту искусственных спутников Земли, являющиеся самостоятельными специфическими разделами.

2. Конструкция морских лидаров

Большинство радиометрических лидаров построено по типовой схеме, включающей в себя импульсный лазерный излучатель, приемную оптико-электронную систему, блок управления лидаром, устройство оцифровки сигналов и блок визуализации и долговременной регистрации данных измерений. Одни из первых лидарных натурных измерений были проведены в 1977 г. с лидаром NASA [17]. Исследования с поляризационными лидарами начались в середине 1990-х гг. — лидар АПЛ (ИО РАН) [7] и лидар «Макрель 1» (ИОА СО РАН) [29]. В последующие годы различными научными группами был разработан ряд авиационных и судовых лидаров, предназначенных для океанологических исследований и решения задач промысловой океанологии [1, 9, 30–37]. Лидарная техника развивается и совершенствуется с учетом развития элементной базы. В первую очередь за счет развития лазерной техники и аппаратуры для оцифровки сигналов.

Размещение лидара на определенном носителе накладывает дополнительные требования на характеристики лидара. В случае размещения на авианосителе требуется большая энергия зондирующего импульса в связи с протяженностью атмосферного участка 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). Кроме того, увеличивается скорость спада лидарного эхо-сигнала. Размещение лидара в шахте научно-исследовательского судна устраняет влияние взволнованной поверхности, приводящей к повышенной изменчивости начального участка эхо-сигнала [11, 36].

Основные технические характеристики ряда современных лидаров авиационного и судового базирования, использовавшихся в исследованиях, опубликованных в последние годы, собраны в табл. 1 (авиационные лидары) и табл. 2 (судовые лидары).

Подавляющее большинство морских лидаров осуществляет зондирование на длине волны 532 нм. Выбор этой длины волны излучения обусловлен спектральной зависимостью показателя ослабления света морской водой и наличием надежного и удобного для использования в натурных условиях источника излучения — твердотельного лазера на АИГ: Nd^{3+} с модуляцией добротности и удвоением частоты излучения. Эта длина волны оптимальна для относительно мутных прибрежных вод, где минимальные значения показателя ослабления находятся в области длин волн 550–580 нм. Для открытых районов океана наименьшее ослабление света в воде достигается в диапазоне длин волн 450–490 нм. Смещение длины волны зондирующего излучения в синюю область позволит увеличить в таких водах глубину лидарного зондирования. При этом в мутных водах максимальная глубина зондирования уменьшится. Оценки, выполненные по результатам лабораторных исследований с макетом лидара и расчетов лидарных эхо-сигналов методом Монте-Карло показали, что при смещении в область 470–490 нм в чистых водах открытых районов океана величина сигнала увеличивается в 1,5–1,75 раз по сравнению с зондированием на длине волны 532 нм [39]. При сдвиге длины волны

Таблица 1

Table 1

Основные технические характеристики ряда современных авиационных лидаров

Technical characteristics of some modern airborne lidars

Название	FLOE [9]	АПЛ-3 [30]	ПАЛ-1 [31]	«Макрель 2» [32]	AOL-SIOM [33]	DWOL [34]
Длина волны зондирующего излучения, нм	532	532	532	532	532	486/532
Длительность зондирующего импульса по уровню 0,5, нс	7,2	7	10	7	1,5	4/8,7
Энергия зондирующего импульса, мДж	26	45	40	50	1,5	5,4/2,7
Частота зондирования, Гц	100	30	2	25	1000	100
Угол поля зрения приемной оптической системы, мрад (град.)	5 (0,29)/15 (0,86)	35 (2)	26 (1,5)	13 (0,74)	6 (0,34)	25 (1,4)
Диаметр входной оптики, мм	60/150	100/100	63/100	150	200	200
Регистрация линейно-поляризованных компонент эхо-сигнала	да	да	да	да	нет	нет
Тип поляризационной селекции	Отдельные каналы с поляроидами	Отдельные каналы с поляроидами	Отдельные каналы с поляроидами	Призма Волластона	—	—
Частота дискретизации приемной системы, ГГц	0,8	2,5	1,0	2,5	1,25	1,0
Разрядность приемной системы, бит	14	14	8	9	10	10

Таблица 2

Table 2

Основные технические характеристики ряда современных судовых лидаров

Technical characteristics of some modern shipborne lidars

Название	Лидар Университета Олд Доминион [1]	ПЛД-1 [35]	«Электрозонд» [36]	СПЛ-1 [38]	Лидар Чжэцзянского университета [37]
Длина волны зондирующего излучения, нм	532	532	532	539	532
Длительность зондирующего импульса по уровню 0,5 энергии, нс	4	7	10	10	10
Энергия зондирующего импульса, мДж	20	20	10–300	40	5
Частота зондирования, Гц	10	1	5	0,5–15	10
Угол поля зрения приемной оптической системы, мрад (град.)	244 (14)	35 (2)	Не указан	17,5 (1)–87,3 (5)	200 (11,5)/200 (11,5)
Диаметр входной оптики, мм	12,5	50/100	200	150	80/80
Регистрация поляризованных компонент эхо-сигнала	да	да	да	да	да
Тип поляризационной селекции	Поляризационный светоделительный куб	Отдельные каналы с поляроидами	Отдельные каналы с поляроидами	Отдельные каналы с поляроидами	Отдельные каналы с поляроидами
Частота дискретизации приемной системы, ГГц	1,0	2,5	0,5	2,5	0,5
Разрядность приемной системы, бит	8	14	8	9	14

в область 560–580 нм величина сигнала в мутных водах увеличивается в 1,5 раза. Отметим, что поскольку в мутных водах глубина лидарного зондирования существенно меньше, чем в прозрачных, то и выигрыш в глубине зондирования по абсолютной величине при переходе к оптимальной длине волны зондирующего излучения в мутных водах оказывается заметно меньшим, чем в прозрачных. Целесообразно использовать двухволновую систему, позволяющую выполнять зондирование одновременно на двух длинах волн или с оперативным переключением длины волны. Использование двухволнового источника зондирующего излучения реализовано в авиационном лидаре [34]. В этом лидаре использован стандартный источник на длине волны 532 нм и параметрический генератор, позволяющий получить зондирующее излучение на длине волны 486 нм. Длина волны 486 нм соответствует линии Фраунгофера, что обеспечивает снижение фонового солнечного излучения в светлое время суток [40]. При регистрации лидарных эхо-сигналов используется режим накопления по 100 зондированиям. Натурные эксперименты, выполненные с борта самолета в водах разного типа, показали, что в открытых океанских водах глубина зондирования на длине волны 486 нм почти на 25 % превосходит глубину зондирования на длине волны 532 нм (100 и 75 м соответственно) [34]. В работе [41] представлен результат разработки трехволновой лазерной системы для зондирования морской воды с авианосителя, работающей на длинах волн 452 нм, 532 нм и безопасной для глаз длины волны 1572 нм, предназначенной для канала измерения высоты авианосителя над поверхностью воды.

Угол поля зрения авиационных лидаров обычно составляет от $0,3^\circ$ [9] до 2° [30], что позволяет регистрировать вертикальный профиль гидрооптических характеристик. В судовых лидарах, предназначенных для измерения гидрооптических характеристик, угол поля зрения может быть увеличен вплоть до значений $12\text{--}14^\circ$ [1, 4], что увеличивает площадку на поверхности воды, с которой приемная система собирает рассеянное назад излучение. Такое увеличение поля зрения приемной системы позволяет регистрировать многократно рассеянное излучение. Влияние величины угла поля зрения на характеристики принимаемых сигналов исследовано в работе [4]. В ней приведены результаты экспериментальных исследований с судовым лидаром с переменным углом поля зрения ($2,3\text{--}11,5^\circ$) и результаты соответствующих расчетов методом Монте-Карло. Более подробно результаты этой работы рассмотрены в разделе 3.1.

Существенный прогресс в совершенствовании метрологических характеристик лидаров связан с развитием широкополосных АЦП, используемых для оцифровки сигналов обратного рассеяния. Современные возможности АЦП позволяют производить оцифровку лидарных эхо-сигналов с частотой дискретизации 2,5 ГГц и выше, что соответствует вертикальному разрешению примерно 4–5 см. При этом итоговая разрешающая способность лидара по глубине ограничивается длительностью импульсной характеристики измерительной системы, включающей в себя длительность зондирующего импульса и длительность отклика фотоприемника.

Важную роль играет величина динамического диапазона приемо-регистрирующей системы. Во многих случаях максимальная глубина лидарного зондирования определяется ограниченностью динамического диапазона. Для его расширения в радиометрических лидарах используют логарифмический усилитель [9, 42], метод ранжирования [38] и разные приемники для ближней и дальней зоны лидарного эхо-сигнала [36]. Применение логарифмического усилителя расширяет динамический диапазон регистрирующей системы до значений $\sim 10^4$, что позволяет одновременно регистрировать большой по амплитуде сигнал от верхних слоев воды и слабые сигналы от светорассеивающих слоев, косяков рыб или дна, находящихся вблизи предельной глубины зондирования лидара. Использование логарифмического усилителя может приводить к некоторому искажению информации о вертикальном распределении гидрооптических характеристик.

Метод ранжирования основан на одновременном использовании двух каналов оцифровки сигнала, включающих предварительный усилитель и АЦП [38]. Принятый сигнал делится на два канала с разными коэффициентами усиления предварительного усилителя. Коэффициенты усиления подобраны так, что во входной диапазон первого канала АЦП попадает участок эхо-сигнала от верхних слоев воды с большими амплитудами, а второго канала — эхо-сигнала от больших глубин с малыми амплитудами, в то время как начальный участок эхо-сигнала отрезан. Максимальный динамический диапазон регистрации при использовании такой комбинации примерно тот же, что и при использовании логарифмического усилителя. Таким образом, динамический диапазон регистрации расширяется для каждого эхо-сигнала. Недостатком такой схемы является необходимость удвоения регистрирующих каналов.

В работах [1, 43] для расширения динамического диапазона используется метод «конструирования» результирующего эхо-сигнала из фрагментов, полученных при разном коэффициенте усиления ФЭУ и соответствующих разным по амплитуде участкам сигнала, поступающим в одноканальное АЦП с фиксированным входным диапазоном. Фрагменты сигнала регистрируются в разные последовательные моменты времени и соответствуют разным точкам пространства. Поэтому такой метод может быть использован только в однородных водах.

Регистрация временной зависимости состояния поляризационных компонент лидарного эхо-сигнала дает важную дополнительную информацию, позволяющую более полно и точно определять распределения гидрооптических характеристик и различного рода неоднородностей в толще морской воды [7, 14, 44, 45]. Для этого в ряде лидаров предусмотрена одновременная регистрация ко- (совпадает с поляризацией зондирующего излучения) и кросс-поляризованных (ортогональна зондирующему излучению) компонент эхо-сигнала. Такая регистрация может быть реализована с помощью двух приемных оптических каналов с соответствующим образом ориентированных поляроидов на входе оптических систем [9, 30, 31, 35, 37, 38]. Другая схема основана на использовании одной общей приемной оптической системы и разделении ортогонально поляризованных компонент эхо-сигнала с помощью призмы Волластона (или поляризационного светоделительного куба), устанавливаемой после приемной оптической системы [1, 32]. Плюсом такого устройства приемной системы является возможность использования только одного приемного телескопа, стабильность и высокая степень поляризационной селекции, а также точное соотношение между амплитудами принимаемых компонент эхо-сигнала.

Перспективным для применения в морских лидарах представляется использование в приемном канале метода коррелированного по времени счета фотонов (time correlated single photon counting — TCSPC) [46]. Метод заключается в регистрации одиночных фотонов и измерении времени их прихода относительно момента испускания зондирующего импульса. Время прихода фотона измеряется с высокой разрешающей способностью. В качестве источника зондирующих импульсов используются лазеры с малой энергией отдельного импульса и высокой частотой повторения. Результирующий сигнал накапливается по большому количеству актов зондирования. К достоинствам метода относятся возможность использования «маломощных» лазеров, отсутствие «звона» в регистрирующей системе, вызванного приходом мощного сигнала от верхних слоев воды, и большой диапазон линейности регистрации амплитуды эхо-сигнала. К недостаткам метода относится большое время накопления, составляющее десятки секунд. Это затрудняет использование таких лидаров на быстро движущихся носителях, а также в акваториях с высокой пространственной изменчивостью гидрооптических характеристик.

О разработке судового лидара, использующего метод коррелированного по времени счета фотонов, и о результатах его натурных испытаний сообщается в [47]. В лидаре используется лазер на длине волны 532 нм, с энергией зондирующего импульса 2,5 мкДж, длительностью импульса 300 пс и частотой повторения 200 кГц. В приемном канале используются ФЭУ Hamamatsu H10721–20. Длительность строка составляет 256 пс, время накопления сигнала — 30 с. Результаты испытаний продемонстрировали эффективность использования указанной техники для регистрации формы эхо-сигнала до глубин 50–80 м.

Лидарная техника непрерывно совершенствуется с учетом развития элементной базы за счет появления новых идеи и методов лидарного зондирования.

3. Применение лидаров для решения океанологических задач

3.1. Определение гидрооптических характеристик

Лидарный эхо-сигнал содержит информацию о гидрооптических характеристиках морской воды. Впервые схема лидарного зондирования была использована для измерения гидрооптических характеристик морской воды во время 5 рейса НИС «Дмитрий Менделеев» в 1970-м г. [18]. Измерения выполнялись на станциях в однородных по глубине прозрачных водах открытых районов океана с использованием устройства, погружаемого под поверхность воды. Начальная расходимость лазерного пучка составляла 0,17° (3 мрад), угол поля зрения приемной системы составлял 20° (349 мрад), база (расстояние между оптическими осями источника и приемника) — 1 м. Величина показателя поглощения рассчитывалась по скорости спада эхо-сигнала в диапазоне глубин 7–40 м. Применимость метода была продемонстрирована в достаточно широком диапазоне изменения показателя поглощения.

Форма эхо-сигнала описывается лидарным уравнением [7, 19, 48]. С учетом влияния вклада многократного рассеяния зависимость мощности эхо-сигнала P от времени t 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 — пропускание 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.

