



Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем механики имени А.Ю. Ишлинского Российской академии наук



Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова» Физический факультет



Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова» Филиал в Севастополе

НАУЧНО-ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЙ ЦЕНТР  
«ФИЗИЧЕСКОЕ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ  
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В ГЕОСРЕДАХ»

ДЕСЯТАЯ МЕЖДУНАРОДНАЯ НАУЧНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ-ШКОЛА  
МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ

**ФИЗИЧЕСКОЕ И МАТЕМАТИЧЕСКОЕ  
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ  
В ГЕОСРЕДАХ**

МОСКВА, ИПМЕХ РАН, 23 - 25 ОКТЯБРЯ 2024

СБОРНИК МАТЕРИАЛОВ КОНФЕРЕНЦИИ  
TENTH INTERNATIONAL SCIENTIFIC CONFERENCE - SCHOOL  
FOR YOUNG SCIENTISTS

**PHYSICAL AND MATHEMATICAL  
MODELING OF PROCESSES  
IN GEOMEDIA**

MOSCOW, IPMECH RAS, OCTOBER 23 - 25, 2024

PROCEEDINGS

МОСКВА 2024

УДК 531 + 532 + 556 + 550.3 + 550.8

ББК 22.2 + 22.3 + 26.2

В

**Физическое и математическое моделирование процессов в геосредах:** Десятая международная научная конференция-школа молодых ученых; 23 - 25 октября 2024 г., Москва: Материалы конференции. – М.: ИПМех РАН, 2024– 184 с.

ISBN 978-5-91741-293-1

В сборнике материалов конференции представлены доклады участников 10-ой Международной научной конференции-школы молодых ученых «Физическое и математическое моделирование процессов в геосредах» в виде коротких статей. Тематика Школы охватывает широкий спектр фундаментальных и прикладных исследований процессов во всех природных средах: в недрах Земли, океане, атмосфере. Центральное место в работе Школы занимают вопросы, связанные с разработкой месторождений углеводородного сырья. Большое внимание уделено исследованию течений в сложных неоднородных жидкостях, экологическим проблемам, изучению антропогенного вклада в динамику природных систем.

*Ключевые слова:* процессы в геосредах, математическое и лабораторное моделирование, нефтяные и газовые месторождения, неоднородные жидкости, течения в сложных средах.

УДК 531 + 532 + 556 + 550.3 + 550.8

ББК 22.2 + 22.3 + 26.2

*Key words:* geomedia, mathematical and laboratory modelling, oil and gas production, inhomogeneous fluids, fluxes in complex media.



## **ОРГАНИЗАТОРЫ ШКОЛЫ**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем механики имени А.Ю. Ишлинского Российской академии наук

Физический факультет Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова» Филиал в Севастополе

### **ТЕМАТИЧЕСКИЕ НАПРАВЛЕНИЯ ШКОЛЫ:**

теоретические и экспериментальные исследования процессов в атмосфере, океане, литосфере, их взаимодействия;

широкий круг проблем, связанных с добычей углеводородного сырья;

экологические проблемы окружающей среды;

проблемы антропогенного воздействия на окружающую среду;

методы геофизических исследований.

### **ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ**

Председатель – академик Д.М. Климов (ИПМех РАН), заместитель председателя – д.т.н. В.И. Карев (ИПМех РАН), заместитель председателя – профессор К.В. Показеев (МГУ), ученый секретарь – д.ф.-м.н. Т.О. Чаплина (ИПМех РАН), профессор Л.А. Абукова (ИПНГ РАН), профессор В. Бабанин (Технологический Университет Суинберн, Австралия), академик НАН Армении В.Н.Акопян (Институт механики Национальной академии наук, Армения), Dr. Ian Gray (Sigma, Австралия), академик И.Г.Горячева (ИПМех РАН), академик А.Н. Дмитриевский (ИПНГ РАН), чл.-корр. РАН П.О. Завьялов (ИО РАН), профессор А.С. Запевалов (МГИ РАН), профессор Зацепин А.Г. (ИО РАН), профессор И.А.Знаменская (МГУ), д.ф.-м.н. Ю.Ф. Коваленко (ИПМех РАН), профессор Б.В. Лапшин (МГУ, ИПГ Росгидромета), академик В.П. Матвеев (ИМСС УРО РАН), профессор Л.А.Назарова (ИГД СО РАН), академик Р.И. Нигматулин (ИО РАН), профессор В.Н. Носов (ГЕОХИ РАН), профессор И.А.Репина (ИФА РАН), профессор А. Саакян (Институт механики Национальной академии наук, Армения), профессор Н.Н. Сысоев (МГУ), профессор Б.Г.Тарасов (Университет Западной Австралии), д.ф.-м.н. К.Б. Устинов (ИПМех РАН), профессор В.В. Фадеев (МГУ), чл.-корр. РАН Н.Н. Филатов (ИВПС КарНЦ РАН), директор Филиала МГУ в Севастополе О.А Шпырко, профессор А.А. Шрейдер (ИО РАН), чл.-корр. РАН С.Е. Якуш (ИПМех РАН), профессор Р. Янг (Университет Торонто, Канада).

*Статьи в сборнике опубликованы в соответствии с материалами, предоставленными авторами, ответственность за достоверность и авторство содержания полностью лежит на авторах.*

### **МЕСТО ПРОВЕДЕНИЯ ШКОЛЫ**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук

119526, Москва, проспект Вернадского, д. 101, корп. 1

### **ORGANIZERS OF THE SCHOOL**

Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the Russian Academy of Sciences

Faculty of Physics of Lomonosov Moscow State University

Lomonosov Moscow State University Branch in Sevastopol

### **SCIENTIFIC PROGRAM TOPICS:**

theoretical and experimental studies of processes in the atmosphere, ocean, lithosphere and their interactions;

a wide range of problems associated with hydrocarbon production;

ecological problems of the environment;

problems of human impact on the environment;

methods of geophysical research.

*Articles in the book are published in accordance with the materials provided by the authors, the responsibility for the accuracy and authorship of the content is completely assigned to the authors.*

### **SCHOOL VENUE**

Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of RAS

119526, Russia, Moscow, Vernadskogo avenue, 101-1

## **ПРЕДИСЛОВИЕ**

10-ая Международная конференция - школа молодых ученых «Физическое и математическое моделирование процессов в геосредах» в десятый раз проводится в Институте проблем механики имени А.Ю. Ишлинского Российской академии наук. Этот молодежный научный форум проводится на регулярной основе и вызывает большой интерес в научном сообществе. Значительно расширилась география участников: ныне она охватывает всю страну от Калининграда до Камчатки и Сахалина, от Санкт-Петербурга до Севастополя.

Первые девять Школ молодых ученых «Физическое и математическое моделирование процессов в геосредах» успешно прошли в ИПМех РАН в 2015, 2016, 2017, 2018, 2019, 2020, 2021, 2022 и 2023 г. Они собирали каждая более 100 участников, две трети из которых составили молодые ученые и специалисты. Все доклады сопровождались активными обсуждениями и широкой дискуссией, которая продолжалась и после окончания программных заседаний. По окончании работы 2-ой Школы было принято решение о целесообразности издания полных текстов наиболее интересных докладов, представленных на Школе. Они были опубликованы в научном журнале «Процессы в геосредах», №4, 2016. Труды 3-ей, 4-ой, 5-ой, 6-ой, 7-ой, 8-ой и 9-ой Международных научных школ молодых ученых "Физическое и математическое моделирование процессов в геосредах" изданы в виде сборников научных статей издательством «Springer» с индексацией их в международных базах данных Scopus и WOS.

Проведение 10-ой Международной конференции - школы молодых ученых «Физическое и математическое моделирование процессов в геосредах» ориентировано на привлечение внимания молодых ученых, как приступивших к самостоятельной работе, так и начинающих – студентов старших курсов и аспирантов, к теоретическим и прикладным аспектам проблем, возникающих при изучении природных процессов в различных геосредах, взаимовлияния техногенной деятельности и окружающей среды. Наиболее перспективными направлениями исследований были признаны следующие: развитие геомеханического подхода к решению проблем нефтегазодобычи; физическое и математическое моделирование процессов деформирования и разрушения твердых сред и изучение их взаимовлияния на фильтрацию; создание эффективных математических моделей и экспериментальной базы для исследования течений в сложных неоднородных жидкостях, экологические проблемы, изучение антропогенного вклада в динамику природных систем.

Исследования процессов в различных природных средах: литосфере, гидросфере, атмосфере их взаимовлияния, техногенного вклада в их протекание - являются чрезвычайно актуальными и во многом нерешенными задачами естествознания. В современных условиях, когда крупные и доступные месторождения истощаются, все большую остроту приобретает проблема расширения ресурсной базы углеводородного сырья. Особенно это важно для нашей страны, имеющей потребность в больших объемах энергоресурсов, традиционно занимающей ведущие позиции в мире по нефтегазодобыче и получающей серьезные поступления в бюджет от экспорта нефти и газа. Новыми источниками могут быть сланцевая нефть и газ, углеводороды Арктики, газогидраты, глубокие и сверхглубокие месторождения нефти и газа. По мнению многих специалистов именно «глубокая нефть» может стать наиболее перспективным источником расширения ресурсной базы углеводородного сырья. Для их освоения требуется создание новых эффективных низкочастотных экологически чистых технологий. Ученые, занимающиеся изучением процессов в геосредах, могут и должны направить свои усилия на создание научного фундамента таких технологий. Развитие новых прорывных подходов к разработке месторождений углеводородного сырья очень важно в современных геополитических условиях и требует привлечения умов и сил молодых ученых с их энтузиазмом, напористостью и нестандартным видением задач и путей их решения. Эффективным инструментом для обмена информацией и организации междисциплинарных исследований процессов в геосредах могут стать международные мероприятия, в том числе молодежные научные школы.

На 10-ю Конференцию-школу представлено значительное число докладов, посвященных моделированию процессов в сложных геодинамических системах, в том числе в связи с проблемами нефтегазодобычи. Увеличилось число докладов, посвященных экологическим проблемам.

К участию в Конференции-Школе приглашаются ученые всех специализаций: экспериментаторы, аналитики и вычислители. Известными специалистами будут прочитаны лекции в ключевых разделах механики, физики, геофизики. Предполагаются доклады молодых ученых, выполнивших глубокие оригинальные исследования. Программным комитетом, куда вошли ведущие ученые по научным направлениям Конференции-Школы, было проведено рецензирование поступивших на школу докладов и произведен конкурсный отбор. К началу работы Школы издан сборник материалов докладов, отобранных на Конференцию-Школу. По окончании ее работы наиболее интересные доклады, представленные на

английском языке, в виде статей будут опубликованы издательством Springer в серии Geo Sciences Conference Proceedings. Также часть докладов будет опубликована в виде научных статей в журнале «Процессы в геосредах».

Организаторы конференции глубоко благодарны признанным ученым, давшим согласие принять участие в ее работе, молодым специалистам аспирантам и студентам, откликнувшимся на приглашение.

Председатель Программного комитета  
академик Д.М. Климов

Председатель Оргкомитета  
профессор В.И. Карев

Зам. Председателя Оргкомитета  
профессор К.В. Показеев

## **PREFACE**

The Tenth International Scientific Conference-School for Young Scientists "Physical and mathematical modeling of processes in geomedia" is held at the Ishlinskii Institute for Problems in Mechanics of the Russian Academy of Sciences for the ninth time and is of great interest in the scientific community. For the eighth year in a row more than one hundred scientists have taken part in it, two thirds of whom are young researchers.

At the ninth previous Schools, participants reports were traditionally accompanied by active discussion which lasted beyond the end of the program sessions. As a result of the work of the School, it was decided to hold the 10 th Conference-Scientific School of Young Scientists "Physical and mathematical modeling of processes in geomedia" in 2024. The most promising areas of research were recognized following ones: the development of geomechanical approach to solving the problems of oil and gas production, physical and mathematical modeling of deformation and fracture of solid media and study of their interaction on the seepage, creation effective mathematical models and experimental base for research of flows in complex heterogeneous liquids, environmental issues, the study of the anthropogenic contribution to the dynamics of natural systems.

The 10 th Youth Forum, as well as the previous four, has to contribute to the solution of fundamental scientific problems arising in the study of natural processes in different geomedia, the impact of anthropogenic activities and the environment. The scientific program of the Conference-School includes: theoretical and experimental studies of processes in the atmosphere, oceans, the lithosphere and their interaction; environmental issues; problems of human impact on the environment; methods of geophysical research. One of the central topics for the Conference-School is associated with the elaboration of scientific bases, the creation of new breakthrough approaches to the development of hydrocarbon deposits, including non-traditional sources.

Research of the dynamics of natural systems - the geosphere, the hydrosphere, the atmosphere - and their interactions, the human contribution to naturally occurring processes are among the most urgent and practically important scientific problems. Intensive development of research in these areas is due to several factors. The widespread introduction of computer technology has allowed beginning calculation of complex phenomena, previously unavailable for analysis. Creation and improvement of a new generation of geophysical instruments, remote observing systems based on the ship, aircraft, and satellite allowed us to obtain a large amount of data to objectively reflect the picture of the processes.

An alternative to the use of hydrocarbons as a main source of energy on the planet in the coming decades is unlikely to be found. At the same time, the resource base of hydrocarbons is quickly depleted, new non-traditional sources are required. Among them, shale oil and gas, hydrocarbons of the Arctic region, gas hydrates, deep and ultra-deep oil and gas deposits. "Deep oil" may be the most promising source of expanding the resource base of hydrocarbons according to many experts. The creation of new breakthrough approaches to the development of hydrocarbon fields is very important in today's geopolitical conditions, and requires the involvement of young minds and strength. International activities, including the youth scientific schools can become an effective tool for exchange of information and the organizing of interdisciplinary research of processes in geomedia.

Scientists of all specialties are invited to participate in the Conference-School: experimenters, analysts and computer specialists. The lectures of prominent experts will be given in key sections of geomechanics and physics. Reports of young scientists who have made a deep original research are expected. Program Committee, which includes the leading scientists on the scientific directions of the Conference-School, has conducted peer review of the reports submitted to the Conference-School and produced a competitive selection. This book presents a collection of reports selected to the Conference-School. Upon completion of the Conference-School, the most interesting reports presented in English will be published by Springer in the Geosciences Conference Proceedings Series. Also part of the reports will be published as scientific papers in the journal "Processes in Geomedia".

The conference organizers are deeply grateful recognized scientists who have given consent to take part in its work, young professionals and post-graduate students who have responded to the invitation, and, of course, the institutions which have provided financial and organizational support to the Conference-School.

Chairman of the Program Committee Academician D.M. Klimov  
Chairman of the Organizing Committee Professor V.I. Karev  
Dep. Chairman of the Organizing Committee Professor K.V. Pokazeev





## Оглавление

MATHEMATICAL MODELING OF FALLING ROCKS USING OPENFOAM M.S. Bezuglov, N.S. Orlova	5
SOME STATISTICAL ISSUES OF INVERSE PROBLEM FOR STRESS INVERSION FROM DATA ON NATURAL SHEAR FRACTURES CONDUCTIVITY N.V. Dubinya , E.R. Ziganshin , E.V. Novikova	6
ANALYSIS OF ARTIFICIAL MACRO CRACKING OF LOW-PERMEABILITY RESERVOIR ROCKS BASED ON A DIGITAL APPROACH V.V. Khimulia , V.I. Karev	9
STUDY OF FRACTURE AND SAND PRODUCTION PROCESSES IN GAS-CONDENSATE RESERVOIRS ON THE BASIS OF GEOMECHANICAL AND DIGITAL APPROACHES V.V. Khimulia	11
APPLICATION OF THE VOF METHOD FOR STRATIFIED GAS-LIQUID TWO-PHASE FLOW IN NEARLY HORIZONTAL PIPES Yu.M. Kolayan , D.K. Zaitsev , V.A. Kuzkin , D.A. Samolovov	14
PRACTICE-ORIENTED APPROACH TO TEACHING LINEAR PROGRAMMING N.S. Orlova	16
INTERANNUAL VARIABILITY OF SURFACE SALINITY OF RUSSIAN EXCLUSIVE ECONOMIC ZONE IN THE BLACK SEA ACCORDING TO REMOTE SENSING AND IN SITU MEASUREMENTS FOR 2015-2021 Shukalo D. M., Shulga T. Ya.	19
THE NEW ANALYTICAL SOLUTION FOR AN INHOMOGENEOUS PEKERIS WAVEGUIDE A.S. Papkova, S.O. Papkov	23
MODELING THE LEACHATE SPREAD TAKING INTO ACCOUNT TEMPERATURE INCREASE IN THE BODY OF A MUNICIPAL SOLID WASTE LANDFILL Y.N. Parshakova, R.I. Kataev, N.N. Kartavykh, M.V. Vistkov	26
FEATURES OF MODELING THE DYNAMICS OF LEACHATE IN THE SOIL BASE OF A MUNICIPAL SOLID WASTE LANDFILL Ya.N. Parshakova , A.O. Ivantsov , R.I. Kataev , N.N. Kartavikh , M.V. Viskov	28
VARIATIONS IN GEOPHYSICAL FIELDS ASSOCIATED WITH THE 2023 METEORITE IMPACT IN SOUTHEASTERN TURKEY S.A. Riabova	32
GLOBAL TOTAL ELECTRON CONTENT VARIATIONS DURING THE GEOMAGNETIC STORM ON APRIL 23–24, 2023 S.A. Riabova	32
JOINT VARIATIONS IN PM <sub>2.5</sub> , AIR TEMPERATURE AND VERTICAL WIND SPEED AT THE GEOPHYSICAL MONITORING CENTER IN MOSCOW OF IDG RAS IN AUGUST 2023 S.A. Riabova	33
GEOPHYSICAL EFFECTS OF A FIRE ON KASHIRSKOYE HIGHWAY ON MARCH 19, 2023 S.A. Riabova	33
IMAGES OF GRAVITATIONAL WAVES FROM ACCRETION DISKS OF BLACK HOLES AND NEUTRON STARS EXPLOSIONS E.N. Terentiev, F.V. Shugaev	34
GRAVITATIONAL LENSING + TELESCOPE + MATHEMATICAL MICROSCOPE IN THE STUDY OF THE INTERACTION OF THE QUINUPLET OF STARS, THE STRUCTURE OF NEUTRON STARS AND QUASARS E.N. Terentiev, F.V. Shugaev	37
INVESTIGATION OF THE DYNAMICS OF THE SHAPE OF A RISING BUBBLE ON THE SURFACE A.N. Zotova, D.A. Sergeev, M.I. Vdovin	40
STUDY OF THE LIQUID FILM FREE EDGE INSTABILITY A.N. Zotova, O.S. Ermakova, Y.I. Troitskaya, D.A. Sergeev	41
STUDY OF ELECTROSTATIC FIELD BY MODELING METHOD	

Zh.K., Abeldina, M. Mussakhan	43
ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕНИМОСТИ ОДНОМЕРНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ТЕРМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ КРУПНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОДОЕМОВ	
Р.А. Ахтамьянов, Д.С. Гладских, Е.В. Мортиков, Н.В. Вазаева, Е.В. Татаринovich	48
ИССЛЕДОВАНИЕ ГОДОВОГО ХОДА ТЕРМОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ И БИОХИМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ВО ВНУТРЕННИХ ВОДОЕМАХ СУШИ С ПРИМЕНЕНИЕМ ТРЕХМЕРНОГО ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ	
Р.А. Ахтамьянов, Д.С. Гладских, Е.В. Мортиков, В.А. Ломов	50
КАПИЛЛЯРНОСТЬ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ КАПЛИ С ПРЕПЯТСТВИЕМ	
А.В. Базилевский, А.Н. Рожков	52
ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С.Э. ШНОЛЯ: ОБНАРУЖЕНИЕ КОРПУСКУЛЯРНЫХ СВОЙСТВ ГРАВИТАЦИИ, ОТКРЫТИЕ ГРАВИТОНОВ И ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА ГРАВИТАЦИИ	
А.А. Баренбаум	56
АДАПТАЦИЯ МЕТОДА НАПРАВЛЕННОЙ РАЗГРУЗКИ ПЛАСТА К УСЛОВИЯМ НЕФТЕГАЗОВЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ С НИЗКОПРОНИЦАЕМЫМИ КОЛЛЕКТОРАМИ	
С.О. Барков	61
НЕЛИНЕЙНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В БАССЕЙНЕ СО ЛЬДОМ	64
А.А. Букатов	64
ДИНАМИКА ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ НЕСТАЦИОНАРНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ВОЗМУЩЕНИЙ, В ОКЕАНЕ СО СДВИГОВЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ	
В.В. Булатов, М.А. Ильичева, И.Ю. Владимиров	66
ВЛИЯНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ НА ТРАНСФОРМАЦИЮ ВНУТРЕННИХ ВОЛН	
В.В. Булатов, А.В. Медведева, С.В. Станичный	69
О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ШИРОКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ ЛОКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ВОДНЫХ СРЕД	
В.В. Булатов, А.Н. Пономарев	72
ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ДОБЫЧЕ АЛМАЗОВ В ЯКУТИИ	
В.Г. Гадиятов, В.К. Маршинцев, А.Г. Янин, О.И. Янина	75
О ПАРАМЕТРИЗАЦИИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПРОЦЕССОВ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ПЕРЕНОСА БИОХИМИЧЕСКИХ ПРИМЕСЕЙ В СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ ВНУТРЕННИХ ВОДОЕМАХ	
Д.С. Гладских, Е.В. Мортико	78
ЛОКАЛИЗАЦИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОЦЕССОВ ВО ЛЬДУ ПРИ МЕДЛЕННОМ УДАРЕ: СОСТАВНАЯ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ	
Е.К. Гусева, В.П. Епифанов	80
ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ В РАЗЛИЧНЫХ СРЕДАХ	
С.А. Гуцев, Н.Б. Косых	83
УСЛОВИЯ НАПОЛНЕНИЯ ВЛАГОЙ ТРОПОСФЕРЫ СРЕДИЗЕМНОМОРСКО-ЧЕРНОМОРСКОГО РЕГИОНА	
Т.Е. Данова, А.В. Юровский	84
ВЛИЯНИЕ ПОДВОДНОГО ПОЛОГОГО И КРУТОГО ХРЕБТА НА ПЕРЕМЕЩЕНИЕ АНТИЦИКЛОНИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ НАД НАКЛОННЫМ ДНОМ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТОПОГРАФИЧЕСКОГО БЕТА-ЭФФЕКТА	
Д.Н. Елкин, А.Г. Зацепин	88
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГРУППОВОЙ СТРУКТУРЫ МОРСКИХ ВОЛН В СЛУЧАЕ ДВУХ ВОЛНОВЫХ СИСТЕМ	
А.С. Запевалов	90
СРЕДНЕДЕКАДНЫЙ ТЕПЛОЗАПАС И ПРОФИЛЬ ТЕМПЕРАТУРЫ В ДЕЯТЕЛЬНОМ СЛОЕ СЕВЕРО-ВОСТОЧНОЙ ЧАСТИ ЧЕРНОГО МОРЯ И ИХ ЭВОЛЮЦИЯ В ТЕПЛЫЙ ПЕРИОД ГОДА (АПРЕЛЬ-НОЯБРЬ)	
А.Г. Зацепин, О.И. Подымов, К.П. Сильвестрова, Ю.В. Мурзакова	93
СОВРЕМЕННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЛАБОРАТОРНЫЕ МЕТОДЫ ГИДРОДИНАМИКИ	
И.А. Знаменская	95
К ВОПРОСУ ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ГЕОСРЕДАХ	
В.К. Казанков, С.И. Перегудин, С.Е. Холодова	96

СВОЙСТВА ПОРОД-КОЛЛЕКТОРОВ В УСЛОВИЯХ ТРЕХОСНОГО НАГРУЖЕНИЯ НА УСТАНОВКИ ИСТНН	
А.Ю.Зобнина	97
О НИЗШЕЙ ВОЛНОВОЙ МОДЕ ФАРАДЕЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ СОСУДЕ	
В.А. Калининченко, Е.А. Данилова	100
ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРНО-ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОРГАНИЗАЦИИ ПАТОГЕННЫХ БАКТЕРИЙ M. SATARRHALIS, K. RHIZORHILA МЕТОДОМ КОНФОКАЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ	
О.В. Калмангаева, О.Ю. Манзенюк, В.В. Фирстова, М.А. Котов, А.Н. Шемякин, М.Ю. Якимов, Н.Г. Соловьев	104
ПОСТРОЕНИЕ ФИЛЬТРАЦИОННО-ГЕОМЕХАНИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПОДЗЕМНОГО ХРАНИЛИЩА ГАЗА	
В.И. Карев	107
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ФИЛЬТРАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ В ПОРОДАХ-КОЛЛЕКТОРАХ ПОДЗЕМНЫХ ХРАНИЛИЩ ГАЗА ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ МЕТОДА НАПРАВЛЕННОЙ РАЗГРУЗКИ ПЛАСТА	
Ю.Ф. Коваленко, С.О. Барков	110
Тепло внутримантийных вихрей как одна из причин образования круговорота в море Бофорта и северной части Чукотского моря	
С.Ю. Касьянов	113
ПРОЧНОСТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ ГОРНЫХ ПОРОД И ЕЕ РОЛЬ В ФОРМИРОВАНИИ ВЫВАЛОВ В СКВАЖИНАХ	
Ю.Ф. Коваленко	116
ЛАБОРАТОРНЫЙ СКАНИРУЮЩИЙ ЛАЗЕРНЫЙ ВОЛНОГРАФ___ДЛЯ ЛЕКЦИОННЫХ ДЕМОНСТРАЦИЙ	
Н.Б. Косых	121
МОДЕЛИРОВАНИЕ СКОРОСТИ ВЕТРА НАД ТЕРРИТОРИЕЙ, СОДЕРЖАЩИЙ ВНУТРЕННИЙ ВОДОЕМ	
А.М. Кузнецова, Г.А. Байдаков, Б.И. Троицкая	123
МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЕМКОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРЕЩИНОВАТО-ПОРИСТЫХ ГЕОСРЕД ПО ДАННЫМ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ФИЛЬТРАЦИОННЫХ ИСПЫТАНИЙ	
Л.А. Назаров, Л.А. Назарова, Т.А. Янушенко	126
РЕКОНСТРУКЦИЯ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ ГЕОТЕХНИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ НА ОСНОВЕ РЕШЕНИЯ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ ПО ПРЯМЫМ И КОСВЕННЫМ ДАННЫМ О ПОЛЯХ НАПРЯЖЕНИЙ	
Л.А. Назарова, А.В. Панов, А.А. Скулкин	129
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ, ФОРМИРУЮЩИХСЯ ПРИ ТАЯНИИ ЛЬДА	
В.П. Пахненко	132
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДОВ В ВОДНОЙ СРЕДЕ	
В.П. Пахненко	135
ВРЕМЕННАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ (ЧЕРНОЕ МОРЕ, МЫС КИКИНЕИЗ)	
А.Е. Погребной	140
АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ И ВРЕМЕННЫХ ВАРИАЦИЙ ГЛОБАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ СКОРОСТИ ГАЗООБМЕНА МЕЖДУ АТМОСФЕРОЙ И ОКЕАНОМ ПОЛУЧЕННЫХ ДЛЯ РАЗНЫХ ПАРАМЕТРИЗАЦИЙ ОТ ХАРАКТЕРИСТИК ВЕТРОВОЛНОВОЙ ОБСТАНОВКИ	
Е.И. Поплавский, Д.А. Сергеев, А.М. Кузнецова, Ю.И. Троицкая	142
МЕТОДИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ВЫДЕЛЕНИЯ ГРУПП МОРСКИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН	
К.Р. Пукас	144
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕГРАДАЦИИ ГИДРАТОСОДЕРЖАЩИХ МНОГОЛЕТНЕМЕРЗЛЫХ ПОРОД С УЧЕТОМ ОСМОТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА	
М.М. Рамазанов, Н.С. Булгакова, С.Р. Гаджимагомедова	146
ПАРАМЕТРЫ МАГНИТОАКТИВНОГО СЛОЯ ЛИТОСФЕРЫ ЮЖНОГО ОКЕАНА	
А.Э. Сажнева, А.А. Шрейдер, М.С. Клоев, А.Л. Бреховских, И.Я. Ракитин, Е.И. Евсенко	150
СРАВНИТЕЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ХИМИЧЕСКОЙ ТРАНСФОРМАЦИИ РЕЧНОГО СТОКА В УСТЬЯХ МАЛЫХ И КРУПНЫХ РЕК ВОДОСБОРОВ ЮЖНЫХ МОРЕЙ РОССИИ	
А.В. Савенко	151

ИЗУЧЕНИЕ СВЯЗИ МЕЖДУ ПАРЦИАЛЬНЫМ ДАВЛЕНИЕМ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА И ТЕМПЕРАТУРОЙ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ЦИКЛИЧЕСКИХ СЕЗОННЫХ ВАРИАЦИЯХ В ЧЕРНОМ МОРЕ	
Д.А. Сергеев, Ю.И. Троицкая, О.С. Ермакова, Н.А. Орехова	154
ГЕНЕРАЦИЯ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ВНУТРЕННИМИ ВОЛНАМИ В НЕТРАДИЦИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ	
А.А. Слепышев, Т.А. Разувай	155
СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЧИСЛЕННЫХ ДАННЫХ О КОНВЕКЦИИ РЭЛЕЯ-ТЕЙЛОРА В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ	
Е.Б. Соболева	157
ЭВОЛЮЦИЯ МУЛЬТИФРАКТАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ СЕЙСМИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В ЭПИЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ГОТОВЯЩЕГОСЯ СИЛЬНОГО ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ	
И.Р. Стаховский	159
ПЕРЕХОД К ВОЗОБНОВЛЯЕМОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ: ВЗГЛЯД НА ВРЕМЕННЫЕ РАМКИ И ПЕРСПЕКТИВЫ ВИЭ	
Показеев К.В., Соловьев Д.А.	162
СОЗДАНИЕ УФ МОНОХРОМАТОРА ДЛЯ БАКТЕРИЦИДНОЙ ОБРАБОТКИ ПАТОГЕНОВ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ	
М.В. Торчик, В.Н. Андросенко, М.А. Котов, Н.Г. Соловьев, А.Н. Шемякин, М.Ю. Якимов, О.Ю. Манзенюк, О.В. Калмангаева	165
МЕЖГОДОВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПОТОКОВ СУММАРНОЙ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ, ПОСТУПАЮЩЕЙ В МЕСЯЦЫ ПОЖАРООПАСНОГО СЕЗОНА НА ТЕРРИТОРИИ И АКВАТОРИИ АРКТИКИ И СМЕЩЕНИЕ СЕВЕРНОГО ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЮСА	
А.В. Холопцев, Р.Г. Шубкин, Д.В. Седов	168
МОДЕЛЬ САМОПРОИЗВОЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ ЛЕДЯНОГО ДИСКА ПРИ ТАЯНИИ	
Т.О. Чаплина	169
ИСТОРИЯ НАШЕЙ ПЛАНЕТЫ И ВИРТУАЛЬНЫЙ ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ	
А. А. Шрейдер, К. Денис	172
МЕТОДЫ ОЧИСТКИ УГЛЕВОДОРОДНОГО ЗАГРЯЗНЕНИЯ ВОДНОЙ СРЕДЫ	
Т.О. Чаплина	172
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЗАДАЧАХ ЭКСПЛУАТАЦИИ ПОДЗЕМНЫХ ХРАНИЛИЩ ГАЗА	
К.Б. Устинов	175
НЕЛИНЕЙНАЯ ВОЛНОВАЯ ДИНАМИКА В ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ	
В.К. Казанков, С.И. Перегудин, С.Е.Холодова	177
ПАЛЕОГЕОДИНАМИКА ХРЕБТА ГАККЕЛЯ В ВЕРХНЕМ НЕОГЕНЕ	
А.А. Шрейдер, А.Э. Сажнева, М.С. Клюев, А.Л. Бреховских, И.Я. Ракитин, Е.И. Евсенко	178
ВИБРАЦИОННОЕ ВЛИЯНИЕ НА ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ВЫРАЩИВАНИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ	
А.И. Федюшкин	179
БЫСТРЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ПРИРОДЕ, ТЕХНИКЕ И ПРОБЛЕМАХ ТЕХНОГЕННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ	
С.Е. Якуш	182



## MATHEMATICAL MODELING OF FALLING ROCKS USING OPENFOAM

*M.S. Bezuglov<sup>1</sup>, N.S. Orlova<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>*North Ossetian State University named by K.L. Khetagurova, Vladikavkaz, Russia*

[norlova.umi.vnc@gmail.com](mailto:norlova.umi.vnc@gmail.com)

It is known, the collapsed mass, as a rule, consists of rock fragments with the presence of water and fine inclusions [1, 2]. The rock fragments can come in different sizes and shapes. Thus, for modeling rockfalls and debris flows, it is advisable to take into account the polydispersity of the solid phase. To simulate the debris flow we used a mathematical model, based on the continuum (Euler) approach (the multi-fluid model). We considered the debris flow as the flow of the four phases interacting with each other. The first phase is the gas phase (air), the second phase is the liquid (water), the third phase is the solid phase (the diameter of the rock granules is equal to 5 cm), and the fourth phase is also solid phase with the rock granules diameter of 10 cm. The polydispersity is taken into account by considering the solid phase as two phases, each of which has a specified granule size (5 cm and 10 cm). Thus, the two solid phases differed from each other only in the size of the granules. The density of the two solid phases were the same (1980 kg/m<sup>3</sup>).