Связь $\beta(\theta, Z)$ с показателем рассеяния b (scattering coefficient) и индикатрисой рассеяния $x(\theta)$ (scattering phase function — SPF) определяется соотношениями:

$$\beta(\theta, Z) = \frac{b(Z)}{4\pi} x(\theta), \quad b(Z) = 2\pi \int_0^\pi \beta(\theta, Z) \sin \theta d\theta,$$

если индикатриса рассеяния удовлетворяет условию нормировки

$$\frac{1}{2} \int_0^\pi x(\theta) \sin \theta d\theta = 1.$$

Значения $\beta'(\pi)$ и α зависят от индикатрисы рассеяния $x(\theta)$, показателей поглощения a и рассеяния b и параметров лидарной системы, таких как высота установки лидара над поверхностью воды H и угол поля зрения приемника 2γ . Величина $\beta'(\pi)$ учитывает вклад в лидарный эхо-сигнал многократно рассеянного излучения [19]. При малых значениях t вклад многократно рассеянных фотонов практически отсутствует, поэтому на начальном участке спада эхо-сигнала $\beta'(\pi) \approx \beta(\pi)$. Значение экспоненты при малых t близко к 1, поэтому вершина эхо-сигнала несет информацию о $\beta(\pi)$ и при соответствующей калибровке позволяет определить значение этой характеристики. Зависимость α от гидрооптических характеристик, параметров лидарной системы и геометрии зондирования в предположении однородного распределения гидрооптических характеристик по глубине исследовано в [19] методом Монте-Карло. Расчеты выполнены для широкого диапазона изменения гидрооптических характеристик и реальной индикатрисы рассеяния, измеренной в Саргассовом море. В расчетах полагается, что источник излучает мононаправленный короткий лазерный импульс, описываемый δ -функцией Дирака, поверхность воды плоская, $H = 150$ м, диаметр приемной оптической системы $D = 300$ мм, $2\gamma = 1,2^\circ$ (20,4 мрад). Расчеты проведены для временного интервала 0–90 нс, что соответствует диапазону глубин 0–10 м.

Для оценки возможного вклада многократного рассеяния в лидарный эхо-сигнал при заданной геометрии вводится безразмерный параметр cR — отношение радиуса пятна на воде $R = H \tan \gamma$, с которого приемная оптическая система собирает рассеянное назад излучение, к длине свободного пробега фотона в воде, равной $1/c$. Результаты расчетов показали, что α в зависимости от cR меняется в диапазоне от показателя диффузного ослабления света K_d до показателя ослабления света морской водой c . В общем случае K_d зависит от условий освещения. В данном случае сравнение идет с K_d , рассчитанным для случая положения солнца в зените и отсутствию вклада атмосферы по формуле [49]:

$$K_d = 1,0395 \cdot D_0 (a + b_b), \quad (2)$$

где a — показатель поглощения света морской водой, b_b — показатель рассеяния назад, $D_0 = \frac{1-g}{\cos \theta_{0w}} + 1,197g$, θ_{0w} — угол преломления прямых солнечных лучей, g — доля диффузного излучения в общем потоке излучения, падающего на поверхность.

На рис. 1 показаны результаты расчетов зависимости отношений α/c (рис. 1, а) и α/K_d (рис. 1, б) от cR для различных значений параметра выживания фотона $\omega_0 = b/c$, где b — показатель рассеяния света морской водой. Из результатов расчета следует, что при малых значениях cR лидарный коэффициент ослабления α близок по своей величине к c . При $cR > 4$ –5 α близок к K_d . Малые значения cR , необходимые для регистрации c , технически реализуемы в судовых лидарах, но практически нереализуемы в авиационных.

Экспериментальные исследования зависимости α от cR выполнены в работе [4] для судового лидара. Для проведения исследования использовался лидар с переменным углом поля зрения приемного канала. Диапазон изменения 2γ составлял 2,3–11,5° (40–200 мрад). Высота установки лидара над поверхностью воды составляла 9 м. Лидарное зондирование сопровождалось сопутствующими измерениями a , c и показателя рассеяния назад b_b . Выполнялись расчеты с использованием лидарного уравнения и метода Монте-Карло. На рис. 2 показаны экспериментальные значения α для слоя 4–10 м в зависимости от угла поля зрения, полученные на станции в Желтом море. Погрешность определения измеряемой величины отмечена на рисунке вертикальными отрезками. Здесь же показаны результаты расчетов α по аналитической мо-

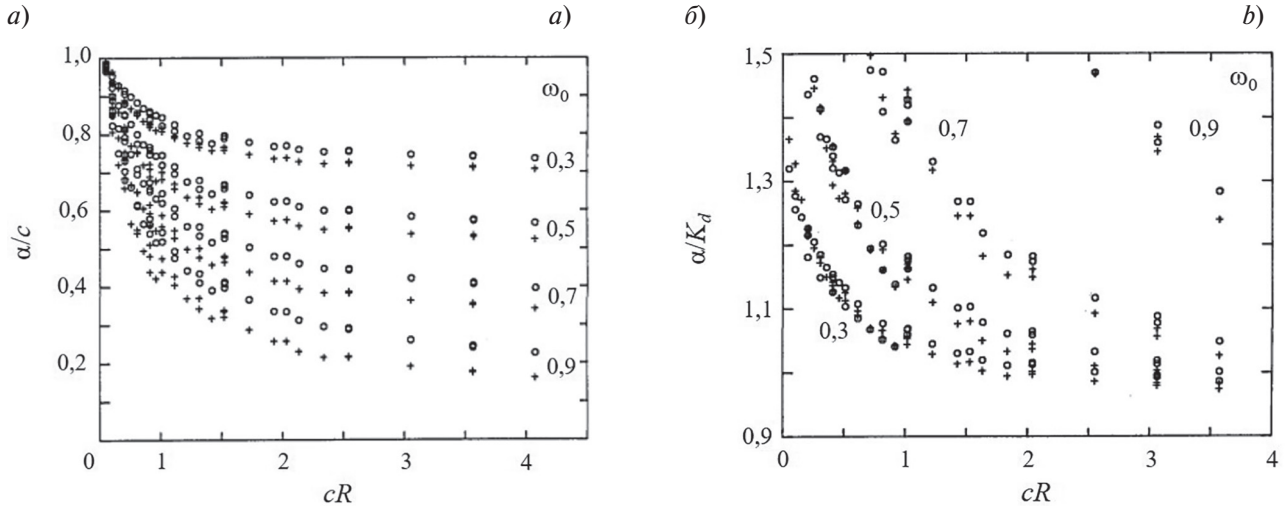


Рис. 1. Зависимость отношений α/c (а) и α/K_d (б) от cR для различных значений параметра выживания фотона ω_0 [19]

Fig. 1. Dependence of the α/c ratio (a) and the α/K_d ratio (b) on cR for various values of the single scattering albedo ω_0 [19]

дели и методом Монте-Карло. Сравнение экспериментальных данных и результатов численных расчетов показало хорошее соответствие (коэффициент детерминации $R^2 > 0,91$). Из приведенных на рисунке результатов следует, что лидарный α близок к K_d при $2\gamma = 11,5^\circ$ (200 мрад). Соответствующее значение cR составляет 0,42.

В работе [1] проведено исследование связи α и K_d с использованием судового лидара, установленного на высоте 4,3 м над поверхностью воды. Угол поля зрения приемной оптической системы лидара составляет 14° (244 мрад), соответствующие значения cR — 0,26–0,63. Сопоставление α , K_d , рассчитанного по формуле (2), и K_d , измеренного на станциях, показано на рис. 3. На рисунке представлены результаты определения указанных характеристик вдоль маршрута судна, проходящего через воды с различными значениями гидрооптических характеристик — области кокколитофоридных цветений, чистых олиготрофных вод и прибрежных замутненных вод. На всем маршруте судна наблюдается хорошее соответствие значений α и K_d .

Приведенные выше результаты исследований показывают, что авиационные и судовые лидары могут быть использованы для дистанционного измерения K_d в однородном по глубине верхнем слое морской воды. Проведение лидарной съемки с движущегося судна или авианосителя позволяет получить пространственные распределения значения K_d вдоль маршрута движения [1, 2, 50], а при соответствующей организации лидарной съемки — двухмерное (площадное) распределение [31]. Связь α и K_d зависит от величины угла поля зрения приемной системы

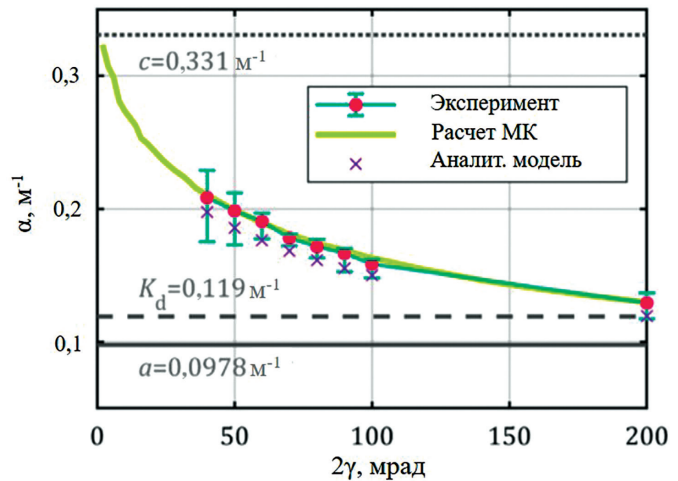


Рис. 2. Экспериментальные значения α для слоя 4–10 м в зависимости от угла поля зрения при $\omega_0 = 0,7$ [4]

Fig. 2. Experimental values of the lidar attenuation coefficient α at different FOVs ($\omega_0 = 0.7$) [4]

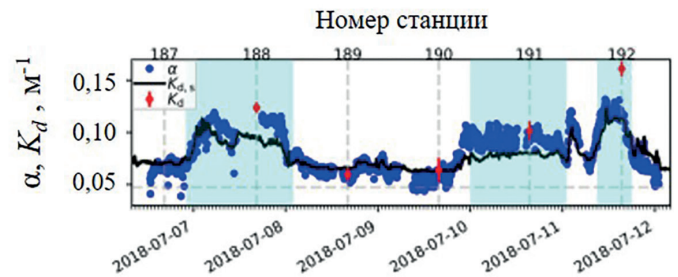


Рис. 3. Результат сопоставления пространственных распределений α и K_d вдоль маршрута судна [1]

Fig. 3. The result of comparing the spatial distribution of α and K_d along the vessel route [1]

2γ , высоты размещения лидара над поверхностью воды и значений гидрооптических характеристик. В дальнейшем необходимо исследовать зависимость значения угла поля зрения приемной системы $2\gamma'$, при котором $\alpha \approx K_d$ для широкого диапазона изменения гидрооптических характеристик, от высоты размещения лидара над поверхностью воды.

Дополнительные возможности по измерению гидрооптических характеристик открываются с использованием поляризационных лидаров, в которых производится одновременная регистрация ко- и кросс-поляризованных компонент лидарного эхо-сигнала. В [51] найдена связь профиля показателя рассеяния света морской водой с временной зависимостью степени поляризации рассеянного назад излучения. Степень поляризации лидарного сигнала $g(t)$ определяется формулой:

$$g(t) = \frac{P_{co}(t) - P_{cross}(t)}{P_{co}(t) + P_{cross}(t)}. \quad (3)$$

Предполагается, что угол поля зрения приемной оптической системы лидара много больше исходной расходимости источника излучения. Предполагается также, что ϕ — фактор деполяризации, зависящий от значений диагональных элементов матрицы Мюллера M_{11} и M_{22} и индикатрисы рассеяния, а также отношение M_{11}/M_{22} меняются с глубиной значительно слабее, чем показатель рассеяния b . Это предположение оправдано, когда изменения значений этих величин с глубиной определяются изменением концентрации рассеивающих частиц, а форма, распределение частиц по размерам и показатель преломления с глубиной не меняются. В указанных предположениях получено следующее выражение:

$$b\left(t = \frac{2Z}{c_w}\right) = -\frac{1}{\phi c} \frac{d}{dt} \ln g(t). \quad (4)$$

Трудность практического использования данного выражения связана с недостатком априорной информации о возможных значениях фактора деполяризации ϕ . В работе [7] путем сравнения данных лидарных и сопутствующих измерений найдено значение $\phi = 0,025$ для океанских вод с показателем ослабления $c = 0,2-0,4 \text{ м}^{-1}$ и $\omega_0 = 0,8$. Для других условий это значение требует уточнения. В указанной работе получено хорошее согласие рассчитанных значений профиля b и измеренных *in situ* профилей c . Прямых сопоставлений рассчитанных значений b с значениями b , измеренными *in situ*, в этой работе не проводилось.

В работе [52] предложен алгоритм получения ряда первичных гидрооптических характеристик из данных двухканального лидара, в котором приемники в каналах имеют разную диаграмму направленности, одна из которых имеет сложную угловую зависимость. Использование алгоритма не предполагает однородность вертикального распределения исследуемого слоя. К настоящему времени этот алгоритм не получил экспериментальной реализации и не сформулированы количественные требования к используемой аппаратуре.

3.2. Определения гидрооптических характеристик с использованием лидаров высокого спектрального разрешения

В соответствии с уравнением (1) одновременно измерить $\alpha(z)$ и $\beta(\pi, z)$ можно только в случае однородного по глубине участка трассы зондирования и наличия радиометрической калибровки лидарной системы [53]. Возможность одновременного измерения этих величин может быть достигнута с использованием морского лидара высокого спектрального разрешения (HSRL — high spectral resolution lidar). Такой лидар позволяет получить $\alpha(z)$ и $\beta(\pi, z)$ из лидарных эхо-сигналов путем спектрального разделения компонент, сформированных упругим рассеянием и рассеянием Мандельштама-Бриллюэна (М-Б), характеризующимся сдвигом длины волны порядка пикометров. Первоначально эта методика была разработана при лидарном зондировании атмосферы [54]. Она сочетает методы регистрации временных и спектральных характеристик эхо-сигналов [55–57].