The debris was considered incompressible and isothermal flow. The equations of the multi-fluid model (1) and (2) are the mass and momentum equations for each phase  $k$ .

$$\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + \overline{U}_s \cdot \nabla (\alpha_k) = 0; (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_k \rho_k \overline{U}_k) + (\alpha_k \rho_k \overline{U}_k \cdot \nabla) (\overline{U}_k) = -\alpha_k \nabla P + \nabla \cdot (\mu_k \alpha_k \nabla \overline{U}_k) + F_g + F_{D,k} + F_{st,k}. (2)$$

$\rho_k$  is the density of the phase  $k$ ,  $\alpha_k$  is the volume fraction of the phase  $k$ ,  $\overline{U}_k$  is the velocity of the phase  $k$ ,  $P$  is the gas phase pressure,  $F_g$  is the gravitational force. The two interfacial forces are the drag force  $F_{D,k}$ .  $F_{st,k}$  is the surface tension force. A more detailed description of the equations is given in the papers [3].

We used a free open source software for computational fluid dynamics (CFD) OpenFOAM (Open Source Field Operation And Manipulation CFD ToolBox) [4-6]. The multi-fluid model was implemented into the solver multiphaseEulerFoam of OpenFOAM. And we used this solver to simulate the debris flows.

The calculations of the motion of the debris flow down the slope of a hill (the falling mass consisted of the rock granules with the presence of water) were performed using the multi-fluid model at the value of the slope angle 30 degrees. The volume of the falling mass was taken to be 50 m<sup>3</sup>, and the slope length was 41 m. The computational area of the problem was presented in the paper [4]. The value of the volume fraction of the gas phase “alpha.air” was equal to 0.38 at the initial moment of time. The value of the volume fraction of the liquid phase “alpha.water” was equal to 0.12 at the initial moment of time. The volume fraction of the first solid phase “alpha.solid1” (in which the diameter of the granules is equal to 5 cm) was equal to 0.25. And the volume fraction of the second solid phase “alpha.solid2” (in which the diameter of the granules is equal to 10 cm) was also equal to 0.25. The calculation conditions are given in [4].

Figure 1 shows the results of the modelling of the motion of the debris flow down the slope of a hill. To visualize the calculation results, we used free software ParaView. The visualization results are presented at the moment of time 6 s. It can be seen that the volume fraction of each phase is distributed unevenly.

It should be noted that in the first case (distribution of the gas phase “alpha.air”) we actually see how the three phases (“alpha.water”, “alpha.solid1” and “alpha.solid2”) are distributed in total. We see from figure 1 that larger granules (10 cm in diameter), along with the liquid phase, reach the barrier faster, in contrast to relatively small granules (5 cm in diameter). It is also necessary to pay attention to the maximum volume fraction values of each phase. The concentration of solid phases (“alpha.solid1” and “alpha.solid2”) on some sections of the slope can reach very high values (0.79 and 0.92). This is due to

the fact that no restrictions were placed on the maximum values of the volume fraction of the phases. The volume fraction of the liquid phase reaches the maximum value of 0.37.

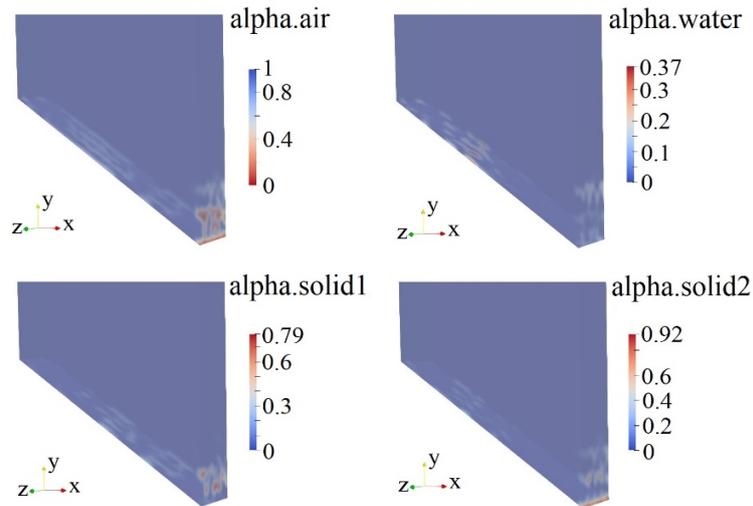


Figure 1. Snapshots of the multiphase volume fraction distribution at the moment of time 6 s

This study was funded by Russian Science Foundation, project number 23-27-00264, <https://rscf.ru/en/project/23-27-00264/>.

#### Литература/References:

1. Albaba A., Schwarz M., Wendeler C., Loup B., Dorren L. Elasto-plastic-adhesive DEM model for simulating hillslope debris flows: cross comparison with field experiments // *Natural Hazards and Earth System Sciences*. No 19 (11). P. 2339–2358. <https://doi.org/10.5194/nhess-19-2339-2019>.
2. Mitchell A., Zubrycky S., McDougall S., Aaron J., Jacquemart M., Hübl J., Kaitna R., Graf C. Variable hydrograph inputs for a numerical debris-flow runout model // *Natural Hazards and Earth System Sciences*. 2022. No. 22. P. 1627-1654.
3. Surya Kaundinya O. Implementation of cavitation models into the multiphaseEulerFoam solver // In *Proceedings of CFD with OpenSource Software, 2017*, Edited by Nilsson. H., [http://dx.doi.org/10.17196/OS\\_CFD#YEAR\\_2017](http://dx.doi.org/10.17196/OS_CFD#YEAR_2017)}.
4. Orlova N., Volik M. Modelling of rockfall mass motion using two-fluid model // *Sustainable Development of Mountain Territories*. № 16 (1), 2024. P. 40 - 55.
5. Orlova N. Investigation of the influence of restitution coefficient on the results of the rockfall modeling // *Processes in geo-environments*. № 3, 2018. P. 1037 - 1041.
6. Orlova N., Kamenetskii E. Verification of rock falls model using the continuum approach // *Sustainable Development of Mountain Territories*. № 1, 2018. P. 7 - 13.

#### SOME STATISTICAL ISSUES OF INVERSE PROBLEM FOR STRESS INVERSION FROM DATA ON NATURAL SHEAR FRACTURES CONDUCTIVITY

*N.V. Dubinya*<sup>1,2</sup>, *E.R. Ziganshin*<sup>3</sup>, *E.V. Novikova*<sup>2,4</sup>

<sup>1</sup>*Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, Moscow Region, Russia*

<sup>2</sup>*Schmidt Institute of Physics of the Earth RAS, Moscow, Russia*

<sup>3</sup>*Kazan Federal University, Kazan, Russia*

<sup>4</sup>*Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics RAS, Moscow, Russia*

[Dubinya.NV@gmail.com](mailto:Dubinya.NV@gmail.com)

The paper is devoted to certain specific problems of in-situ stress estimation for rock masses based on information regarding conductivity of natural shear fractures. While the addressed method for stress inversion has been developing for the last years, certain aspects of

interpreting inverse problem solution still remain questionable. Some of these aspects are considered in the current paper.

Stress inversion procedure based on data on natural shear fractures conductivity is a valuable way to deal with in-situ stresses in hydrocarbon reservoir geomechanics [1]. The concept of critically stressed fractures [2] is used to establish a relationship between conductive fractures and fractures satisfying raw fraction criterion (shear stress exceeds normal stress multiplied by friction coefficient for fracture plane). An inverse problem of optimizing the agreement between conductive and critically stressed fractures can be postulated [1] and solved using Monte-Carlo [3] or gradient [4] methods.

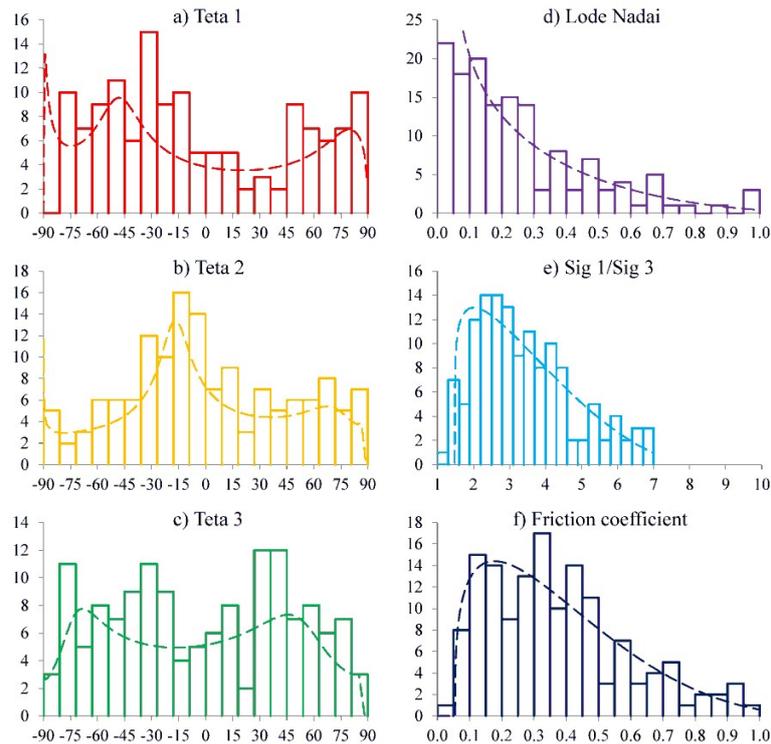
While this stress inversion procedure is capable of providing the best fitting parameters – parameters of in-situ stress state providing the best match between critically stressed and conductive fractures – it is unclear, how to deal with uncertainties associated with inverse problem solution. Monte-Carlo simulation [3] suggests that a certain objective function can be introduced to numerically evaluate the quality of agreement between critically stressed and conductive fractures. It is possible to introduce a certain threshold value for the objective function to limit Monte-Carlo simulations to a set of optimal solutions, that can be consequently analyzed through mathematical statistics methods to get understanding of uncertainty in reconstructed stress state parameters.

The current study is focused on this statistical analysis. Stress inversion procedure is performed using data obtained from a certain well developing a hydrocarbon field located in Eastern Europe in order to provide sufficient data for analysis. Data on natural fractures conductivity is obtained from well logging data, especially, electromagnetic micro-imaging procedure results. The following parameters are reconstructed: directions of principal stresses associated with three independent Euler angles, ratio between maximum and minimum principal stresses, Lode-Nadai coefficient (or stress tensor shape parameter), and friction coefficient of well surrounding rock masses. Stress inversion results are proved to be consistent with other geophysical indicators of in-situ stresses: minimum principal stress is proved to be consistent with hydraulic fracturing data on instantaneous shut-in pressure of hydraulic fracture; principal stresses directions are consistent with data on borehole breakouts and elastic waves anisotropy. Stress inversion is completed through Monte-Carlo simulations; the results are analyzed using mathematical statistics apparatus. A set of ‘successful’ Monte-Carlo simulations is chosen based on threshold value for objective function. Two approaches are used to analyze distributions that relate to reconstructed stress state parameters of the set of ‘successful’ simulations.

Firstly, obtained frequency distributions for each stress state parameter are analyzed using method of moments. Mean, dispersion, kurtosis, and skewness are calculated each frequency distributions for each parameter and given threshold value for objective function. These data are consequently used to obtain parameters of frequency distribution analytical function [5]. Pearson’s system of frequency curves appears to be a decent apparatus to deal with obtained distributions for the particular postulation of stress inversion problem, yet some particular aspects require additional attention, as Pearson family distributions prove to be unable to describe certain parameters of stress state under specifically chosen threshold value of objective function.

Another approach based on quantile-parametrized distributions is introduced to deal with such cases. In particular, metalog distributions are directly used to establish probability density function from observed data [6].

Fig. 1 presents frequency distributions corresponding to Monte-Carlo simulation results for a specific threshold value of objective function for six parameters inversed from natural fractures conductivity analysis: 1(a) the first Euler angle (used notation is described in [7]); 1(b) the second Euler angle; 1(c) the third Euler Angle; 1(d) Lode-Nadai coefficient; 1(e) ratio between maximum and minimum principal stresses; 1(f): friction coefficient. Euler angles are described through metalog distributions; dimensionless parameters are described using Pearson's type I distributions. Solid lines stand for bars of frequency curves, dotted lines represent corresponding probability density functions. Vertical axis is for number of 'successful' realizations.



*Fig. 1. Frequency distributions and evaluated probability density functions for six stress state governing parameters*

The proposed technique makes it possible to evaluate stress state of rock mass with the given uncertainty level, e.g. estimate quantiles for reconstructed stresses. In turn, this provides an opportunity for quantitative uncertainty analysis in various aspects of reservoir geomechanics.

There are still some unanswered questions regarding mathematical analysis of stress inversion results. First of all, choice of threshold value for objective function has to be backed up by a complicated study of successful realizations behavior for different thresholds. Factor analysis is another direction for future research, as stress state governing parameters are currently considered independently.

#### **Литература/References:**

1. Ito T., Fujii R., Evans K.F. & Hayashi K., 2002. Estimation of Stress Profile with Depth from Analysis of Temperature and Fracture Orientation Logs in a 3.6 km Deep Well at Soultz, France.

- Proceedings of SPE/ISRM Rock Mechanics Conference, Irving, 20–23 October 2002. 2002. SPE Conference Paper 78185-MS.
2. Barton C.A., Zoback M.D. & Moos D., 1995. Fluid flow along potentially active faults in crystalline rocks. *Geology*. 23(8):683-686.
  3. Dubinya N.V. & Tikhotskiy S.A., 2022. Method for the inverse problem solution for reconstruction of stress-strain state of rock mass based on natural fractures data. *Izv. Phys. Sol. Earth*. 58(4): 113-134.
  4. Zhang S., Ma X. & Zoback M., 2023. Determination of the crustal friction and state of stress in deep boreholes using hydrologic indicators. *Rock Mech. Bull.* 2(1): 100024.
  5. Elderton W.P. & Johnson N.L., 1969. Systems of Frequency Curves: 12-110.
  6. Keelin T.W., 2016. The Metalog Distributions. *Decision Analysis*. 13(4): 243-277.
  7. Dubinya N.V., 2022. Spatial orientations of hydraulically conductive shear natural fractures for an arbitrary stress state: An analytical study of governing geomechanical factors. *J. Petrol. Sci. Eng.* 212: 110288.

## **ANALYSIS OF ARTIFICIAL MACRO CRACKING OF LOW-PERMEABILITY RESERVOIR ROCKS BASED ON A DIGITAL APPROACH**

*V.V. Khimulia<sup>1</sup>, V.I. Karev<sup>1</sup>*

*<sup>1</sup>Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the Russian Academy of Sciences (IPMech RAS), Moscow, Russia*

*[valery.khim@gmail.com](mailto:valery.khim@gmail.com)*

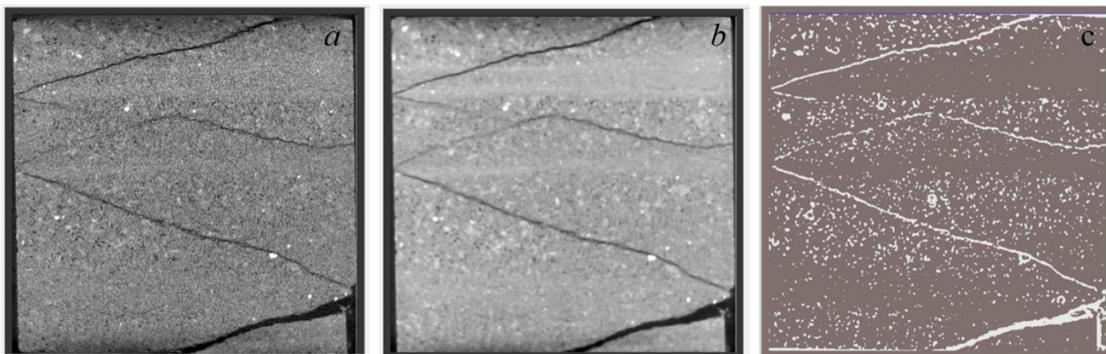
The development of low-permeability hydrocarbon deposits is becoming increasingly important in the modern energy industry. As conventional oil and gas reserves decline, hard-to-recover reserves (HTR) are beginning to play a critical role in meeting global energy demand. Maximizing the potential of HTR is essential for ensuring a sustainable energy supply. However, developing these reserves presents significant challenges, as traditional extraction techniques used in high-permeability reservoirs are often ineffective at low-permeability deposits. These tight rock deposits characterized by low permeability and porosity require innovative approaches in drilling and extraction. Creation of cracks systems in bottom hole zones in low-permeability reservoirs can be the key to successful development and production of such fields.

X-ray microcomputed tomography (CT) non-destructively produces high-resolution 3D images of rock specimens, which facilitates detailed analysis of internal properties such as connectivity, fracture aperture and orientation [1].

This paper presents the results of a nondestructive analysis of fracturing in low-permeability reservoir rocks using a digital rock physics (DRP) approach, as well as a methodology for generating high-quality 3D models of cracks systems based on X-ray CT images from a low-permeability reservoir rock. Traditionally, rock micro-CT studies focus on a small, representative volume of rock [2]. However, this method is insufficient for analyzing macrocracks, which require scanning, processing, and constructing 3D models of much larger volumes of material. The challenge of processing images of cubic rock specimens is further complicated by the non-uniform transmission of the X-ray beam through the rock with the pronounced heterogeneity, including bedding planes. As a result, it becomes essential to develop efficient, resource-saving methods for rapid, high-quality image processing, accurate model generation, and optimization for subsequent calculations. The proposed approach encompasses the acquisition, reconstruction, processing, and optimization of models to generate the most realistic representations for analyzing the internal structures of rocks. The DRP method is used to analyze local aperture distribution, percolation paths, tortuosity, crack propagation angles, volume and surface characteristics, porosity, permeability, and flows in low-permeable reservoir rocks.

The physical modeling of the processes of deformation and destruction of rock in the bottom-hole zone of a well of a particular field under changing pressure at the bottom hole is carried out. As a result, a system of cracks was formed in the rock. Tests of the core material was carried out using the Triaxial Independent Loading Test System (TILTS) of the Institute for Problems in Mechanics of the Russian Academy of Sciences [3]. The initial permeability of the specimens was extremely low, measuring below

10 millidarcys (mD), indicating that effective reservoir development would require permeability enhancement techniques. Such techniques may include the creation of new filtration channel systems. Post-experimental analysis revealed the formation of a well-defined crack network within the specimens. In order to obtain a detailed three-dimensional representation of the fractures formed, tomographic studies of the specimens were conducted. The high-resolution ProCon X-Ray CT-MINI micro-CT scanner was employed for computed tomography and image acquisition [4]. The images obtained during scanning had increased granularity, noise, and variations in grayscale. These effects are explained by the peculiarities of the tomography technique, the heterogeneity of the studied rock, the presence of layers with different densities and differential absorption of radiation when passing through the material. For correct processing of the obtained images and creation of three-dimensional rock models on their basis, a method of image processing was created and tested, taking into account the peculiarities of the shape of specimens, the type of cracks formed and rock properties. Figure 1 shows some basic stages of work with the acquired images: brightness correction, image filtering, one of the segmentation options. After the segmentation procedure, the obtained 3D models were simplified to optimize the digital analysis.



Structure size  $1944 \times 1948 \times 1952$  pix

Voxel size  $20.821 \mu\text{m}$

Figure 1. Basic stages of work with the acquired images: a – one of the acquired image projections; b – brightness correction and filtering; c – one of the segmentation models before optimization of structure

Three-dimensional models of specimens obtained and optimized according to the CT image processing technique were used for quantitative analysis of the cracking system (Fig. 2a). By calculating the percolation paths, the minimum, maximum, and average length of the filtration path for each fracture system was obtained, which corresponds to different trajectories of transport flow along the fractures. For cubic specimens with a 40 mm rib, this length averaged 100-120 mm. At the same time, the value of the minimum crack opening on each path was measured, which determines the maximum size of the particle passing along the percolation path. Апертура трещины варьировалась от 0,1 до 0,5 мм на разных участках. Были определены значения геодезической извилистости [5], которые составили в среднем 2,6-3.

Numerical simulations of filtration flow were also performed at different stages of 3D rock model creation and optimization with different mathematical approaches to compare results and evaluate their applicability. Figure 2b shows a visualization of the calculated filtration flow velocities through the investigated fractures. For different filtration patterns, the permeability of new fractures was more than 3 Darcys.

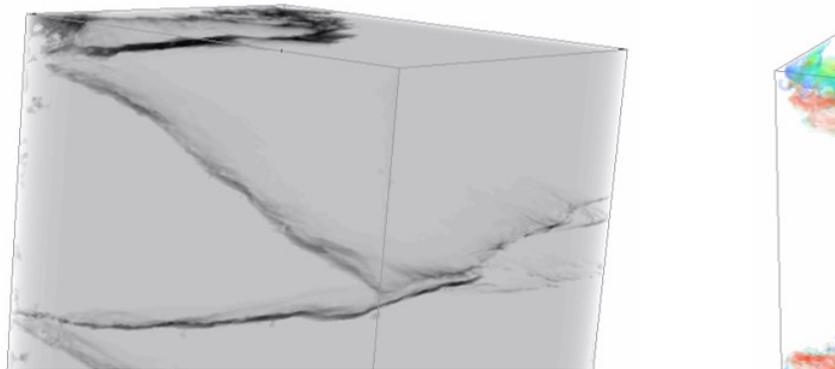


Figure 2. a – Three-dimensional specimen model obtained and optimized according to the CT image processing methodology; b – visualization of filtration flow velocity distribution

It is shown that macrocracks created in rocks by geomechanical impact make a decisive contribution to the growth of rock permeability.

The results of the DRP analysis revealed that the formed crack systems are well-connected, with crack openings being relatively about the same across the entire cross-section of the specimens. The distribution of filtration flow velocities indicates that all parts of the created fracture systems are actively involved in fluid transport. In addition, the analysis confirmed a significant and irreversible increase in the total permeability of the rock, mainly due to the appearance of macrocracks.

*The study was supported by the Government program (contract #124012500441-6).*

#### **Литература/References:**

1. Jia L., Chen M., Jin Y., 2013. 3D imaging of fractures in carbonate rocks using X-ray computed tomography technology. *Carbonates and Evaporites*. 29(2): 47–153. <https://doi.org/10.1007/s13146-013-0179-9>.
2. Menke H.P., Gao Y., Linden S., & Andrew M.G., 2022. Using Nano-XRM and High-Contrast Imaging to Inform Micro-Porosity Permeability During Stokes–Brinkman Single and Two-Phase Flow Simulations on Micro-CT Images. *Frontiers in water*, 4: 935035. <https://doi.org/10.3389/frwa.2022.935035>.
3. Karev V., Kovalenko Y., & Ustinov K., 2020. *Advances in Oil and Gas Exploration and Production*. Switzerland, Springer International Publishing, 166 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-030-26608-0>.
4. Khimulia V., Karev V., Kovalenko Y., & Barkov, S., 2024. Changes in filtration and capacitance properties of highly porous reservoir in underground gas storage: CT-based and geomechanical modeling. *Journal of Rock Mechanics and Geotechnical Engineering*, 16(8): 2982-2995. <https://doi.org/10.1016/j.jrmge.2023.12.015>.
5. Holzer L., Marmet P., Fingerle M., Wiegmann A., Neumann M., & Schmidt V., 2023. *Tortuosity and Microstructure Effects in Porous Media: Classical Theories, Empirical Data and Modern Methods*. Springer Nature. 190 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-031-30477-4>.

### **STUDY OF FRACTURE AND SAND PRODUCTION PROCESSES IN GAS-CONDENSATE RESERVOIRS ON THE BASIS OF GEOMECHANICAL AND DIGITAL APPROACHES**

**V.V. Khimulia<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of the Russian Academy of Sciences (IPMech RAS), Moscow, Russia*

[valery.khim@gmail.com](mailto:valery.khim@gmail.com)

The current prioritization shift towards the expansion and development of complex wells in hydrocarbon fields requires the application of new technologies and solutions aimed at improving the efficiency of operational performance and reducing the risks of accidents. This is especially true for reservoirs of gas and gas condensate fields on the Arctic shelf of Russia, which are represented by weakly

cemented highly permeable sandstones with low strength characteristics. Stress-induced deformation and fracture of rocks have a significant impact on their filtration properties and affect well productivity [1]. They can become the causes of serious accidents, resulting in huge environmental and economic damage. Possibilities to study the mechanisms of well wall failure and sand production in field conditions are limited due to the inaccessibility of the bottomhole zone for observation and measurement equipment. This determines the necessity to develop approaches to comprehensive laboratory study of reservoir rock properties under real reservoir conditions. This includes physical modeling of processes occurring in the vicinity of wells during various technological operations in order to develop methods for determining safe and effective conditions of well operation.

The paper presents studies of sand production processes in reservoir rocks of the Severo-Kamennomysskoe gas condensate field located on the northern shelf. The tests include experimental studies of sand production from core specimens under increasing compressive stresses in a Triaxial Independent Load Test System using the «hollow cylinder» scheme [2], as well as further digital granulometric analysis of rock fracture products. The geomechanical part of the study included determining the conditions of sand eruption initiation, its intensity and registration of the amount of sand released. Within the tomographic part of the study, quantitative characteristics of fracture products were obtained.

The mechanical part of the research was carried out on a unique Triaxial Independent Load Test System (TILTS) of the geomechanics laboratory of IPMech RAS [3]. In specimens intended for testing according to the “hollow cylinder” scheme, a hole with a diameter of 10 mm was drilled in the center of the face in the direction of one of the axes. During the experiment, air at a pressure of about 1 bar is forced through a channel in the upper active pressure plate tip, which coincides with the hole in the specimen. During the experiment, equal compressive stresses are applied to the specimen faces and increased gradually. The deformations of the specimen in three directions were recorded and the mass of sand removed from the specimen by the air flow was measured. The accuracy of the electronic scales is 0.001 g and recordings are made every 2 s. The specimen is tested until it fails.

At the first stage, specimens were uniformly loaded along the three axes at a constant speed. At the second stage, the specimen was loaded in steps. At each step the stresses along all three axes were uniformly increased by 1 MPa, followed by a time hold-up period. This approach allows, among other things, to see a qualitative picture of deformation processes and to determine the volume and characteristics of transported rock particles.

Figure 1a shows the dependence of the mass of transported sand on compressive strain in one of the characteristic specimens, figure 1b shows the deformation curves along the three axes of the cubic specimen.

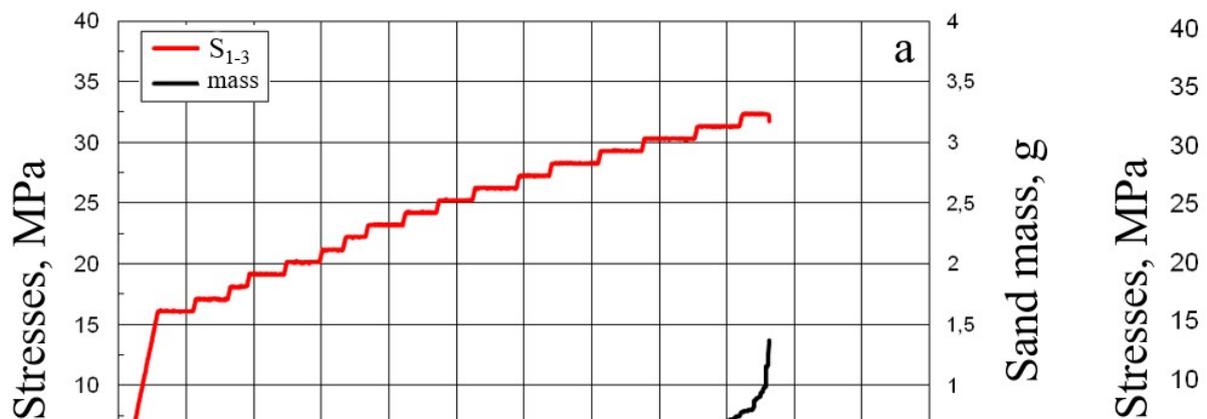


Figure 1. a - dependence of the mass of removed sand on compressive stress; b - deformation curves along three axes of a cubic specimen

The deformation curves show that when the all-round compressive stress increases, the specimens deform elastically (linearly), which indicates a stable state of the hole in the specimen. When the compressive stress reached a value of more than 15 MPa, specimens began to deform nonlinearly, which is associated with the beginning of the destruction of the walls of the hole. At the same time, no rock particle extraction was observed by this moment in the experiments. The difference between the beginning of nonlinear deformation of specimens and the beginning of sand removal reached several MPa.

Carried particles from specimens after the experiments using the «hollow cylinder» scheme were scanned using a high-resolution X-ray micro-CT scanner ProCon CT-MINI. Based on the obtained images, digital 3D models of fracture products were created for particle size analysis and fractional composition determination [3].

Figure 2 shows a histogram of the size distribution of the transported sand granules.

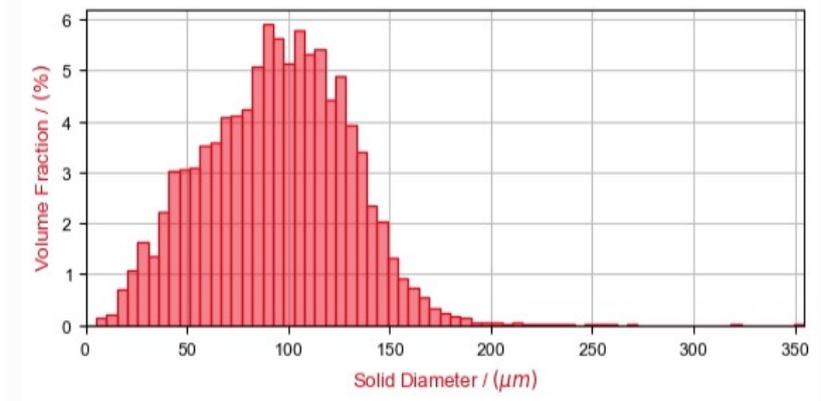


Figure 2. Result of granulometry analysis of sand

The fracture products are dominated by fine sand and coarse silt particles represented by quartz grains, feldspars and less frequently by rock fragments. The total content of fine sand and coarse siltstone in the composition of transported particles amounted from 79 to 89 % of the total sand mass.

Testing specimens with holes in the “hollow cylinder” pattern made it possible to estimate the volumes and characteristics of the extracted rock fragments composing the reservoir. In relation to wells, the increased deformation capacity of reservoir rocks detected in the experiments means that already at insignificant drawdowns the process of intensive rock deformation (creep) can begin in the vicinity of the well. Then, as a result of creep, the rock can overlie the filter in the well, compressing it from all sides, which can lead to its undesirable deformation and damage. The presence of fine-grained silty grains can be explained by the removal of intergranular material by gas flow through the filtration channels, while the presence of coarse-grained silty and fine-grained fractions can occur when the rock is cracked. Thus, it is necessary to take into account the differences in the nature of sand production when selecting in-well equipment for the basic operating modes and operation of the studied objects.

*The research was supported by the Russian Science Foundation grant № 23-77-01037, <https://rscf.ru/project/23-77-01037/>.*

#### **Литература/References:**

1. Li W., Frash L.P., Welch N.J., Carey J.W., Meng M., & Wigand M., 2021. Stress-dependent fracture permeability measurements and implications for shale gas production. *Fuel*, 290: 119984. <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2020.119984>
2. Liu Y., Li X., Weng L., Wu Q., & Wang H., 2021. Unconfined and Triaxial Compression Tests on Hollowed Cylindrical Sandstones to Explore the Infilling Effects on the Deformation and Mechanical Behaviors. *Advances in Materials Science and Engineering*, 2021(1): 8521438. <https://doi.org/10.1155/2021/8521438>

3. Khimulia V., Karev V., Kovalenko Y., & Barkov S., 2024. Changes in filtration and capacitance properties of highly porous reservoir in underground gas storage: CT-based and geomechanical modeling. *Journal of Rock Mechanics and Geotechnical Engineering*, 16(8): 2982-2995. <https://doi.org/10.1016/j.jrmge.2023.12.015>.

## APPLICATION OF THE VOF METHOD FOR STRATIFIED GAS-LIQUID TWO-PHASE FLOW IN NEARLY HORIZONTAL PIPES

*Yu.M. Kolayan<sup>1</sup>, D.K. Zaitsev<sup>1</sup>, V.A. Kuzkin<sup>1</sup>, D.A. Samolovov<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>*Peter the Great Saint Petersburg Polytechnic University, Saint Petersburg*

<sup>2</sup>*Gazprom Neft, Saint Petersburg*

[yurakolayan@mail.ru](mailto:yurakolayan@mail.ru)

The cost-effective development of gas and gas condensate fields requires the use of horizontal wells. This raises the problem of accumulation and removal of liquid from such structures. The accumulation of liquid in the horizontal wellbore can lead to undesirable processes that reduce productivity, and in some cases – block the gas flow.

This work presents the results of numerical simulation using VOF method [1] of steady stratified turbulent gas-liquid flow in a pipe under a pressure gradient. Two statements are considered: there are investigations using VOF method, and simulations using two-zone approach with separation of the interface in flat channel. The influence of turbulence damping near the interface is shown. The investigations of stratified turbulent gas-liquid flow in a circular pipe are introduced. The results of simulation are compared with experiments.

The flow domain represents smooth, equilibrium stratified turbulent gas-liquid flow in nearly horizontal pipe (figure 1). The calculations with periodic boundary conditions by ANSYS Fluent 19.3 are conducted. SST  $k-\omega$  turbulent model is used during calculations [2]. The computational mesh with  $y^+ < 1$  is used (the size of the first wall cell, normalized by channel height,  $\Delta Y_{min} = 5e-4$ ). In the middle of the channel, all meshes were uniform, the relative height of the cell,  $\Delta Y_{max}$ , ranged from 0.01 to 1.25e-3. The geometric parameters and pressure gradient are taken from the experiment [3].