В лидарах высокого спектрального разрешения зондирование осуществляется импульсным излучением на длине волны вблизи 532 нм с высокой степенью монохроматизации (ширина полосы менее 1 пм). Эхо-сигнал состоит из набора компонент, сформированных рэлеевским рассеянием на молекулах воды (R), рассеянием на взвешенных частицах, содержащихся в морской воде (p), рассеянием М-Б, комбинационным рассеянием на молекулах воды, флуоресценцией хлорофилла «а» и окрашенного растворенного органического вещества (ОРОВ). Сигналы комбинационного рассеяния и флуоресценции имеют значительное смещение по длине волны и могут быть отфильтрованы интерференционными фильтрами. Приемная оптическая система лидара регистрирует компоненты, сформированные рэлеевским рассеянием на молекулах воды и рассеянием на частицах, а также компоненту, сформированную рассеянием М-Б. Спек-

тральные компоненты рассеяния М-Б смещены относительно центральной полосы зондирования примерно на 7–8 ГГц (менее 10 пм) слева и справа от неё и имеют ширину около 1 ГГц (около 1 пм). Принятый эхо-сигнал с помощью светоделительного устройства направляется на два фотоприемных канала. Первый канал (combined channel) регистрирует полный сигнал обратного рассеяния, а второй канал (MB channel) — только сигнал рассеяния М-Б. В качестве спектрального дискриминатора во втором канале, полностью подавляющего излучение на несмещенной длине волны, могут быть использованы, например, интерферометр Майкельсона [58] или ячейка на парах йода, одна из линий поглощения которой при заданной температуре совпадает с линией зондирующего излучения [56].

Эхо-сигнал первого канала можно представить в виде:

$$P_{comb}(z) \sim P_R \beta_R(\pi, z) \exp\left(-2 \int_0^z \alpha_R(z') dz'\right) + P_p \beta_p(\pi, z) \exp\left(-2 \int_0^z \alpha_p(z') dz'\right) + P_{MB} \beta_{MB}(\pi, z) \exp\left(-2 \int_0^z \alpha_{MB}(z') dz'\right), \quad (5)$$

где $\alpha(z)$ и $\beta(\pi, z)$ — соответствующие коэффициенты лидарного эхо-сигнала в зависимости от характера рассеяния, а P_R, P_p, P_{MB} — калибровочные коэффициенты, определяющиеся параметрами используемого лидара.

Сигнал во втором канале можно представить в виде:

$$P_{MB}(z) \sim P_{MB} \beta_{MB}(\pi, z) \exp\left(-2 \int_0^z \alpha_{MB}(z') dz'\right). \quad (6)$$

В следствие малого смещения длины волны излучения М-Б $\alpha_R(z) = \alpha_p(z) = \alpha_{MB}(z)$. Соотношение интенсивностей релеевского рассеяния и рассеяния М-Б оценивается отношением Ландау-Плачека. Для указанных длин волн и диапазона возможных температур приповерхностного слоя это отношение составляет 0,02 [59]. В связи с этим, компонентой релеевского рассеяния можно пренебречь. При тех же условиях значение $\beta_{MB}(\pi)$ не зависит от глубины и является практически постоянной величиной [60]. Таким образом, в эхо-сигнале первого канала остается 2 компоненты — эхо-сигнал рассеяния на частицах и эхо-сигнал рассеяния М-Б. Получается система из двух уравнений с двумя неизвестными — $\alpha_{MB}(z)$ и $\beta_p(\pi, z)$. Эхо-сигнал рассеяния М-Б регистрируется во втором канале и позволяет определить $\alpha_{MB}(z)$. В соответствии с результатами работы [61] с учетом известного значения пропускания М-Б канала (T_{MB}) можно записать выражение для расчета значения $\beta_p(\pi, z)$:

$$\beta_p(\pi, z) = \beta_{MB}(\pi, z) \frac{T_{MB} P_{comb}(z)}{P_{MB}(z) - 1}. \quad (7)$$

В случае, если угол поля зрения приемной системы лидара высокого спектрального разрешения достаточно большой, $\alpha \approx K_d$. Значение $\beta_p(\pi, z)$ позволяет оценить значение показателя рассеяния назад частицами b_{bp} [62]:

$$b_{bp}(z) = 2\pi\chi\beta_p(\pi, z), \quad (8)$$

где χ — коэффициент, связывающий b_{bp} и $\beta_p(\pi, z)$ и зависящий от вида индикатриссы рассеяния. В лидарных исследованиях разными коллективами были получены оценки коэффициента χ , значения которого меняются в диапазоне от 0,5 [62] до 1 [53].

Испытание лидаров высокого спектрального разрешения авиационного [55, 57] и судового [56] базирования были выполнены в однородных по глубине водах. Анализ результатов исследований показывает высокую степень соответствия данных о величинах K_d и b_{bp} , полученных лидарным методом и *in situ*, для глубин до 30 м. В рамках авиационно-судового эксперимента, проведенного в северной Атлантике, коэффициенты корреляции для величины K_d составил 0,90, а для величины b_{bp} — 0,94 [57].

В дальнейшем с использованием HSRL интересно исследовать возможность измерения величин K_d и b_{bp} в широком диапазоне их изменчивости.

3.3. Регистрация подповерхностных слоев повышенного светорассеяния

Возможность регистрации вертикального профиля гидрооптических характеристик приповерхностного слоя является важным достоинством метода лидарного зондирования. В частности, радиометрические лидары позволяют регистрировать подповерхностные слои повышенного светорассеяния и оценивать их параметры. Светорассеивающие слои проявляются на спаде эхо-сигнала в виде локальных максимумов, положение которых даёт информацию о глубине залегания слоя. Такие слои могут быть образованы как

фито- и зоопланктоном, так и минеральной взвесью. Важность изучения подповерхностных слоев обусловлена рядом причин. Пассивные спутниковые методы, дающие информацию о горизонтальных распределениях концентрации планктона и взвешенного вещества в относительно тонком поверхностном слое, не учитывают вклад заглубленных слоев, в которых концентрация может существенно возрасти. Использование данных лидарного зондирования позволяет корректировать результаты расчета биомассы планктона, проводимые по спутниковым данным в исследуемом районе [63, 64]. Во многих случаях подповерхностные слои повышенного светорассеяния приурочены к положению пикноклина. Лидарная регистрация пространственно-временной изменчивости положения светорассеивающих слоев позволяет получать информацию о гидрологических процессах в приповерхностном слое [12, 13].

Лидарный метод обладает высокой чувствительностью к изменчивости гидрооптических характеристик, позволяющей регистрировать их относительно небольшие изменения. На рисунке 4 показан пример регистрации слоя, расположенного на глубине 24,5 м, в котором увеличение показателя ослабления составило всего 10% от фонового [38]. Измерения были выполнены с использованием судового поляризационного лидара СПЛ-1 (разработка ИО РАН [38]) на станции в Южной Атлантике. Зондирование сопровождалось синхронными измерениями профиля показателя ослабления и температуры, выполненных погружаемым прозрачномером. Обработка лидарных эхо-сигналов производилась методом базового сигнала [38]. Приведенный профиль b_{eff} является результатом вычитания из лидарного эхо-сигнала функции аппроксимации, построенной по вышележащему квазиоднородному слою. Такой метод позволяет определить глубину залегания, толщину и структуру слоя, но не дает возможности определить значения гидрооптических характеристик в слое.

Регистрации подповерхностных слоев повышенного светорассеяния, формирующихся под воздействием разных факторов (апвеллинги, течения, речной сток, вихри) с помощью авиационного лидара FLOE, посвящен цикл работ [6, 65–67]. Алгоритм обработки кросс-поляризованной компоненты эхо-сигнала включал следующие этапы: усреднение результатов 100 зондирований, корректировка геометрического фактора (ослабления, пропорционального квадрату дистанции), вычитание функции экспоненциального затухания (показатель экспоненты определялся по двум точкам на эхо-сигнале, соответствующим глубинам 2 м и 0,8 от максимальной глубины зондирования), компенсация экспоненциального затухания выявленных неоднородностей на спаде эхо-сигнала. Такая обработка позволяет оценить глубину залегания, структуру и относительную величину слоя, но не дает возможности получать абсолютные значения гидрооптических характеристик. Пример зарегистрированного в заливе Аляска тонкого светорассеивающего слоя, образованного, предположительно, планктоном, показан на рис. 5.

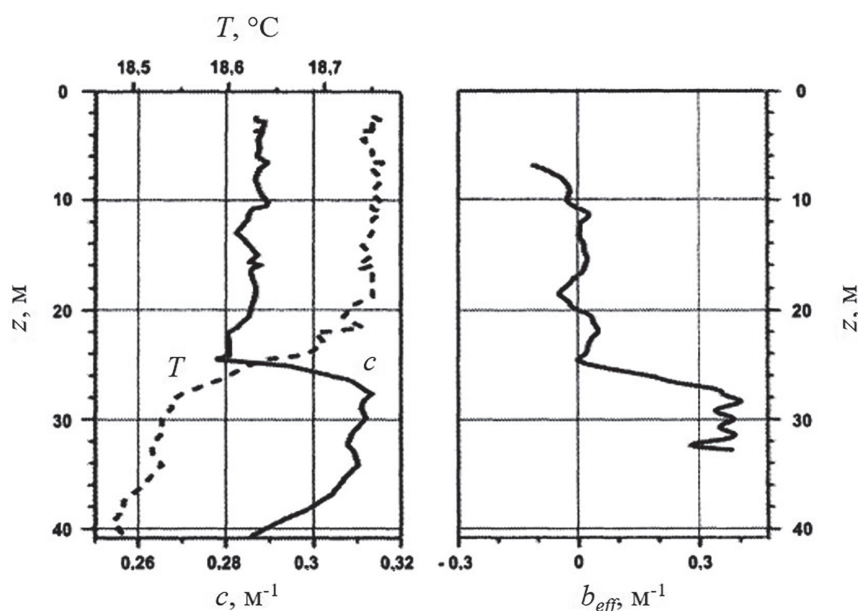


Рис. 4. Пример лидарной регистрации слоя, расположенного на глубине 24,5 м, на станции в Южной Атлантике (33°30' ю. ш., 40°50' з. д.) [38]

Fig. 4. An example of lidar sounding of a scattering layer located at a depth of 24.5 m at a station in the South Atlantic (33°30' S, 40°50' W) [38]

Дополнительные возможности регистрации слоев повышенного светорассеяния дает поляризационная методика зондирования, при которой одновременно регистрируются две ортогонально поляризованные компоненты эхо-сигнала. Деполяризация эхо-сигнала $\delta(z)$, равная:

$$\delta(z) = \frac{P_{cross}(z)}{P_{co}(z)}, \quad (9)$$

чувствительна к изменению концентрации взвеси. Вертикальный профиль деполяризации хорошо отражает наличие слоев повышенного светорассеяния на дистанции зондирования [2, 45]. Рост значений $\delta(z)$ наблюдается при возрастании вклада многократного рассеяния, связанного с превышением концентраций частиц в слое относительного фона, и при однократном рассеянии асферическими частицами планктона и взвеси. Кроме того, эффект двулучепреломления, возникающий на кальците в составе частиц кокколитофоридов, также является причиной деполяризации света в воде [1, 68].

Поляризационный метод [7] позволяет рассчитывать по временной зависимости степени деполяризации $g(t)$ (3) вертикальный профиль показателя рассеяния $b(z)$ (4). Важно отметить, что $b(z)$ более чувствителен к изменениям количественного и качественного состава взвеси, чем $\beta(\pi)$. Пример придонного слоя, образованного, предположительно, минеральной взвесью, зарегистрированного с использованием авиационного лидара АПЛ, приведен на рис. 6. Представлен 16-километровый участок разреза, выполненного над мелководным атлантическим шельфом вблизи побережья США. Наличие слоя было подтверждено синхронными сопутствующими измерениями показателя ослабления, выполненными погружаемым прозрачномером с борта судна. Профиль дна построен также по данным лидарного зондирования.

Возможности по регистрации светорассеивающих слоев с использованием радиометрических лидаров продемонстрированы в разных районах — вблизи атлантического побережья [6], Восточно- и Южно-Китайские моря [33, 69], Баренцево море [31], а также во внутренних водоемах — озера Йеллоустоун [70] и озера Цяньдаоху [71].

При продолжении исследований возможностей лидарной регистрации наличия светорассеивающих слоев и их структуры следует повысить разрешающую способность лидара, а также разработать новые алгоритмы получения профилей абсолютных значений гидрооптических характеристик без привлечения данных сопутствующих измерений.

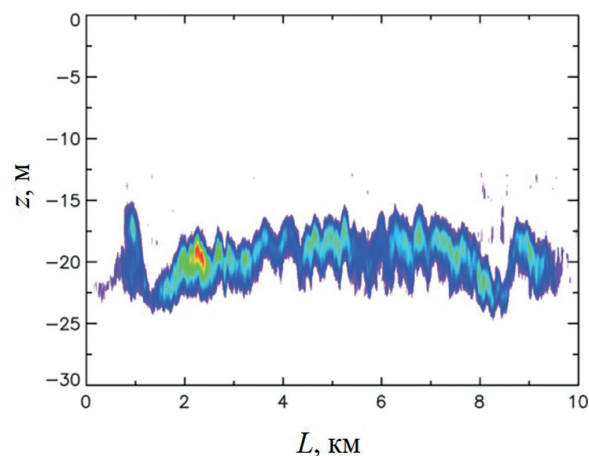


Рис. 5. Тонкий светорассеивающий слой, зарегистрированный с использованием авиационного лидара [6]

Fig. 5. Thin scattering layer registered using airborne lidar [6]

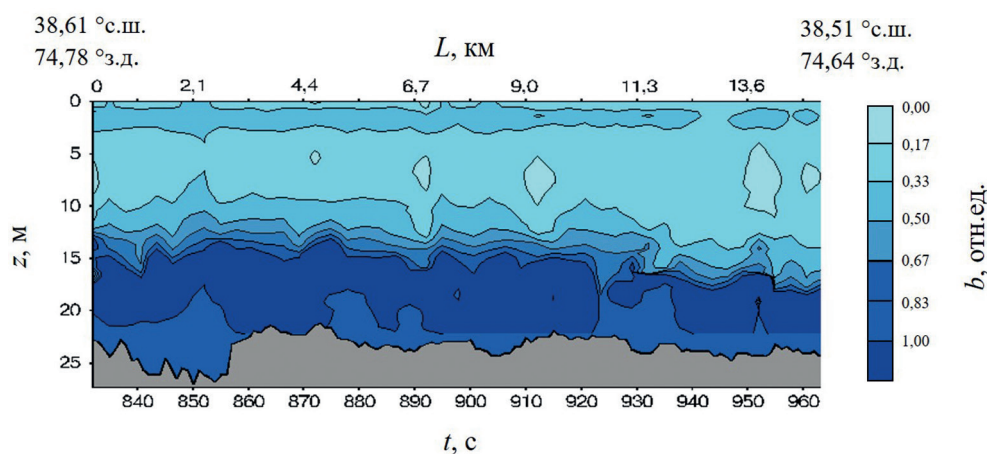


Рис. 6. Придонный слой повышенного светорассеяния, зарегистрированный с использованием авиационного лидара АПЛ [7]

Fig. 6. Bottom scattering layer registered using the APL airborne lidar [7]

3.4. Наблюдение внутренних волн

Лидарная регистрация вертикальных профилей гидрооптических характеристик открывает возможности наблюдения внутренних волн и оценки их параметров. Во многих случаях параметры стратификации гидрооптических характеристик хорошо коррелируют с параметрами стратификации гидрологических характеристик, в частности, слой повышенного градиента изменения показателя ослабления или слой повышенного светорассеяния бывают приурочены к положению пикноклина. Например, для ряда морей России (Белое море, прибрежные районы Баренцева моря, Карское море) в летний период экспериментально зарегистрирована высокая корреляция между горизонтом максимального градиента изменения показателя ослабления и глубиной залегания пикноклина (коэффициент корреляции равен 0,9) [72]. Это позволяет оценивать глубину залегания пикноклина по данным лидарного зондирования, а при соответствующей организации лидарной съёмки регистрировать внутренние волны и оценивать их характеристики.

Первые экспериментальные наблюдения внутренних волн с помощью морских лидаров были проведены в 1970–80-х гг. [11, 73]. В обоих случаях использовались морские лидары, погруженные в шахту судна. Внутренние волны были зарегистрированы на глубинах 40–50 м. В работе [11] прохождение внутренней волны было подтверждено данными контактных измерений с использованием гирлянды распределенных температурных датчиков. При этом о проведении сопутствующих измерений величин и вертикальных профилей гидрооптических характеристик не сообщается, что затрудняет анализ представленных данных.

Процессам формирования лидарных изображений внутренних волн в водах с различными типами стратификации гидрооптических характеристик посвящена серия работ [74–79]. Лидарным изображением называется мощность лидарного эхо-сигнала как функция горизонтальной координаты положения лидара x и глубины z , с которой приходит сигнал [74]. Для формирования лидарного изображения задается модельный профиль плотности $\rho(z)$ и соответствующий ему профиль показателя ослабления $c(z)$. Модуляция профилей под действием внутренней волны осуществляется периодической функцией с параметрами, рассчитанными для данной стратификации $\rho(z)$. Изображение внутренней волны формируется за счет движения лидара вдоль оси x , совпадающей с направлением распространения внутренней волны, со скоростью, много большей скорости её распространения. Авторы выделяют две компоненты формирования лидарного изображения внутренней волны — отражательное и теневое. Отражательное изображение внутренней волны формируется вследствие локальных возмущений профиля показателя рассеяния назад в области внутренней волны и описывается соответствующим множителем в лидарном уравнении (1). Теневое изображение формируется в результате вариации потерь при прямом и обратном прохождении светового импульса через водный слой, в котором внутренняя волна нарушила горизонтальную однородность гидрооптических характеристик. Оно несет информацию о возмущениях коэффициента пропускания этого слоя и описывается экспоненциальным множителем в уравнении (1) [74].

Наиболее благоприятным для лидарной регистрации внутренних волн является случай наличия слоя повышенного светорассеяния, приуроченного к положению пикноклина. Результаты расчетов лидарного изображения внутренней волны для этого случая представлены на рис. 7. На рис. 7, *а* изображен модельный профиль $c(z)$, на рис. 7, *б* — лидарное изображение одного полупериода внутренней волны первой моды при вертикальном движении жидкости в сторону увеличения глубины. Слою повышенного светорассеяния соответствует пик на спаде эхо-сигнала. В лидарном изображении присутствуют обе компоненты — отражательная и теневая. Отражательное изображение сформировано одиночным слоем повышенного светорассеяния. Теневое изображение проявляется в ослаблении сигналов, приходящих из водной толщи, расположенной ниже этого слоя. Оно возникает вследствие увеличения толщины верхнего более мутного слоя под влиянием внутренней волны. Вид лидарного изображения показывает, что для регистрации внутренней волны необходимо отслеживать положение пика на спаде лидарного эхо-сигнала (позволяет определить амплитуду и период внутренней волны), либо амплитуду на фиксированной глубине под светорассеивающим слоем (позволяет определить период внутренней волны) [77].

О регистрации внутренних волн в натурных условиях при наличии слоя повышенного светорассеяния на небольшой глубине сообщается в работах [12, 13]. Лидарная съёмка в [12] проводилась вблизи тихоокеанского побережья штата Вашингтон в проливе Хуан-де-Фука. Сопутствующие измерения *in situ*, выполненные в районе съёмки показали наличие слоев повышенного светорассеяния на глубинах 4–10 м. Использован авиационный поляризационный лидар FLOE (см. раздел 2). Обработка данных лидарной съёмки производилась методом, описанным в разделе 3.3. Результаты обработки представлены на рис. 8. В результате прохождения внутренней волны глубина залегания слоя менялась от 4 до 7,5 м (рис. 8, *а*). Другой пример лидарной регистрации внутренней волны в том районе при глубине залегания слоя повышенного светорассеяния более 10 м показан на рис. 8, *б*.

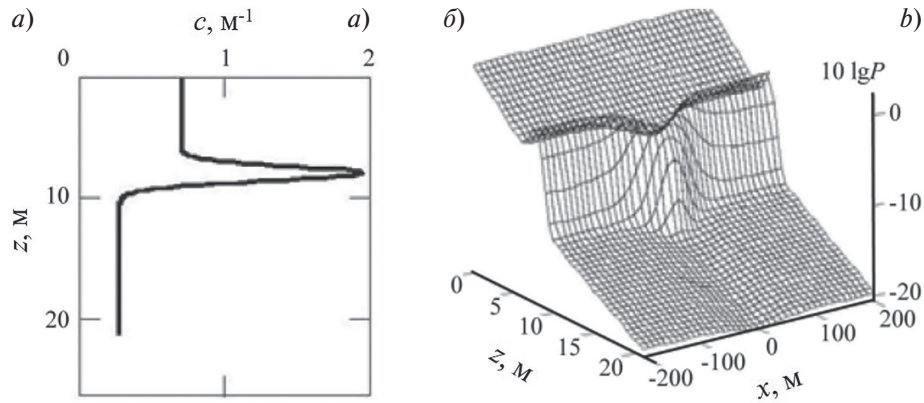


Рис. 7. Результат расчета лидарного изображения внутренней волны при наличии слоя повышенного светорассеяния: *a* — модельный профиль $c(z)$; *b* — лидарное изображение полупериода внутренней волны [77]

Fig. 7. The result of simulations of the lidar IW image in the presence of a scattering layer: *a* — the model profile of $c(z)$; *b* — the lidar image of the half-period of the internal wave [77]

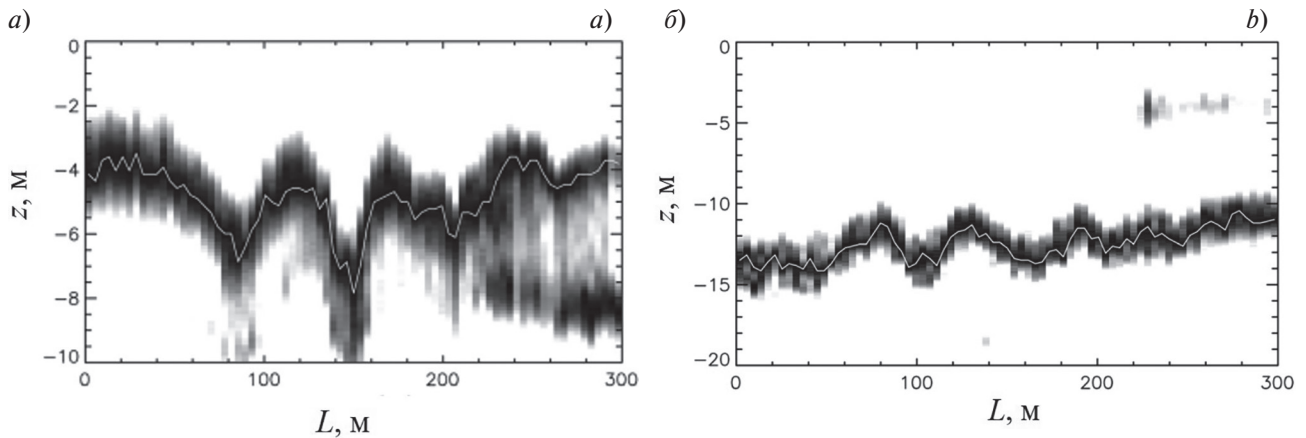


Рис. 8. Распределения положения светорассеивающих слоев, залегающих на глубине 4,5 м (*a*) и 14 м (*b*), вдоль трассы полета самолета в местах прохождения внутренних волн [12]

Fig. 8. The positioning of the scattering layers located at depths of 4.5 m (*a*) and 14 m (*b*) along the flight path of the aircraft at the locations where the IWs pass [12]

Модельный профиль $c(z)$ для случая двухслойной стратификации с более мутным верхним слоем показан на рис. 9, *a*. Результаты расчета лидарного изображения одного полупериода внутренней волны представлены на рис. 9, *b*. В области границы между слоями наблюдается изменение формы спада эхо-сигнала. В верхней части водного слоя наблюдается слабое отражательное изображение, выраженное в увеличении мощности сигнала, а в нижней — теневое, выраженное в ослаблении сигнала. Регистрация внутренней волны возможна при отслеживании глубины области перегиба спада эхо-сигнала и амплитуды над и под перегибом.

Результаты наблюдения внутренних волн в натурных условиях при двухслойной стратификации гидрооптических и гидрологических характеристик представлены в работах [14, 15]. Лидарная съемка проводилась в прибрежных районах Черного моря с использованием судового поляризационного лидара ПЛД-1 (см. раздел 2). Для обработки данных лидарной съемки использовались аппроксимационный метод и метод вейвлет-анализа. Аппроксимационный метод позволяет отслеживать глубину перегиба спада эхо-сигнала. Суть аппроксимационного метода заключается в выделении квазиоднородных участков спада эхо-сигнала и подборе для них параметров аналитической функции аппроксимации, вид которой следует из лидарного уравнения (1). Границы участков аппроксимаций определялись по особенностям формы затухания эхо-сигнала с глубиной. Критерием правильности выбора интервалов глубин и параметров аппроксимации

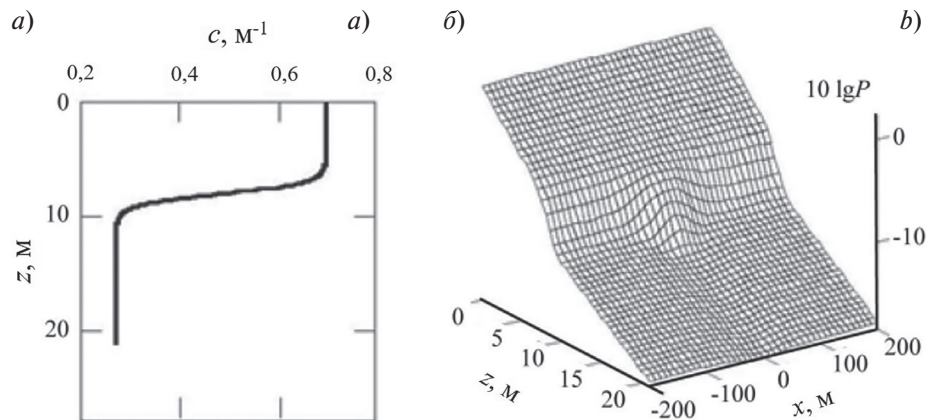


Рис. 9. Результат расчета лидарного изображения внутренней волны для случая двух-слойной стратификации с более мутным верхним слоем: *a* — модельный профиль $c(z)$; *б* — лидарное изображение полупериода внутренней волны [77]

Fig. 9. The result of simulation of the lidar IW image for the case of two-layer stratification with a more turbid upper layer, *a* — the model profile of $c(z)$, *b* — the lidar image of the half-period of the IW [77]

является точность аппроксимации заданных участков, оцениваемая методом наименьших квадратов. Точка пересечения аппроксимационных кривых участков спада эхо-сигнала является характерной точкой, указывающей положение границы между слоями. На рис. 10, *a* показан профиль гидрологических характеристик морской воды и показателя ослабления, зарегистрированный в точке лидарного зондирования. На рис. 10, *б* показано положение верхней и нижней границ слоя повышенного изменения градиента

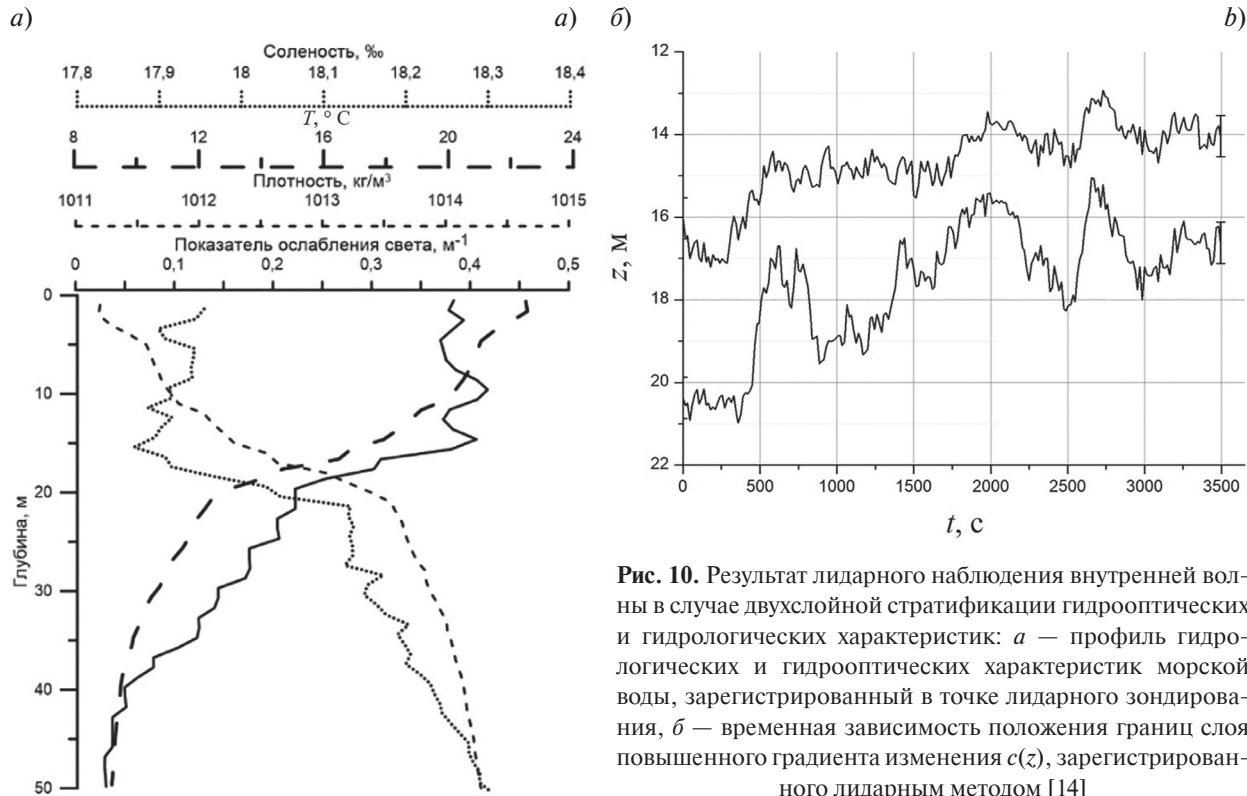


Рис. 10. Результат лидарного наблюдения внутренней волны в случае двухслойной стратификации гидрооптических и гидрологических характеристик: *a* — профиль гидрологических и гидрооптических характеристик морской воды, зарегистрированный в точке лидарного зондирования, *б* — временная зависимость положения границ слоя повышенного градиента изменения $c(z)$, зарегистрированного лидарным методом [14]