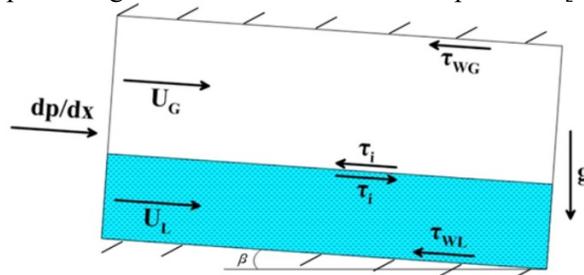


Figure 1. Sketch of gas-liquid stratified flow in nearly horizontal pipe

The results show that for considered problem, the classical VOF approach gives incorrect results; an increase in liquid flow rate and a significant underestimation of gas flow rate are observed. The effect of the computational mesh on the calculations is shown in figure 2. The mesh has almost no effect on the solution (in the considered range of values  $\Delta Y_{max}$ ), when standard VOF method is used, however, the gas flow rate (figure 2a) is significantly underestimated compared with experimental data [4]. This discrepancy is because the standard VOF approach gives non-physical values of the turbulent viscosity of the gas at the interface. To solve this problem, the Egorov's correction was used, which provides damping of turbulent viscosity at the interface [4]. When adjusted correctly, the results with turbulence damping provided a good match with the experimental data, however, a much smaller mesh was required to obtain mesh independent results than in the standard VOF approach (figure 2b).

During the detailed methodological calculations, it was found that the Egorov's correction is sensitive to the computational mesh and to the value of the control parameter B, which is equal to 10 by default in Fluent, however, there are attempts to modify it in the literature, e.g. [5]. Fig. 2c shows the dependence of the gas bulk velocity at different values of parameter B on different meshes. There is a

strong influence of the mesh on the results, and the requirements for the mesh vary depending on B. So, with a standard value of  $B = 10$ , the mesh independent solution is obtained at  $\Delta Y_{max} \leq 2.5e-3$ , whereas at  $B = 50$ , the mesh with  $\Delta Y_{max} = 5e-3$  is sufficient, and the change in B almost did not affect the solution. Thus, by increasing parameter B, it is possible to reduce the requirements for the mesh without compromising the quality of the solution. However, it can be noted that at  $B = 800$ , mesh convergence is not obtained even on a mesh with  $\Delta Y_{max} = 1.25e-3$  (i.e. it is undesirable to set too large values of B).

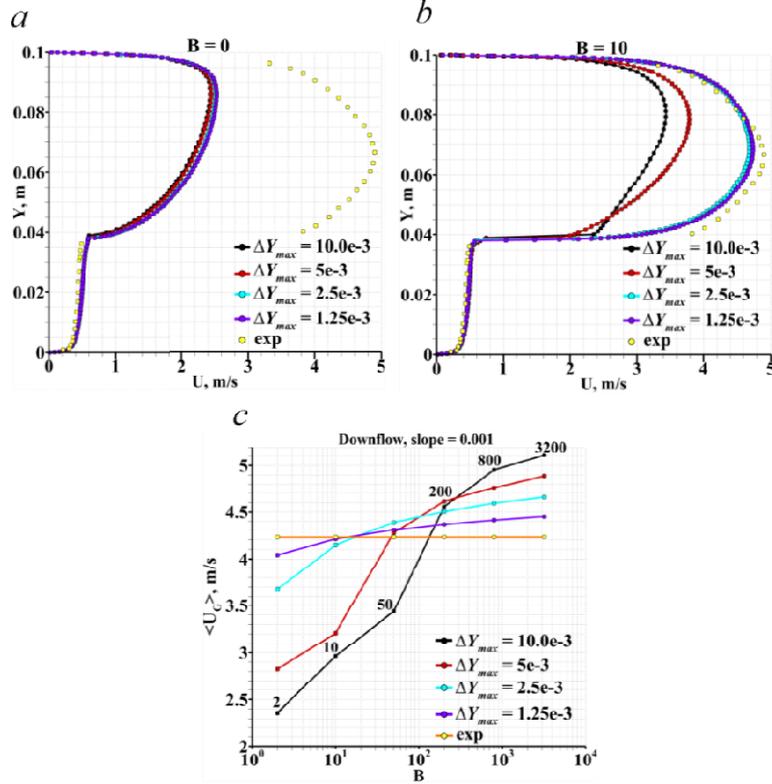


Figure 2. Results on different meshes: a) velocity profiles with VOF; b) velocity profiles with VOF and turbulence damping; c) gas bulk velocity with VOF and turbulence damping

Calculations based on the two-zone approach also provided a good agreement with the experiment, which made it possible to use this approach for other values of the operating parameters. There are two variants of the model were considered: in the first variant (Model 1) the interface is treated as a moving wall for both phases, i.e. turbulent fluctuations from the liquid side are completely damped; the speed this wall  $V_i$  was selected manually to ensure the same friction from the gas and liquid sides. The second approach (Model 2) involves the use of mild conditions for turbulence parameters from the liquid side. To do this, we considered the auxiliary problem of fluid flow in a channel with a height of  $2h_L$  with a moving upper wall. The value of the water velocity in the middle of the channel (at height  $h_L$ ) was substituted into the calculation of the "gas" channel as the velocity of interface  $V_i$ . The speed of movement of the wall of the  $V_w$  auxiliary channel was selected manually to ensure the same friction on the interface from the gas and liquid sides.

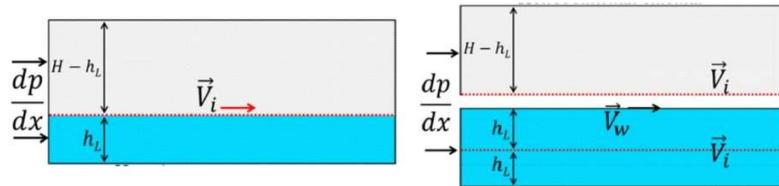


Figure 3. Sketch of two-zone models

Figure 4 shows the velocity profiles of liquid (left) and gas (right) for all considered modeling methods. The two-zone models agree quite well with the experimental data [3], the difference between the two two-zone models is not essential, therefore they can be further used as a reference. The results obtained using the Egorov-corrected VOF-approach also agrees well with the experiment, while they are closer to the model 1. The standard VOF, as noted earlier, gives an unsatisfactory match.

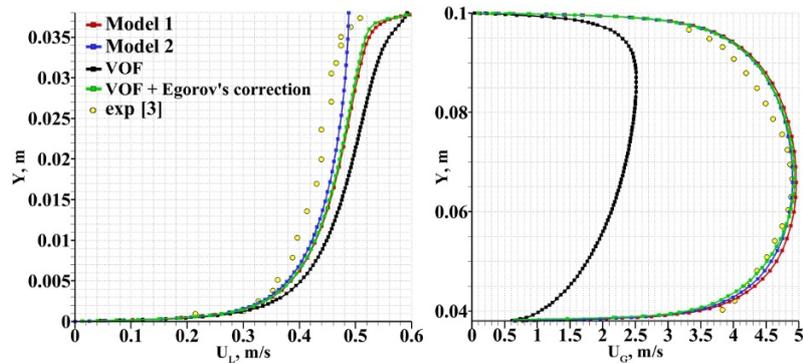


Figure 4. Comparison between experimental results and simulations with different approaches

Thus, based on the conducted research, it can be concluded that the use of the classical VOF-approach for the considered problem is unacceptable, since in this case there is a significant underestimation of gas flow rate. The calculations with the Egorov's correction provided a fairly good match with the measurement data, but it is more demanding on the computational mesh. Calculations based on the two-zone approach also provided good agreement with the experiment, which allows using this approach as a reference for further testing of the VOF method at other values of the operating parameters.

#### Литература/References:

1. Hirt C., Nichols B., 1981. Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *J. Comput. Phys.* 39: 201-225.
2. Menter F. R., 1994. Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications. *AIAA J.* 32.8: 1598-1605.
3. Fabre J., Suzanne C., Masbernat L., 1987. Experimental Data Set No. 7: Stratified Flow, Part I: Local Structure. *Multiph. Sci. Technol.* 3: 285-301.
4. Egorov, Y., 2004. Contact Condensation in Stratified Steam-Water Flow. EVOL-ECORDA-D 07.
5. Frederix E. M. A., Mathur A., Dovizio D., Geurts B. J. & Komen E. M. J. Reynolds-averaged modeling of turbulence damping near a large-scale interface in two-phase flow. *Nucl. Eng. Des.* 333: 122-130.

### PRACTICE-ORIENTED APPROACH TO TEACHING LINEAR PROGRAMMING

*N.S. Orlova*<sup>1</sup>

<sup>1</sup>North Ossetian State University named by K.L. Khetagurova, Vladikavkaz, Russia  
[norlova.umi.vnc@gmail.com](mailto:norlova.umi.vnc@gmail.com)

Currently, optimal planning problems (selecting the most effective option that would achieve the best result) have found a wide application in various fields of activity. First of all, this concerns issues of organizing production, managing industry, technology, agriculture, etc. [1-4]. Such problems led to the emergence of mathematical programming, and in particular linear programming [5].

Linear programming is a branch of mathematical programming that studies methods for solving problems of finding the extremum of a linear function of many variables in the presence of linear constraints. The importance of studying of linear programming by students lies in the fact that students will learn to build the simplest mathematical models, translate practical problems into mathematical

language, interpret the obtained result, and evaluate it with practice. A practice-oriented approach plays a special role in linear programming teaching. The primary goal of this approach is to develop in students the skills and abilities of practical work that are in demand today in various areas of social and professional practice.

Today, the training program in educational institutions of secondary vocational education consists of mandatory and variable parts of the general professional cycle. The disciplines of the variable part supplement the mandatory part of the program with new content, thereby facilitating in-depth study of the material. Therefore, the development of courses for the variable part of the general professional cycle is an actual problem. The discipline “Linear Programming” belongs to the variable part, and the development of course materials in this discipline is also an actual task.

We developed the course on linear programming for students of economic specialties studying in educational programs of secondary vocational education, and formalized its work program. The materials of the developed course were tested at the Vladikavkaz College of Finance and Economics in mathematics lessons and as part of a mathematics club. The lessons were held for first-year students studying in the specialty “Information Systems and Programming”. It was assumed that this course would provide students with a higher level of knowledge, skills and abilities on this topic, as well as expand the scope of knowledge in mathematics. In this work, we present the results of testing of the developed course.

It is important to note that linear programming is one of the most important tools in mathematical modeling. In turn, mathematical modeling is one of the main ways to study various processes [1-4,6], including economic ones [2,3]. The practice-oriented course “Linear Programming” was developed for first-year students of the Vladikavkaz College of Finance and Economics, and its work program was formalized. Additionally, a bank of tasks was developed, which includes tasks for each topic of the course.

The value of teaching the course “Linear Programming” lies in the fact that, having studied linear programming problems and methods for solving them, students will learn to build the simplest mathematical models, translate practical problems into mathematical language, interpret the result obtained, and evaluate it with practice. In addition, students will learn to use a spreadsheet (table) processor to solve linear programming problems. The topics of the lessons are closely related to practical tasks, which stimulates the cognitive activity of students, contributes to the development of practical skills and abilities, determining their capabilities in this area, self-knowledge and self-development.

The program material of the course corresponds to the age perception and understanding of students. The total number of course hours is 34. As part of the linear programming course, 16 lessons (32 academic hours) were developed. And 1 lesson (2 academic hours) involved student's independent work on preparing a report. The main types of lessons are: lecture (8 academic hours) and practical exercise (24 academic hours). At the end of the training, the final control is a test, which consists of completing tasks on the application of methods for solving linear programming problems.

The following is an example of solving a linear programming problem using the simplex method algorithm implemented in the MS Excel spreadsheet add-on.

**Problem.** Some company produces two sets of lawn fertilizers: regular and improved. The regular set includes 3 kg of nitrogen, 4 kg of phosphorus and 1 kg of potassium fertilizers, and the improved set includes 2 kg of nitrogen, 6 kg of phosphorus and 3 kg of potash fertilizers. It is known that some lawn requires at least 10 kg of nitrogen, 20 kg of phosphorus and 7 kg of potassium fertilizers. A regular set costs 3 monetary units, and an improved one costs 4 monetary units. What and how many sets of fertilizers should I buy to ensure effective soil nutrition and minimize cost?

In order to solve the problem, it is necessary to build a mathematical model.

Let us denote by  $x_1$  the number of regular sets of fertilizers,  $x_2$  the number of improved sets of fertilizers. Then the objective function will look as following:

$$f(x) = 3x_1 + 4x_2 \rightarrow \min. (1)$$

The conditions are as follows:

$$\begin{cases} 3x_1 + 2x_2 \geq 10, \\ 4x_1 + 6x_2 \geq 20, \\ x_1 + 3x_2 \geq 7, \\ x_1 \geq 0, \\ x_2 \geq 0. \end{cases} \quad (2)$$

This problem can be solved by the graphical method and the simplex method. The problem can also be solved using a table processor, in which the simplex method is already implemented, and the solution is found automatically.

Figure 1 and figure 2 show the results of the final test after the course “Linear programming”, which showed that the course material was mastered, the students developed skills in solving linear programming problems.

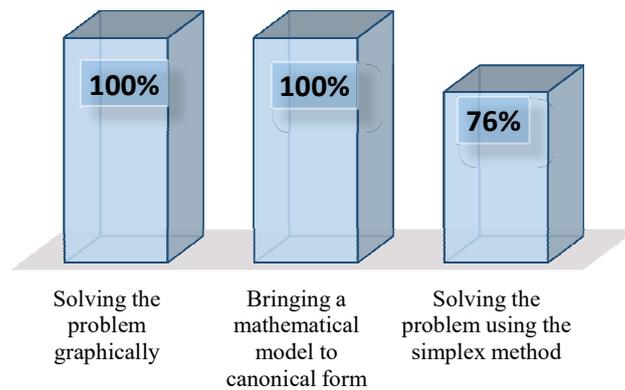


Figure 1. The results of the final test: solution by graphical and simplex methods

As can be seen from figure 1, 100% of students learned to reduce a mathematical model to canonical form and solve linear programming problems using the graphical method, 76% of students (of the total number of students in the group) learned to solve linear programming problems using the simplex method.

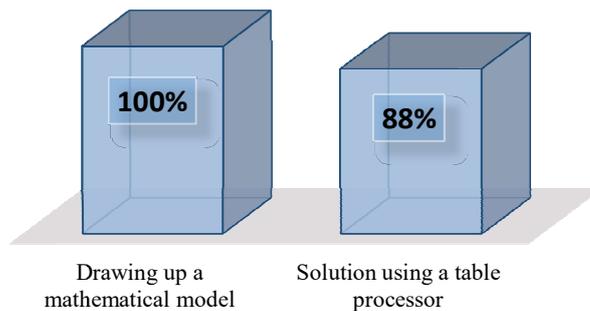


Figure 2. The solution of the problem using MS Excel

It can be seen from figure 2 that 88% of students coped well with the task to solve the problem using the table processor. This is a fairly high indicator of student achievement. All students (100%) were able to create a mathematical model of the problem (write down a mathematical statement), but not all students were able to solve the problem to the end (12% of the total number of students in the group).

In conclusion, it should be noted that the results of the lessons indicate the effectiveness of the course: students showed a good level of knowledge acquisition, both when solving problems in practical lessons and when completing tasks in the final test.

*The program is being implemented with financial support from the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation (Agreement No. 075-02-2024-1447).*

**Литература/References:**

1. Agarana M.C., Anake T.A., Adeleke O.J. Application of Linear Programming Model to Unsecured Loans and Bad Debt Risk Control in Banks // International management Information Technology and Engineering. 2014. No. 4(7). P. 93-102.
2. Rabiun I.D., Ajayi DR. L.B. Application of Linear Programming in Investment Portfolio Selection (Using Microsoft Excel 13) // International Journal of Academic Research in Business, Arts and Science. 2021. No. 3(7). P. 1-24.
3. Balbirer Sh.D., Shaw D. An Application of Linear Programming to Bank Financial Planning // Interfaces, INFORMS. 1981. No. 11(5). P. 77-83.
4. Tonk M.S., Poonia H., Bhatia J.K., & Rekha. A Mathematical Programming Approach to Determine the Optimum Cropping Pattern: a Case Study // International Journal of Agricultural Science and Research. 2019. No. 9 (3). P. 107-112.
5. Martinich J.S. Linear Programming. Production and Operational Management: an Applied modern Approach // New York: Wiley. 1997. 944 p.
6. Orlova N., Kamenetskii E. Verification of rock falls model using the continuum approach // Sustainable Development of Mountain Territories. No. 1 (10), 2018. P. 7 - 13.

**INTERANNUAL VARIABILITY OF SURFACE SALINITY OF RUSSIAN EXCLUSIVE ECONOMIC ZONE IN THE BLACK SEA ACCORDING TO REMOTE SENSING AND *IN SITU* MEASUREMENTS FOR 2015-2021**

***Shukalo D. M.<sup>1</sup>, Shulga T. Ya.<sup>1,2</sup>***

<sup>1</sup> *Marine Hydrophysical Institute RAS, Sevastopol, Russia*

<sup>2</sup> *N. N. Zubov State Oceanographic Institute, Moscow, Russian Federation  
Sevastopol, Russia, mitya.googlovich@gmail.com*

The purpose of this research is to study the interannual variability of surface salinity in the Russian exclusive economic zone (EEZ) of the Black Sea according to satellite measurements of the L3 SMAP V4 system and *in situ* measurements from the oceanographic data bank of the BOD MHI RAS for the period 2015–2021

In this paper, we analyze the SMAP SSS datasets using the latest calibrations, improved methods, and salinity measurement algorithms described in [1]. The salinity retrieval algorithm is provided a 0.25° ground grid using optimal Backus-Gilbert interpolation with a spatial resolution of 40 km (SMAP 40). From this 40 km product, a smoothed product is obtained with a spatial resolution of approximately 70 km (SMAP 70). The SSS datasets consist of monthly L3 SMAP V4 satellite observations for the period from May 2015 to June 2022. The salinity studies based on SMAP data in the Black Sea were performed for the first time; similar studies, for example, in the Azov Sea basin were previously conducted in [2]. A similar analysis of the biooptical characteristics of coastal waters was conducted based on MODIS-Aqua/Terra mission data and an analysis of the impact of absorbing aerosol on the quality of satellite products based on Sentinel-3 data [3, 4]. The *in situ* input data were the MHI RAS BOD data, which contain information from 15,000 hydrological stations [5]. The distribution of hydrological stations for ship *in situ* measurements in the Russian EEZ of the Black Sea shown in Fig. 1.

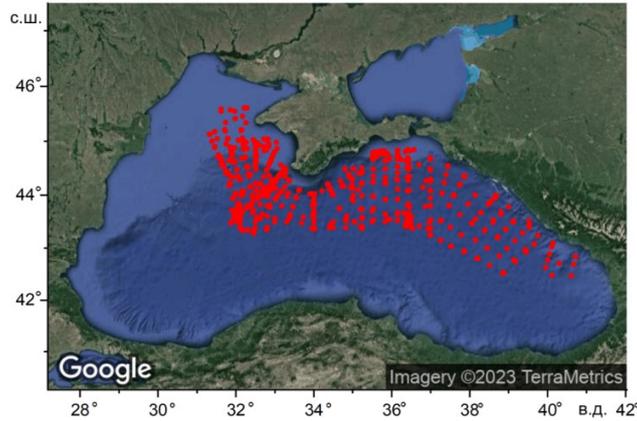


Fig. 1. Position of in situ measurements stations in the Russian EEZ of the Black Sea.

The analysis of the MHI RAS BOD datasets for 2015–2021 allowed us to obtain an estimate of the average annual values of surface salinity in the Black Sea, in the area of the stations shown in Fig. 1. A similar analysis of the average annual values of surface salinity was performed for the SSS SMAP datasets with 40 and 70 km smoothing. The results of this analysis are presented in Table 1, which provides the average annual salinity values ( $SSS_{avg}$ , PSU) in the Russian EEZ of Black Sea (Fig. 1) with the corresponding standard deviations and the data volume  $N$ , determined by the number of matching pairs between the SMAP and *in situ* data for 2015–2021.

Figure 2 shows the mean difference graphs – Bland-Altman graphs, used to compare the mean values of SSS obtained by remote sensing and *in situ* measurements. The graphs are constructed using the mean values of two *in situ* data sets, SMAP 40 (Fig. 2, a) and SMAP 70 (Fig. 2, b) in the Russian EEZ of Black Sea, based on the data given in Table 1. The graphs contain horizontal lines: along the mean difference, along the zero value of the mean difference, and along the upper and lower boundaries of the 95% confidence intervals, which are defined as the mean difference  $\pm 1.96$  times the standard deviation.

Table 1. Average annual values of SSS and its standard deviation from *in situ* and SMAP data in Russian EEZ of the Black Sea with corresponding standard deviation and data volume ( $N$ ).

Year	<i>in situ</i>	SMAP 40	SMAP 70	$N$
2015	18.271 $\pm$ 0.086	17.804 $\pm$ 0.226	17.706 $\pm$ 0.137	55
2016	18.169 $\pm$ 0.254	17.975 $\pm$ 0.833	17.973 $\pm$ 0.452	222
2017	18.356 $\pm$ 0.184	17.955 $\pm$ 1.070	17.950 $\pm$ 0.456	306
2018	18.212 $\pm$ 0.178	18.197 $\pm$ 0.927	18.127 $\pm$ 0.414	293
2019	18.386 $\pm$ 0.251	17.996 $\pm$ 1.033	17.930 $\pm$ 0.496	304
2020	18.466 $\pm$ 0.372	18.090 $\pm$ 0.937	18.086 $\pm$ 0.430	170
2021	18.559 $\pm$ 0.263	18.637 $\pm$ 1.054	18.538 $\pm$ 0.607	271

The results of the analysis of the average annual values of SSS with the corresponding standard deviations and data volume for SMAP 40 and SMAP 70 for the Black Sea are given in Table 2.

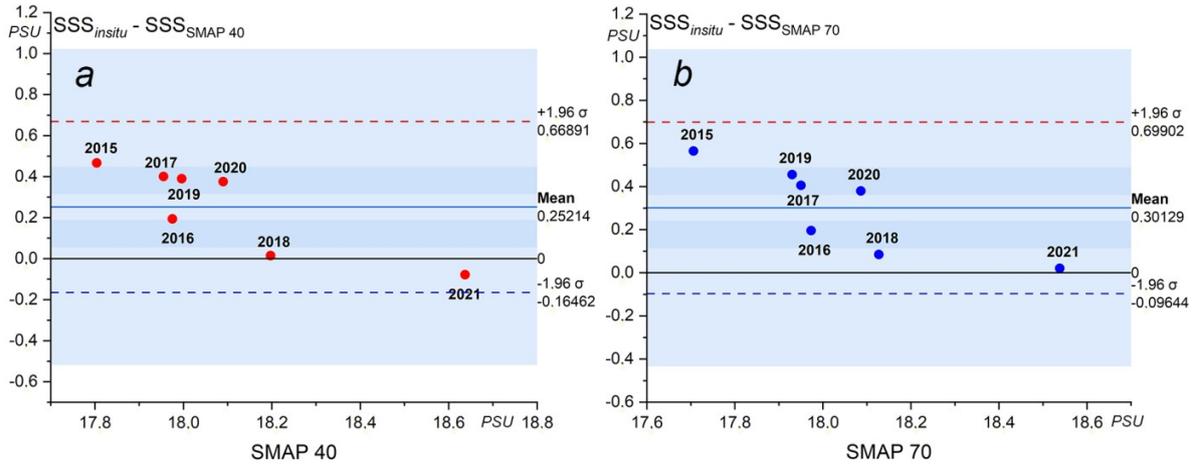


Figure 2. Bland and Altman plots of the average difference when comparing two SSS measurement methods: (a) in situ and SMAP 40; (b) – in situ and SMAP 70.

Table 2. Average annual values of SSS and its standard deviation from SMAP data for the Black Sea with the corresponding standard deviation and data volume ( $N$ ).

Year	SMAP 40	SMAP 70	$N$
2015	17,597 ± 1,152	17,554 ± 0,796	4665
2016	17,305 ± 1,249	17,276 ± 0,837	6207
2017	17,692 ± 1,212	17,649 ± 0,759	6215
2018	17,790 ± 1,056	17,752 ± 0,647	6232
2019	17,667 ± 1,127	17,627 ± 0,714	6237
2020	17,491 ± 1,284	17,458 ± 0,903	6231
2021	17,948 ± 1,204	17,899 ± 0,801	6254

Figure 3 shows the time course of the average annual salinity in the Russian EEZ based on remote sensing and in situ measurements, as well as for the entire Black Sea based on SMAP 40 and SMAP 70. For each time series, Fig. 3 shows the corresponding linear trends. The time series shown in Fig. 3 reflect the results given in Table 1 and Table 2. It can be seen that for the period from 2015–2021, according to contact and remote measurements, there are upward salinity trends both in the Russian EEZ and in the whole of Black Sea.

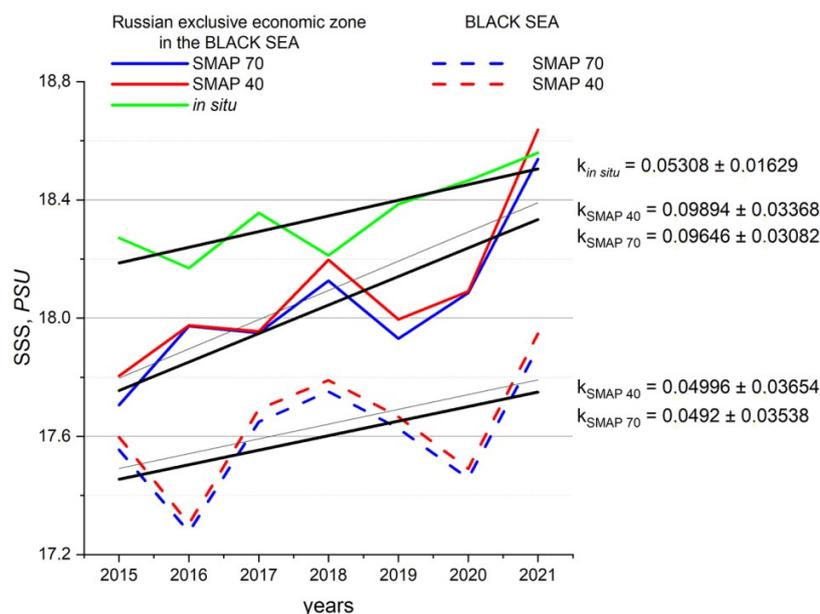


Figure 3. Interannual variability and trends (black lines) of surface salinity based on in situ (green line) in the Russian EEZ and throughout the entire Black Sea.

The paper analyzes the interannual variability in the Russian EEZ and in the whole of Black Sea for the period 2015–2021. The results of the analysis indicate the presence of upward trends, both in the Russian EEZ and in the whole of Black Sea. In the modern period 2020–2021, there is a sharp increase in upward trends in salinity, which emphasizes the tendency to increase the average annual salinity of the Black Sea.

#### ACKNOWLEDGMENTS

The work was carried out within the framework of the state task of the Marine Hydrophysical Institute of the Russian Academy of Sciences FNNN-2024-0012 “Analysis, diagnosis and real-time forecast of the state of hydrophysical and hydrochemical fields of marine water areas based on mathematical modelling using data from remote and *in situ* methods of measurements“

#### Литература/References:

1. Meissner T., Wentz F. J., Manaster A., Lindsley R., Brewer M., Densberger M. Remote Sensing Systems SMAP Ocean Surface Salinities [Level 2C, Level 3 Running 8- day, Level 3 Monthly], Version 5.0 validated release // Remote Sensing Systems, Santa Rosa, CA, USA.
2. Shukalo, D.M., Shulga, T.Ya., Suslin, V.V. 2023. Analysis of the monthly average salinity of the surface layer of the Sea of Azov, obtained by remote sensing and in situ measurement methods. Proceedings of SPIE, 12780, № 127804A. <https://doi.org/10.1117/12.2690983>.
3. Skorokhod, E.Yu., Churilova, T.Ya., Efimova, T.V., Moiseeva, N.A. and Suslin, V.V., 2021. Bio-Optical Characteristics of the Black Sea Coastal Waters near Sevastopol: Assessment of MODIS and VIIRS Products Accuracy. Physical Oceanography, 28(2), pp. 215-227. doi:10.22449/1573-160X-2021-2-215-227.
4. Kalinskaya, D.V. and Papkova, A.S., 2023. Variability of the Water-Leaving Radiance under the Conditions of Dust Transport by the Satellite Sentinel-3 Data on the Example of the Black Sea and Sevastopol. Physical Oceanography, 30(3), pp. 369-383. doi:10.29039/1573-160X-2023-3-369-383.

5. Bayankina, T.M., Godin, E.A., Zhuk, E.V., Ingerov, A.V., Isaeva, E.A., Vetsalo, M.P. Information resources of Marine Hydrophysical institute, RAS: current state and development prospects, Springer Geology, 187-197.

## THE NEW ANALYTICAL SOLUTION FOR AN INHOMOGENEOUS PEKERIS WAVEGUIDE

*A.S. Papkova*<sup>1,2</sup>, *S.O. Papkov*<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Marine Hydrophysical Institute of RAS, Russia*

<sup>2</sup>*Sevastopol State University, Russia*

[hanna.papkova@gmail.com](mailto:hanna.papkova@gmail.com)

The problem of sound propagation in an acoustic waveguide is a classical problem in the theory of waveguides. Currently, to study acoustic waveguides, a large number of specific marine acoustic methods are used (the ray method, the parabolic wave approximation, the normal wave method and ect.), as well as modifications of well-known approaches of mathematical physics. Plane-layered waveguide models are commonly used as the basis for computational modeling of sound fields, since these models often allows one to obtain exact analytical solution. For the first time such a model of a waveguide consisting of a water layer (the speed of sound  $c_0$ ), which lies on a liquid half-space (speed of sound  $c_1 > c_0$ ), was considered by Pekeris [1]. His solution for the acoustic field includes the sum of the normal modes and the integral over the branch cut in the complex plane of horizontal wave numbers  $\xi$ .

Pekeris model was experimentally confirmed in a study of geophysical waveguides in the shallow seas of the east coast of the United States [4]. Later Pekeris waveguide was additionally studied by Stickler [2] and Buckingham [3]. However, it should be noted that almost all of the presented results are based on the hypothesis that the speed of sound in the water layer is a constant value. In the case of an inhomogeneous refractive term of the speed of sound  $c_0(z)$ , there is no effective solution to the problem.

Figure 1 shows a Pekeris waveguide with a sound speed profile  $c_0(z)$  in the water layer and density  $\rho_0$ , lying on a liquid absorbing half-space (liquid bottom) with a sound speed  $c_1$ , density  $\rho_1$  and the attenuation coefficient  $\gamma$ .

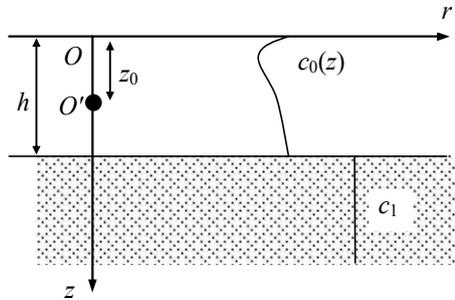


Figure 1. Acoustic marine waveguide with inhomogeneous speed of sound

The acoustic field of a harmonic point source with circular frequency  $\omega$ , located at  $O'$  with coordinates  $(0; z_0)$  cylindrical coordinate system, in this waveguide is calculated by the contour integral:

$$\Phi(r, z) = \frac{1}{4\pi} \int_C G(z, z_0, \xi^2) H_0^{(1)}(\xi r) \xi d\xi, \quad (1)$$

where  $G(z, z_0, \xi^2)$  – Green's function of the following boundary value problem:

$$G_1'' + \left( \frac{\omega^2}{c_0^2(z)} - \xi^2 \right) G_1 = -\delta(z - z_0), \quad 0 \leq z \leq h, \quad (2)$$

$$G_2'' + (\bar{k}_1^2 - \xi^2) G_2 = 0, \quad z > h, \quad (3)$$

$$G_1(0) = 0, \quad \rho_0 G_1(h) = \rho_1 G_2(h), \quad G_1'(h) = G_2'(h), \quad (4)$$

where  $\delta(z)$  - Dirac delta function,  $\bar{k}_1 = k_1(1 - i\gamma)$ ,  $k_1 = \omega/c_1$ .

The integration path  $C$  is chosen to cover all the singularities of the Green's function  $G$  on a suitable plane of the complex variable  $\xi$ .

Dividing the two-layer space  $[0; \infty)$  into two parts, we construct the Green's function of the original problem (1) - (4) on two layers  $[0; h]$  and  $(h; \infty)$ . In a liquid homogeneous half-space with a constant sound speed  $c_1$ , the Green's function  $G_2$  is represented as:

$$G_2 = L \exp(-i\mu_1 z),$$

where  $L$  is a constant determined from the conditions (4);  $\mu_1 = \sqrt{\bar{k}_1^2 - \xi^2}$  obviously must satisfy the condition of attenuation in a liquid half-space  $Im(\mu_1) < 0$ .

To construct the Green's function  $G_1$  in the layer  $[0; h]$  we represent the corresponding boundary value problem in the form of a system of differential equations:

$$\begin{cases} X' = P(z) \cdot X + Q(z), \\ A \cdot X(0) + B \cdot X(h) = 0, \end{cases} \quad (5)$$

$$X = \begin{pmatrix} G_1 \\ G_1' \end{pmatrix}; A = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}; B = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & \frac{\rho_1}{i\rho_0\mu_1} \end{pmatrix}; P(z) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ \xi^2 - \frac{\omega^2}{c_0^2(z)} & 0 \end{pmatrix}; Q(z) = \begin{pmatrix} 0 \\ -\delta(z - z_0) \end{pmatrix}.$$

The fundamental matrix of a homogeneous differential system (5)

$$S = \begin{pmatrix} s_1 & s_2 \\ s_1' & s_2' \end{pmatrix}$$

allows us to write Green's function  $\tilde{G}(z, p)$  as follows

$$\tilde{G}(z, p) = \begin{cases} S(z) \cdot [(A \cdot S(0) + B \cdot S(h))^{-1} \cdot A \cdot S(0) - E_2] \cdot S^{-1}(p), & 0 \leq z < p \\ S(z) \cdot [(A \cdot S(0) + B \cdot S(h))^{-1} \cdot A \cdot S(0)] \cdot S^{-1}(p), & p < z < h, \end{cases}$$

where  $E_2$  is identity matrix of the second order.