Fig. 10. The result of lidar IW observation in the case of two-layer stratification of hydrooptical and hydrological characteristics: *a* — the distribution of the hydrological and hydrooptical characteristics of seawater recorded simultaneously with the lidar sounding, *b* — the time dependence of the position of the boundaries of the layer of the increased gradient of change $c(z)$ recorded by the lidar method [14]

показателя ослабления, зарегистрированных в результате обработки кросс-поляризационной компоненты лидарного эхо-сигнала. Погрешность измерения глубины составляла 45 см. Данные лидарного зондирования позволили зарегистрировать периодическое изменение положения этого слоя. Полученный результат позволяет оценить амплитуду и период изменения положения слоя. Максимальная зарегистрированная амплитуда составляет 3 м, а средний период колебаний — 8,5 мин. Эти значения характерны для короткопериодных внутренних волн, распространяющихся в районе работ [80, 81]. Другой метод обработки массива данных лидарной съемки основан на спектральном анализе изменения амплитуд эхо-сигналов с фиксированных глубин. В этом случае анализ данных лидарного зондирования представляет собой задачу поиска квазипериодических изменений амплитуды лидарного эхо-сигнала на заданных горизонтах. Такой метод позволяет определить период и локализацию квазипериодических процессов. Результат обработки рассматриваемой серии зондирований показал наличие квазипериодической структуры с периодом в диапазоне от 6 до 10 мин на глубинах 16–20 м [15].

Случай, при котором $\rho(z)$ и $c(z)$ линейно убывают с глубиной, является неблагоприятным вариантом для лидарной регистрации внутренних волн. Расчеты показали, что в этом случае изменения потерь при прямом и обратном прохождении сигнала через водный слой «замазывают» информацию об изменениях профиля показателя рассеяния назад. В результате эхо-сигнал монотонно спадает с глубиной. Регистрация внутренней волны возможна при анализе пространственного распределения амплитуды эхо-сигнала на фиксированных глубинах или скорости спада эхо-сигнала на достаточно коротких участках подводной трассы зондирования.

Рассмотренные модельные ситуации позволяют понять процесс формирования лидарных изображений внутренних волн. Но они не исчерпывают ситуаций, встречающихся в реальных водах, где, как правило, наблюдается сочетание рассмотренных распределений.

3.5. Применение лидаров в промысловой океанологии

Впервые возможность использования лидаров для обнаружения, регистрации и оценки характеристик косяков пелагических рыб была продемонстрирована в конце 70-х годов прошлого века [20, 21]. С конца 1980-х гг. проводились систематические исследования в этой области. Целью исследования было получение количественных оценок (пространственные размеры, положение, численность, средняя плотность косяков, величина биомассы), картирование пространственного распределения концентрации рыбы, оценки дальности действия лидаров в разных условиях, сравнения возможностей лидара с возможностями традиционных средств и определения места лидарного зондирования в комплексе методов и средств исследования рыбных запасов [8, 9, 82–86].

При лидарной локализации рыбных косяков используются зондирующие пучки с достаточно большой расходимостью. Для регистрации рыбных косяков используются сигналы кросс-поляризованной компоненты лидарного эхо-сигнала [9]. Попадание рыбы в лазерный пучок приводит к появлению дополнительного вклада в амплитуду эхо-сигнала на соответствующей глубине, зависящего от коэффициента отражения рыбы. В предположении однородного по гидрооптическим характеристикам слоя воды множитель $\beta'(\pi, z)$ в лидарном уравнении (1) можно заменить на следующее выражение — $\beta'(\pi, z) = \beta_f(\pi, z) + \beta_w(\pi, z)$, где β_f и β_w — коэффициенты обратного рассеяния рыбы и воды, соответственно [9]. Обработка лидарных эхо-сигналов с целью поиска рыб аналогична обработке сигналов в присутствии светорассеивающих слоев. Она позволяет разделить сигналы на две составляющие — от воды и от рыбного косяка. Форма эхо-сигнала позволяет оценить размеры рыбного косяка. Абсолютная калибровка лидара для разных видов рыб была выполнена в лаборатории, а также в глубоководном бассейне с живыми рыбами [9, 87]. Такая калибровка позволяет оценивать плотность рыбного косяка и величину биомассы для разных видов рыб [9, 82, 86, 87]. Пример регистрации авиационным лидаром FLOE косяка сардин показан на рис. 11.

В 2001–2007 гг. выполнялась регулярная авиационная лидарная съемка промысловых акваторий

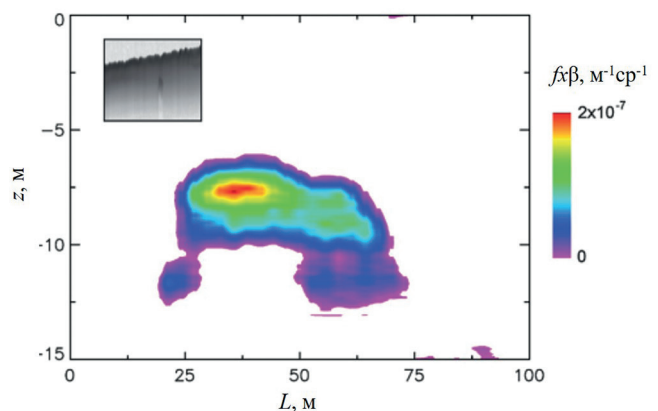


Рис. 11. Прокалиброванные значения величины кросс-поляризованной компоненты эхо-сигнала от косяка сардин вдоль трассы полета самолета в зависимости от глубины [88]

Fig. 11. Calibrated values of the cross-polarized echo signal from a school of sardines along the aircraft flight path [88]

Баренцевого, Норвежского и Северного морей с использованием специально разработанных авиационных лидаров ПАЛ-1 и ПАЛ-1М (см. п. 2.2) с борта самолета лаборатории Ан-26 «Арктика» [89–91]. Результаты съемки оформлялись в форме лидарограмм, показывающих форму и размеры рыбных косяков, и карт с указанием зарегистрированных мест скопления рыбы. Данные лидарной съемки использовались для оценки промыслового потенциала исследуемых акваторий.

4. Заключение

Лидарное зондирование морских акваторий развивается почти пол века. За это время разработаны интересные образцы морских лидаров, в том числе поляризационные. Непрерывно совершенствуются конструкции лидаров в первую очередь за счет появления широкополосных АЦП с высокой частотой дискретизации. Разработаны методы определения гидрооптических характеристик приповерхностного слоя, слоев повышенного светорассеяния, наблюдения внутренних волн и решения задач промысловой океанологии.

Среди первоочередных задач при совершенствовании конструкций морских лидаров можно выделить повышение пространственного разрешения за счет сокращения длительности зондирующего импульса и увеличения временного разрешения приемо-региструющей системы, увеличение динамического диапазона регистрирующей системы для обеспечения больших глубин зондирования, оптимизацию параметров лидаров с учетом требований конкретных задач, а также создание малогабаритных и автономных лидарных систем, работающих без участия оператора.

При развитии теории лидарного зондирования особое внимание следует уделить разработке методов решения обратных задач определения различных гидрооптических характеристик и их пространственных распределений для разных условий зондирования без привлечения данных сопутствующих измерений. Следует обратить внимание также на разработку методов поляризационного зондирования, обеспечивающих ряд дополнительных возможностей.

Перспективными представляются размещение автономных морских лидаров на беспилотных летательных аппаратах, а также проведение лидарного зондирования с высоко летящих авианосителей.

Финансирование

Работа была выполнена в рамках государственного задания ИО РАН по теме № FMWE-2024–0028.

Funding

The review was conducted as part of a state assignment of the Shirshov Institute of Oceanology No. № FMWE-2024-0028.

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, № 15. P. 4650–4662. <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.
3. 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. doi:10.59887/2073-6673.2023.16(4)-9
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. doi: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. doi: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, N 4. P. 778–789. doi: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, N 24. P. 4353–4364. doi:10.1364/AO.40.004353
8. 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. doi:10.1109/LO.2014.6886388
9. Churnside J.H., Wilson J.J., Tatarskii V.V. Airborne lidar for fisheries applications // *Optical Engineering*. 2001. Vol. 40. P. 406–414. doi:10.1117/1.1348000

10. Churnside J.H., Brown E.D., Parker-Stetter S. et al. Airborne remote sensing of a biological hot spot in the southeastern Bering Sea // *Remote Sensing*. 2011. Vol. 3, N 3. P. 621–637. doi:10.3390/rs3030621
11. 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, N 4. P. 707–715. doi:10.1080/014311698215946
12. 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, N 1. P. 063611–063611. doi:10.1117/1.JRS.6.063611
13. Churnside J.H., Ostrovsky L.A. Lidar observation of a strongly nonlinear internal wave train in the Gulf of Alaska // *International Journal of Remote Sensing*. 2005. Vol. 26, N 1. P. 167–177. doi:10.1080/01431160410001735076
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. doi:10.7868/S2073667321030084
15. 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. doi:10.48612/fpg/26nu-3hte-3n48
16. Kattawar G.W., Plass G.N. Time of Flight Lidar Measurements as an Ocean Probe // *Applied Optics*. 1972. Vol. 11, N 3. P. 662. doi:10.1364/ao.11.000662
17. Hoge F.E., Swift R.N., Frederick E.B. Water depth measurement using an airborne pulsed neon laser system // *Applied Optics* 1980. Vol. 19. P. 871–883. doi:10.1364/AO.19.000871
18. Браво-Животовский Д.М., Гордеев Л.Б., Долин Л.С., Моченев С.Б. Определение показателей поглощения и рассеяния морской воды по некоторым характеристикам светового поля искусственных источников света // *Гидрофизические и гидрооптические исследования в Атлантическом и Тихом океанах. По результатам исследований в 5-м рейсе НИС «Дмитрий Менделеев»*. Глава 5. С. 153–158 / Под ред. А.С. Мониной, К.С. Шифрина. М. Наука, 1974. 328 с.
19. Gordon H.R. Interpretation of airborne oceanic lidar: effects of multiple scattering // *Applied Optics*. 1982. Vol. 21, N 16. P. 2996–3001.
20. Squire J.L., Krumboltz H. Profiling pelagic fish schools using airborne optical lasers and other remote sensing techniques // *Marine Technology Society Journal*. 1981. Vol. 15. P. 27–31.
21. Fredriksson K., Galle B., Nystrom K., Svanberg S., Ostrom B. Underwater laser-radar experiments for bathymetry and fish-school detection // *Chalmers Univ. of Tech., Göteborg Inst. of Physics Rep. GIPR-162*. 1978. 28 p.
22. Браво-Животовский Д.М., Долин Л.С., Савельев В.А. и др. Оптические методы диагностики океана. Лазерное дистанционное зондирование // *Дистанционные методы изучения океана*. Горький: ИПФ АН СССР, 1987. С. 84–125.
23. Гольдин Ю.А., Лучинин А.Г. Авиационные лидарные методы исследования вертикальной структуры оптических характеристик верхнего слоя океана // *Приповерхностный слой океана: физические процессы и дистанционное зондирование* / Под ред. Е.Н. Пелиновского, В.И. Таланова. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1999. С. 345–381.
24. Churnside J.H. Review of profiling oceanographic lidar // *Optical Engineering*. 2014. Vol. 53, N 5. P. 051405–051405. doi:10.1117/1.OE.53.5.051405
25. Churnside J.H., Shaw J.A. Lidar remote sensing of the aquatic environment: invited // *Applied Optics*. 2020. Vol. 59. P. 92–99. doi:10.1364/AO.59.000C92
26. Feigels V.I., Kopilevich Yu.I. Russian airborne lidar systems: comparative analysis and new ideas // *Proceedings SPIE 3761, Airborne and In-Water Underwater Imaging*, (28 October 1999). doi:10.1117/12.366475
27. Chen W., Chen P., Zhang H. et al. Review of airborne oceanic lidar remote sensing // *Intelligent Marine Technology Systems*. 2023. Vol. 1, N 10. doi:10.1007/s44295-023-00007-y
28. Liu X., Zhang L., Zhai X., et al. Polarization Lidar: Principles and Applications // *Photonics*. 2023. Vol. 10, N1118. doi:10.3390/photonics10101118
29. Пеннер И.Э., Шаманаев В.С. Опыт совместного зондирования моря судовым и самолетным лидарами // *Оптика атмосферы и океана*. 1993. Т. 6, № 01. С. 107–111.
30. Глухов В.А., Гольдин Ю.А., Глитко О.В., Родионов М.А. Авиационный поляризационный лидар для съемки морских акваторий // *Труды XXVIII Международного симпозиума «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы»*, г. Томск, 04–08 июля 2022 г. Томск: Издательство ИОА СО РАН, 2022. С. 187–190.
31. Goldin Y.A., Vasilev A.N., Lisovskiy A.S., Chernook V.I. Results of Barents Sea airborne lidar survey // *Current Research on Remote Sensing, Laser Probing, and Imagery in Natural Waters SPIE*. 2007. Vol. 6615. P. 126–136. doi:10.1117/12.740456
32. Шаманаев В.С. Самолетные лидары ИОА СО РАН для зондирования оптически плотных сред // *Оптика атмосферы и океана*. 2015. Т. 28, № 03. С. 260–266.