As a result, the Green's function  $G_1$  in the water layer  $[0; h]$  is represented as

$$G_1 = -\frac{1}{\Delta(\xi)(s_1(z_0)s_2'(z_0) - s_1'(z_0)s_2(z_0)) - s_2(0)s_1(z_<)s_2(z_>)) + (s_2(h) - \frac{i\rho_1}{\rho_0\mu_1}s_2'(h)) \cdot (-s_1(0)s_1(z_>)s_2(z_<) + s_2(0)s_1(z)s_1(z_0))};$$

where  $\Delta(\xi) = s_1(0)[s_2(h) - \frac{i\rho_2}{\rho_1\mu_2}s_2'(h)] - s_2(0)[s_1(h) - \frac{i\rho_2}{\rho_1\mu_2}s_1'(h)]$ ,  $z_< = \min(z, z_0)$ ,  $z_> = \max(z, z_0)$ .

As can be seen, the main difficulty in constructing the Green's function  $G_1$  in the layer  $[0; h]$  is finding the fundamental matrix of the homogeneous system (5). It is important to select a "solvable" profile of the speed of sound  $c_0(z)$  that is close enough to the dependencies observed in the marine environment. In this study, an approximation of the form  $c_0(z) = a\sqrt{z+d} + \frac{b}{\sqrt{z+d}}$  is proposed. Firstly, it can be seen that this profile is close enough to the distribution of the speed of sound in the coastal part of the sea area, and, secondly, allows one to accurately construct the fundamental matrix  $S$ .

Figure 2 shows typical sound speed profiles in the waters of Sevastopol for the winter and summer seasons, next to the graph of the approximating function. It can be note that the proposed type of dependence allows one to describe the near-surface sound channel arising due to the temperature difference in the water layer. Moreover, the type of the proposed function itself generally corresponds to the in situ data.

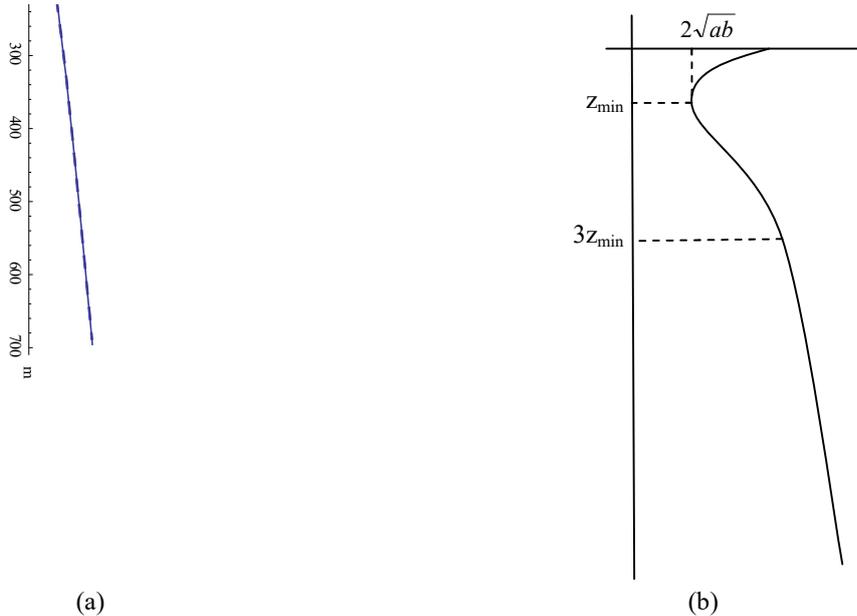


Figure 2. a) Dependence of sound speed according (experiment data: \_\_\_\_ August 2019, \_\_\_\_ January 2021)  
 (b) Graph of approximate function

The vertical wave equation

$$\frac{d^2s}{dz^2} + \left( \frac{\omega^2}{c_0^2(z)} - \xi^2 \right) s = 0$$

admits an exact solution via Whittaker's functions for the proposed sound speed profile as follows

$$s(z) = C_1 M_{k,\mu} \left( 2\xi \left( z + \frac{b}{a} + d \right) \right) + C_2 W_{k,\mu} \left( 2\xi \left( z + \frac{b}{a} + d \right) \right),$$

$$\text{where } k = \frac{\omega^2}{2a^2\xi}; \mu = \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{b\omega^2}{a^3}}.$$

The advantage of that method that these functions are built into most mathematical packages (e.g. Maple, Mathematica) and allow one to construct the fundamental matrix S and obtain a solution to the problem posed for an inhomogeneous Pekeris waveguide. The theory described above was implemented in a program code, in the Mathematica package. The effects associated with the inhomogeneous of the sound speed are studied using the presented approach for acoustic parameters which are typical for the coastal waters of the Black Sea. In particular, the change in the magnitude of sound losses on the axis of the sound channel is investigated for the various value of  $c_0(z)$  (constant, linear and presented here). These results provide basic information on the influence of inhomogeneous sound speed on the process of sound propagation in a marine waveguide.

*The authors are grateful to the RSCF (Grant Ref: № 24-27-20021, <https://rscf.ru/project/24-27-20021>) which inspired this work.*

#### Литература/References:

1. Pekeris C. L. Theory of propagation of explosive sound in shallow water // Propagation of sound in the ocean. – New York: Geol. Soc. Amer., Mem. 27, 1948.– P. 1–117
2. Stickler D. C. Normal-mode program with both the discrete and branch line contributions // J. Acoust. Soc. Amer.– 1975.– 57.– P. 856–861.
3. Buckingham M. J., Giddens E. M. On the acoustic field in a Pekeris waveguide with attenuation in the bottom half space // J. Acoust. Soc. Amer.– 2006.– 119.– P. 123–142.
4. Tolstoy I., Kley K. S. Akustika okeana. – M.: Mir. – 1969.– 301 p.

## MODELING THE LEACHATE SPREAD TAKING INTO ACCOUNT TEMPERATURE INCREASE IN THE BODY OF A MUNICIPAL SOLID WASTE LANDFILL

Y.N. Parshakova<sup>1</sup>, R.I. Kataev<sup>1,2</sup>, N.N. Kartavykh<sup>1,2</sup>, M.V. Vistkov<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>Institute of Continuous Media Mechanics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Perm, Russia

<sup>2</sup>Perm State University, Perm, Russia

<sup>3</sup>Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russia

[parshakova@icmm.ru](mailto:parshakova@icmm.ru)

The constant increase in the formation of municipal solid waste (MSW) is a big problem for the global community. Currently the most common method of waste disposal is its placement in landfills. One of the negative impacts of MSW landfills on the environment is the penetration of the resulting leachate into ground and surface waters [1–3].

One of the factors in the life of solid municipal waste landfills is the heat release. The generated heat leads to a long-term increase in the temperature of the waste [4]. As a result leachate migration studies are carried out both in an isothermal approach and taking into account the increase in the temperature of the landfill body due to aerobic and anaerobic reactions.

The investigated landfill is located on the slope of a small river. The adjacent territory is a hilly surface of the watershed, overgrown with meadow vegetation, shrubs, and small-leaved tree species. A drainage system is provided for the removal of leachate. Since the landfill area is a hilly surface and landfill's exploitation has been going on for 40 years, there are uneven terrain within the massif caused by deformations of geological layers during exploitation. As a result of such changes, depressions may form under the landfill body in which leachate may accumulate without the possibility of flowing down the drainage system. The depressions can reach 4–5 meters. At the same time a significant temperature increase, caused by aerobic and anaerobic waste decomposition, is observed in the waste layer above such depressions. So the question about the possible leachate diffusion into the ground of the landfill base and its further entry into groundwater in the presence of elevated temperature arises.

Since depressions can have different sizes, a general problem has been solved for the depression part, taken as a rectangular cross-section excavation of the waste layer's part and part of the ground layers of the landfill's base (figure 1). The area of the porous medium, the upper layer 1, which contains the leachate, has been investigated. This is a waste layer, represented by bulk ground that are uncompacted and compacted, heterogeneous, loose, the so-called garbage sole. Down the section there is a loam layer (2), which acts as a screen preventing leachate from penetrating under the landfill's massif. The third (3) and fourth (4) layers are natural layers characteristic of this area, a siltstone layer and a mudstone layer. The mudstone layer contains unconfined groundwater, its thickness to the aquiclude horizon impermeable is 3 meters. All other layers have a thickness of 1 meter. The study area is 10 meters by 3 meters in the horizontal direction and 6 meters in the vertical direction. The leachate fills the waste layer in the initial state.

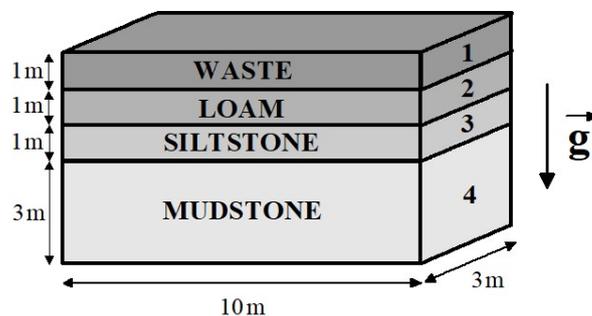


Figure 1. The studied landfill's part, vertical section in the middle of the depression.  
Geological section of the landfill site

Three-dimensional numerical modeling of leachate propagation from an undrained landfill's depression has been carried out using a laminar flow model in a porous medium. A uniform spatial grid consisting of four-sided elements has been generated solving the problem.

The motion's equations in a layer in tensor form have the form

$$\frac{\partial(m\rho)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{m}\rho v_i\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{1}{m^2}\rho v_i v_j\right) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\frac{\mu}{m}\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j}\right)\right] - \frac{\mu}{K}v_i + \rho g_i,$$

где  $t$  is time,  $m$  и  $K$  are porosity and permeability of a porous medium,  $\rho$  is the liquid's density,  $v_i$  are components of the velocity vector ( $i = 1, 2, 3$ ),  $\mu$  is kinematic viscosity of the liquid,  $g_i$  is the acceleration due to gravity. The dependence of the liquid density on the impurity concentration  $c$  and temperature was assumed to be linear

$$\rho = \rho_0 + \beta_c c - \beta_T T,$$

where  $\rho_0 = 999.993 \text{ kg/m}^3$ ,  $\beta_c$  and  $\beta_T$  are coefficients of concentration and volume expansion.

The equation of impurity transport is

$$\frac{\partial}{\partial t}(m\rho c) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho v_i c) = -\frac{\partial}{\partial x_i}J_i.$$

Here  $J$  is the diffusion flux of impurity determined by the expression

$$J = -\rho D \nabla c,$$

where  $D$  is the given coefficient of molecular diffusion.

Heat transfer equation are

$$\left(\rho C_p m + \rho_s C_{p_s}(1 - m)\right) \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p v_i \frac{\partial}{\partial x_i} T = (\kappa m + \kappa_s(1 - \varepsilon)) \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial T}{\partial x_i}\right).$$

Here  $C_p$  - the specific heat capacity жидкости,  $\rho_s$  is the density of the porous medium,  $C_{p_s}$  - the specific heat capacity of the porous medium,  $\kappa$  is the thermal conductivity coefficient of the liquid,  $\kappa_s$  is the thermal conductivity coefficient of the porous medium.

The lower boundary of the calculation area is the first aquiclude horizon and is assumed to be impermeable and solid, conditions of adhesion and impermeability for the substance have been set on it. The liquid's surface in the waste layer was assumed to be free from tangential stresses. Conditions for continuation along the flow have been set at the lateral boundaries so that the leachate migrates without a jump beyond the limits of the calculated region (conditions for liquid flow continuity). Constant temperature have been set at the upper and lower boundaries of the computational area. Equality conditions of mass and heat flows have been set at the boundaries between layers.

Three-dimensional numerical modeling of leachate distribution was carried out on the basis of the geometric model shown in Fig. 1. It's assumed that the landfill body (waste layer) is water-saturated due to precipitation throughout the entire calculation time. The behavior of leachate with a maximum concentration of dry residue  $C_0 = 300 \text{ g/l}$  is considered. Permeability and porosity of the media have been taken from archived field measurement data in 2017. The slope of the aquiclude surface in the landfill area has been considered zero. The initial concentration of the impurity has been assumed to be uniform across all layers and equal to the background concentration with a value of  $0 \text{ g/l}$ , the initial velocity has been considered to be zero.

The change in temperature in the landfill body depends on the waste content, the time length waste has been in the landfill, how the waste has been preserved and the climatic conditions. It's shown in the work [4] that the maximum temperature in waste newly deposited on the landfill body varies from  $40$  to  $80 \text{ }^\circ\text{C}$ . The case of heating in the landfill body to  $70^\circ\text{C}$  has been investigated in the present work, the temperature on the side of the groundwater layer has been considered constant equal to  $10^\circ\text{C}$ . Since the disturbances develop randomly the concentration fields of the impurity are shown in the section for which the greatest increase in disturbances is observed (figure 2). The leachate begins to penetrate into the groundwater (mudstone layer 4) after 8 years for the studied case of a significant temperature increase.

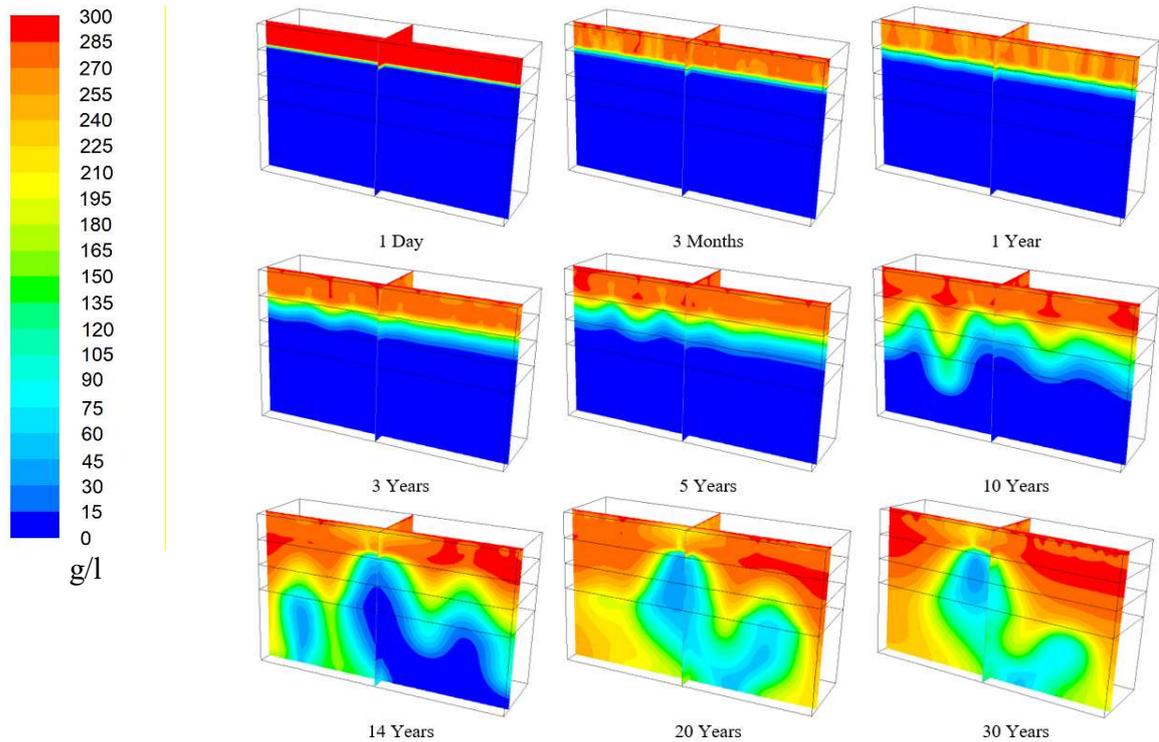


Figure 2. Temporal dynamics of leachate spread for the case of temperature increase in the landfill body to 70°C

The research was supported by the grant from the Russian Science Foundation Project No. 23-11-00214, <https://rscf.ru/en/project/23-11-00214/>.

#### Литература/References:

1. Mishra, H., Karmakar, S., Kumar, R., Kadambala, P., 2018. A long-term comparative assessment of human health risk to leachate-contaminated groundwater from heavy metal with different liner systems. *Environmental Science and Pollution Research* 25: 2911-2923.
2. Longobardi, A., Elizaryev, A.N., Nasyrova, E.S., Elizaryeva, E.N., Kiyashko, L.U., Kabanov, K.U., 2020. Spread of landfill leachate into groundwater. *Theoretical and Applied Ecology* 2: 36-43.
3. Lobacheva, L.V., Borisova, E.V., 2020. Simulation of pollution migration processes at municipal solid waste landfills. *Computer Research and Modeling* 12 (2): 369-385.
4. Yeşiller, N., Hanson, J.L., Liu, W.L., 2005. Heat generation in municipal solid waste landfills. *Journal of Geotechnical and Geoenvironmental Engineering* 131 (11): 1330-1344.

### FEATURES OF MODELING THE DYNAMICS OF LEACHATE IN THE SOIL BASE OF A MUNICIPAL SOLID WASTE LANDFILL

*Ya.N. Parshakova*<sup>1</sup>, *A.O. Ivantsov*<sup>1</sup>, *R.I. Kataev*<sup>1,2</sup>, *N.N. Kartavikh*<sup>1,2</sup>, *M.V. Viskov*<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> *Institute of Continuous Media Mechanics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Perm, Russian Federation, parshakova@icmm.ru*

<sup>2</sup> *Perm State University, Perm, Russian Federation*

<sup>3</sup> *Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russian Federation*

The article presents aspects of a numerical study of the dynamics of leachate in the thickness of the base of a municipal solid waste landfill. During the life of a municipal solid waste landfill, contaminated

runoff – leachate – is formed. The negative impact of the leachate formed in the dump body of the landfill is associated with the possibility of its penetration into groundwater and, as a consequence, subsequent seepage into surface water bodies. When organizing a landfill, a substrate in the form of an anti-seepage screen is laid, which performs a barrier function. Of particular importance for environmental protection is tracking the migration paths of the leachate beyond the municipal solid waste landfill. In [1], a model of groundwater flow and leachate mass transfer was developed to identify the risk of groundwater pollution. The results show that this impact largely depends on the hydrogeology of the site, the volume of water entering the aquifer, and the concentration of the pollutant in the source. In [2], leachate migration at an unlined municipal solid waste landfill in a granite region was studied. Two landfills in a granite zone with heavily polluted groundwater were selected as study objects. A hydrogeological model of the surveyed landfill was created based on field studies. It was found that the main channels for leachate migration on the side slope of the granite valley are granite cracks, and at the mouth of the valley – highly permeable rocks, with the leachate plume reaching more than 200 m from the lower boundary of the landfill. Not only municipal solid waste landfills pose a danger to the hydrosphere and human health, but also industrial waste disposal facilities. Thus, in [3], the authors performed direct three-dimensional numerical modeling of the infiltration process of highly concentrated brines from a liquid waste storage facility located in the Verkhnekamskoye potassium and magnesium salt deposit (Perm Krai, Russian Federation) into the surrounding rock. The developed set of physical models reliably describes the hydrodynamic processes associated with the operation of a large storage facility and can be successfully applied to predict the position of the boundaries of groundwater contamination in rocks adjacent to storage facilities.

When modeling the leachate propagation, it is necessary to take into account that the leachate is heavier than the water with which the layers of the landfill base soil are saturated due to the presence of impurities. If the leachate accumulates in a depression of the landfill, in which the horizontal pressure gradient is small, the development of Rayleigh-Taylor instability is the determining factor. As a rule, in the process of numerical modeling, a constant concentration corresponding to a continuous flow of leachate is specified at the upper boundary. In this case, the technogenic layer located before the insulating layer is excluded from consideration. The landfill body is a layer of porous medium formed by bulk, uncompacted and loose soils. So, if the process of leachate accumulation in the landfill body is fast compared to the diffusion times in the porous medium, it is necessary to take into account the technogenic layer when modeling. The need was investigated in the framework of our work. The results are presented in Figure 1.

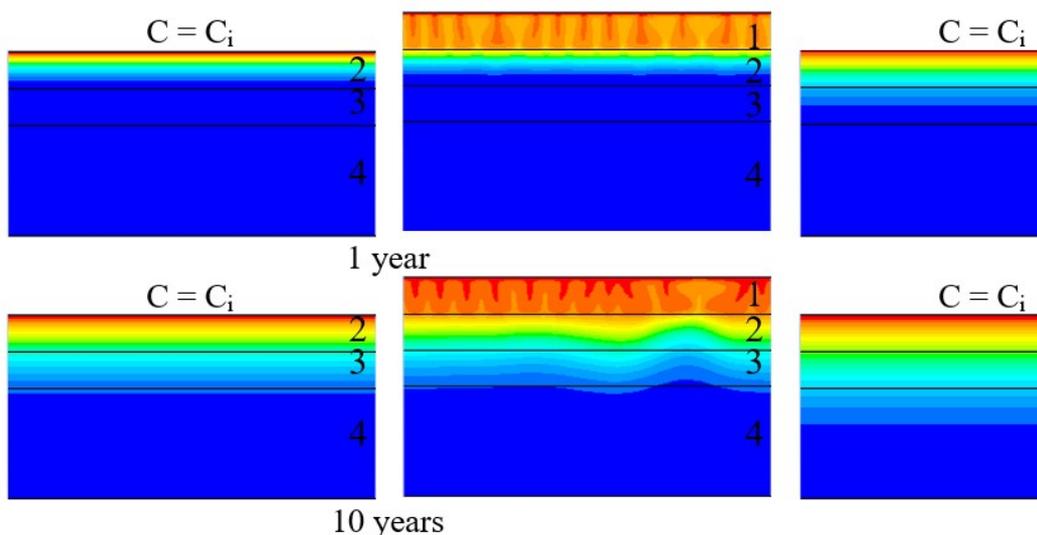


Figure 1. Concentration fields of impurities at different points in time. 1 – in the waste layer, 2 – in the loam layer, 3 – in the siltstone layer, 4 – in the mudstone layer (aquifer).

The leachate is located in the depression of the landfill. If the technogenic layer is not taken into account (3-layer system), then the diffusion spread of the concentration front is observed for 50 years. The case corresponds to a horizontal experiment with pure diffusion, in which the observed concentration profile is compared with the analytical solution for nonlinear diffusion, from which the diffusion coefficient is derived. Figure 2 shows the change in the average and maximum concentration of the impurity.

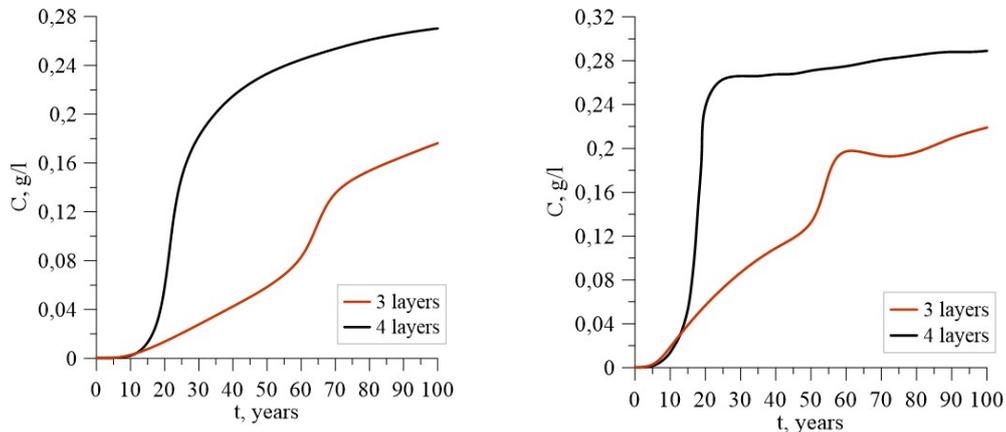
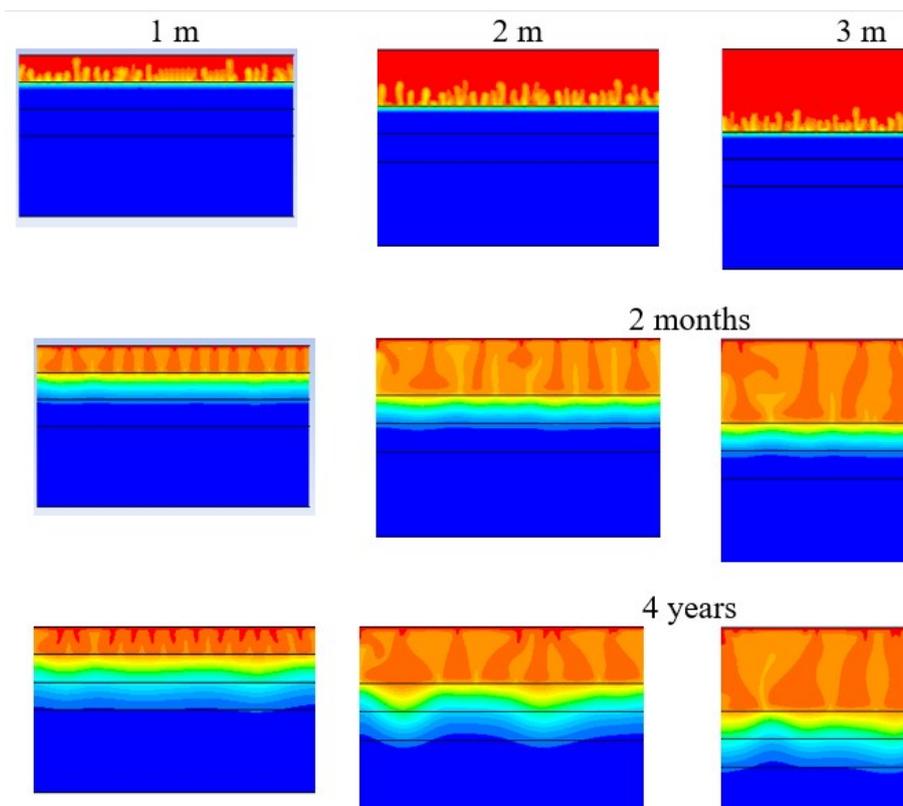


Figure 2. Graphs of changes in the average (a) and maximum (b) impurity concentrations in the rock mass of each layer, from time to time. (a) – in the mudstone layer, (b) – in the siltstone layer.

The amount of seepage waters entering the aquifer over 50 years in the case of taking into account the technogenic layer is six times greater than the amount of impurity entering the argillite layer in the case of a three-layer system. The maximum concentration value in the groundwater layer differs slightly more than two times. In the case of taking into account the technogenic layer at the initial stage of the Rayleigh-Taylor instability, the finger-like structures are directed into the landfill body, since the permeability of the technogenic layer is two orders of magnitude greater than the permeability of the loam layer, which acts as a screen on the landfill. If leachate formation is absent at the landfill, such a process of distribution of clean water in the technogenic layer will lead to dilution of the leachate, eliminating the need for disposal and storage of the leachate. However, as a rule, during the operation of the landfill, the process of leachate formation is continuous throughout the entire period of operation of the MSW landfill. Finger-shaped structures are intensively developing in the direction of the technogenic layer, the period of these structures at the initial stage is determined by the size of the grid, after a while the distribution pattern for grids of different sizes is similar, the spatial period is about half a meter. The presence of impurities in the water-saturated technogenic layer also has an effect from the point of view of the initial amount of filtration waters accumulated in the depression due to heavy precipitation.

Based on the results of in-kind measurements in 2017, conducted at the studied solid municipal waste landfill, it is shown that the size of depressions under the landfill body can reach 4 meters. In this regard, a study was conducted on the influence of the level of filling the depression with filtration waters. At the initial stage of disturbance development, the leachate level has no effect. Disturbances develop at the same velocity, the spatial scale of disturbances is the same.



Over time, the disturbances take on the size of the thickness of the porous medium layer in which they are localized. In this case, the spatial period of disturbances is also determined by the width of the aquifer. Over the course of three years, the concentration front in the loam layer spreads by diffusion in the same way for all cases of the level of filling with leachate depression. The thickness of the diffusion layer of spreading in the loam layer reaches the groundwater level, after which disturbances begin to increase in the aquifer.

#### ACKNOWLEDGMENTS

The research was supported by a grant from the Russian Science Foundation Project No. 23-11-00214, <https://rscf.ru/en/project/23-11-00214/>.

#### Литература/References:

1. Papadopoulou, M.P., Karatzas, G.P., Bougioukou, G.G., 2007. Numerical modelling of the environmental impact of landfill leachate leakage on groundwater quality—a field application // *Environ. Model. & Assess.* 12: 43-54.
2. Wu, L., Zhan, L., Lan, J., Chen, Y., Zhang, S., Li, J., Liao, G., 2021. Leachate migration investigation at an unlined landfill located in granite region using borehole groundwater TDS profiles. *Engineering Geology.* 292: 106259.
3. Lyubimova, T.P., Lepikhin, A.P., Parshakova, Ya.N., Tsiberkin, K.B., 2016. Numerical modeling of liquid-waste infiltration from storage facilities into surrounding groundwater and surface-water bodies. *J. of Appl. Mech. and Tech. Phys.* 57: 1208-1216.

## VARIATIONS IN GEOPHYSICAL FIELDS ASSOCIATED WITH THE 2023 METEORITE IMPACT IN SOUTHEASTERN TURKEY

**S.A. Riabova**<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*  
[riabovasa@mail.ru](mailto:riabovasa@mail.ru)

Possible negative, and in some cases dangerous for humans and their activities, consequences of space bodies falling to Earth determine significant interest in the instrumental study of geophysical effects caused by the flight and quite frequently observed explosive destruction of meteorites (bolides) in the Earth's atmosphere.

The results of instrumental observations of acoustic oscillations, geomagnetic variations and variations in the atmospheric electric field during the fall and explosive destruction of the bolide in southeastern Turkey on September 2, 2023 are presented.

As the initial data in research, we used the data of instrumental observations carried out at the Center for Geophysical Monitoring in Moscow of Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics of Russian Academy of Sciences and at the Mikhnevo Geophysical Observatory of the Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics of Russian Academy of Sciences, as well as the results of magnetic measurements carried out in a number of INTERMAGNET network observatories actively operating during this period. To describe the response of the ionosphere on the bolide fall, we estimated the critical frequency of the F2 layer on the basis of the analysis of ionograms after the high-frequency sounding of the ionosphere.

*The research was carried out as part of the state assignment no. 122032900185-5 for Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics of Russian Academy of Sciences "Manifestation of natural and anthropogenic processes in geophysical fields" and of the state assignment for Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences.*

## GLOBAL TOTAL ELECTRON CONTENT VARIATIONS DURING THE GEOMAGNETIC STORM ON APRIL 23–24, 2023

**S.A. Riabova**<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*  
[riabovasa@mail.ru](mailto:riabovasa@mail.ru)

The ionosphere is an important part of the solar–terrestrial space environment and is a highly variable ionized region. In this work, based on the globally distributed GNSS station data, the ionospheric disturbances during the geomagnetic storm on 23–24 April 2023 was investigated. The magnetic storm with intensity G4 on the NOAA scale was caused by a powerful solar flare with intensity M1.7, which was observed on April 21, 2023, and became the most powerful in the current cycle of solar activity.

In order to investigate the impact of this geomagnetic storm on the global ionosphere, the total electron content response to the geomagnetic storm using ionospheric total electron content data provided by the GNSS receiver network from the Madrigal database has analyzed. The time resolution of this product is 5 min, from which the hours-averaged ionospheric total electron content values over the period of 0 to 23 h were calculated. The ROTI for each GNSS station were calculated.

*The research was carried out as part of the state assignment for Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences and as part of the state assignment no. 122032900185-5 for Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics of Russian Academy of Sciences "Manifestation of natural and anthropogenic processes in geophysical fields".*

## **JOINT VARIATIONS IN PM2.5, AIR TEMPERATURE AND VERTICAL WIND SPEED AT THE GEOPHYSICAL MONITORING CENTER IN MOSCOW OF IDG RAS IN AUGUST 2023**

**S.A. Riabova**<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

[riabovasa@mail.ru](mailto:riabovasa@mail.ru)

The ionosphere is an important part of the solar–terrestrial space environment and is a highly variable ionized region. In this work, based on the globally distributed GNSS station data, the ionospheric disturbances during the geomagnetic storm on 23–24 April 2023 was investigated. The magnetic storm with intensity G4 on the NOAA scale was caused by a powerful solar flare with intensity M1.7, which was observed on April 21, 2023, and became the most powerful in the current cycle of solar activity.

In order to investigate the impact of this geomagnetic storm on the global ionosphere, the total electron content response to the geomagnetic storm using ionospheric total electron content data provided by the GNSS receiver network from the Madrigal database has analyzed. The time resolution of this product is 5 min, from which the hours-averaged ionospheric total electron content values over the period of 0 to 23 h were calculated. The ROTI for each GNSS station were calculated.

*The research was carried out as part of the state assignment for Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences and as part of the state assignment no. 122032900185-5 for Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics of Russian Academy of Sciences “Manifestation of natural and anthropogenic processes in geophysical fields”.*

## **GEOPHYSICAL EFFECTS OF A FIRE ON KASHIRSKOYE HIGHWAY ON MARCH 19, 2023**

**S.A. Riabova**<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>*Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

[riabovasa@mail.ru](mailto:riabovasa@mail.ru)

The growth in the number and size of urban agglomerations, the increase in the rate of industrialization of modern society lead to a significant increase in the man-made impact of man on the environment, which, in turn, increases the risks of the occurrence of man-made phenomena of a catastrophic nature, among which one of the first places is occupied by large fires that occur at enterprises of various profiles and in residential areas.