33. *Chen P., Delu P.* Ocean optical profiling in South China Sea using airborne LiDAR // *Remote Sensing*. 2019. Vol. 11, N 15. P. 1826. doi:10.3390/rs11151826
34. *Li K., He Y., Ma J.* et al. A dual-wavelength ocean lidar for vertical profiling of oceanic backscatter and attenuation // *Remote Sensing*. 2020. Vol. 12, N 17. P. 2844. doi:10.3390/rs12172844
35. 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. doi:10.7868/S207366731702006X
36. Степанов А.Н., Рогов С.А., Карнов С.Н. и др. Судовой лидар для гидрологических исследований // *Оптический журнал*. 2008. Т. 75, № 2. С. 43–49.
37. *Qun L., Xiaoyu C., Weibiao C.* et al. A semianalytic Monte Carlo radiative transfer model for polarized oceanic lidar: Experiment-based comparisons and multiple scattering effects analyses // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2019. Vol. 237. P. 106638. doi:10.1016/j.jqsrt.2019.106638
38. *Goldin Y.A., Gureev B.A., Ventskut Y.I.* Shipboard polarized lidar for seawater column sounding // *Current Research on Remote Sensing, Laser Probing, and Imagery in Natural Waters SPIE*. 2007. Vol. 6615. P. 152–159. doi:10.1117/12.740466
39. *Gray D.J., Anderson J., Nelson J., Edwards J.* Using a multiwavelength LiDAR for improved remote sensing of natural waters // *Applied Optics*. 2015. Vol. 54, N 31. P. 232–242. doi:10.1364/AO.54.00F232
40. *Kattawar G.W., Xu X.* Filling in of Fraunhofer lines in the ocean by Raman scattering // *Applied Optics*. 1992. Vol. 31. P. 6491–6500. doi:10.1364/AO.31.006491
41. Ляшенко А.И., Гольдин Ю.А., Володина Е.М., Кукушкин В.А. Трёхволновая лазерная система на АИГ: Nd³⁺ для лидарного зондирования морских акваторий // *Светотехника*. 2022. № 5. С. 71–74.
42. *Allocca D.M.* et al. Ocean water clarity measurement using shipboard lidar systems // 2002. Vol. 4488. P. 106–114. doi:10.1117/12.452807
43. *Collister B.L., Zimmerman R.C., Sukenik C.I., Hill V.J., Balch W.M.* Remote sensing of optical characteristics and particle distributions of the upper ocean using shipboard lidar // *Remote Sensing of Environment*. 2018. Vol. 215. P. 85–96. doi:10.1016/j.rse.2018.05.032
44. *Churnside J.H.* Polarization effects on oceanographic lidar // *Optic Express*. 2008. Vol. 16. P. 1196–1207. doi:10.1364/OE.16.001196
45. *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. doi:10.1364/AO.37.001596
46. *Becker W.* Advanced time-correlated single photon counting techniques // *Springer Series in Chemical Physics*. 2005. Vol. 81. 349 p.
47. *Shen X., Kong W., Chen P.* et al. A shipborne photon-counting lidar for depth-resolved ocean observation // *Remote Sensing*. 2022. Vol. 14, N 3351. doi:10.3390/rs14143351
48. 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.
49. *Gordon H.R.* Can the Lambert — Beer law be applied to the diffuse attenuation coefficient of ocean water? // *Limnology and Oceanography*. 1989. Vol. 34, N 8. P. 1389–1409.
50. Шаманаев В.С., Пеннер И.Э., Коханенко Г.П. Авиалидарные исследования морской акватории. Ч. 2. Длинные трассы // *Оптика атмосферы и океана*. 2002. Т. 15, № 7. С. 608.
51. *Васильков А.П., Кондранин Т.В., Мясников Е.В.* Определение профиля показателя рассеяния света по поляризационным характеристикам отраженного назад излучения при импульсном зондировании океана // *Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана*. 1990. Т. 26, № 3. С. 307–312.
52. *Dolina I.S., Dolin L.S., Levin I.M., Rodionov A.A., Savel'ev V.A.* Inverse problems of lidar sensing of the ocean // *Current Research on Remote Sensing, Laser Probing, and Imagery in Natural Waters. SPIE*. 2007. Vol. 6615. P. 104–113.
53. *Churnside J.H., Marchbanks R.D.* Calibration of an airborne oceanographic lidar using ocean backscattering measurements from space // *Optic Express*. 2019. Vol. 27. P. A536–A542. doi:10.1364/OE.27.00A536
54. *Shipley S.T.* et al. High spectral resolution lidar to measure optical scattering properties of atmospheric aerosols. 1: theory and instrumentation // *Applied Optics*. 1983. Vol. 22, N 23. P. 3716–3724. doi:10.1364/AO.22.003716
55. *Churnside J., Hair J., Hostetler C., Scarino A.* Ocean backscatter profiling using high-spectral-resolution lidar and a perturbation retrieval // *Remote Sensing*. 2018. Vol. 10. P. 2003. doi:10.3390/rs10122003
56. *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. P. 261. doi:10.1038/s41377-022-00951-0
57. *Schulien J.A., Behrenfeld M.J., Hair J.W.* et al. Vertically- resolved phytoplankton carbon and net primary production from a high spectral resolution lidar // *Optic Express*. 2017. Vol. 25. P. 13577–13587. doi:10.1364/OE.25.013577

58. Liu D., Hostetler C., Miller I. et al. System analysis of a tilted field-widened Michelson interferometer for high spectral resolution lidar // *Optic Express*. 2012. Vol. 20, N 2. P. 1406–1420. doi:10.1364/OE.20.001406
59. O'Connor C.L., Schlupf J.P. Brillouin scattering in water: the Landau-Placzek ratio // *The Journal of Chemical Physics*. 1967. Vol. 47, N 1. P. 31–38. doi:10.1063/1.1711865
60. Leonard D.A., Sweeney H.E. Remote sensing of ocean physical properties: a comparison of Raman and Brillouin techniques // *Proceedings SPIE0925, Ocean Optics IX*, (12 August 1988). doi:10.1117/12.945749
61. Zhou Y., Liu D., Xu P. et al. Retrieving the seawater volume scattering function at the 180° scattering angle with a high-spectral-resolution lidar // *Optic Express*. 2017. Vol. 25. P. 11813–11826. doi:10.1364/OE.25.011813
62. Sullivan J.M., Twardowski M.S. Angular shape of the oceanic particulate volume scattering function in the backward direction // *Applied Optics*. 2009. Vol. 48. P. 6811–6819. doi:10.1364/AO.48.006811
63. Montes-Hugo M.A., et al. Spatial coherence between remotely sensed ocean color data and vertical distribution of lidar backscattering in coastal stratified waters // *Remote Sensing of Environment*. 2010. Vol. 114, 11. P. 2584–2593. doi:10.1016/j.rse.2010.05.023
64. Ronald J., Zanaveld R. Remotely sensed reflectance and its dependence on vertical structure: A theoretical derivation // *Applied Optics*. 1982. Vol. 21. P. 4146–4150. doi:10.1364/AO.21.004146
65. Churnside J.H., Marchbanks R.D., Vagle S. et al. Stratification, plankton layers, and mixing measured by airborne lidar in the Chukchi and Beaufort seas // *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*. 2020. Vol. 177. P. 104742. doi:10.1016/j.dsr2.2020.104742
66. Churnside J.H., Marchbanks R.D., Marshall N. Airborne Lidar Observations of a Spring Phytoplankton Bloom in the Western Arctic Ocean // *Remote Sensing*. 2021. Vol. 13. P. 2512. doi:10.3390/rs13132512
67. Churnside J.H., Marchbanks R.D. Subsurface plankton layers in the Arctic Ocean // *Geophysical Research Letters*. 2015. Vol. 42, N 12. P. 4896–4902. doi:10.1002/2015GL064503
68. Dassow P., Engh G., Iglesias-Rodriguez D., Gittins J.R. Calcification state of coccolithophores can be assessed by light scatter depolarization measurements with flow cytometry // *Journal of Plankton Research*. 2012. Vol. 34, N 12. P. 1011–1027. doi:10.1093/plankt/fbs061
69. Chen P., Jamet C., Liu D. LiDAR Remote Sensing for Vertical Distribution of Seawater Optical Properties and Chlorophyll-a From the East China Sea to the South China Sea // *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*. 2022. Vol. 60. P. 1–21. doi:10.1109/TGRS.2022.3174230
70. Roddewig M.R., Churnside J.H., et al. Airborne lidar detection and mapping of invasive lake trout in Yellowstone Lake // *Applied Optics*. 2018. Vol. 57, 15. P. 4111–4116. doi:10.1364/AO.57.004111
71. Chen P., Mao Z., Zhang Z. et al. Detecting subsurface phytoplankton layer in Qiandao Lake using shipborne lidar // *Optics Express*. 2020. Vol. 28, N 1. P. 558–569. doi:10.1364/OE.381617
72. 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.
73. Walker R.E., Fraser A.B., Mastracci L., Hochheimer B.F. Optical sounding for internal waves on the ocean thermocline // *Oceans 82 Conference P. 247–250*. Record (Washington, DC: American Geophysical Union). 1982. 20–22 September 1982.
74. 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.
75. 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.
76. Долина И.С., Долин Л.С. Влияние сдвиговых течений на структуру лидарных изображений нелинейных внутренних волн // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2014. Т. 7, № 4. С. 49–56.
77. Долина И.С., Долин Л.С. Моделирование лидарных изображений нелинейных внутренних волн в мелком море // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2017. Т. 10, № 1. С. 31–36.
78. Долина И.С., Долин Л.С. Алгоритмы определения спектрально-энергетических характеристик случайного поля внутренних волн по лидарным эхо-сигналам // *Фундаментальная и прикладная гидрофизика*. 2018. Т. 11, № 3. С. 47–54. doi:10.7868/S2073667318030061
79. Dolin L.S., Dolina I.S. Algorithms for determining the spectral-energy characteristics of a random field of internal waves from fluctuations of lidar echo signals // *Applied Optics*. 2020. Vol. 59, N 10. P. C78–C86. doi:10.1364/AO.381675
80. Химченко Е.Е., Серебряный А.Н. Внутренние волны на Кавказском и Крымском шельфах Черного моря (по летне-осенним наблюдениям 2011–2016 гг.) // *Океанологические исследования*. 2018. Т. 46, № 2. С. 69–87. doi:10.29006/1564-2291.JOR-2018.46(2).7
81. Иванов В.А., Шульга Т.Я., Багаев А.В. и др. Внутренние волны на шельфе Черного моря в районе Гераклеяского полуострова: моделирование и наблюдение // *Морской гидрофизический журнал*. 2019. Т. 35, № 4. С. 332–340. doi:10.22449/0233-7584-2019-4-322-340

82. Churnside J.H., McGillivray P.A. Optical properties of several Pacific fishes // *Applied Optics*. 1991. Vol. 30, N 21. P. 2925–2927. doi:10.1364/AO.30.002925
83. Churnside J.H., Hunter J. Laser remote sensing of epipelagic fishes // *Laser Remote Sensing of Natural Waters: From Theory to Practice*, Proceedings SPIE. 1996. Vol. 2964. P. 38–53. doi:10.1117/12.258352
84. Gauldie R.W., Sharma S.K., Helsley C.E. LIDAR applications to fisheries monitoring problems // *Canadian Journal of Fisheries and Aquatic Sciences*. 1996. Vol. 53. P. 1459–1468. doi:10.1139/cjfas-53-6-1459
85. Krekova M.M., Krekov G.M., Samokhvalov I.V., Shamonaev V.S. Numerical evaluation of the possibilities of remote laser sensing of fish schools // *Applied Optics*. 1994. Vol. 33, N 24. P. 5715–5720. doi:10.1364/AO.33.005715
86. Шаманаев В.С. обнаружение косяков морских рыб с помощью метода поляризационного лазерного зондирования // *Оптика атмосферы и океана*. 2018. Т. 31, № 4. С. 268–274. doi:10.15372/AOO20180404
87. Tenningen E., Churnside J.H., Slotte A., Wilson J.J. Lidar target-strength measurements on Northeast Atlantic mackerel (*Scomber scombrus*) // *ICES Journal of Marine Science*. 2006. Vol. 63. P. 677–682. doi:10.1016/j.icesjms.2005.11.018
88. Churnside J.H. et al. Comparisons of lidar, acoustic and trawl data on two scales in the Northeast Pacific Ocean // *CalCOFI Rep.* 2009. Vol. 50. P. 118–122.
89. Chernook V. et al. Lidar signals identification during aerial surveys of pelagic fishes // *International Symposium on Ecosystem Approach with Fisheries Acoustics and Complementary Technologies (SEAFACTS)*. Bergen, Norway, 16–20 June 2008. Book of Abstracts. P. 45.
90. Гольдин Ю.А., Черноок В.И., Алексеев А.М., Васильев А.Н. Авиационные лидары в промыслово-океанологических исследованиях // XII Международная конференция по промысловой океанологии. Тезисы докладов. Изд. АтлантНИРО. Калининград, 2002. С. 66–68.
91. Гольдин Ю.А., Черноок В.И., Васильев А.Н., Лисовский А.С., Алексеев А.М. Исследование пространственной изменчивости оптических характеристик морской воды с использованием поляризационного авиационного лидара // Труды 7-й Международной конференции «ГА-2004». С.-Петербург, 2004. С. 212–215.

References

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, 59(15), 4650–4662. doi:10.1364/AO.389845
2. Kokhanenko G.P., Balin Y.S., Penner I.E., Shamanaev V.S. 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. doi:10.1134/S1024856011050083
3. Glukhov V.A., Goldin Yu.A., Glitko O.V., et al. 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. doi:10.59887/2073-6673.2023.16(4)-9
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. doi: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. doi: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, 66(4), 778–789. doi: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, 40(24), 4353–4364. doi:10.1364/AO.40.004353.
8. Chernook V.I., Goldin Yu.A., Vasilyev A.N. et al. Oceanological monitoring of fishing areas using lidars. Proceedings 2014 International Conference Laser Optics, *International Conference. IEEE Xplore*. 2014, 137–141. doi:10.1109/LO.2014.6886388
9. Churnside J.H., Wilson J.J., Tatarskii V.V. Airborne lidar for fisheries applications. *Optical Engineering*. 2001, 40, 406–414. doi:10.1117/1.1348000
10. Churnside J.H., Brown E.D., Parker-Stetter S. et al. Airborne remote sensing of a biological hot spot in the southeastern Bering Sea. *Remote Sensing*. 2011, 3(3), 621–637. doi:10.3390/rs3030621
11. 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, 19(4), 707–715. doi:10.1080/014311698215946
12. 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, 6(1), 063611–063611. doi:10.1117/1.JRS.6.063611

13. Churnside J.H., Ostrovsky L.A. Lidar observation of a strongly nonlinear internal wave train in the Gulf of Alaska. *International Journal of Remote Sensing*. 2005, 26(1), 167–177. doi:10.1080/01431160410001735076
14. Glukhov V.A., Goldin Yu.A., Rodionov M.A. 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. doi:10.7868/S2073667321030084 (in Russian).
15. Glukhov V.A., Goldin Yu.A., Zhegulin G.V., Rodionov M.A. Complex processing of lidar survey data of marine areas. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2022, 15(3), 27–42. doi:10.59887/fpg/26nu-3hte-3n48
16. Kattawar G.W., Plass G.N. Time of Flight Lidar Measurements as an Ocean Probe. *Applied Optics*. 1972, 11(3), 662. doi:10.1364/ao.11.000662
17. Hoge F.E., Swift R.N., Frederick E.B. Water depth measurement using an airborne pulsed neon laser system. *Applied Optics*. 1980, 19, 871–883. doi:10.1364/AO.19.000871
18. Bravo-Zhivotovskiy D.M., Gordeev L.B., Dolin L.S., Mochenev S.B. Determination of absorption and scattering indicators of sea water based on some characteristics of the light field of artificial light sources. *Hydrophysical and hydro-optical studies in the Atlantic and Pacific oceans. Based on the results of research on the 5th cruise of the R/V Dmitry Mendeleev. Chapter 5*. Pp. 153–158 / Ed. by A.S. Monin, K.S. Shifrin. M., Nauka, 1974. 328 p. (in Russian).
19. Gordon H.R. Interpretation of airborne oceanic lidar: effects of multiple scattering. *Applied Optics*. 1982, 21(16), 2996–3001.
20. Squire J.L., Krumboltz H. Profiling pelagic fish schools using airborne optical lasers and other remote sensing techniques. *Marine Technology Society Journal*. 1981, 15, 27–31.
21. Fredriksson K., Galle B., Nystrom K., Svanberg S., Ostrom B. Underwater laser-radar experiments for bathymetry and fish-school detection. *Chalmers Univ. of Tech., Göttenborg Inst. of Physics Rep. GIPR-162*. 1978. 28 p.
22. Bravo-Zhivotovskiy D.M., Dolin L.S., Saveliev V.A. et al. Optical methods of ocean diagnostics. Laser remote sensing. Remote methods of ocean exploration. *Gorky, IAP of the USSR Academy of Sciences*, 1987, 84–125 p. (in Russian).
23. Goldin Yu.A., Luchinin A.G. Airborne lidar methods for studying the vertical structure of optical characteristics of the upper ocean layer. The near-surface layer of the ocean: physical processes and remote sensing / Ed. by E.N. Pelinovsky, V.I. Talanov. Nizhny Novgorod, IAP RAS, 1999, 345–381 p.
24. Churnside J.H. Review of profiling oceanographic lidar. *Optical Engineering*. 2014, 53(5), 051405–051405. doi:10.1117/1.OE.53.5.051405
25. Churnside J.H., Shaw J.A. Lidar remote sensing of the aquatic environment: invited. *Applied Optics* 2020, 59, 92–99. doi:10.1364/AO.59.000C92
26. Feigels V.I., Kopilevich Yu.I. Russian airborne lidar systems: comparative analysis and new ideas. *Proceedings SPIE 3761, Airborne and In-Water Underwater Imaging*, (28 October 1999). doi:10.1117/12.366475
27. Chen W., Chen P., Zhang H. et al. Review of airborne oceanic lidar remote sensing. *Intelligent Marine Technology Systems*. 2023, 1(10). doi:10.1007/s44295-023-00007-y
28. Liu X., Zhang L., Zhai X., et al. Polarization Lidar: Principles and Applications. *Photonics*. 2023, 10(1118). doi:10.3390/photonics10101118
29. Penner I.E., Shamanaev V.S. Simultaneous sounding of the sea with shipborne and airborne lidars. *Atmospheric and Oceanic Optics*. 1993, 6(1), 65–69.
30. Glukhov V.A., Goldin Yu.A., Glitko O.V., Rodionov M.A. Airborne polarizing lidar for surveying marine areas. *Proceedings of the XXVIII International Symposium “Optics of the atmosphere and ocean. Atmospheric Physics”*, Tomsk, July 04–08, 2022. Tomsk, Publishing House of IOA SB RAS, 2022, 187–190 (in Russian).
31. Goldin Y.A., Vasilev A.N., Lisovskiy A.S., Chernook V.I. Results of Barents Sea airborne lidar survey. *Current Research on Remote Sensing, Laser Probing, and Imagery in Natural Waters SPIE*. 2007, 6615, 126–136. doi:10.1117/12.740456
32. Shamanaev V.S. Airborne lidars of the IAO SB RAS for sensing of optically dense media. *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2015, 28, 359–365. doi:10.1134/S1024856015040120
33. Chen P., Delu P. Ocean optical profiling in South China Sea using airborne LiDAR. *Remote Sensing*. 2019, 11(15), 1826. doi:10.3390/rs11151826
34. Li K., He Y., Ma J. et al. A dual-wavelength ocean lidar for vertical profiling of oceanic backscatter and attenuation. *Remote Sensing*. 2020, 12(17), 2844. doi:10.3390/rs12172844
35. Glukhov V.A., Goldin Yu.A., Rodionov M.A. 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 Russian).
36. Stepanov A.N., Rogov S.A., Karpov S.N. et al. Marine lidar for hydrological research. *Optich. Zhurnal*. 2008, 75(2), 43–49. (in Russian).

37. Qun L., Xiaoyu C., Weibiao C. et al. A semianalytic Monte Carlo radiative transfer model for polarized oceanic lidar: Experiment-based comparisons and multiple scattering effects analyses. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. 2019, 237, 106638. doi:10.1016/j.jqsrt.2019.106638
38. Goldin Y.A., Gureev B.A., Ventskut Y.I. Shipboard polarized lidar for seawater column sounding. *Current Research on Remote Sensing, Laser Probing, and Imagery in Natural Waters SPIE*. 2007, 6615, 152–159. doi:10.1117/12.740466
39. Gray D.J., Anderson J., Nelson J., Edwards J. Using a multiwavelength LiDAR for improved remote sensing of natural waters. *Applied Optics*. 2015, 54(31), 232–242. doi:10.1364/AO.54.00F232
40. Kattawar G.W., Xu X. Filling in of Fraunhofer lines in the ocean by Raman scattering. *Applied Optics*. 1992, 31, 6491–6500. doi:10.1364/AO.31.006491
41. Goldin Yu.A., Volodina E.M., Kukushkin V.A. Three-wavelength YAG: Nd³⁺ laser system for lidar sounding of marine areas. *Light & Engineering*. 2022, 30(6), 84–89. doi:10.33383/2022–086
42. Allocca D.M. et al. Ocean water clarity measurement using shipboard lidar systems. *Ocean Optics: Remote Sensing and Underwater Imaging. SPIE*. 2002, 4488, 106–114. doi:10.1117/12.452807
43. Collister B.L., Zimmerman R.C., Sukenik C.I., Hill V.J., Balch W.M. Remote sensing of optical characteristics and particle distributions of the upper ocean using shipboard lidar. *Remote Sensing of Environment*. 2018, 215, 85–96. doi:10.1016/j.rse.2018.05.032
44. Churnside J.H. Polarization effects on oceanographic lidar. *Optic Express*. 2008, 16, 1196–1207. doi:10.1364/OE.16.001196
45. Krekov G.M., Krekova M.M., Shamanaev V.S. Laser sensing of a subsurface oceanic layer. II. Polarization characteristics of signals. *Applied Optics* 1998, 37, 1596–1601. doi:10.1364/AO.37.001596
46. Becker W. Advanced time-correlated single photon counting techniques. *Springer Series in Chemical Physics*. 2005, 81, 349 p.
47. Shen X., Kong W., Chen P. et al. A shipborne photon-counting lidar for depth-resolved ocean observation. *Remote Sensing*. 2022, 14(3351). doi:10.3390/rs14143351
48. Dolin L.S., Savelev V.A. 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 Russian).
49. Gordon H.R. Can the Lambert — Beer law be applied to the diffuse attenuation coefficient of ocean water? *Limnology and Oceanography*. 1989, 34(8), 1389–1409.
50. Shamanaev V.S., Penner I.E., Kokhanenko G.P. Studies of sea areas with airborne lidar. Part 2. Long routes. *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2002, 15, 07, 549–556.
51. Vasilkov A.P., Kondranin T.V., Myasnikov E.V. Determination of the light scattering index profile based on the polarization characteristics of back-reflected radiation during pulsed ocean sounding. *Izvestiya AS USSR, Atmospheric and Ocean Physics*. 1990, 26(3), 307–312 (in Russian).
52. Dolina I.S., Dolin L.S., Levin I.M., Rodionov A.A., Savel'ev V.A. Inverse problems of lidar sensing of the ocean. *Current Research on Remote Sensing, Laser Probing, and Imagery in Natural Waters. SPIE*. 2007, 6615, 104–113.
53. Churnside J.H., Marchbanks R.D. Calibration of an airborne oceanographic lidar using ocean backscattering measurements from space. *Optic Express*. 2019, 27, A536–A542. doi:10.1364/OE.27.00A536
54. Shipley S.T. et al. High spectral resolution lidar to measure optical scattering properties of atmospheric aerosols. I: theory and instrumentation. *Applied Optics*. 1983, 22(23), 3716–3724. doi:10.1364/AO.22.003716
55. Churnside J., Hair J., Hostetler C., Scarino A. Ocean backscatter profiling using high-spectral-resolution lidar and a perturbation retrieval. *Remote Sensing*. 2018, 10, 2003. doi:10.3390/rs10122003
56. 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. doi:10.1038/s41377-022-00951-0
57. Schulien J.A., Behrenfeld M.J., Hair J.W. et al. Vertically- resolved phytoplankton carbon and net primary production from a high spectral resolution lidar. *Optic Express*. 2017, 25, 13577–13587. doi:10.1364/OE.25.013577
58. Liu D., Hostetler C., Miller I. et al. System analysis of a tilted field-widened Michelson interferometer for high spectral resolution lidar. *Optic Express*. 2012, 20(2), 1406–1420. doi:10.1364/OE.20.001406
59. O'Connor C.L., Schlupf J.P. Brillouin scattering in water: the Landau-Placzek ratio. *The Journal of Chemical Physics*. 1967, 47(1), 31–38. doi:10.1063/1.1711865
60. Leonard D.A., Sweeney H.E. Remote sensing of ocean physical properties: a comparison of Raman and brillouin techniques. *Proceedings SPIE0925, Ocean Optics IX*, (12 August 1988); doi:10.1117/12.945749
61. Zhou Y., Liu D., Xu P. et al. Retrieving the seawater volume scattering function at the 180° scattering angle with a high-spectral-resolution lidar. *Optic. Express*. 2017, 25, 11813–11826. doi:10.1364/OE.25.011813
62. Sullivan J.M., Twardowski M.S. Angular shape of the oceanic particulate volume scattering function in the backward direction. *Applied Optics*. 2009, 48, 6811–6819. doi:10.1364/AO.48.006811