Geophysical monitoring, based on recording and analysis of disturbances in physical fields in the environment, should be considered as one of the methods for monitoring fires. In this case, data obtained as a result of instrumental observations acquire particular importance.

This research examines the geophysical effect of a fire on Kashirskoye Highway on March 19, 2023. The fire started at 12:30 UTC, the burning area was 500 m<sup>2</sup>. The main fire was noted at 15:40 UTC. The fire was completely extinguished by 17:30 UTC.

*The research was carried out as part of the state assignment no. 122032900185-5 for Sadovsky Institute of Geosphere Dynamics of Russian Academy of Sciences “Manifestation of natural and anthropogenic processes in geophysical fields” and of the state assignment for Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Sciences.*

# IMAGES OF GRAVITATIONAL WAVES FROM ACCRETION DISKS OF BLACK HOLES AND NEUTRON STARS EXPLOSIONS

*E.N. Terentiev<sup>1</sup>, F.V. Shugaev<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>*Faculty of physics M.V. Lomonosov MSU, Moscow, Russia*

[en.teren@physics.msu.ru](mailto:en.teren@physics.msu.ru); [shugaev@phys.msu.ru](mailto:shugaev@phys.msu.ru)

The LIGO/Virgo Gravitational Wave Detectors (GD) have detected Gravitational Waves (GW) from accretion disks of Black Holes (BH) and two interacting Neutron Stars (NS). The paper presents the results of the analysis of BH and NS data from the Chandra X-ray telescope using our Mathematical Microscope (MM). At the output of the MM, in super-resolved images, we observe for the first time GWs that were simultaneously detected by GDs located on Earth.

## From Euclide to Einstein

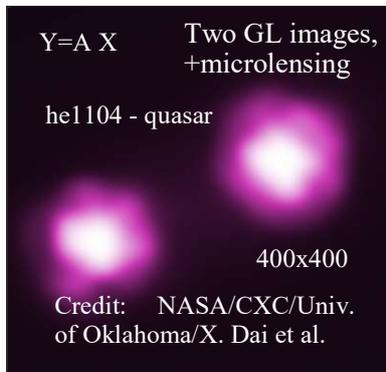
The idea about the curvature of space concerns the fifth Euclidean postulate. The first result in regard to geometry was made by Lobachevsky. Later on, analogous works were done by Gauss and Bolyai. The geometry of Lobachevsky was fully acknowledged thanks to Beltrami and Klein. The further development was carried out owing to Riemann. In 1916 Einstein [1] published the idea about existence of gravitational waves and wrote corresponding equations. In accordance with Einstein, geometry depends on mass distribution. After that Schwarzschild [2] found a solution for field equations. That solution may describe a black hole. In 2016 gravitational waves were detected [4].

## Mathematical Microscope Methods

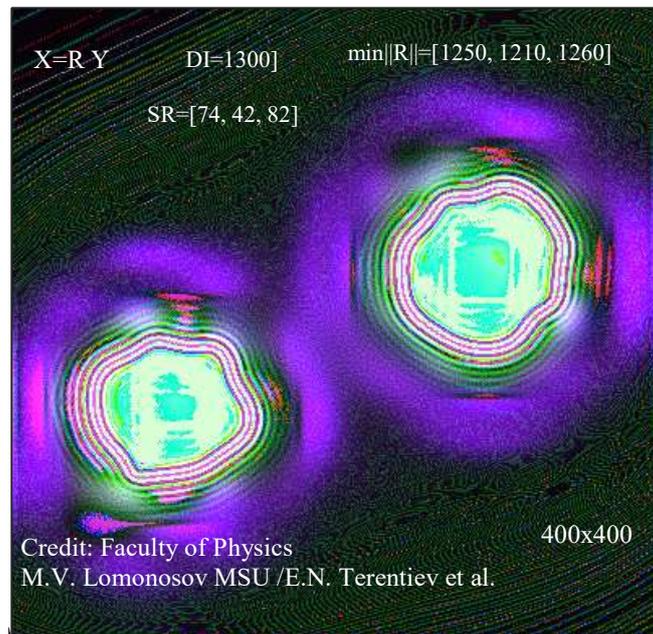
Problem MM: Given: discrete image  $Y|A$  and a set of discrete reversible Apparatus Functions (AF)  $\{O\}$  [8].

## Gravitational Waves at quasars he1104.

<https://chandra.si.edu/photo/2019/quasars/>



(a)



(b)

Figure 1. (a) -Y – image from the Chandra telescope, (b) – X – SR image from the MM output

We need to find solutions to a set of systems of linear equations of convolution type  $Y|A=\{O\} X$ . Note that we do not know the AF  $A$ , and the parametric set of discrete invertible AF  $\{O\}$  is our idea of how the unknown discrete AF  $A$  is structured in these discrete  $Y|A$  measurements.

A description of the principles of tuning the MM based on the conditionality  $DI=1/\min|MTF(A)|$ , the formulation of the problem of selecting an AF  $A$  from a cell  $\{O\}$  based on the minimum response to noise:

$$\min\|R\| = \min_{LO} \{ \|pR\| \mid \text{Err}(pO) \leq \text{err} \}, LO = \{ pO(\text{Par}) \mid [\text{Loc}, \text{SDx}, \text{DI}] \}, \|pR\| \sim DI. \quad (1)$$

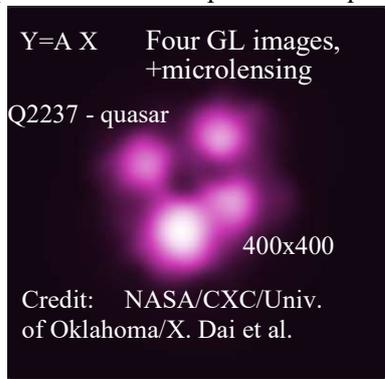
To compare the results of Super-Resolution we introduce the value SR [8]: If there is a normalization of AF  $O: \sum O=1$ , then at zero MTF  $M(O)(0,0)=1$ , then we will evaluate Super-Resolution (SR) by the value SR [8]:

$$SR = pSR = \sum M(pR)M(O) / \sum M(O) \geq 1 \text{ and } SR=1 \text{ only for AF } O=DK. \quad (2)$$

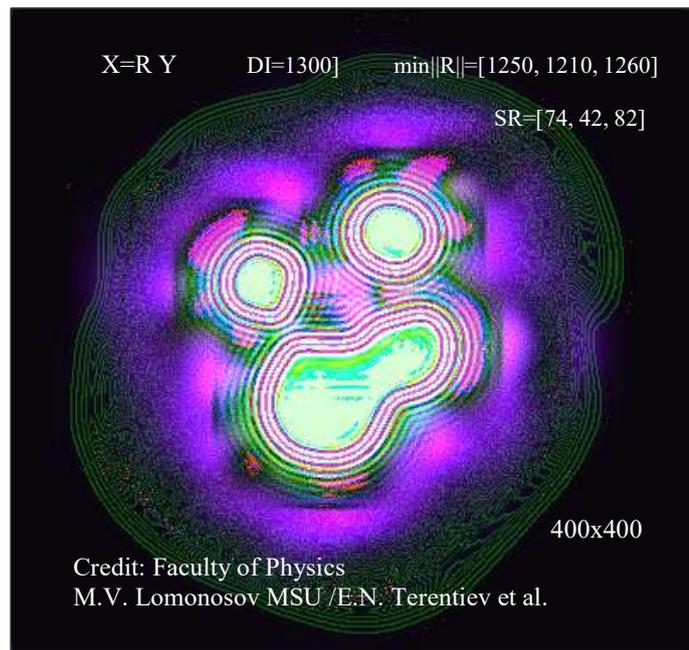
The solution  $Y|A=\{O\}X$  can be found by implementing the Physical Tuning Principle (PTP): if for some AF  $O \in \{O\}$ ,  $R=O^{-1}$ , in  $X=R Y|A$  separate isolated objects-points (stars) are revealed, then AF  $A=O$  with  $\min\|R\|$  (1) [8].

### Gravitational Waves at quasars Q2237

<https://chandra.si.edu/photo/2019/quasars/>



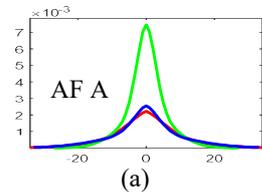
(a)



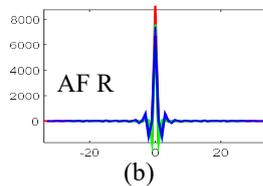
(b)

Figure 2. (a) - Y - image from the Chandra telescope, (b) - X - SR image from the MM output

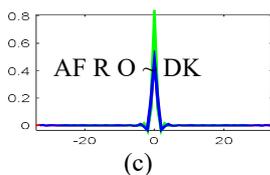
### Gravitational Waves of Two NSs in Explosion



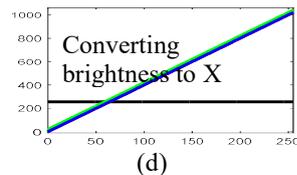
(a)



(b)



(c)



(d)



(e)

Figure 3. (a-d) - main functions of MM, (e) - Y - image from the Chandra telescope

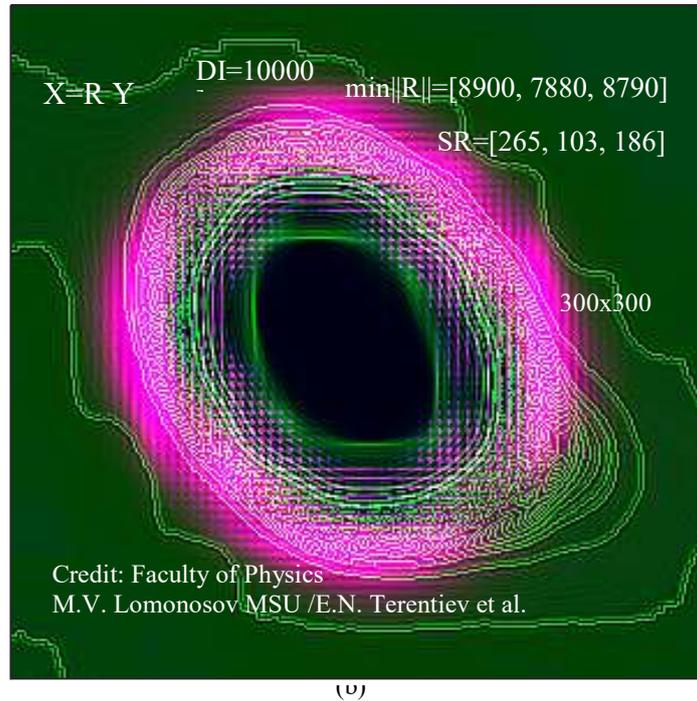


Figure 4. (a) - explosion of two NSs into the outside as imagined by science fiction writers,  
 (b) - X SR image from the MM: explosion into the interior or into the shadow of the BH

We consider the application of MM in the GL+Telescope+MM complex to be successful. MM technologies are very complex at the stages of determining (thirteen parameters [8]) the shape of the AF O in “Q=A”, with the PTP and the usual local inversion  $R=A^{-1}$ . In modern methods of solving inverse problems, everything is simple: the AF A is considered known and smooth solutions without DK are sought.

**Conclusions:** of course, verification and confirmation of our results by other researchers is required in order to turn them into scientific results.

#### Литература/References:

1. Einstein A. Zur eingemeinen Relativitats Theorie. Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 46, 2, 799-801 (1916).
2. Schwarzschild K. Ueber das Gravitationsfeld eines Mas-senpunktes nach der Einsteinschen Theorie. Reimer, Berlin S. 189 (1916)
3. Vladimirov Yu.S. Classical Theory of Gravitation. M., LENAND (2015) (in Russian).
4. Abbott B.P., Braginsky V.B., Bilenko I.A., Mitrofanov V.P., Vyatchanin S.P. et al. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Merger. Physical Review Letters, 116, 061102 (2016), DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.061102.
5. <https://chandra.si.edu/photo/2019/quasars/>, quasars\_he1104.
6. <https://chandra.harvard.edu/photo/2022/gw170817>.
7. Dai, X. et al. 2019, AJ, 879, 35, arXiv:1901.06007.
8. Terentiev E.N. <https://orcid.org/0000-0003-1024-2575>.

**GRAVITATIONAL LENSING + TELESCOPE + MATHEMATICAL MICROSCOPE IN THE STUDY OF THE INTERACTION OF THE QUINTUPLET OF STARS, THE STRUCTURE OF NEUTRON STARS AND QUASARS**

*E.N. Terentiev<sup>1</sup>, F.V. Shugaev<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>*Faculty of physics M.V. Lomonosov MSU, Moscow, Russia  
[en.teren@physics.msu.ru](mailto:en.teren@physics.msu.ru); [shugaev@phys.msu.ru](mailto:shugaev@phys.msu.ru)*

The Mathematical Microscope (MM) has revealed subtle details of the mutual absorption of colliding young stars at the center of our galaxy and the mechanisms of colliding stellar winds that produce diffusive X-ray emissions observed between the stars of the Quintuplet itself. The MM also revealed the complex structures of an isolated neutron star and the complex structures of quasars in Gravitational Lensing (GL).

**Mathematical Microscope**

Main Problem of M: given: rgb color discrete image  $Y|A=[Y_r, Y_g, Y_b]$  and a set of discrete reversible Antenna Patterns (AP) or Apparatus Functions (AF)  $\{O\}$ . It is required to find a solution to a set of systems of linear algebraic equations  $Y|A=\{O\} X$ .

Note that we do not know AP or AF  $A=[A_r, A_g, A_b]$ , and the parametric set of discrete reversible AF  $\{O\}$  is our idea of how the unknown discrete AF  $A$  is structured in the discrete measurement data  $Y|A$ .

The solution  $Y|A=\{O\} X$  can be found in the following Physical Tuning Principle (PTP): in  $X=[X_r, X_g, X_b]$  separate isolated objects-points (stars) or colored Delta-Kronecker (DK) symbols are distinguished. It is clear that if there is only one DK in  $X$ , then  $Y|A=A DK=A$ .

The solution of the MPMM is a pair: invertible AF  $O=[O_r, O_g, O_b] \sim A$  and Super-Resolved image (SR)  $X=R Y$ ,  $R=O^{-1}$ . If in the resulting SR  $X$  we detect individual point objects, DK symbols. In this case, the PTP becomes a fact and this indicates that we have solved the inverse problem correctly.

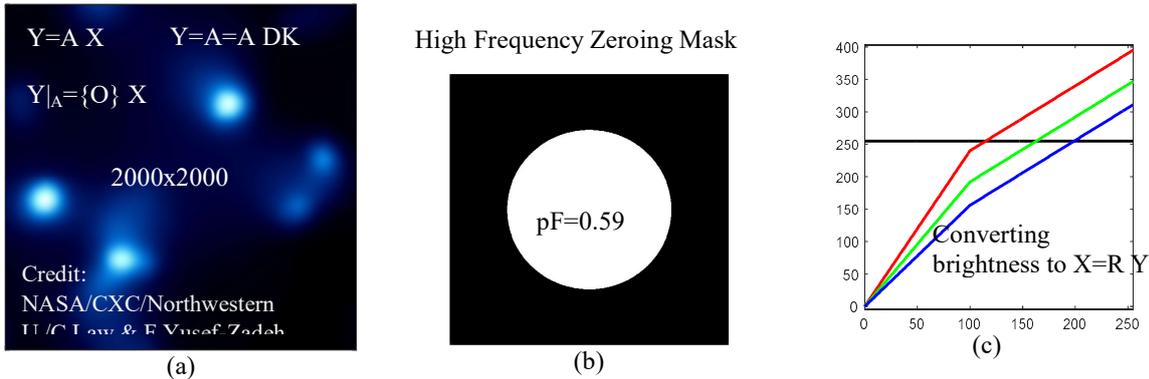


Figure 1. (a) -  $Y$  - Quintuplet image at the MM input [1], (b) - High Frequency Zeroing Mask, (c) - Converting brightness to  $X=R Y$

**Mutual absorption of young stars**

First detection of X-rays from stars in the Quintuplet Cluster. More massive stars are losing gas from their surfaces faster in high-speed stellar winds. Bright point concentrations of gas are caused by collisions of high-speed winds in massive stars with closely orbiting partners. The collision of stellar winds also explains the diffuse X-ray emission observed between the stars of the Quintuplet.

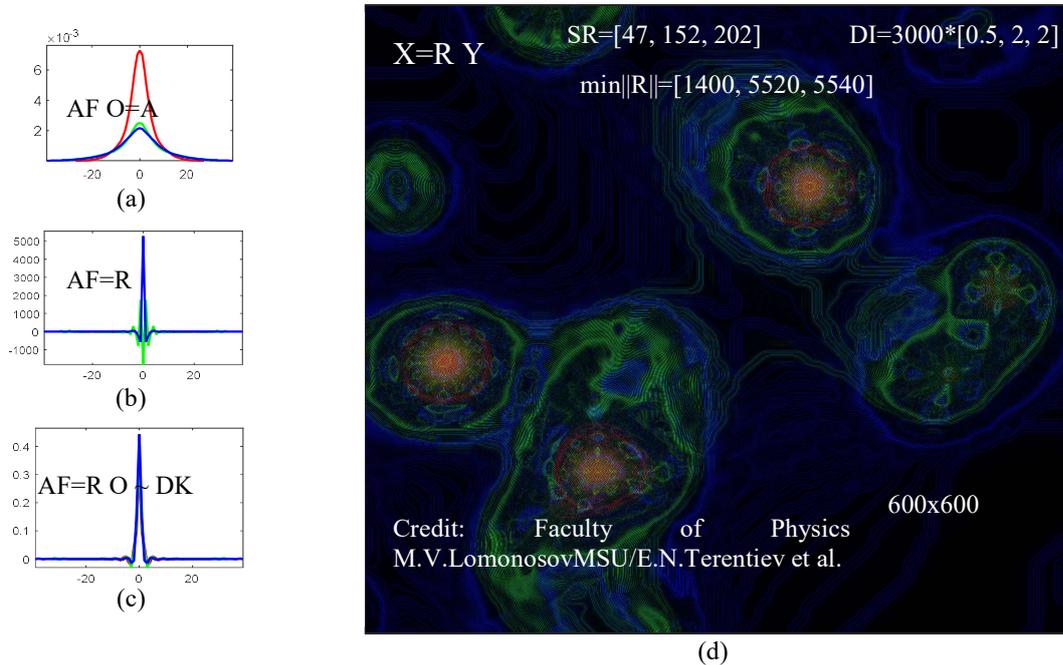


Figure 2. (a-c) – AF MM sections [3], X=R Y – image at the MM output

**Structure of a neutron star**

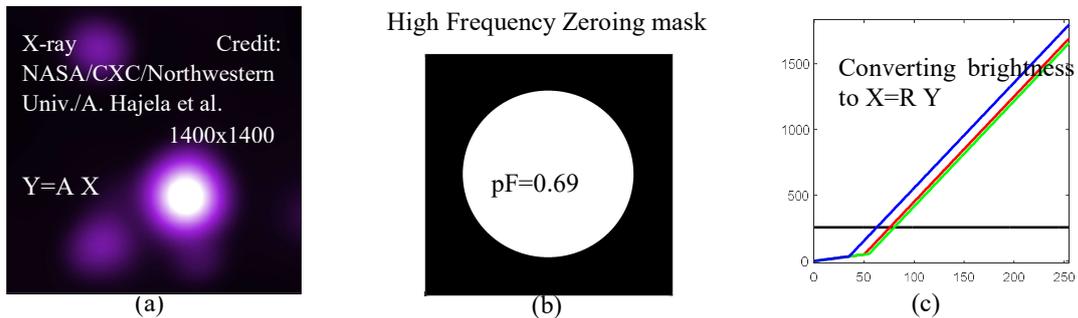
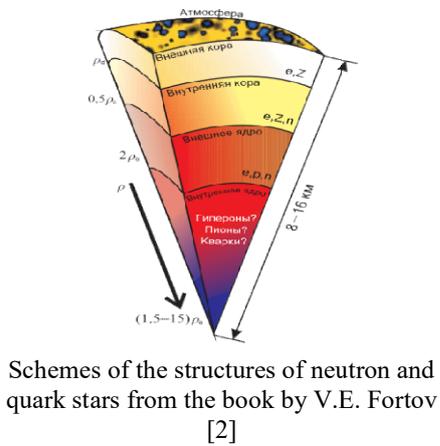


Figure 3. (a) -Y=A X – image of the NS at the input of the MM [3]



Schemes of the structures of neutron and quark stars from the book by V.E. Fortov [2]

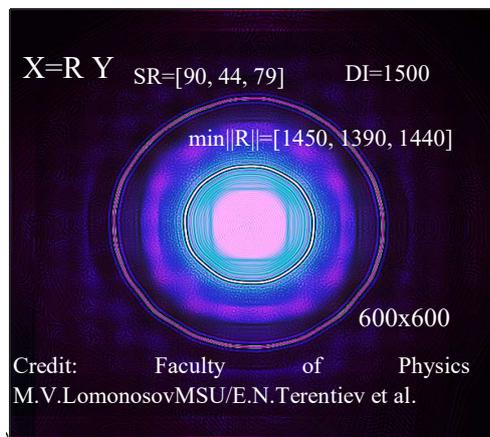


Figure 4. X=R Y – image at the MM output

Ultra-extreme states of matter are realized in neutron and quark stars: at super-nuclear densities, super-strong magnetic fields, with superfluidity of the baryon component and intense nuclear transformations of ultra-compressed matter. The atmosphere of a neutron star has a thickness from tens of centimeters to several millimeters, it consists of non-ideal plasma and has a gigantic magnetic field. The outer crust of a neutron star is hundreds of meters thick and consists of dense plasma. At the boundary with the core of a neutron star, atomic nuclei disappear, and neutrons in the inner crust can be superfluid [2].

### Cosmic Four-Leaf Clover and Gravitational Lensing

The famous “Cosmic Four-Leaf Clover” Gravitational Lensing (GL) scheme for observing a quasar at a distance of 11 billion light years with the Chandra X-ray telescope [1,2].

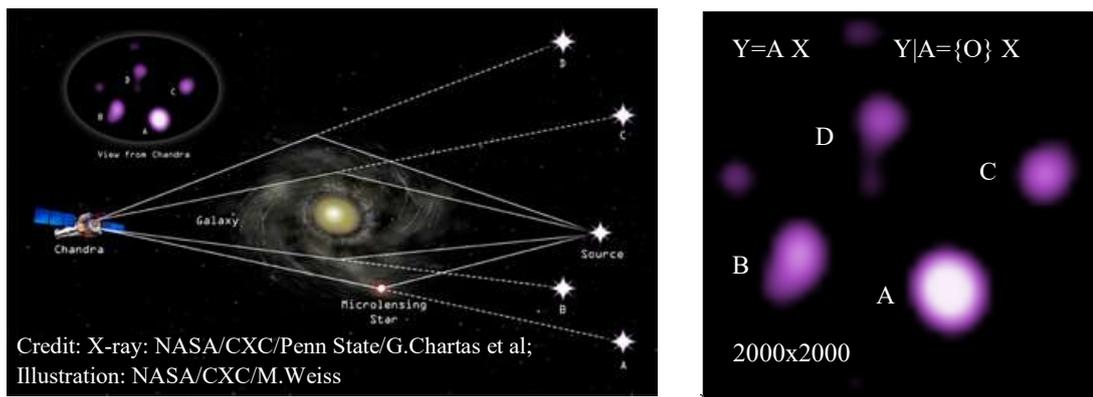


Figure 5. Schematic diagram of the GL “Space four-leaf clover” [1]

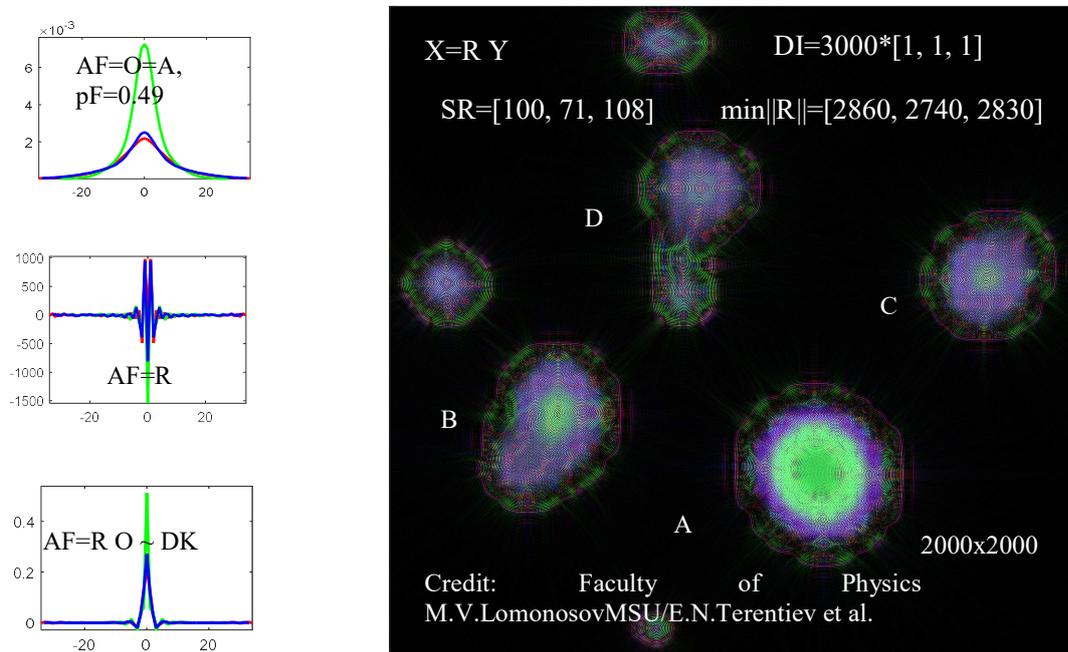


Figure 6. X – image from the output of the GL+Telescope+MM complex

### Литература/References:

1. <https://chandra.harvard.edu/photo/2022/gw170817/>.

2. Fortov V.E. Study guide: Extreme states of matter on Earth and in Space, ISBN 978-5-9221-0963-5, Physmatlite, 2008 y).
3. Terentiev E.N. <https://orcid.org/0000-0003-1024-2575>.

## INVESTIGATION OF THE DYNAMICS OF THE SHAPE OF A RISING BUBBLE ON THE SURFACE

*A.N. Zotova<sup>1</sup>, D.A. Sergeev<sup>1</sup>, M.I. Vdovin<sup>1</sup>*

*<sup>1</sup>Federal Research Center A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences (IAP RAS), Nizhny Novgorod, Russia*

[maxvdovin@ipfran.ru](mailto:maxvdovin@ipfran.ru)

Bubbles in the surface water layer, induced by wave breaking, play an important role in the processes of momentum, heat, and gas exchange between the atmosphere and the ocean. Also, when they float to the surface and rupture, small droplets are generated, which form sea spray. To obtain quantitative estimates of the role of bubbles in exchange processes, information is needed both on their size distributions and on their dynamics, such as the average lifetime (from formation to emergence on surface and rupture), etc. It is not possible to obtain such data concerning bubbles during regular wave breaking for strong winds in field conditions. In this regard, resort to the help of laboratory experiments, as well as direct numerical modeling. It should be noted that, depending on the size of the bubble and the characteristics of the liquid (density, viscosity, surface tension), a wide range of different regimes of rising up is observed (see [1]), which complicates the study. This work is devoted to the development of a numerical modeling approaches of researches and its verification based on comparison with the results of a laboratory experiment.

Initially, a laboratory experiment was carried out with purpose to obtain data on the change in the shape of the bubble as it rises. A bubble of about 3 mm in diameter was generated at the end of a vertical nozzle of a special pneumatic system at a depth of 5 cm in a small aquarium measuring 40×25×30 cm. The floating up process was filmed from the side with a high-speed camera using shadow imaging. Fig. 1 shows a sequence of obtaining images, demonstrating a significant change in the shape of the bubble as it rises.

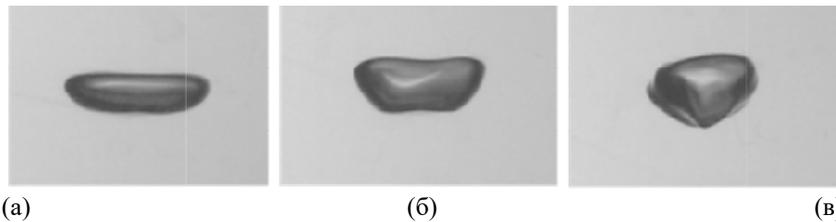


Figure 1. Sequence of the images of a rising bubble obtained in a preliminary experiment

The general configuration of the numerical simulation problem (shown in Fig. 2), which was carried out with the Basilisk software package [2], corresponded to the laboratory experiment: in the upper part of the modeling area there is air, its lower part is filled with water, the thickness of the water layer is 6 cm. The initial size and depth of placement equivalent to the same in experiment.

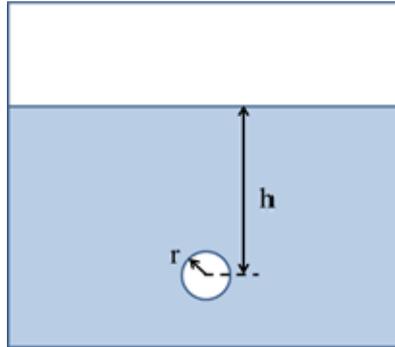


Figure 2. Scheme of the numerical experiment: at the initial moment of time the bubble is in the liquid at a depth 5 cm, the radius of the bubble is 2.8 mm

The calculations based on the adaptive grid method - the size of the discretization cell can vary in different areas of the domain depending on the specified parameters. The minimum cell size is set by the maximum discretization level – MAXLEVEL. The linear cell size corresponding to the maximum discretization level can be obtained by dividing the domain size  $L$  by 2 raised to the power equal to the MAXLEVEL value. The maximum value of the MAXLEVEL parameter used in our work was 11.

The results of calculations at successive moments of time are presented in Fig. 3. It is evident that the calculation reproduces the process of shape change during floating up quite well, with the exception of perhaps the last phase, when the bubble approached the surface (at  $t=0.110$  sec). The calculations yielded a narrow tail, which is not observed in the experiment. Perhaps such a distortion is due to the influence of the boundary.

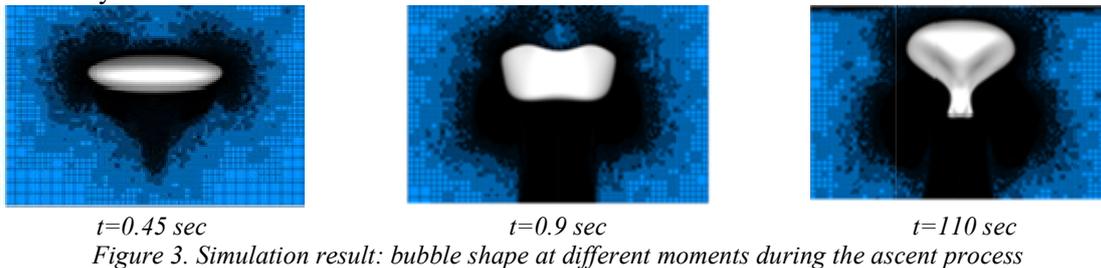


Figure 3. Simulation result: bubble shape at different moments during the ascent process

The work was supported by the projects RSF No. 23-77-10060 (providing experiments) and RSF No. 24-17-00299 (numerical modeling), the results were obtained using the equipment of the unique research facility "Complex of large-scale geophysical setups at IAP RAS" (UNU KKGS) (<https://unu.ipfran.ru/>).

#### Литература/References:

1. Tripathi M.K., Sahu, K.C., Govindarajan R. Dynamics of an initially spherical bubble rising in quiescent liquid // Nature communications. 2015. V. 6. № 1., P. 1-9.
2. Popinet S. The Basilisk code: <http://basilisk.fr>.

#### STUDY OF THE LIQUID FILM FREE EDGE INSTABILITY

*A.N. Zotova, O.S. Ermakova, Y.I. Troitskaya, D.A. Sergeev*

*Institute of Applied Physics of the RAS, Nizhny Novgorod, Russian Federation*

One of the determining mechanisms of sea aerosol formation is the fragmentation of the edge of liquid films (rim), the physical mechanism of which has not been sufficiently studied [1]. There are a number of works in which the stability of the rim with respect to various disturbances was studied. Thus, in work [2] a dispersion relation was obtained for the coupled Rayleigh-Taylor and Plateau-Rayleigh



surface. But the undisturbed rim surface both for the time moment  $t = 42 \cdot 10^{-5}$  s and even after  $t = 60 \cdot 10^{-5}$  s confirms that the noise impact in the case of a cylindrical rim located at the edge of a flat film does not lead to the development of instability. Thus, it seems incorrect to associate the fragmentation of the rim of a flat film with the Plateau-Rayleigh instability.