63. Montes-Hugo M.A. et al. Spatial coherence between remotely sensed ocean color data and vertical distribution of lidar backscattering in coastal stratified waters. *Remote Sensing of Environment*. 2010, 114(11), 2584–2593. doi:10.1016/j.rse.2010.05.023
64. Ronald J., Zanaveld R. Remotely sensed reflectance and its dependence on vertical structure: A theoretical derivation. *Applied Optics*. 1982, 21, 4146–4150. doi:10.1364/AO.21.004146
65. Churnside J.H. et al. Stratification, plankton layers, and mixing measured by airborne lidar in the Chukchi and Beaufort seas. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*. 2020, 177, 104742. doi:10.1016/j.dsr2.2020.104742.
66. Churnside J.H., Marchbanks R.D., Marshall N. Airborne Lidar Observations of a Spring Phytoplankton Bloom in the Western Arctic Ocean. *Remote Sensing*. 2021, 13, 2512. doi:10.3390/rs13132512
67. Churnside J.H., Marchbanks R.D. Subsurface plankton layers in the Arctic Ocean. *Geophysical Research Letters*. 2015, 42(12), 4896–4902. doi:10.1002/2015GL064503
68. Dassow P., Engh G., Iglesias-Rodriguez D., Gittins J.R. Calcification state of coccolithophores can be assessed by light scatter depolarization measurements with flow cytometry. *Journal of Plankton Research*. 2012, 34(12), 1011–1027. doi:10.1093/plankt/fbs061
69. Chen P., Jamet C., Liu D. LiDAR Remote sensing for vertical distribution of seawater optical properties and chlorophyll-a from the East China Sea to the South China Sea. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*. 2022, 60, 1–21. doi:10.1109/TGRS.2022.3174230
70. Roddewig M.R., Churnside J.H., et al. Airborne lidar detection and mapping of invasive lake trout in Yellowstone Lake. *Applied Optics*. 2018, 57(15), 4111–4116. doi:10.1364/AO.57.004111
71. Chen P., Mao Z., Zhang Z. et al. Detecting subsurface phytoplankton layer in Qiandao Lake using shipborne lidar. *Optics Express*. 2020, 28(1), 558–569. doi:10.1364/OE.381617
72. Rodionov M.A., Dolina I.S., Levin I.M. Correlations between depth distributions of water attenuation coefficient and density in the North Seas. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2012, 5(4), 39–46 (in Russian).
73. Walker R.E., Fraser A.B., Mastracci L., Hochheimer B.F. Optical sounding for internal waves on the ocean thermocline. *Oceans 82 Conference Record (Washington, DC: American Geophysical Union)*. 1982, 247–250, 20–22 September 1982.
74. Dolin L.S., Dolina I.S., Savel'ev V.A. A lidar method for determining internal wave characteristics. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2012, 48, 4, 444–453.
75. Dolin L.S., Dolina I.S. Model of lidar images of nonlinear internal waves. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2014, 50, 2, 196–203. doi:10.7868/S0002351514020023
76. Dolina I.S., Dolin L.S. The effect of shear flow on the structure of lidar images of nonlinear internal waves. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2014, 7(4), 49–56 (in Russian).
77. Dolina I.S., Dolin L.S. Simulation of lidar images of nonlinear internal waves in the shallow sea. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2017, 10(1), 31–36 (in Russian).
78. Dolina I.S., Dolin L.S. Algorithms of determination spectral-energy characteristics of the internal wave's random field by lidar returned signals. *Fundamental and Applied Hydrophysics*. 2018, 11(3), 47–54. doi:10.7868/S2073667318030061 (in Russian).
79. Dolin L.S., Dolina I.S. Algorithms for determining the spectral-energy characteristics of a random field of internal waves from fluctuations of lidar echo signals. *Applied Optics*. 2020, 59(10), C78–C86. doi:10.1364/AO.381675
80. Khimchenko E.E., Serebryany A.N. Internal waves on the Caucasian and Crimean shelves of the Black sea (according to summer-autumn observations 2011–2016). *Journal of Oceanological Research*. 2018, 46(2).
81. Ivanov V.A., Shul'ga T. Ya., Bagaev A.V. et al. Internal waves on the Black Sea shelf near the Heracles Peninsula: Modeling and observation. *Physical Oceanography*. 2019, 26(4), 288–303. doi:10.22449/1573–160X-2019-4-288-304
82. Churnside J.H., McGillivray P.A. Optical properties of several Pacific fishes. *Applied Optics* 1991, 30(21), 2925–2927. doi:10.1364/AO.30.002925
83. Churnside J.H., Hunter J. Laser remote sensing of epipelagic fishes. *Laser Remote Sensing of Natural Waters: From Theory to Practice, Proceedings SPIE*. 1996, 2964, 38–53. doi:10.1117/12.258352
84. Gauldie R.W., Sharma S.K., Helsley C.E. LIDAR applications to fisheries monitoring problems. *Canadian Journal of Fisheries and Aquatic Sciences*. 1996, 53, 1459–1468. doi:10.1139/cjfas-53-6-1459
85. Krekova M.M., Krekov G.M., Samokhvalov I.V., Shamonaev V.S. Numerical evaluation of the possibilities of remote laser sensing of fish schools. *Applied Optics*. 1994, 33(24), 5715–5720. doi:10.1364/AO.33.005715
86. Shamanaev V.S. Detection of schools of marine fish using polarization laser sensing. *Atmospheric and Oceanic Optics*. 2018, 31, 358–364. doi:10.1134/S1024856018040103
87. Tenningen E., Churnside J.H., Slotte A., Wilson J.J. Lidar target-strength measurements on Northeast Atlantic mackerel (*Scomber scombrus*). *ICES Journal of Marine Science*. 2006, 63, 677–682. doi:10.1016/j.icesjms.2005.11.018

88. Churnside J.H. et al. Comparisons of lidar, acoustic and trawl data on two scales in the Northeast Pacific Ocean. *CalCOFI Rep.* 2009, 50, 118–122.
89. Chernook V. et al. Lidar signals identification during aerial surveys of pelagic fishes. *International Symposium on Ecosystem Approach with Fisheries Acoustics and Complementary Technologies (SEAFACS)*. Bergen, Norway, 16–20 June 2008. Book of Abstracts. P. 45.
90. Goldin Yu.A., Chernook V.I., Alekseev A.M., Vasiliev A.N. Airborne lidars in commercial oceanological research. *XII International Conference on Commercial Oceanology. Book of abstracts. AtlantNIRO Publishing house. Kaliningrad*, 2002, 66–68 (in Russian).
91. Goldin Yu.A., Chernook V.I., Vasiliev A.N., Lisovsky A.S., Alekseev A.M. Investigation of spatial variability of optical characteristics of seawater using a polarizing aviation lidar. *Proceedings of the 7th International Conference “GA-2004”*. St. Petersburg, 2004, 212–215.

Об авторах

ГЛУХОВ Владимир Алексеевич, научный сотрудник, ORCID ID: 0000-0003-4555-8879,
WoS ResearcherID: GSD-4886–2022, Scopus Author ID: 57191414331, SPIN-код: 9449-2307,
e-mail: vl.glukhov@inbox.ru

ГОЛЬДИН Юрий Анатольевич, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник,
ORCID ID: 0000-0001-5731-5458, Scopus Author ID: 6602648464, SPIN-код: 2750-1867,
e-mail: goldin@ocean.ru

300 ЛЕТ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК И РАЗВИТИЕ ГИДРОФИЗИКИ И ОКЕАНОЛОГИИ В САНКТ-ПЕТЕРБУРГЕ — ЛЕНИНГРАДЕ¹

За свою историю Академия наук лишь несколько раз меняла свое наименование: 1725 г. — Академия наук и художеств; 1803 г. — Императорская академия наук; 1836 г. — Императорская Санкт-Петербургская академия наук; 1917 г. — Российская академия наук; 1925 г. — Академия наук СССР; 1991 г. — Российская академия наук. Неизменны были принципы, заложенные в ее основание Петром Великим и его сподвижниками, — Академия всегда была государственным учреждением с правом выбора своих членов. Цель создания Академии Петр видел не только в том, чтобы посредством науки слава о России распространялась по миру, но и в том, чтобы была польза для государства и народа. На протяжении всей истории члены Академии верно служили России, а сама Академия, несмотря на крутые исторические повороты, сохраняла статус одного из наиболее почитаемых и авторитетных институтов государства и мировых научных центров.

Начало гидрографических исследований в Санкт-Петербурге было положено трудами академиков Д. Бернулли и Л. Эйлера, ставших основоположниками гидродинамики. Основы решения естественнонаучных задач на строгих математических принципах заложены великим Эйлером. В дальнейшем они развивались М.В. Остроградским, П.Л. Чебышевым, А.М. Ляпуновым, В.А. Стекловым и др.

Значителен вклад М.В. Ломоносова в развитие морских наук, важнейшими задачами которых он считал исследование магнитных явлений, причин морских течений и атмосферных изменений, что позволило бы прогнозировать характеристики волнения и ветра.

В начале XIX в. в совместных кругосветных экспедициях Флота и Академии наук было положено начало океанографии. В дальних походах моряки и ученые прокладывали новые морские пути, открывали земли, строили карты, изучали физические поля океана и атмосферы. Нельзя не вспомнить первое кругосветное плавание на шлюпах «Надежда» и «Нева» под руководством И.Ф. Крузенштерна и Ю.Ф. Лисянского; кругосветное плавание Ф.Ф. Беллинсгаузена и М.П. Лазарева на шлюпах «Восток» и «Мирный», открывших Антарктиду; экспедицию О.Е. Коцебу и академика Э.Х. Ленца на шлюпе «Предприятие», в ходе которой изучались распределения гидрофизических полей морской среды и характеристики океанской атмосферы. Полученные в экспедициях знания концентрировались и обобщались в Императорской Санкт-Петербургской академии наук, открывая новые страницы в изучении океана.

В советское время в период роста могущества СССР ученые и моряки перешли от «точечных» измерений к крупномасштабным детальным исследованиям морей и океанов на основе современной океанологической техники и глубоких теоретических проработок. Результаты гидрофизических и океанологических исследований были необходимы для решения задач создания и развития военного и гражданского флотов, обеспечения хозяйственной деятельности и экологии. Ленинградские ученые вместе с коллегами из научных центров Москвы и других городов участвовали в программах освоения Мирового океана.

С середины 1960-х гг. усилия ленинградских океанологов были сконцентрированы на решении задач геофизической гидротермодинамики океана с применением физико-математических численных моделей. Фундаментальный подход к решению проблем океанологии позволил сформировать целостную систему направленного всестороннего изучения океанов и морей. В Ленинграде была создана одна из первых моделей глобального климата, и получены оценки влияния антропогенных воздействий на его изменение. В последние десятилетия сотрудниками Санкт-Петербургского филиала Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН получены основополагающие результаты по пограничным слоям атмосферы и океана, поверхностному волнению, океанским приливам, биогеохимическим циклам, моделированию динамики морских и пресных бассейнов с детальным воспроизведением их химико-биологического режима, гидрофизическим полям локальных источников искусственного и естественного происхождения. Значительное внимание уделяется теоретическим и экспериментальным исследованиям Арктического бассейна в широком диапазоне пространственно-временных масштабов.

В 2023 г. в канун празднования 300-летнего юбилея Российской академии наук в Санкт-Петербурге создано отделение Академии как дань ученым, внесшим значительный вклад в развитие отечественной науки. Объединяющая роль Академии, достижения Санкт-Петербургских океанологов и энтузиазм молодых ученых вселяют надежды на дальнейшее развитие гидрофизики и океанологии в целом в городе на Неве, славном своими морскими традициями.

Директор СПбФ ИО РАН,
член-корреспондент РАН
А.А. Родионов

¹ Родионов А.А. Предисловие // Российская академия наук в 300-летней истории становления гидрофизики и океанологии в Санкт-Петербурге — Ленинграде / под ред. А.А. Родионова. — СПб.: Политех-Пресс, 2024. — 108 с.



МИХАИЛ ПАВЛОВИЧ ИВАНОВ

(01.10.1947–02.03.2024)

02 марта 2024 г. ушел из жизни член редакционной коллегии нашего журнала, кандидат биологических наук, старший научный сотрудник, преподаватель кафедры биохимии биологического факультета Санкт-Петербургского государственного университета Михаил Павлович Иванов.

Михаил Павлович родился в г. Ленинграде 1 октября 1947 года. К сожалению, его отец рано ушел из жизни, поэ-

тому заботы о воспитании Михаила Павловича, двух братьев и сестры легли на плечи его матери. В школьные годы Михаил Павлович учился в интернате в г. Пушкине, где, по его словам, высококвалифицированные педагоги вложили правильное отношение к жизни. В 1964 г. стал учеником слесаря, совмещающий учебу в вечерней школе, а затем — в техникуме. В 1967 г. Михаил Павлович поступил в Ленинградский институт инженеров железнодорожного транспорта (ЛИИЖТ), а в 1969 г. перевелся в ЛЭТИ, который окончил в 1975 г.

В Физиологический институт им. А.А. Ухтомского Ленинградского государственного университета Михаил Павлович пришел работать в 1969 г. в качестве инженера лаборатории «Биоакустика». Параллельно учился и в 1980 г. окончил университет по специальности «Экология и повышение эффективности использования природных ресурсов». С 1994 г. являлся руководителем группы «Морская биоакустика». В период с 1997 по 2002 гг. — научный руководитель НИР «Исследование адаптивных особенностей водных животных в интересах народного хозяйства» в рамках федеральной целевой программы «Мировой океан». В 2001–2002 гг. являлся ответственным исполнителем НИР «Разработка методов и средств диагностики психофизиологического состояния учащихся при интенсивном использовании компьютерных средств обучения и контроля» научной программы Министерства образования РФ «Научное, научно-техническое, материально-техническое и информационное обеспечение системы образования».

В 2000 г. защитил кандидатскую диссертацию по специальности биофизика на тему: «Эхолокационные сигналы дельфина (*Tursiops truncatus*) при обнаружении и распознавании подводных объектов».

Основными направлениями научных интересов Михаила Павловича были изучение эхолокации, ориентации и коммуникации дельфинов в интересах выработки рекомендаций по повышению эффективности обнаружения и распознавания подводных объектов с соблюдением требований скрытности на основе синтеза новых методов формирования в водной среде мощных биоакустических сигналов «с неопределенным максимумом» в спектральной области на фоне помех естественного происхождения с управляемыми спектрально-временными параметрами и пространственными характеристиками поля излучения.

После 2003 г. Михаил Павлович выступал в качестве научного руководителя нескольких государственных заказов и проектов:

- государственный оборонный заказ 2003 г. — НИР «Исследование и разработка новых методов обнаружения и распознавания подводных объектов на основе синтеза биоподобных сигналов»,
- целевая программа «Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 гг.)», проект «Биоинформационные процессы при передаче и приеме сигналов эхолокации, ориентации и коммуникации у китообразных»,

С 2001 по 2006 г. являлся секретарем совета Санкт-Петербургского отделения Российского Акустического Общества. На протяжении 10-ти лет совмещал научную работу с работой по обеспечению учебного процесса в деканате биолого-почвенного факультета СПбГУ.

Помимо преподавательской деятельности, Михаил Павлович принимал активное участие в проведении научных мероприятий. В 2006, 2008, 2022 гг. — член оргкомитета Конференции «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики» (Санкт-Петербургский научный центр РАН). Член оргкомитета международной Конференции «Морские млекопитающие Голарктики» в 2006 г, проводимой в г. Санкт-Петербурге. С 2005 г. являлся членом Совета по морским млекопитающим Российской Федерации. Автор 9-ти изобретений и более 100 научных работ.

За научную и педагогическую деятельность Михаил Павлович неоднократно получал грамоты и благодарности Министерства образования РФ, его доклады отмечались как лучшие на конференциях.

Выступая в качестве члена редакционной коллегии журнала «Фундаментальная и прикладная гидрофизика», Михаил Павлович активно участвовал в рецензировании научных статей, представленных к публикации, а также стал автором научных материалов по био- и технической акустике. Редколлегия запомнила Михаила Павловича как автора с высокой степенью ответственности. Его статьи отражают результаты научных исследований, которыми он продолжал интенсивно заниматься до последних дней жизни. Последней публикацией Михаила Павловича в нашем журнале стала статья «Провокация вербального взаимодействия дельфинов по гидроакустическому каналу на основе когнитивной эмпатии»¹.

Редакционная коллегия выражает соболезнования родным, близким и коллегам Михаила Павловича. Светлая память!

Редколлегия журнала
«Фундаментальная и прикладная гидрофизика»

¹ Иванов М.П., Родионов А.А., Леонова Л.Е., Гришина Т.В., Римская-Корсакова Л.К. Провокация вербального взаимодействия дельфинов по гидроакустическому каналу на основе когнитивной эмпатии // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2023. Т. 16, № 2. С. 89–110. [https://doi.org/10.59887/2073-6673.2023.16\(2\)-7](https://doi.org/10.59887/2073-6673.2023.16(2)-7)