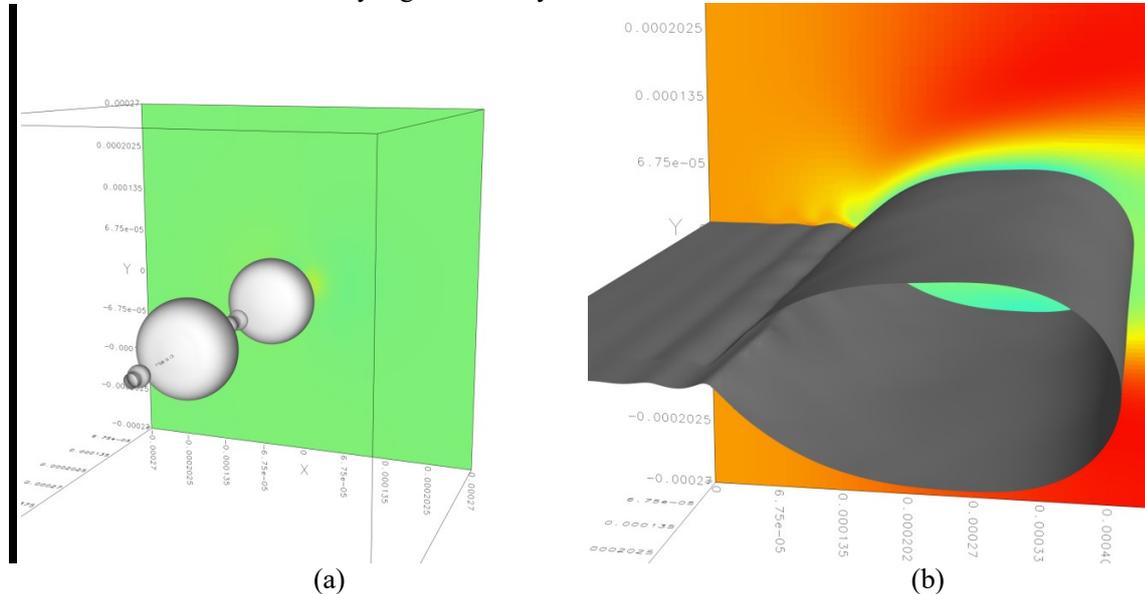


Figure 2. Simulation result: (a) the liquid cylinder disintegrated into individual drops at time  $t = 42 \cdot 10^{-5}$  s; (b) the film at time  $t = 60 \cdot 10^{-5}$  s, fragmentation did not occur. The colour shows the distribution of the velocity field  $U_x$ .

## ACKNOWLEDGMENTS

Work on direct numerical simulation of liquid cylinder was supported by the RSF project No. 24-77-10059, work on direct numerical simulation of liquid film was supported by the RSF project No. 24-17-00299.

## Литература/References:

1. Troitskaya, Y., Kandaurov, A., Ermakova, O. et al. 2017. Bag-breakup fragmentation as the dominant mechanism of sea-spray production in high winds. *Sci Rep* **7**, 1614.
2. Wang, Y., Dandekar, R., Bustos, N., Poulain, S. & Bourouiba, L., 2018. Universal rim thickness in unsteady sheet fragmentation. *Phys. Rev. Lett.* **120**, 204503.
3. Popinet, S. The Basilisk code: <http://basilisk.fr>.

## STUDY OF ELECTROSTATIC FIELD BY MODELING METHOD

**Zh.K., Abeldina, M. Mussakhan**

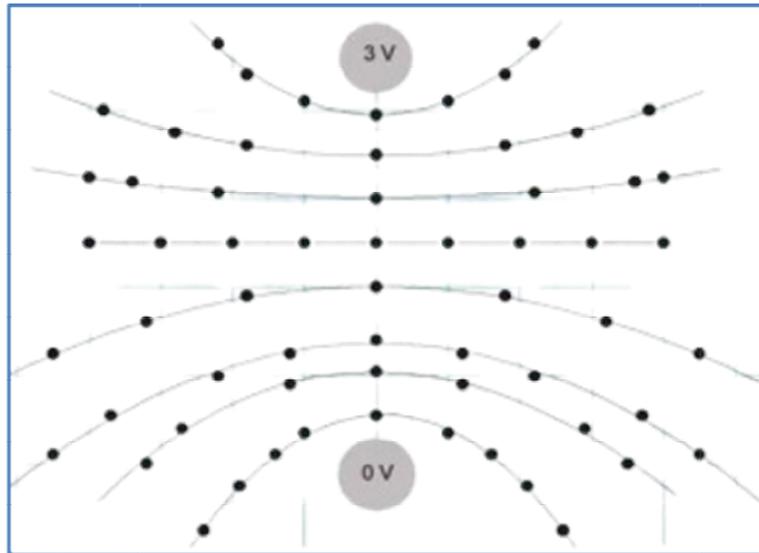
*S. Seifullin Kazakh Agrotechnical Research University, Astana, Kazakhstan, abel-09@yandex.kz*

The purpose of the work is to study the basic properties of the electrostatic field and to construct a system of equipotential surfaces for several simple electric fields.

The electrostatic field is one of the most important objects of study in the field of electrodynamics [1]. To understand many physical phenomena related to electricity, it is necessary to be able to analyze and model the electrostatic field. Modeling is the process of creating a model or abstract copy of a real object, phenomenon, or system, allowing to assess their properties and behavior in various conditions.

Various software tools are used for modeling electrostatic fields. One of the most common is the ANSYS software package, which allows solving problems of modeling electrostatic fields with high accuracy.

Various mathematical methods are used for modeling electrostatic fields, such as the finite element method, finite volume method, finite difference method, and others. However, the most effective and accurate method is the finite element method, which allows solving complex problems with high accuracy. The method of modeling electrostatic fields allows performing calculations and analyzing the behavior of the field in various conditions. It finds application in various fields, such as electronics, electric power industry, medicine, etc.



*Fig. 1. Equipotential lines of the electrostatic field*

This work explores the electrostatic field created by several fixed-point charges, which can be located arbitrarily in the designated area of the screen. During the experiment, a system of equipotential lines (lines of equal potential) is constructed, and the intensity of the electric field is estimated at several points.

An electric charge creates a field in the surrounding space - a special form of matter through which interaction between electric charges occurs. The space in which there is an electric field is an area where electric forces manifest [2, 3]. The electrostatic field at each point is characterized by the values of the intensity  $\mathbf{E}$  and the potential  $U$ , which are the force and energy characteristics of the field at that point.

The electric field can be depicted graphically using field lines. A field line is a line whose tangent at each point coincides with the vector of the electric field intensity. Field lines do not intersect, as the field intensity at each point has a definite direction. For graphical representation of the field, either field lines or equipotential surfaces can be used. An equipotential surface is a locus of points with the same potential.

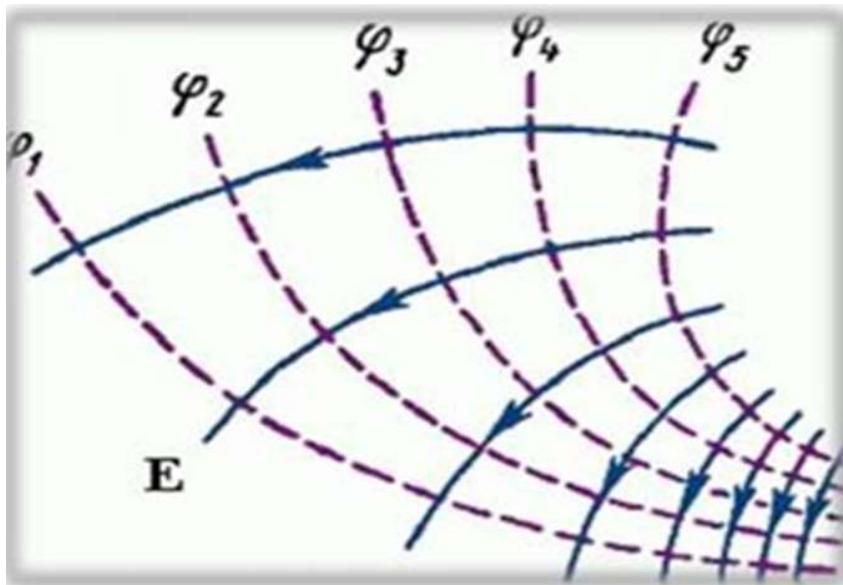


Fig. 2. Representation of the electrostatic field using equipotential lines

The modeling resulted in the distribution of potential and intensity of the electrostatic field in three-dimensional space. It was found that the intensity of the electrostatic field is inversely proportional to the distance to the charge and has spherical symmetry.

To construct equipotential surfaces, it is necessary to determine the potentials of points and the coordinates of these points. In this work, the electrostatic field created by stationary electric charges is modeled on a computer screen. During the experiment, a system of equipotential surfaces is constructed. It is necessary to consider that the obtained results are only an approximation to the real electrostatic field. In real conditions, there are many factors that can affect the behavior of the electrostatic field.

The obtained results confirm the existing theoretical representations of the behavior of the electrostatic field [4]. However, it is necessary to consider possible distortions related to the inhomogeneity of the medium and the presence of other charges. It is also necessary to increase the accuracy of modeling and improve the methods of analysis of the obtained data.

#### Литература/References:

1. Grabovskiy R.I. Course of Physics: textbook for universities / R.I. Grabovskiy. - St. Petersburg: Lan, 2022. - 608 p.
2. Virtual Physics Laboratory. Complex of computer simulators. Tolstik A.M., TSU, 1998.
3. Abeldina Zh.K. Introduction to Virtual Physics: textbook / Zh.K. Abeldina. - Astana: Publisher LLC Master Po, 2012. - 177 p.
4. Wang L. Research on the Calculation Method of Electrostatic Field of a Thunderstorm Cloud. // Mathematics. 2022. Volume 10(21). p 4132-4136. - (<https://doi.org/10.3390/math10214132>)

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ИНФРАЗВУКА СГРУППИРОВАННЫМИ ПОВЕРХНОСТНЫМИ ВОЛНАМИ

А.Ю. Абрамович<sup>1</sup>, И.П. Шумейко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Севастопольский государственный университет, г. Севастополь, Россия  
[shumeyko-irina-74@yandex.ru](mailto:shumeyko-irina-74@yandex.ru)

В последние десятилетия большое внимание уделяется процессам генерации инфразвука морской поверхностью [1]. Было показано, что мощность инфразвука, генерируемого поверхностными волнами в тропических циклонах (тайфунах), настолько велика, что порождает

микросейсмы в земной коре [2]. Две поверхностные волны равной длины, подчиняющиеся одному дисперсионному соотношению и распространяющиеся во встречном направлении, создают незатухающие с глубиной пульсации давления [3].

Модели генерации инфразвука строятся в рамках предположения, что волновое поле является суперпозицией линейных, не взаимодействующих между собой волн, которые подчиняются одному дисперсионному соотношению [4]. Морское волнение является слабо нелинейным процессом, распределение возвышений морской поверхности не является строго Гауссовым [5]. Измерения в морских условиях показывают, что существуют отклонения коэффициента асимметрии от нуля как в сторону положительных, так и в сторону отрицательных значений [6].

В работе [7], где исследовалось перераспределение волновой энергии по пространственно-временным масштабам было показано, что нелинейность морских волн, приводящая к возникновению групповой структуры, а также к асимметрии распределения возвышений морской поверхности, оказывает заметное влияние на генерацию инфразвука. Здесь, в рамках подхода, предложенного в указанной работе, анализируется эффект изменения фактора групповитости. Анализ проводится путем численного моделирования.

Следуя [7], представим волновой профиль асимметричной, амплитудно-модулированной волны в виде

$$\eta(x, t) = \exp \left[ -\mu_0 \cos^2 \left( \frac{k_0 x - \omega_0 t}{2} \right) \right], \quad (1)$$

$$G(x, t) = \exp \left[ -\mu_1 \cos^2 \left( \frac{k_0 x - (\omega_0/2)t}{2\mu_2} \right) \right], \quad (2)$$

$$\xi(x, t) = AG(x, t) \left( \eta(x, t) - \bar{\eta}(x, t) \right), \quad (3)$$

где  $\eta(x, t)$  – несущая волна;  $G(x, t)$  – огибающая;  $\xi(x, t)$  – амплитудно-модулированная волна;  $x$  и  $t$  – пространственная и временная координаты;  $k_0$  – волновое число;  $\omega_0$  – круговая частота;  $\mu_0$ ,  $\mu_1$  и  $\mu_2$  – безразмерные параметры. Будем полагать, что несущая волна удовлетворяет дисперсионному соотношению для гравитационных волн на глубокой воде

$$\omega^2 = gk. \quad (4)$$

Амплитуда давления в акустической волне, возникающей при взаимодействии двух поверхностных волн, описывается уравнением [3]

$$P = 2\rho \frac{b^2 k^2}{4\omega^2} (5\omega^2 - gk), \quad (5)$$

где  $\rho$  – плотность морской воды; параметр  $b$  связан с амплитудой поверхностной волны соотношением  $a = -\frac{k}{\omega} b$ . Уравнение (5) справедливо в случае, когда две волны, генерирующие инфразвук, имеют равные амплитуды. Если амплитуды двух волн  $\xi_1$  и  $\xi_2$  не равны, необходимо ввести коэффициент  $m$ , определяющий уровень стоячих волн,

$$m = \begin{cases} A_1/A_2, & \text{если } A_1 \leq A_2 \\ A_2/A_1, & \text{если } A_1 > A_2 \end{cases}, \quad (6)$$

где  $A_1, A_2$  – амплитуды первой и второй волн. Для гравитационных волн, удовлетворяющих (4), уравнение (5) можно упростить,

$$P = 2\rho m A_1 A_2 \omega^2. \quad (7)$$

Появление групповой структуры приводит к перераспределению волновой энергии по пространственным и временным масштабам, а также к изменению коэффициента  $m$ , в результате чего спектр генерируемого инфразвука меняется. В настоящей работе мы ограничимся анализом второго фактора.

Относительное изменение высот волн внутри группы характеризует фактор групповитости [8]. При численном моделировании, когда форма волновой огибающей известна, параметр  $GF$  можно определить как

$$GF = \sqrt{2} \sigma_G / \bar{G}, \quad (8)$$

где  $\sigma_G$  и  $\bar{G}$  – СКО и среднее волновой огибающей. Примеры волновых профилей, рассчитанные при двух значениях фактора групповости  $GF = 0.45$  и  $GF = 0.80$ , показаны на рисунке 1. Здесь  $\tau$  – безразмерное время, измеренное в периодах несущей волны.

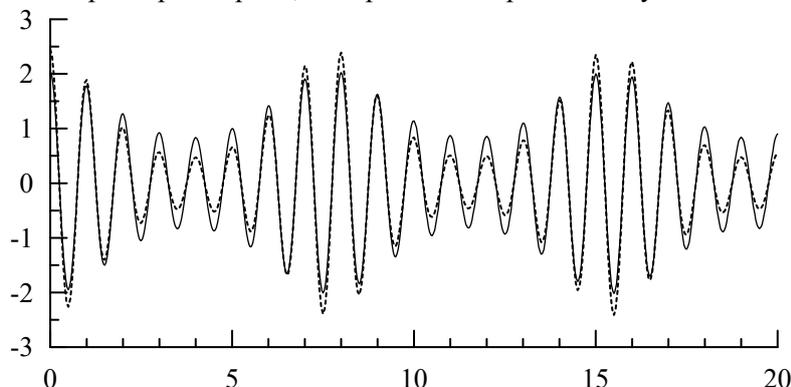


Рисунок 1. Профиль амплитудно-модулированной волны. Сплошная кривая –  $GF = 0.45$ , штриховая кривая  $GF = 0.80$

Вследствие существования групповой структуры волн в разных точках волнового поля взаимодействуют между собой волны разной высоты, и коэффициент  $m$  не является константой. Численное моделирование показало, что изменение коэффициента  $m$  приводит к тому, что отношение средней энергии инфразвука, генерируемого амплитудно-модулированными и линейными волнами, обозначим его  $R$ , оказывается меньше единицы. С ростом фактора групповости значение  $R$  уменьшается. Для  $GF = 0.45$  и  $GF = 0.80$  отношение минимальной амплитуды к максимальной составляет 0.41 и 0.19 соответственно. Для Черного моря среднее значение фактора групповости равно 0.76, для Каспийского моря оно равно 0.67 [9]. Указанным значениям  $GF$  соответствуют значения параметра  $R$ , равные 0.5 и 0.54.

#### Литература/References:

1. Запевалов А.С., Пустовойтенко В.В. Гидроакустические волны и морская поверхность // Серия. Современные проблемы океанологии, Севастополь: НПЦ “ЭКОСИ-Гидрофизика”. 2013. Вып. № 12. 132 с.
2. Табулевич В.Н., Пономарев Е.А., Сорокин А.Г., Дреннова Н.Н. Стоячие океанские волны, микросейсмы и инфразвук // Изв. РАН. Сер. Физика атмосферы и океана. 2001. Т. 37. № 2. С. 235-244.
3. Бреховских Л.М. Звуковые волны под водой, обусловленные поверхностными волнами в океане // Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. 1966. Т. 2. № 9. С. 970–980.
4. Запевалов А.С., Показеев К.В. Моделирование спектра инфразвукового гидроакустического излучения, генерируемого морской поверхностью в штормовых условиях // Акустический журнал. 2016. Т. 62. № 5. С. 550-555.
5. Бабанин А.В., Полников В.Г. О негауссовости ветровых волн // Морской гидрофизический журнал. 1994. Т. 6, № 3. С. 79–82.
6. Запевалов А.С., Гармашов А.В. Появление отрицательных значений коэффициента асимметрии морских поверхностных волн // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2022. Т. 58. № 3. С. 310-317.
7. Запевалов А.С. Влияние асимметрии и групповой структуры морских волн на генерацию инфразвука морской поверхностью // Морской гидрофизический журнал. 2023. Т. 39, № 2. С. 177–188.
8. Шумейко И.П., Ожиганова М.И., Воронина Н.Н., Крыль М.В., Наривончик С.В. К расчету фактора групповости морских поверхностных волн // Процессы в геосредах. 2018. № 3 (16). С. 1077-1081.

9. Преснухин А.В. Групповая структура ветровых волн в Каспийском море // Литодинамика донной контактной зоны океана. Матер. межд. конф., посв. 100-летию со дня рождения профессора В.В. Лонгинова (14–17 сентября 2009, г. Москва). 2009. С. 31–33.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕНИМОСТИ ОДНОМЕРНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ТЕРМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ КРУПНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОДОЕМОВ**  
**Р.А. Ахтамьянов<sup>1,2</sup>, Д.С. Гладских<sup>2,3,4</sup>, Е.В. Мортиков<sup>3,4,5</sup>, Н.В. Вазаева<sup>6,7</sup>, Е.В. Татаринovich<sup>1</sup>**

**<sup>1</sup>Гидрометцентр РФ, Москва, Россия**

<sup>2</sup>Научно-Исследовательский Вычислительный Центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

<sup>4</sup>Московский центр фундаментальной и прикладной математики, Москва, Россия

<sup>5</sup>Институт вычислительной математики им. Г.И. Марчука РАН, Москва, Россия

<sup>6</sup>Институт физики атмосферы имени А. М. Обухова РАН, Москва, Россия

<sup>7</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

[ramil.rgk@gmail.com](mailto:ramil.rgk@gmail.com)

Озера и водохранилища представляют собой важный объект исследования во множестве дисциплин наук о Земле. Взаимодействие озер и других геосистем охватывает различные пространственные и временные масштабы. Эти водные объекты не только вызывают интерес с точки зрения собственных уникальных характеристик, но и являются важными компонентами глобальных климатических моделей [1,2,3]. Специфика озер как объекта глобального климатического моделирования проявляется в их уникальной термогидродинамике и биохимических процессах. Для достижения высокой точности моделирования, необходимо тщательно подобрать параметры калибровки модели, а также детализировать описание основных географических особенностей рельефа водохранилища в численной сетке модели. Это важно, поскольку от уровня детализации описания рельефа зависит степень дисперсии значений в трехмерной модели по сравнению с одномерными усреднениями. Исследование термической структуры крупных внутренних водоемов с использованием одномерных приближений имеет высокий потенциал для улучшения точности глобальных моделей и углубления нашего знания о важной роли озер в климатических, экологических и гидрологических процессах.

Озеро Виктория и Рыбинское водохранилище представляют собой два уникальных объекта исследования в контексте моделирования термической структуры крупных внутренних водоемов. Выбор этих озер обоснован не только их географическими особенностями, но и различиями в климатических условиях и сезонной динамике термической структуры, что представляет интерес для сравнительного анализа и более глубокого понимания важных процессов в озерных экосистемах.

Озеро Виктория, расположенное в Восточной Африке, является одним из крупнейших озер в мире. Это озеро находится в экваториальной климатической зоне, характеризующейся высокими температурами и двумя сезонами дождей в году. Его термическая структура демонстрирует сложную сезонную динамику, связанную с воздействием смены режима атмосферной циркуляции ввиду сезонного смещения ВЗК.

Рыбинское водохранилище, расположенное в России, представляет собой крупное искусственное водохранилище в умеренной климатической зоне. Здесь климат характеризуется сильными сезонными изменениями температуры и осадков, что существенно влияет на термическую структуру водоема. Рыбинское водохранилище также имеет важное промышленное значение и используется водосбросами для регулирования водных ресурсов и электроэнергетики.

В данном исследовании использовалась трехмерная численная модель термогидродинамики замкнутого водоема [4,5,6], основой которой является осредненная по Рейнольдсу система уравнений термогидродинамики в приближении Буссинеска и гидростатики:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -A(u) + D_H(u, \lambda_m) + D_z(u, K_m + v) - g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x} \int_z^\eta \rho dz' + fv, \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -A(v) + D_H(v, \lambda_m) + D_z(v, K_m + v) - g \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial y} \int_z^\eta \rho dz' - fu, \\ \nabla \cdot u &= \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= -A(T) + D_H(T, \lambda_h) + D_z(T, K_h + \chi'), \\ \rho &= \rho(T), \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} + (u_h \cdot \nabla_h) \eta &= w. \end{aligned}$$

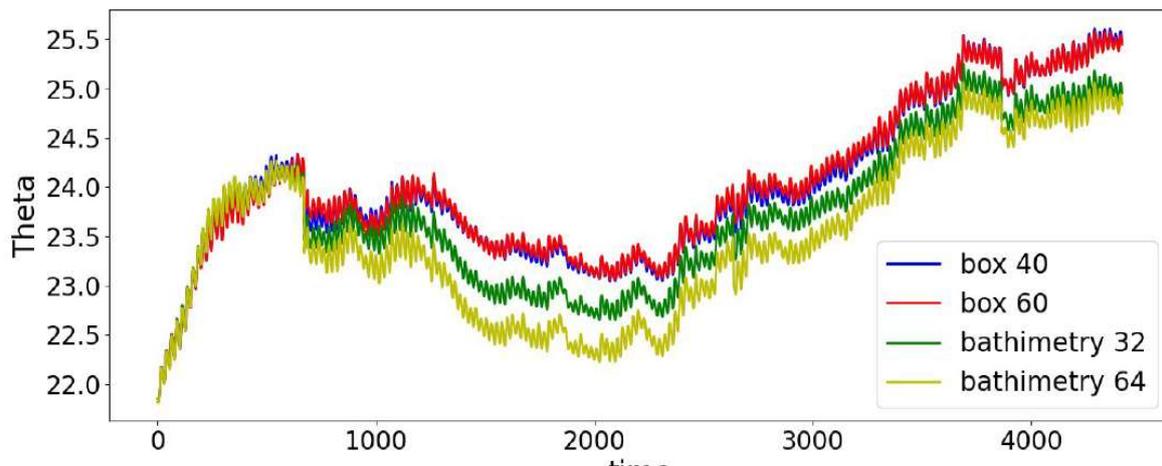
Здесь  $u = (u, v, w)$  – вектор скорости,  $u_h$  – горизонтальные компоненты,  $\rho$  – плотность воды,  $T$  – ее температура;  $K_m$  ( $\lambda_m$ ) и  $K_h$  ( $\lambda_h$ ) – коэффициенты вертикальной (горизонтальной) турбулентной вязкости и температуропроводности соответственно;  $v$ ,  $\chi'$  – коэффициенты молекулярной вязкости и температуропроводности,  $\eta$  – отклонение свободной поверхности от равновесного состояния,  $f$  – параметр Кориолиса.

Для расчета коэффициентов турбулентной вязкости и диффузии используется двухпараметрическое замыкание, включающее прогностические уравнения на кинетическую энергию турбулентности и скорость ее диссипации [7,8].

Постановка задачи включала численное моделирование водных объектов с использованием трех различных методов для определения его формы и структуры. Целью было создание различных конфигураций модели озера Виктория и Рыбинского водохранилища с разной степенью детализации и точности, что позволяет провести сравнительный анализ и оценить влияние выбранного метода на результаты моделирования термической структуры и гидродинамики водоема. Ниже приведены примеры описания геометрической формы озера Виктория:

- Задание формы озера в виде параллелепипеда с боковыми сторонами размерами 325x275 километров и глубинами, составляющими 40 и 60 метров соответственно.
- Моделирование озера в форме параболоида с учетом заданных площадей сечения на определенных уровнях и учитывая соотношение осей эллипса, которые были определены на основе батиметрических данных.

Использование батиметрических данных озера Виктория с различным пространственным разрешением: 32x32x32 (~10 километров), 64x64x64 (~5 километров), 128x128x64 (~2.5 километра) и 256x256x64 (~1.3 километра).



В результате проведенного исследования было выявлено, что орографические особенности оказывают значительное влияние на термическую динамику озера Виктория. Существенные

изменения средней температуры поверхности водоема были зарегистрированы при более детальном описании рельефа дна озера, что свидетельствует о высокой чувствительности модели к разрешению батиметрических данных. Уточнение рельефа дна озера позволяет более точно учесть воздействие топографических особенностей на распределение тепла в озере.

Дополнительно, при увеличении глубины озера, наблюдается увеличение градиента температуры в воде. Этот эффект свидетельствует о том, что глубокие озера подвержены более интенсивным изменениям температуры с увеличением глубины. Это может иметь важное значение при оценке процессов, происходящих в глубоких озерах. Таким образом, наши результаты подчеркивают необходимость учета орографии и глубины при моделировании озерных экосистем и их термической структуры.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 23-77-01032.*

#### **Литература/References:**

1. Heiskanen, J.J., Mammarella I., Naapanala S., Pumpanen J., Vesala T., MacIntyre S., Ojala A. Effects of cooling and internal wave motions on gas transfer coefficients in a boreal lake // *Tellus B.*— 2014.— Vol. 66.
2. Ljungemyr P., Gustafsson N., Omstedt A. Parameterization of lake thermodynamics in a high-resolution weather forecasting model // *Tellus A.* – 1996. – V. 48. – P. 608-621.
3. Tranvik L.J., Downing J.A., Cotner J.B., Loiselle S.A., Striegl R.G., Ballatore T.J., Dillon P., Knoll L.B., Kutser T. et al. Lakes and reservoirs as regulators of carbon cycling and climate // *Limnology and Oceanography* - 2009 – vol. 54. – pp. 2298-2314.
4. Mortikov E.V., Glazunov A.V., Lykosov V.N. Numerical study of plane Couette flow: turbulence statistics and the structure of pressure-strain correlations // *Russian J. of Numerical Analysis and Mathematical Modelling.* – 2019. – V. 34, № 2. – P.1-14
5. Гладских Д.С., Степаненко В.М., Мортиков Е.В. О влиянии горизонтальных размеров внутренних водоемов на толщину верхнего перемешанного слоя. // *Водные ресурсы.* – 2021. – Т. 48. № 2. – С. 155-163.
6. Gladskikh D.S., Mortikov E.V., Stepanenko V.M. Numerical simulation of turbulent mixing and transport of biochemical substances in inland waters // *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science.* – 2020. – 611(1). – P. 012013.
7. Gladskikh D., Ostrovsky L., Troitskaya Y., Soustova I., Mortikov E. Turbulent Transport in a Stratified Shear Flow. *J. Mar. Sci. Eng.* 2023, 11, 136. <https://doi.org/10.3390/jmse11010136>
8. Soustova I.A., Troitskaya Y.I., Gladskikh D.S., Mortikov E.V., Sergeev D.A. A Simple Description of the Turbulent Transport in a Stratified Shear Flow as Applied to the Description of Thermohydrodynamics of Inland Water Bodies. *Izv. Atmos. Ocean. Phys.* 2020, 56, 603–612. <https://doi.org/10.1134/S0001433820060109>.

### **ИССЛЕДОВАНИЕ ГОДОВОГО ХОДА ТЕРМОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ И БИОХИМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ВО ВНУТРЕННИХ ВОДОЕМАХ СУШИ С ПРИМЕНЕНИЕМ ТРЕХМЕРНОГО ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ**

***Р.А. Ахтамьянов<sup>1,3,6,7</sup>, Д.С. Гладских<sup>1,2,3</sup>, Е.В. Мортиков<sup>1,3,4</sup>, В.А. Ломов<sup>1,5,6</sup>***

<sup>1</sup>*Научно-Исследовательский Вычислительный Центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия*

<sup>3</sup>*Московский центр фундаментальной и прикладной математики, Москва, Россия*

<sup>4</sup>*Институт вычислительной математики им. Г.И. Марчука РАН, Москва, Россия*

<sup>5</sup>*Институт физики атмосферы РАН, Москва*

<sup>6</sup>*Географический факультет МГУ, Москва*

<sup>7</sup>*Гидрометцентр РФ, Москва*

[ramil.rgk@gmail.com](mailto:ramil.rgk@gmail.com)

Озёра и водохранилища играют ключевую роль в климатической системе Земли, оказывая значительное влияние на региональные и глобальные процессы [1]. Их уникальная термогидродинамика и происходящие в них биохимические циклы принципиальны для понимания

и прогнозирования погодных и климатических изменений [2 - 3]. Изучение годового хода термогидродинамических и биохимических параметров во внутренних водоёмах, таких как Рыбинское и Можайское водохранилища, позволяет глубже понять процессы, влияющие на экосистемы и климат в прилегающих регионах.

Годовой ход характеризуется сезонными изменениями плотностной структуры водоема, ведущими к стратификации водной толщи. Весной прогрев верхних слоёв воды и формирование термоклина ограничивает вертикальное перемешивание, влияя на распределение растворённых газов и питательных веществ. Летом усиливается стратификация, которая способствует развитию фитопланктона в верхних слоях, но может приводить к дефициту кислорода в придонных зонах. Осенью охлаждение поверхностных слоёв вызывает осеннее перемешивание, выравнивая температурный и химический состав по глубине. Водная толща становится насыщенной растворённым кислородом до самых глубоководных слоёв. Зимой ледяной покров ограничивает газообмен с атмосферой, уменьшает проникновение солнечной радиации и изменяет динамику кислорода и метана в водной толще.

В качестве основного инструмента исследования использовалась трёхмерная модель термогидродинамики и биогеохимии внутренних водоёмов, разработанная на основе единого гидродинамического кода НИВЦ МГУ, объединяющего подходы DNS, LES и RANS для описания турбулентных течений с высоким пространственным и временным разрешением [4-6]. Уравнения термогидродинамики замкнутого водоёма построены на основе осреднённой по Рейнольдсу системы уравнений термогидродинамики в приближении Буссинеска и гидростатики.

Модель учитывает основные физические процессы, такие как адвекция, диффузия, турбулентное перемешивание и взаимодействие с атмосферой. Биогеохимический блок модели описывает концентрации и потоки биохимических веществ, включая кислород ( $O_2$ ), углекислый газ ( $CO_2$ ), метан ( $CH_4$ ) и различные формы органического вещества. Реализованы основные процессы продуктивности и деструкции: фотосинтез, дыхание, окисление органических соединений, нитрификация и денитрификация.

Особое внимание уделено моделированию ледового режима, что особенно актуально для водоёмов умеренных и северных широт. Модель ледового покрова основана на подходах [10] с модификациями [7-8] и учитывает три слоя: голубой лёд, белый лёд и снег. Решается стационарное уравнение переноса тепла между атмосферой и водной толщей для каждой ячейки на поверхности водоёма [9]. Инициализация льда и расчёт его толщины осуществляются на каждом временном шаге, включая процессы образования, роста и таяния льда.

Для нахождения температуры поверхности используется итерационная процедура расчёта баланса потоков, учитывающая проникающую коротковолновую радиацию с различными коэффициентами экстинкции для видимой и ближней инфракрасной частей спектра. Потоки явного и скрытого тепла вычисляются на основе теории подобия Монина-Обухова с функциями устойчивости. Альbedo льда и снега варьируется в зависимости от их толщины и температуры, что существенно влияет на радиационный баланс и процессы теплообмена.

С использованием модели проведены расчёты для Рыбинского и Можайского водохранилищ. Атмосферные данные для форсинга модели были взяты из глобального метеорологического анализа ERA5 Land. Модель успешно воспроизводит годовой ход температурных полей, динамику стратификации, сезонные изменения концентраций кислорода, метана и углекислого газа, а также моменты становления и разрушения ледового покрова.

Результаты моделирования показывают, что в весенний период происходит интенсивное накопление кислорода в верхних слоях за счёт фотосинтеза, в то время как в придонных слоях может наблюдаться дефицит кислорода из-за окисления органического вещества. Летом стратификация усиливается, ограничивая вертикальное перемешивание и способствуя накоплению метана в глубоких слоях. Осенью перемешивание восстанавливает концентрации кислорода по всей глубине и способствует выбросу метана в атмосферу. Зимой под ледяным покровом происходит уменьшение концентрации кислорода и накопление растворённого метана.

Проведённое исследование подтвердило важность учёта годового хода термогидродинамических и биохимических параметров во внутренних водоёмах для понимания их роли в климатической системе. Сопоставление результатов моделирования с данными наблюдений и спутниковыми снимками показало хорошее согласие, подтверждая корректность модели в описании термогидродинамических и биохимических процессов. Модельные результаты также указывают на необходимость учёта процессов годового хода и стратификации при прогнозировании состояния водных экосистем и разработке стратегий управления водными ресурсами.

*Работа выполнена при поддержке ФНТП "Исследование процессов в пограничных слоях атмосферы, океана и вод суши и их параметризации в моделях системы Земли" в рамках программы "Совершенствование глобальной модели Земной системы мирового уровня для исследовательских целей и сценарного прогнозирования климатических изменений". Разработка блока льда выполнена при поддержке гранта РФФ 23-77-01032.*

#### **Литература/References:**

1. Heiskanen J.J., Mammarella I., Naapanala S., Pumpanen J., Vesala T., MacIntyre S., Ojala A. Effects of cooling and internal wave motions on gas transfer coefficients in a boreal lake // *Tellus B.*— 2014.— Vol. 66.
2. Ljungemyr P., Gustafsson N., Omstedt A. Parameterization of lake thermodynamics in a high-resolution weather forecasting model // *Tellus A.* – 1996. – V. 48. – P. 608-621.
3. Tranvik L.J., Downing J.A., Cotner J.B., Loiselle S.A., Striegl R.G., Ballatore T.J., Dil-lon P., Knoll L.B., Kutser T et al. Lakes and reservoirs as regulators of carbon cycling and climate // *Limnology and Oceanography* - 2009 – vol. 54. – pp. 2298-2314.
4. Mortikov E.V., Glazunov A.V., Lykosov V.N. Numerical study of plane Couette flow: turbulence statistics and the structure of pressure-strain correlations // *Russian J. of Numerical Analysis and Mathematical Modelling.* – 2019. – V. 34, № 2. – P.1-14
5. Гладских Д.С., Степаненко В.М., Мортиков Е.В. О влиянии горизонтальных размеров внутренних водоемов на толщину верхнего перемешанного слоя. // *Водные ресурсы.* – 2021. – Т. 48. № 2. – С. 155-163.
6. Gladskikh D.S., Mortikov E.V., Stepanenko V.M. Numerical simulation of turbulent mixing and transport of biochemical substances in inland waters // *IOP Conference Series: Earth and Environmental Science.* – 2020. – 611(1). – P. 012013.
7. Oveisy A., Boegman L., Imberger J. Three-dimensional simulation of lake and ice dynamics during winter // *Limnology and Oceanography.* – 2012. – Т. 57. – №. 1. – С. 43-57.
8. Hipsey M.R. et al. A General Lake Model (GLM 3.0) for linking with high-frequency sensor data from the Global Lake Ecological Observatory Network (GLEON) // *Geoscientific Model Development.* – 2019. – Т. 12. – №. 1. – С. 473-523.
9. Semtner Jr A.J. A model for the thermodynamic growth of sea ice in numerical investigations of climate // *Journal of Physical Oceanography.* – 1976. – Т. 6. – №. 3. – С. 379-389.
10. Rogers C.K. Impact of an artificial circulation device on the heat budget of an ice-covered mid-latitude lake: дис. – University of British Columbia, 1993.

## **КАПИЛЛЯРНОСТЬ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ КАПЛИ С ПРЕПЯТСТВИЕМ**

***А.В. Базилевский<sup>1</sup>, А.Н. Рожков<sup>1</sup>***

<sup>1</sup>*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва,  
[rozhkov@ipmnet.ru](mailto:rozhkov@ipmnet.ru)*

Столкновение капли жидкости с препятствием – фрагмент защиты от патогенных капель ротовой и бронхиальной жидкостей с помощью медицинских масок, респираторов и ряда других

устройств, тормозящих/блокирующих движение капель в различных ситуациях. Визуализация элементарного акта столкновения выполнена в ряде работ [Ошибка! Источник ссылки не найден.—0], в которых наблюдались различные сценарии взаимодействия капли с препятствиями – тонким цилиндром и небольшим диском. Настоящая работа нацелена на выявление деталей взаимодействия капли и небольшого диска в случае изменения величины поверхностного натяжения жидкости и скорости удара капли. Использование небольшого диска в качестве ударной мишени обусловлено желанием устранить влияние вязкого трения между жидкостью и поверхностью твердой мишени, которое является неконтролируемым фактором в альтернативном случае столкновении капли с плоской поверхностью.

Испытаниям были подвергнуты капли воды и этилового спирта. Жидкости характеризовались следующими параметрами: плотность воды  $\rho=1000$  кг/м<sup>3</sup>, этилового спирта  $\rho=789$  кг/м<sup>3</sup>; поверхностное натяжение воды  $\gamma=0.072$  Н/м, этилового спирта  $\gamma=0.0224$  Н/м. Схема эксперимента показана на рис. 1. Капля воды формировалась путём медленной подачи жидкости шприцевым насосом и последующего отрыва капли под действием силы тяжести. Использовались инъекционные медицинские иглы диаметром 0.63 и 1.63 мм для воды и спирта, соответственно, что делало возможным формирование капель одинакового диаметра  $d_i = 2.8 \pm 0.05$  мм для обеих жидкостей. Высоты падения  $h=0.10, 0.18, 0.35$  и  $0.65$  м обеспечивали скорости соударения капли с диском  $v_i=1.40, 1.88, 2.62$  и  $3.57$  м/с, соответственно. Для данных параметров эксперимента числа Вебера  $We_i = \rho v_i^2 d_i / \gamma$  принимали значения:  $We_i=76, 137, 267, 496$  в случае воды и  $We_i=193, 348, 677, 1257$  в случае этилового спирта.

Процесс соударения регистрировался при помощи скоростной видеокамеры Phantom VEO710L с частотой записи 5000 кадров/с. Ракурс съёмки выбирался таким образом, чтобы угол между осями цилиндра и объектива камеры составлял 0, 45 или 90° (рис. 1).

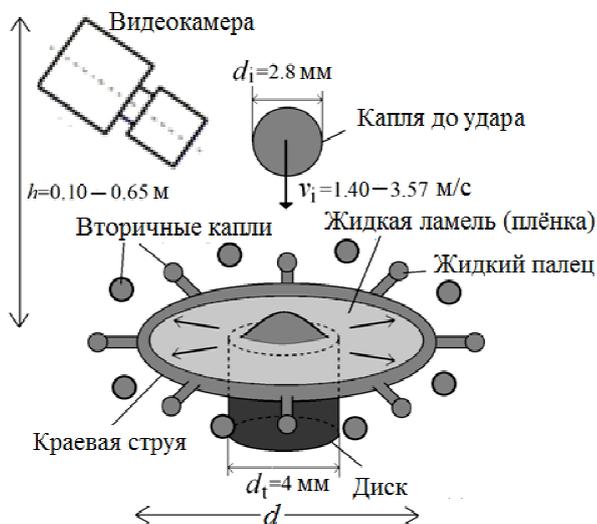


Рисунок 1. Схема эксперимента.

Типичные результаты наблюдений и измерений представлены на рис. 2–3. Видеокадры показывают, что во всех случаях формируются всплески, состоящие из жидкой ламели (плёнки), которая ограничена краевой струёй в форме жидкого тора [3]. Ламель непрерывно утончается, а краевая струя (жидкий тор) наполняется жидкостью, перетекающей из ламели. Диаметр тора сначала растёт, затем тор схлопывается. Тор (краевая струя) может распадаться на вторичные капельки согласно механизму Рэлея [3].

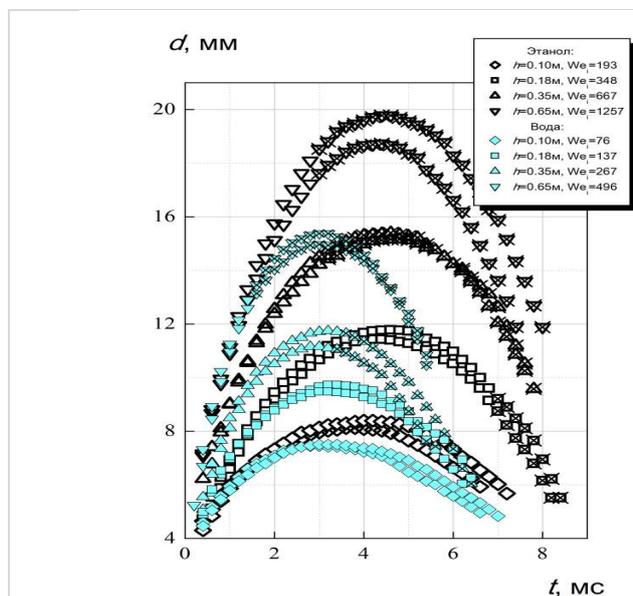
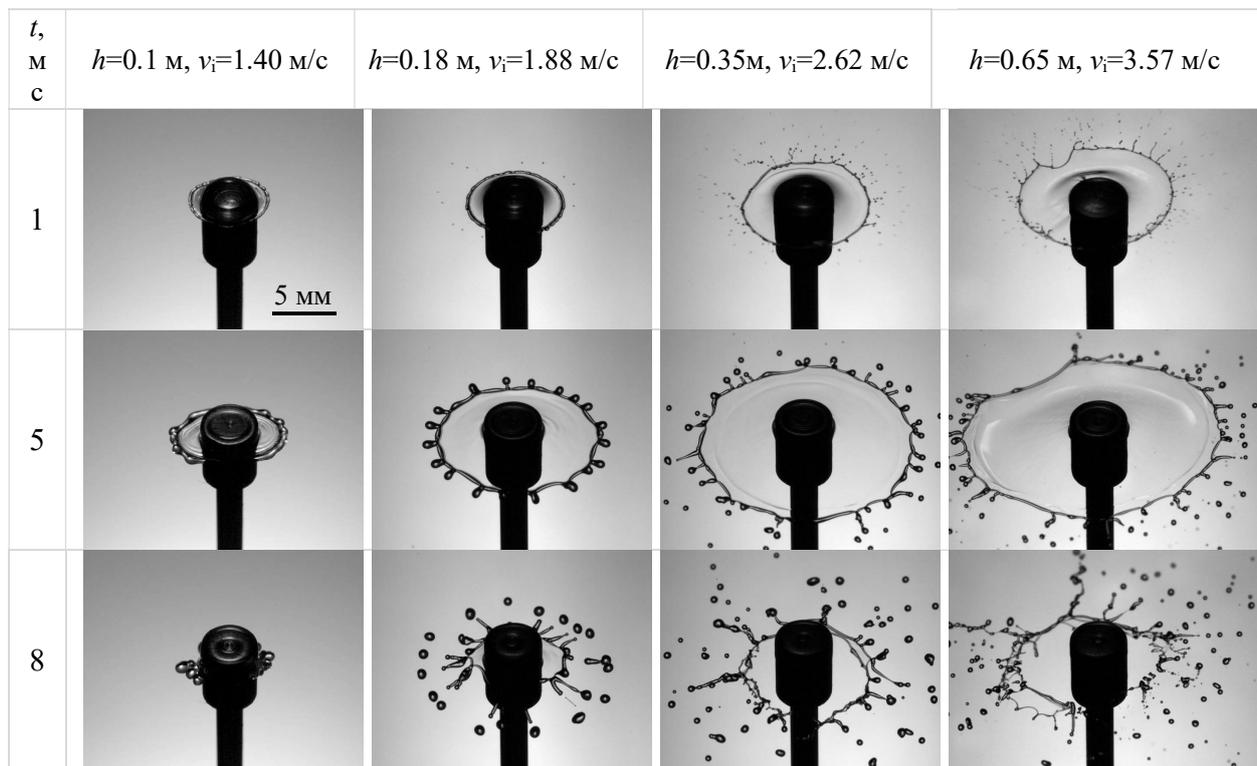


Рисунок 3. Зависимость диаметра всплеска  $d$  от времени  $t$  при различных скоростях удара. Крестики указывают на распад капли на вторичные капли.

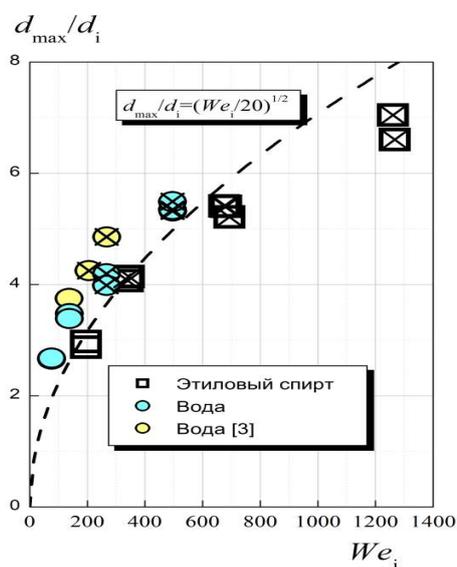


Рисунок 4. Максимальный коэффициент разлета всплеска  $d_{\max}/d_i$  как функция ударного числа Вебера. Пунктирная кривая – зависимость  $d_{\max}/d_i=(We_i/20)^{1/2}$ .

На рисунке 3 различными значками представлены измеренные временные зависимости диаметров всплесков этилового спирта и воды для разных скоростей удара (для каждой скорости показаны результаты двух опытов). Крестиками внутри символов отмечены данные, соответствующие распаду всплеска на вторичные капли. Полученные данные свидетельствуют о

том, что снижение поверхностного натяжения ведёт к росту диаметра всплеска и времени достижения максимального диаметра. В то же время изменение скорости капли, как воды, так и этилового спирта, не влияет заметно на время достижения всплеском максимального диаметра для данной жидкости.

Влияние поверхностного натяжения на размер всплеска представлено в виде зависимости отношения максимального диаметра всплеска  $d_{\max}$  и диаметра капли  $d_i$  от безразмерного числа Вебера  $We_i = \rho v_i^2 d_i / \gamma$  (рис. 4). Зависимость удовлетворительно описывается формулой  $d_{\max}/d_i \approx (We_i/20)^{1/2}$ , которая апробирована ранее [3]. Здесь также крестиками отмечены данные, которые соответствуют распаду всплеска на вторичные капли. Данные рисунка 4 свидетельствуют, что как для воды, так и для этилового спирта переход к разрушению происходит примерно при одном и том же значении числа Вебера  $We_i^* \in (137, 193)$ . Так что в первом приближении в качестве критерия распада всплеска может служить условие  $We_i \geq 100$ . В целом можно заключить, что поверхностное натяжение слабо влияет на зависимость диаметра всплеска от числа Вебера и на критическое число Вебера, отвечающее за переход всплеска к разрушению.

Распространение инфекций может ускориться из-за распада капель при ударе о твердые препятствия в реальных природных условиях (*in situ*). В настоящей работе мы обнаружили, что капля маловязкой ньютоновской жидкости (вода, этиловый спирт), независимо от поверхностного натяжения, начинает разрушаться на вторичные капли при достаточно больших числах Вебера,  $We_i > We_i^*$ , где  $We_i^* \in (137, 193)$ . Капли биологических жидкостей сталкиваются с препятствиями, в том числе с материалом масок или фильтров, примерно при тех же числах Вебера,  $We_i \sim 100$ . Таким образом, в силу схожести явлений фрагментации капель *in situ* и в лабораторном эксперименте они протекают по одним и тем же механизмам. С другой стороны, полученные критерии разбрызгивания не претендуют на точное описание фрагментации вязкоупругих биологических жидкостей из-за появления нового определяющего фактора процесса фрагментации – упругости жидкости, как примера более сложной реологии [4]. Полученный в данной работе критерий фрагментации ньютоновских жидкостей можно рассматривать как предельный случай фрагментации любой жидкости. Эксперименты позволяют качественно проследить фрагментацию ротовой и бронхиальной жидкости и ее превращение в мельчайшие капли, распространяющие инфекцию в воздухе.

*Работа выполнена по теме государственного задания (№ FFGN-2024-0005) и поддержана грантом РФФ № 23-19-00451.*

#### **Литература/References:**

1. Базилевский А.В., Рожков А.Н. Удар микроструи воды по микроволокну // Изв. РАН. МЖГ. 2023. № 5. С. 110–118.
2. Базилевский А.В., Рожков А.Н. [Эффекты коалесценции при столкновении капель воды с тонким цилиндром](#) Физическое и математическое моделирование процессов в геосредах. Материалы 9-й Международной научной конференции-школы молодых ученых. Москва, 2023. С. 118-121.
3. Rozhkov A., Prunet-Foch B., Fedyushkin A., Vignes-Adler M. Fragmentation of water drops in collision with a small obstacle // *Atomization and Sprays*. 2023. V. 33. № 10. P. 1–15.
4. Рожков А.Н. Упругость и релаксационные свойства ротовой жидкости // *Российский журнал биомеханики*. 2021. Т. 25. № 4. С. 393–405.

# ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С.Э. ШНОЛЯ: ОБНАРУЖЕНИЕ КОРПУСКУЛЯРНЫХ СВОЙСТВ ГРАВИТАЦИИ, ОТКРЫТИЕ ГРАВИТОНОВ И ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА ГРАВИТАЦИИ

А.А. Баренбаум<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем нефти и газа РАН, Москва, Россия

[azary@mail.ru](mailto:azary@mail.ru)

## Введение

На современном этапе развития науки нет сомнений в том, что поле гравитации, как и все другие силовые поля в природе, носят корпускулярно-волновой характер. Предположение о существовании таких свойств у гравитационного поля, а также то, что гравитация должна переноситься квантами, было высказано Д.И. Блохинцевым и Ф.М. Гальпериным (1934). Кванты гравитации они назвали «гравитонами». Позднее этот термин повторно ввел П. Дирак (1959). Однако если волновые свойства гравитации были предсказаны Эйнштейном (1916) на основе общей теории относительности и экспериментально открыты в 2015 году при регистрации гравитационных волн от слияния в космосе двух черных дыр, то вопрос о наличии у поля гравитации корпускулярных свойствах остается открытым (Wikipedia).

В соответствии с современными представлениями физики, все фундаментальные силовые взаимодействия (электромагнитные, сильные, слабые и гравитационные) происходят с передачей квантов энергии, которые переносят соответствующие элементарные частицы (реальные или виртуальные). При электромагнитном, слабом и сильном взаимодействии такими частицами соответственно являются фотон, промежуточные и векторные бозоны и глюоны. Эти частицы предсказаны стандартной моделью физики элементарных частиц и уже открыты.

В отличие от них гравитоны – носители поля гравитации, самого слабого из всех силовых взаимодействий, пока экспериментально не обнаружены и потому считаются гипотетическими. Теоретически ожидается, что если гравитоны существуют, ими являются нейтральные безмассовые бозоны со спином 2, движущиеся со скоростью света и в слабом поле гравитации обеспечивающие выполнение закона всемирного тяготения Ньютона. Масса гравитонов составляет  $\sim 10^{-64}$  г (Wikipedia). Полагают, что открытие гравитонов позволит объединить две основные теории, на которых построена современная физика: общую теорию относительности и квантовую механику. Но такое объединение сталкивается с серьезными теоретическими трудностями (Wikipedia).

В данной работе обсуждаются результаты экспериментальных исследований макроскопических флуктуаций (МФ) в квантовых процессах, изучавшихся С.Э. Шнолем (1930-2021) с сотрудниками на протяжении 60 лет [1,2]. На основании анализа этих результатов мы показываем [3], что эксперименты С.Э. Шноля позволяют: 1) выявить у поля гравитации корпускулярные свойства, 2) доказать реальность существования их носителей – гравитонов, и 3) вскрыть физическую природу гравитации – проблемы, которая до настоящего времени остается предметом философских рассуждений и споров.

В статье показано, что в этих экспериментах именно гравитоны передавали энергию околоземного гравитационного поля процессам МФ. А также акцентируем внимание на том, что гравитоны были обнаружены исключительно благодаря тому, что С.Э. Шноль анализировал квантовые процессы в объектах микромира, которые происходили при изменениях околоземного поля гравитации, вызванных внешними космическими факторами.

## 1. История изучения макроскопических флуктуаций

В середине 1950-х годов, по окончании биофака МГУ, С.Э. Шноль, изучая химические реакции в белках, обнаружил, что эти реакции проявляют специфические «макроскопические флуктуации (МФ)», которые носят неслучайный характер. Спектр МФ во времени меняется, но остается одинаков для разных реакций.

Дальнейшее экспериментальное изучение МФ показало, что такой же спектр флуктуаций имеют и другие природные процессы. В 1978-1985 г. свои исследования МФ С.Э. Шноль перенес

на процессы химии, электромагнетизма, распад радиоактивных ядер, а несколько позже на шумы в электронных устройствах и в гравитационной антенне.

Особо важное значение имели эксперименты с коллимированными источниками  $\alpha$  и  $\beta$ -частиц, позволившие изучать зависимость спектров МФ от пространственной ориентации коллиматора. С использованием этих устройств были установлены различия спектров МФ радиоактивных элементов при регистрации  $\alpha$  и  $\beta$ -частиц в направлениях по и против вращения Земли. А также в направлении на полярную звезду, когда спектры МФ переставали зависеть от суточного вращения Земли.

В начале 1990-х годов были созданы математические методы обработки спектров МФ на ЭВМ. Эти методы позволили проводить анализ спектров МФ в источниках  $\alpha$  и  $\beta$ -частиц в непрерывном режиме, что резко увеличило производительность измерений и повысило точность их обработки, а также позволило осуществить измерения МФ на северном и южном полюсе Земли. Эксперименты с источниками радиоактивных частиц подтвердили результаты исследований МФ в других процессах.

## 2. Методика измерений и результаты экспериментов С.Э. Шноля

Типичная картина МФ и способ их обработки в экспериментах С.Э. Шноля поясняются рис. 1. На рис. 2, как пример, приведены спектры МФ, измеренные 8.04.2005 в шумах полупроводниковой системы в Принстоне США (40.3° с.ш., 74,65° з.д.) и при  $\alpha$ -распаде  $^{239}\text{Pu}$  в Пущино (54.7° с.ш., 37,6° з.д.) при разности «местного времени» 448 мин, обусловленного вращением Земли [4].

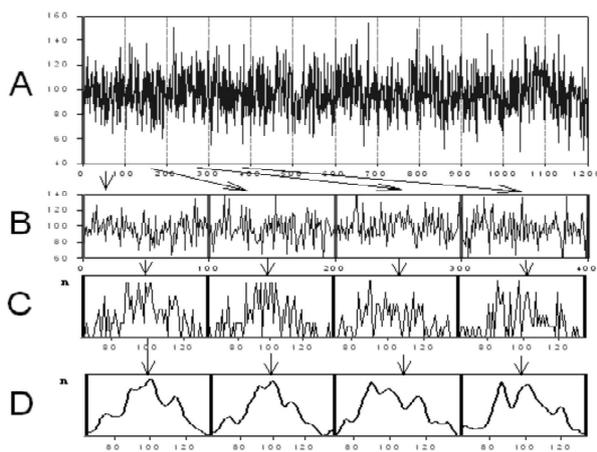


Рис. 1

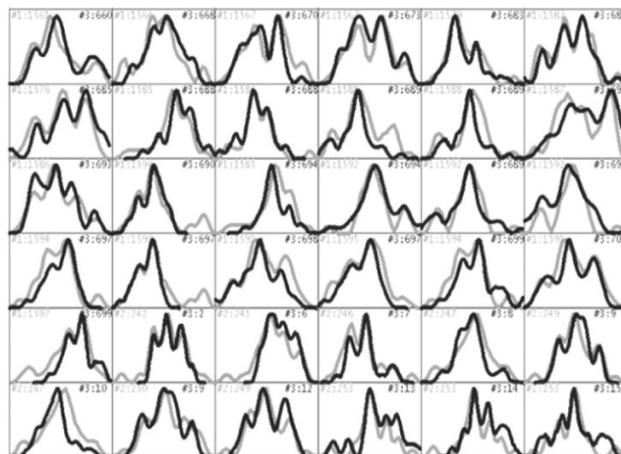


Рис. 2

На рис. 1 видно, что при обработке непрерывной во времени записи сигнала (А) его разбивают на одинаковые по длительности интервалы времени (В), внутри которых (С) производят процедуру «сглаживания» спектров МФ и по сглаженным спектрам строят их гистограммы (D). Длительность интервалов времени при обработке спектров МФ выбирают такой, чтобы в соседних интервалах построенные гистограммы МФ могли заметно различаться по форме.

После нескольких «сглаживаний» гистограммы МФ приобретали устойчивую форму в виде системы отдельных максимумов разной амплитуды (D). Амплитуда наиболее крупных из них составляла  $\approx 20$ -30% от уровня стабильной подложки (В). Последующий анализ результатов измерений для изучавшихся процессов заключался в попарном сравнении между собой гистограмм МФ, которые были получены в разное время и в разных местах земного шара (рис. 2), с тем, чтобы найти среди них максимально похожие по форме.

Выявить похожие гистограммы вполне хорошо удавалось с использованием специальных программ на ЭВМ, несмотря на то, что амплитуда максимумов на гистограммах МФ процессов разной природы могла отличаться на 10 порядков величин!

В зависимости от решавшейся задачи длительность интервалов времени регистрации МФ выбирали от  $\Delta t \approx 0.02$  сек до дней. Большинство измерений МФ сделано в интервалах  $\Delta t$  от минут до часа. Сравнению подлежали спектры МФ тех же самых или разных процессов, которые были измерены с соответствующим запаздыванием во времени в разных географических пунктах и на разных широтах земного шара.

Изучение феномена МФ показало, что форма спектров МФ: 1) зависит от широты места; 2) является сходной в соседних интервалах времени; 3) повторяется с околосуточными, месячными и годовыми периодами, и 4) зеркально симметрична через половину соответствующего периода.

Подводя итог своим многолетним исследованиям, С.Э. Шноль заключил [1]:

- МФ – это проявление фундаментальных свойств нашего физического мира, являющихся следствием флуктуаций пространства-времени, вызванных движением объектов в неоднородном гравитационном поле.

- Структура МФ не зависит от природы процесса и определяется флуктуациями пространства-времени вследствие вращения Земли вокруг своей оси и ее движения по околосолнечной орбите.

- Амплитуда МФ зависит от характера взаимодействия изучаемых объектов и различна для процессов разной природы.

Эти выводы, методику и результаты исследований Шноль подробно изложил в книге [1], а также они приведены в его более поздних работах [2].

Несмотря на большое число опубликованных работ (их более 350), а также лекций и публичных выступлений С.Э. Шноля по телевидению и в СМИ, феномен МФ долгое время не имел адекватного объяснения и потому работы Шноля не находили должного внимания и поддержки научного сообщества.

### **3. Обсуждение результатов экспериментов С.Э. Шноля**

Оставив в стороне заключения самого С.Э. Шноля, отметим, что результаты его работ не оставляют у нас сомнений в том, что феномен МФ вызван влиянием на изучавшиеся процессы гравитационного поля окружающей Землю космической среды.

Нами [5] предложено объяснение МФ как явления, вызванного изменением околоземного гравитационного поля под воздействием окружающих Землю космических объектов, к которым в первую очередь относятся Солнце, Луна и планеты Солнечной системы. При суточном осевом вращении Земли, месячном вращении Луны вокруг Земли, а также годовом обращении Земли и других планет вокруг Солнца их положения на небесной сфере закономерно меняются, что вызывает соответствующее изменение локального поля гравитации на Земле в местах проведения экспериментов.

Несмотря на то, что спектры МФ ощутимо меняются за время  $\Delta t \approx 0.02$  секунды (за это время Земля поворачивается вокруг оси на угол  $\Delta\varphi = \omega\Delta t = 0.3^\circ$ ), в фиксированных местах на поверхности Земли гистограммы МФ в главных своих деталях оказываются повторяющимися. Следствием этого факта является установленная С.Э. Шнолем возможность с высокой точностью определять по сходству гистограмм МФ сидерический (1440 минут) и синодический (1436 минут) периоды суточного вращения Земли, около-27-суточные периоды, связанные с взаимным расположением Земли, Луны и Солнца. А также обнаружить сходство гистограмм МФ при более редких событиях в Солнечной системе, связанных с солнечными и лунными затмениями, равноденствиями и т.п.

Главный наш вывод из экспериментов С.Э. Шноля заключается в том, что установленное им повторение сходных гистограмм МФ через периоды суточного и годового вращения Земли, и месячного вращения Луны вокруг Земли, а также при редких неординарных событиях в Солнечной системе, может быть обеспечено лишь при выполнении двух обязательных условий [5]:

❖ околосемное поле гравитационное является **векторным** и наряду с притяжением Земли его формируют другие массивные объекты космоса;

❖ носителями силы притяжения в законе тяготения Ньютона являются соответствующие частицы – **гравитоны**.

Оба условия можно инструментально обосновать с использованием современных технических средств, которые позволяют регистрировать гравитоны и измерять их энергию.

#### 4. Обоснование выводов из экспериментов С.Э. Шноля

В табл. 1 приведены оценки величин вкладов в околосемное поле гравитации самой Земли, а также Солнца, Луны и ряда планет Солнечной системы, выраженные ускорением  $\alpha$  (см/с<sup>2</sup>), которое они создают на поверхности Земли.

Расчеты проведены по формуле:  $\alpha = GM/R^2$ ; где:  $G$  – гравитационная постоянная,  $M$  – масса объекта,  $R$  – расстояние до поверхности Земли,

Таблица 1. Ускорение на поверхности Земли, создаваемое космическими объектами

Объект	Масса М (кг)	Расстояние R (км)	Ускорение $\alpha$ (gal)
Земля	$5.972 \times 10^{24}$	6378,1	980.665
		6356,8	
Солнце	$1.989 \times 10^{30}$	$1.46 \times 10^8$	$5.96 \times 10^{-1}$
		$1.52 \times 10^8$	
Луна	$7.348 \times 10^{22}$	$3.62 \times 10^5$	$3.74 \times 10^{-3}$
		$4.05 \times 10^5$	$2.99 \times 10^{-3}$
Венера	$3.80 \times 10^{23}$	$3.80 \times 10^7$	$2.76 \times 10^{-5}$
		$2.61 \times 10^8$	$5.85 \times 10^{-7}$
Марс	$5.46 \times 10^{22}$	$5.46 \times 10^7$	$1.43 \times 10^{-8}$
		$4.01 \times 10^8$	$2.67 \times 10^{-9}$
Юпитер	$5.88 \times 10^{27}$	$5.88 \times 10^8$	$3.67 \times 10^{-5}$
		$9.67 \times 10^8$	$1.68 \times 10^{-5}$
Сатурн	$1.35 \times 10^{27}$	$1.35 \times 10^9$	$2.16 \times 10^{-8}$
		$1.69 \times 10^9$	$1.38 \times 10^{-8}$
Меркурий	$9.1 \times 10^{22}$	$9.1 \times 10^7$	$2.66 \times 10^{-9}$

Пояснения: 1) для Земли указаны экваториальный и полярный радиусы, значение  $\alpha$  рассчитано для ее среднего радиуса; 2) для Солнца указаны расстояния в перигелии и афелии Земли, значение  $\alpha$  рассчитано для среднего расстояния; 3) расчеты для Луны, Венеры, Марса, Юпитера и Сатурна проводились на их минимальном (верхнее число) и максимальном (нижнее число) расстоянии от Земли, а 4) для Меркурия только на минимальном расстоянии.

Разумеется, основной вклад в околосемное гравитационное поле дает Земля, за ней следуют Солнце, Луна, Юпитер, Венера и другие планеты. Хотя притяжение Земли доминирует, данные табл.1 показывают, что вклад в околосемное поле гравитации других планет Солнечной системы не настолько мал, чтобы его нельзя было обнаружить современными гравиметрами, предназначенными для измерения аномалий силы тяжести на поверхности Земли.

Учитывая результаты С.Э. Шноля, следует признать, что регистрируемые им спектры МФ позволяли выявить влияние на околосемное поле гравитации не только Солнца и Луны, но также отдельных планет Солнечной системы и даже близких к Солнцу звезд Галактики.

В этой связи отметим, что в настоящее время разработаны гравиметры с чувствительностью  $\alpha \approx 10^{-9}$  см/с<sup>2</sup>, которая превышает порог обнаружения гравитационного притяжения почти каждой из планет Солнечной системы. Особенно высока чувствительность квантовых гравиметров на ультрахолодных атомах [6]. Эти приборы измеряют ускорение ансамбля  $\sim 10^8$  атомов (Cs или Rb), охлажденных лазером до температуры  $\sim 10^{-5}$  К, при которой атомы превращаются в конденсат Бозе-Эйнштейна. В этом случае ускорение такой «квазичастицы» в поле тяготения Земли находится по показаниям лазерного интерферометра, регистрирующего квантовые скачки энергии

бозе-эйнштейновского конденсата. Эти устройства работают в импульсном режиме с циклом измерения порядка сотен миллисекунд.

### 5. Оценка энергии гравитонов

Оценку проведем для квантового гравиметра [7] по формуле  $W \approx \alpha \cdot m \cdot l$ , где  $m$  — масса частиц конденсата, падающих как единое целое в вакуумной камере длиной  $l = 15$  см.

Пусть имеем бозе-эйнштейновский конденсат из  $\sim 10^8$  атомов Cs (атомный вес Cs = 132,9 г/моль) общей массой  $m = 2.2 \times 10^{-14}$  г. Силу притяжения, вызывающую ускорение массы  $m$ , представим как  $F = \alpha \cdot m$ , а работу, которую при этом конденсат совершает, как  $W = F \cdot l$ .

Энергию гравитонов на пределе чувствительности прибора  $\alpha \approx 10^{-9}$  см/с<sup>2</sup> определим как  $W_{min} \approx \alpha \cdot m \cdot l = (10^{-9} \text{ см/с}^2) \cdot (2.2 \times 10^{-14} \text{ г}) \cdot 15 \text{ см} = 2 \times 10^{-10}$  эВ. Для сравнения укажем силу притяжения Солнца ( $\alpha = 0.596 \text{ см/с}^2$ )  $F_\odot = 1.31 \times 10^{-14}$  дин с передачей энергии  $W_\odot = 1.25 \times 10^6$  эВ. Величину  $W_{min}$  будем считать энергетическим порогом регистрации гравитонов, а величину  $W_\odot$  — энергией всех «космических» гравитонов, передавших энергию конденсату Cs.

Ранее мы отмечали, что по существующим представлениям масса 1 гравитона  $m_g \sim 10^{-64}$  г. Примем, что энергия  $w_g = m_g c^2 = (10^{-64} \text{ г}) \cdot (3 \times 10^{10} \text{ см/с})^2 = 5.6 \times 10^{-32}$  эВ, одинакова для гравитонов всех объектов в таблице 1. Тогда энергию  $W_\odot$  можно представить как  $W_\odot = n \cdot w_g$ , где  $n$  — число гравитонов (квантов гравитационного поля), которые испытали взаимодействие с бозе-эйнштейновским конденсатом и полностью передали ему свою энергию. В результате имеем  $n \approx (1.25 \times 10^6 \text{ эВ}) / (2 \times 10^{-10} \text{ эВ}) \approx 6 \times 10^{15}$ .

Эта величина выше порога регистрации гравитонов в  $\sim 6 \times 10^{15}$  раз. Поэтому гравиметр с чувствительностью  $\sim 10^{-9}$  см/с<sup>2</sup> обнаружит притяжение звезд солнечной массы с расстояний  $R \approx 8 \times 10^7$  а.е., т.е.  $\sim 400$  пк.

Поскольку энергия гравитации передается бозе-эйнштейновскому конденсату квантами, уместен вопрос, какую комптоновскую длину волны имеют гравитоны. Выразим энергию гравитонов формулой Планка:  $w_g = hc/\lambda_g$ , где  $h = 6.626 \times 10^{-34}$  Дж·с — постоянная Планка,  $c$  — скорость света,  $\lambda_g$  — длина волны гравитона. Откуда получаем  $\lambda_g = h \cdot c / w_g = 4 \times 10^{15}$  см.

Величина  $\lambda_g$  оказывается больше диаметра Солнечной системы. Надо ли доказывать, что при такой длине волны гравитоны никак не смогут провзаимодействовать с конденсатом в вакуумной камере гравиметра диаметром  $\approx 2$ -3 см. Понятно, чтобы такое взаимодействие стало возможным, длина волны гравитонов должна быть  $\sim 1$  см и менее, что соответствует частотам  $\sim 10^9$ - $10^{10}$  гц, а энергия гравитонов составлять  $w_g \sim 10^{-5}$ - $10^{-4}$  эВ.

### Физическая природа гравитации

- в приближении малых, по сравнению со скоростью света, скоростей и слабого поля гравитации — это теория тяготения Ньютона;
- в общем случае — общая теория относительности Эйнштейна; и
- в квантовом пределе — квантовая теория гравитации, которая ещё не разработана.

**Вывод 1.** Гравитоны не «прилетают» на Землю из космоса, а передают энергию гравитационного поля материальным телам, в нашем случае квантовому бозе-эйнштейновскому конденсату, непосредственно на месте. Поэтому ничем иным, кроме как *виртуальными векторными бозонами*, гравитоны являться не могут. В соответствии с квантовой теорией поля время жизни таких виртуальных гравитонов будет  $t_g \sim \hbar / w_g \sim 10^{-9}$  сек, т.е.  $t_g \approx 1/v_g$ , а их радиус действия составит  $r \approx \hbar / mc < 10$  см.

**Вывод 2.** Поле гравитации, взаимодействующее с материальными объектами с участием виртуальных гравитонов, является *векторным и определяется суперпозицией сил притяжения всех материальных тел, которые в каждой точке пространства создают это поле по закону всемирного тяготения Ньютона*.

Математически такое силовое поле можно описать тензором в векторном пространстве ранга N. Ранг тензора и размерность пространства определяются числом материальных тел N, создающих это поле по закону тяготения Ньютона. Число тел N может быть бесконечным, однако

во многих практически важных случаях достаточно ограничиться лишь теми телами, влияние которых на поле гравитации нас интересует.

В любой точке пространства поле гравитации можно представить системой  $N$  векторов, каждый из которых определяет силу притяжения соответствующего объекта. При перемещении из одной точки пространства в другую длина и направление векторов меняются, но число векторов  $N$  остается неизменным. При этом все изменения в  $N$ -мерном тензорном поле гравитации происходят квантовыми скачками с участием виртуальных гравитонов.

#### **Литература/References:**

1. Шноль С.Э. *Космохимические факторы в случайных процессах*. Svenska fysikarkivet. 2009.
2. Юдович Я.Э., Кетрис М.П. *Российский ученый Симон Шноль и его герои*. Сыктывкар: Коми республиканская типография, 2023, 524 с.
3. Баренбаум А.А. Обсуждение экспериментов С.Э. Шноля: Обнаружение корпускулярных свойств гравитации. *Тезисы докладов ВЕСЭМПГ-2024. М., 16-17 апреля 2024 г., ГЕОХИ РАН*. 012.
4. Шноль С.Э. Фрактальность, береговая линия Вселенной, движение Земли и «макроскопические флуктуации». *Биофизика*, 2013. Т.58. вып.2, С.357-376.
5. Barenbaum, A.A. Influence of Sun, Moon and planets on Earth's gravitational field: Discovery of gravitons and estimation their energy. *Fifteenth Moscow Solar System Symposium*. 2024. IKI RAS (in print).
6. Виноградов В.А., Карпов К.А., Турлапов А.В. Квантовые гравиметры на ультрахолодных атомах. *Альманах современной метрологии*. 2020. № 4(24), С. 364–376.
7. F. Pereira dos Santos, S.Bonvalot. Cold-Atom Absolute Gravimetry. In book: *Encyclopedia of Geodesy* / E.W. Grafarend (ed.), DOI 10.1007/978-3-319-02370-0\_30-1

### **АДАПТАЦИЯ МЕТОДА НАПРАВЛЕННОЙ РАЗГРУЗКИ ПЛАСТА К УСЛОВИЯМ НЕФТЕГАЗОВЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ С НИЗКОПРОНИЦАЕМЫМИ КОЛЛЕКТОРАМИ**

**С.О. Барков<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук, Москва, Россия*  
[sviatoy97@gmail.com](mailto:sviatoy97@gmail.com)

Истощение сырьевой базы углеводородов приводит к необходимости разработки месторождений с трудноизвлекаемыми запасами (ТРИЗ). При этом примерно 2/3 всех мировых ТРИЗ находятся в низкопроницаемых породах. На сегодняшний день основной технологией разработки месторождений, сложенных низкопроницаемыми породами, является гидроразрыв пласта, в том числе многостадийный [1]. Однако данная технология мало пригодна для разработки пластов, залегающих на глубинах более 3 км. К тому же применение этой технологии является дорогостоящим, энерго- и трудозатратным, представляет значительную экологическую опасность. При этом основной эффект данного подхода заключается в образовании в пласте магистральных трещин, что приводит к увеличению площади фильтрации, но не оказывает существенного влияния на проницаемость пород-коллекторов в целом.

В ИПМех РАН на основе геомеханического подхода была разработана новая низкочатратная экологически безопасная технология повышения продуктивности нефтяных и газовых скважин, обеспечивающая длительный эффект за счет формирования в пласте новой искусственной системы фильтрационных каналов с высокой проницаемостью – метод направленной разгрузки пласта (НРП). Идея данного подхода заключается в том, чтобы за счет создания необходимого напряженного состояния вызвать появление системы микро- и макротрещин в окрестности скважины, которые тем самым увеличат проницаемость породы и способствуют увеличению коэффициента извлечения углеводородов из пласта [2]. Данное напряженное состояние может быть достигнуто путем понижения давления на забое скважины, а также изменением конструкции

забоя скважины: снятием обсадки, дополнительной перфорацией определенного типа и плотности, нарезанием щелей определенной ориентации. При этом использование метода НРП для месторождений разных типов и условий залегания имеет свои особенности, без учета которых можно не только не добиться увеличения дебита скважин, но даже ухудшить ситуацию.

В данной работе была проведена адаптация метода НРП к условиям Астраханского газоконденсатного месторождения (ГКМ) и Верхневилучанского нефтегазоконденсатного месторождения (НГКМ), продуктивные пласты которых сложены низкопроницаемыми породами. При помощи уникальной Испытательной системы трехосного независимого нагружения ИПМех РАН (ИСТНН) [3] было проведено прямое физическое моделирование процессов деформирования, разрушения и связанного с ними изменения фильтрационных характеристик низкопроницаемых пород-коллекторов под действием неравномерного напряженно-деформированного состояния при понижении давления в скважине с различными конструкциями забоя. При этом рассматривались такие конструкции забоя, как необсаженная скважина (открытый ствол), а также обсаженная и необсаженная скважина с перфорационными отверстиями.

Результаты проведенного моделирования позволили определить наиболее оптимальные конструкции забоя для скважин исследуемых месторождений, при которых реализация метода НРП приведет к существенному увеличению проницаемости пород в призабойной зоне. В частности, было показано, что для увеличения проницаемости пород Верхневилучанского НГКМ необходимо осуществить перфорацию необсаженного ствола скважины и создать в ней депрессию  $\Delta p = 9,4$  МПа. На рисунке 1 представлены кривые деформирования и кривая проницаемости образца ВВ6, изготовленного из kernового материала Верхневилучанского НГКМ и испытанного по программе нагружения, соответствующей напряжениям, действующим в верхней точке на поверхности перфорационного отверстия в необсаженной скважине, отстоящей от ее оси на расстояние  $r = 1,25R_c$  ( $R_c$  – радиус скважины).

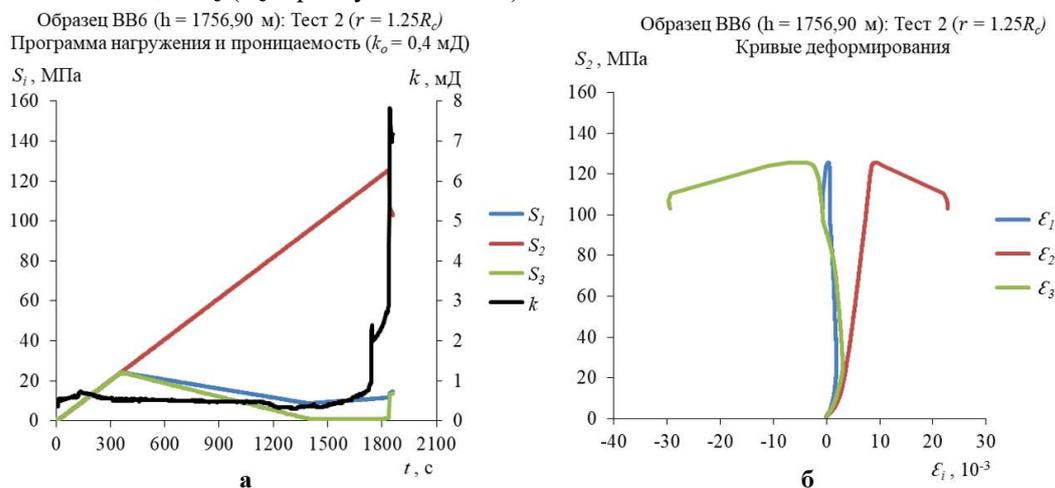


Рисунок 1. Результаты физического моделирования на образце ВВ6: программа нагружения и кривая проницаемости (а), кривые деформирования (б)

Во время первого испытания данного образца по аналогичной программе, но для случая  $r = 2R_c$ , его деформирование было упругим, а проницаемость изменялась незначительно на протяжении всего нагружения вплоть до состояния, соответствующего полному осушению скважины. Таким образом проведенные исследования также позволили сделать вывод об оптимальной форме перфорационных отверстий – они должны быть достаточно короткими, но широкими. В этом случае эффект от их использования будет максимальным. Аналогичный результат был получен и при испытаниях низкопроницаемых пород-коллекторов Астраханского ГКМ.

Во время разрушения образцов при испытаниях на ИСТНН нарушается целостность герметизирующей оболочки, из-за чего не удастся точно измерить конечное значение

проницаемости. Для оценки конечной трещинной проницаемости образцов в данной работе были использованы методы рентгеновской компьютерной томографии. Томографические исследования низкопроницаемых пород-коллекторов после геомеханического воздействия проводились при помощи высокоразрешающего рентгеновского микротомографа ProCon X-Ray CT-MINI [4]. На полученных по результатам сканирования трехмерных цифровых структурах исследуемых образцов в специализированном программном обеспечении GeoDict Math2Market GmbH [5] при помощи решателя LIR [6] было выполнено численное моделирование фильтрационных процессов в рамках моделей Стокса и Навье-Стокса с целью оценки их конечной трещинной проницаемости. При моделировании воссоздавались условия, полностью соответствующие условиям лабораторного измерения проницаемости.

Для образцов из пород-коллекторов Астраханского ГКМ удалось провести повторное измерение проницаемости на ИСТНН после геомеханических испытаний. Для этого образцы были повторно покрыты герметизирующей оболочкой, помещены в нагружающий узел ИСТНН и доведены до состояния всестороннего сжатия в 1 МПа. На основе проведенных измерений было выполнено сравнение конечной трещинной проницаемости образцов, определённой экспериментально на установке ИСТНН и при помощи методов численного моделирования. Численные расчеты в рамках модели Навье-Стокса продемонстрировали наиболее точное соответствие измеренной в лабораторных условиях проницаемости, но для этого потребовалось упрощение трехмерной структуры образцов – применение бининга 2x2 (объединение соседних вокселей). В частности, для образца ВВ6 (см. рисунок 2), обработка трехмерной структуры которого полностью соответствовала обработке трехмерных структур образцов из Астраханского ГКМ, конечное значение трещинной проницаемости по результатам моделирования фильтрационных процессов в рамках модели Навье-Стокса было оценено в 1,1 Д.

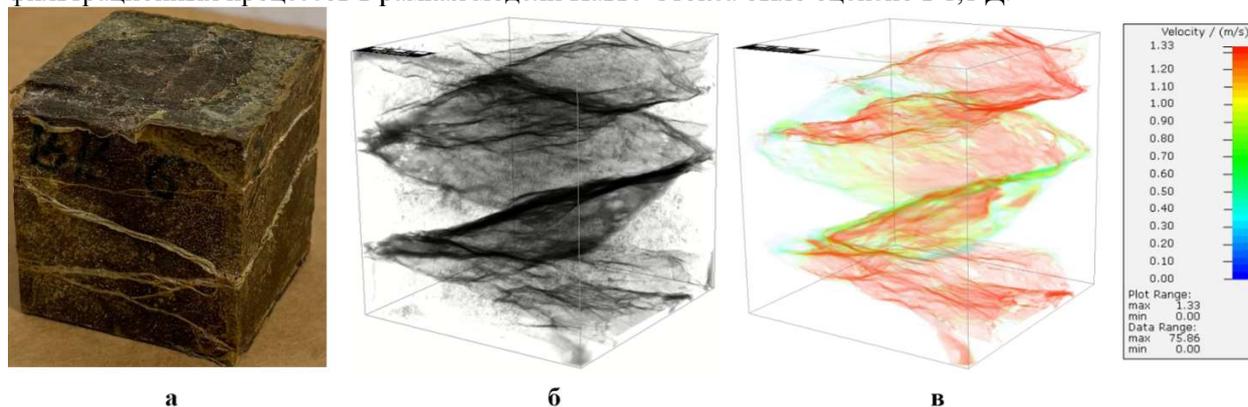


Рисунок 2. Фото образца ВВ6 после геомеханических испытаний (а); система трещин, визуализированная в первичной трехмерной цифровой структуре образца ВВ6 (б); визуализированное на упрощенной структуре образца поле распределения скоростей, рассчитанное в рамках модели Навье-Стокса (в)

Таким образом, результаты проведенных томографических исследований свидетельствуют о кратном росте проницаемости образца ВВ6 и подтверждают возможность успешной реализации метода НРП на скважинах Верхневилучанского НГКМ. Для пород-коллекторов Астраханского ГКМ были получены аналогичные результаты.

Работа выполнена в рамках государственного задания, номер госрегистрации 124012500441-6.

#### Литература/References:

1. Ашрапов Т.Р. Технология многостадийного гидравлического разрыва пласта // Академический журнал Западной Сибири, 2016, Т. 12, № 5 (66), С. 6–8.
2. Карев В.И., Коваленко Ю.Ф., Химуля В.В., Шевцов Н.И. Физическое моделирование метода направленной разгрузки пласта // Газовая промышленность, 2021, № 7 (819), С. 66–73.

3. Karev V., Kovalenko Y., Ustinov K. Geomechanics of oil and gas wells. Advances in oil and gas exploration and production. Springer International Publishing Cham: Switzerland, 2020. 166 p.
4. CT-MINI by ProCon X-Ray GmbH: [Электронный ресурс]. URL: <https://procon-x-ray.de/en/ct-mini> (Дата обращения: 28.09.2024).
5. GeoDict – The Digital Material Laboratory: [Электронный ресурс]. URL: <https://www.math2market.de/> (Дата обращения: 28.09.2024).
6. Linden S., Wiegmann A., Hagen H. The LIR space partitioning system applied to the Stokes equations // Graph. Models, 2015, V. 82, P. 58–66.
7. Danova T.E. "Interannual variability of seasonal fields of characteristics of moisture cycle in the troposphere in the Mediterranean-Black Sea region", Proc. SPIE 12341, 28th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 123415N (7 December 2022). doi:10.1117/12.2644448
8. Nesterov E.S. Features of the state of the ocean and atmosphere in different phases of the North Atlantic Oscillation. // Meteorology and Hydrology. 1998. vol. 8. P. 74-82.

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ В БАССЕЙНЕ СО ЛЬДОМ

А.А. Букатов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Морской гидрофизический институт РАН, г. Севастополь, ул. Капитанская 2, 299011, Российская Федерация  
[newisland@list.ru](mailto:newisland@list.ru)

Цель исследования – изучить влияние льда на распространение нелинейных поверхностных волн и найти структурные особенности формирования волновых возмущений.

На основе уравнений динамики нелинейных волн в однородной идеальной несжимаемой жидкости конечной глубины с плавающим упругим продольно сжатым льдом методом многомасштабных асимптотических разложений выведены дифференциальные уравнения в частных производных для определения трех нелинейных приближений решения задачи о пространственно-временной эволюции произвольного начального возвышения поверхности лед-жидкость конечной амплитуды. Они учитывают нелинейность ускорения вертикальных смещений ледяной пластинки при ее изгибе [1-4].

Полученная система дифференциальных уравнений решена для случая распространения периодической волны конечной амплитуды в бассейне со сплошным упругим плавающим льдом. В результате получены выражения до величин третьего порядка малости для возвышения поверхности бассейна  $\zeta$  и потенциала скорости движения жидкости  $\phi$ :

$$\zeta = a \cos \theta + a^2 k a_2 \cos 2 \theta + a^3 k^2 a_3 \cos 3 \theta,$$

$$\phi = a \sqrt{\frac{g}{k}} b_1 \sin \theta + a^2 \varpi \sqrt{kg} b_2 \sin 2 \theta + a^3 k \sqrt{kg} b_3 \sin 3 \theta + \sum_{n=1}^3 \varepsilon^n \Phi_n^*,$$

$$\theta = kx + \sigma t, \sigma = \tau \sqrt{kg} (1 + a^2 k^2 \sigma_0), \tau^2 = (1 + \kappa k t h H)^{-1} (1 - Q_1 k^2 + D_1 k^4) t h H,$$

$$a_n, b_n, \sigma_0, \Phi_n^* \text{ известны. } D_1 = \frac{D}{\rho g}, D = \frac{E h^3}{12(1-\nu^2)}, Q_1 = \frac{Q}{\rho g}, \kappa = h \frac{\rho_1}{\rho}.$$

$E, h, \rho_1, \nu$  – модуль нормальной упругости, толщина, плотность, коэффициент Пуассона льда;  $Q$  – усилие сжатия;  $\rho$  – плотность жидкости;  $g$  – ускорение силы тяжести,  $k$  – волновое число.

Система дифференциальных уравнений решена также для случая нелинейного взаимодействия прогрессивных поверхностных волн. Решение найдено в виде:

$$\zeta = a \cos \theta + a a_1 \cos 2 \theta + (a^2 k a_{23} + a^3 k^2 a_{33}) \cos 3 \theta + (a^2 k a_{24} + a^3 k^2 a_{34}) \cos 4 \theta + a^3 k^2 a_{35} \cos 5 \theta + a^2 k^2 a_{36} \cos 6 \theta,$$

$$\phi = a \left(\frac{g}{k}\right)^{1/2} \left(\frac{\tau}{\text{sh}H} \text{ch}(z+H) \sin \theta + b_{12} \text{ch}2(z+H) \sin 2 \theta\right) + a^2 \sqrt{kg} (b_{23} \text{ch}3(z+H) + b_{24} \text{ch}4(z+H) \sin 4 \theta + b_{20} t) + a^3 k \sqrt{kg} (b_{33} \text{ch}3(z+H) \sin 3 \theta + b_{34} \text{ch}4(z+H) \sin 4 \theta + b_{35} \text{ch}5(z+H) \sin 5 \theta + b_{36} \text{ch}6(z+H) + b_{30} t),$$

$$\theta = kx + \sqrt{kg} (\tau + a k \sigma_1 + a^2 k^2 \sigma_2) t.$$

Все переменные известны, но из-за громоздкости не приводятся.

Для количественной оценки влияния характеристик льда, нелинейности вертикального ускорения льда, глубины бассейна на амплитудно-фазовые характеристики формируемого возмущения проводились численные расчёты при значениях модуля упругости  $E = 0.5 \cdot 10^9 \sim 3 \cdot 10^9$  Н/м<sup>2</sup>, коэффициента Пуассона  $\nu = 0.34$  и плотности  $\rho_1/\rho = 0.87$ ,  $0 < h \leq 2$  м. При наличии ледового сжатия расчеты проводились при условии  $Q_1 < 2\sqrt{D_1}$ , необходимом для устойчивости плавающей ледяной пластинки [5, 6]

Анализ результатов показал, что в случае бегущей периодической волны учет нелинейности вертикального ускорения льда, изменение толщины и модуля упругости льда, ледового сжатия, глубины жидкости влияет на фазовую скорость волнового возмущения, величину вклада высших гармоник в формирование колебаний, следовательно, на структуру волнового профиля (рисунок 1).

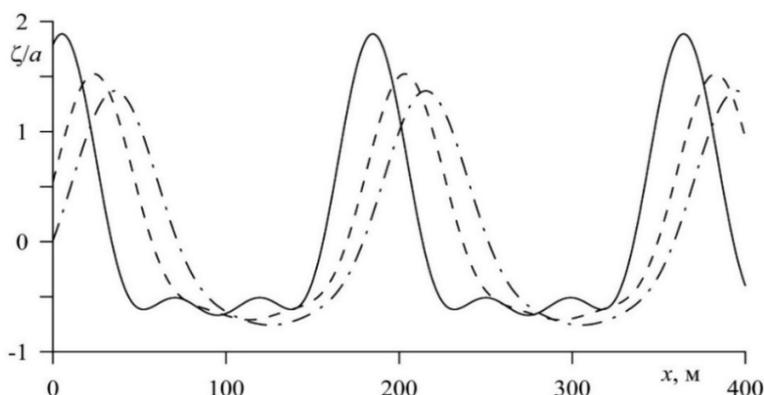


Рисунок 1. Профили возвышения поверхности лед-жидкость при  $E = 3 \cdot 10^9$  Н/м<sup>2</sup>,  $h = 0.2$  м,  $a = 1$  м,  $\nu = 0.34$ ,  $\rho_1/\rho = 0.87$ ,  $H = 10$  м,  $t = 70$  с,  $k = 0.035$  м<sup>-1</sup> Сплошные, штриховые и штрихпунктирные линии  $Q_1 = 0, \sqrt{D_1}, 1.95\sqrt{D_1}$

В случае нелинейного взаимодействия волновых гармоник выполнен анализ амплитудно-фазовых характеристик возмущения, дана оценка зависимости амплитуды второй взаимодействующей гармоники от характеристик ледяной пластинки и нелинейности ускорения ее вертикальных смещений.

Показано, что вертикальные смещения ледяной пластики вдоль длины волны ее изгибной деформации зависят не только от толщины и модуля упругости льда, величины сжимающего усилия, но и от крутизны начальной гармоники, и от амплитуды второй взаимодействующей гармоники ( $a_1$ ).

Получено, что рост толщины пластинки проявляется в увеличении значения амплитуды второй взаимодействующей гармоники. Влияние нелинейности ускорения вертикальных смещений льда проявляется в уменьшении величины  $a_1$  с увеличением волнового числа. При фиксированной толщине льда различие во влиянии ее упругости пропадает с уменьшением длины волны, и в коротковолновом диапазоне значение  $a_1$  зависит от нелинейности ускорения вертикального смещения льда (рисунок 2). При наличии сжимающего усилия наблюдается уменьшение величины амплитуды второй взаимодействующей гармоники в сравнении со значением, когда  $Q_1 = 0$ .

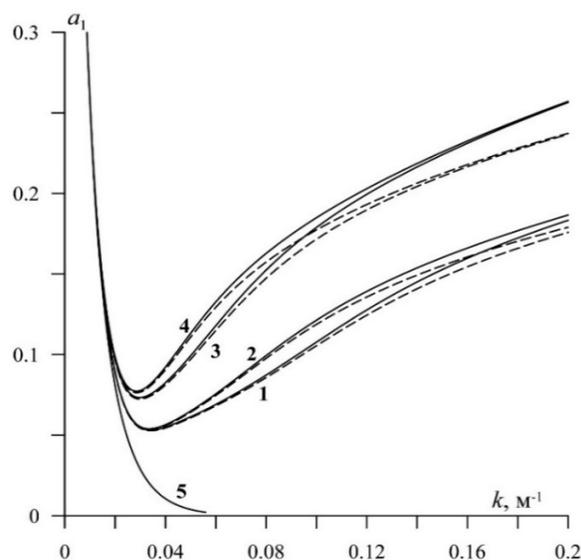


Рисунок 2. Распределение амплитуды второй взаимодействующей гармоники по волновому числу. Линии 1, 3 ~  $E = 10^9 \text{ Н/м}^2$ ; 2, 4 ~  $E = 3 \cdot 10^9 \text{ Н/м}^2$ . Линии 1, 2 ~  $h = 0.5 \text{ м}$ ; 3, 4 ~  $h = 1 \text{ м}$ ; 5 ~  $h = 0$ . Штриховые и сплошные линии – с учетом и без учета нелинейности ускорения вертикального смещения льда соответственно.  $H = 100 \text{ м}$

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме № FNNN-2024-0001.

#### Литература/References:

1. Букатов А.Е., Букатов А.А. О нелинейных колебаниях плавающей упругой пластинки // Прикладная механика. 2010. – 46, № 10, С. 62-70.
2. Букатов А.Е., Букатов А.А. Фазовая структура колебаний жидкости с плавающей упругой ледяной пластинкой при нелинейном взаимодействии прогрессивных поверхностных // Морской гидрофизический журнал. 2018. №1. С. 5-19
3. Букатов А.Е., Букатов А.А. Колебания плавающей упругой пластинки при нелинейном взаимодействии изгибно-гравитационных волн // Прикладная механика и техническая физика, 2018, т. 49, №4 С. 99-109.
4. Букатов А.А. Нелинейные колебания плавающей продольно сжатой упругой пластинки при взаимодействии волновых гармоник конечной амплитуды // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 2019, № 2, С. 48–58. doi: 10.1134/S056852811902004X
5. Букатов А.Е. Волны в море с плавающим ледяным покровом. Севастополь: ФБГУН МГИ, 2017. 360 с.
6. Хейсин Д.Е. Динамика ледяного покрова. Л.: Гидрометеиздат. 1967. 215 с.

### ДИНАМИКА ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ НЕСТАЦИОНАРНЫМИ ИСТОЧНИКАМИ ВОЗМУЩЕНИЙ, В ОКЕАНЕ СО СДВИГОВЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ

**В.В. Булатов<sup>1</sup>, М.А. Ильичева<sup>2</sup>, И.Ю. Владимиров<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва

<sup>2</sup>Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова, Москва

<sup>3</sup>Институт океанологии им.П.П.Ширшова РАН, Москва

[internalwave@mail.ru](mailto:internalwave@mail.ru)

#### Аннотация.

Рассмотрена задача о генерации внутренних гравитационных волн локализованным осциллирующим источником возмущений в океане конечной глубины с фоновыми сдвиговыми течениями. Для построения аналитических решений в линейном приближении использованы

модельные представления частоты плавучести и распределения сдвигового течения по глубине. В предположении Майлса-Ховарда построено интегральное представление решения в виде сумм волновых мод. С помощью метода стационарной фазы получено асимптотическое представление решения для отдельной моды. Изучена пространственная трансформация фазовых структур волновых полей в зависимости от частоты осцилляций источника возмущений и основных характеристике сдвиговых течений.

### Введение.

В реальном океане внутренние гравитационные волны (ВГВ) распространяются на фоне фоновых сдвиговых океанических течений, поэтому вертикальная и горизонтальная динамика сдвиговых течений в значительной степени связана с этими волнами. В океане такие течения могут проявляться, например, в области сезонного термоклина и оказывать заметное влияние на динамику ВГВ. Нестационарные или осциллирующие источники возмущений являются одним из механизмов генерации интенсивных внутренних гравитационных волн в природных (океан, атмосфера Земли) и искусственных стратифицированных средах. Такие источники возбуждения ВГВ могут иметь как природный (схлопывание области турбулентного перемешивания, быстрая подвижка океанического дна, распространение интенсивных атмосферных возмущений), так и антропогенный (подводные и надземные взрывы) характеры. Для моделирования генерации ВГВ точечным источником в реальном океане можно считать крутой склон поперечного хребта в проливах, и в качестве возможного механизма возбуждения ВГВ рассматривать, например, генерацию волн периодическим течением на склонах поперечных хребтов в проливах. В первом приближении можно считать, что фоновые течения с вертикальным сдвигом скорости слабо зависят от времени и горизонтальных координат, поэтому если масштаб изменения течений по горизонтали много больше длин ВГВ, а масштаб временной изменчивости много больше периодов ВГВ, то такие течения можно рассматривать как стационарные и горизонтально однородные. В общей постановке описание динамики ВГВ в океане с фоновыми полями сдвиговых течений является весьма сложной задачей уже в линейном приближении [1-3].

### Постановка задачи и основные результаты.

В приближении Буссинеска вертикальная компонента малых возмущений скорости ВГВ  $W$  удовлетворяет уравнению

$$\frac{D^2}{Dt^2} \left( \Delta + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) W - \frac{D}{Dt} \left( \frac{d^2 U}{dz^2} \frac{\partial W}{\partial x} + \frac{d^2 V}{dz^2} \frac{\partial W}{\partial y} \right) + N^2(z) \Delta W = \frac{D}{Dt} \left( \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{Dq}{Dt} \right) \right), \quad W = 0, \text{ при } z = 0, -H$$

где  $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U(z) \frac{\partial}{\partial x} + V(z) \frac{\partial}{\partial y}$ ,  $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ ,  $N^2(z) = -\frac{g}{\rho_0(z)} \frac{d\rho_0(z)}{dz}$  - квадрат частоты Брента-Вяйсяля (частоты плавучести),  $(U(z), V(z), 0)$  - компоненты скорости фонового сдвигового течения на горизонте  $z$ ,  $\rho_0(z)$  - невозмущенная плотность,  $q = q(x, y, z, t)$  - плотность распределения источников. Задача рассматривается в конечном по вертикали  $-H < z < 0$  и неограниченном по горизонтали  $-\infty < x, y < +\infty$  слое. На дне  $z = -H$  вертикальная компонента скорости  $W$  равна нулю, на поверхности  $z = 0$  используется приближение «твердой крышки»:  $W = 0$ , отфильтровывающее поверхностную моду, и мало влияющее на основные характеристики ВГВ. Далее предполагается выполненным условие устойчивости Майлса-Ховарда для числа Ричардсона:  $Ri(z) = N^2(z) / \left( \left( \frac{dV}{dz} \right)^2 + \left( \frac{dU}{dz} \right)^2 \right) > 1/4$ , это означает, что соответствующая спектральная задача не имеет комплексных собственных значений. Характерные значения чисел Ричардсона в акваториях Мирового океана при отсутствии динамической неустойчивости фоновых сдвиговых течений могут находиться в интервалах от 2 до 20. Частота плавучести предполагается постоянной:  $N(z) = N = const$ . Фоновое сдвиговое течение - одномерное и линейное:  $V(z) \equiv 0$ ,  $U(z) = U_0 + \frac{U_0 - U_H}{H} z$ ,  $U_0 = U(0)$ ,  $U_H = U(-H)$ . Для числа Ричардсона выполнено условие устойчивости Майлса-Ховарда:  $Ri = N^2 / \left( \frac{dU}{dz} \right)^2 = \frac{N^2 H^2}{(U_0 - U_H)^2} > \frac{1}{4}$ . Рассматривается точечный гармонический источник массы, расположенный на глубине  $z_0$ :  $q(x, y, z, t) = Q \exp(i\omega t) \delta(x) \delta(y) \delta(z - z_0)$ ,  $Q = const$ ,  $\omega$  - частота осцилляций источника. Тогда

на больших расстояниях от осциллирующего источника возмущений при  $r = \sqrt{x^2 + y^2} \rightarrow \infty$  асимптотики решений вдоль некоторого направления  $S_\alpha$ , составляющего угол  $\alpha$  с положительным направлением оси  $Ox$ , строятся с помощью метода стационарной фазы. Асимптотика стационарной фазы становится неприменимой вблизи соответствующих волновых фронтов (каустик), поскольку каждая каустика порождается некоторой точкой перегиба соответствующей дисперсионной кривой, то есть такой точкой, в которой кривизна этой кривой обращается в ноль.

Для численных расчетов были использованы две модели линейных сдвиговых течений, характерных для условий Мирового океана: однонаправленное (сдвиговое течение не меняет направление своего распространения на всей глубине океана) и разнонаправленное (придонное и приповерхностное течения разнонаправлены.). Число Ричардсона для использованных моделей течений равно  $Ri = 25$ , расчеты приведены для первой волновой моды. На рисунке 1 представлены результаты расчетов линий равной фазы (сплошные линии) и волновых фронтов (штриховые линии) для однонаправленного сдвигового течения, на рисунке 2 - для разнонаправленного течения. Как показывают численные расчеты вариативность, неоднозначность и качественное разнообразие получаемых дисперсионных соотношений определяют характер генерации различных типов волн. В частности, при относительно малых частотах осцилляций источника возбуждаются только кольцевые (поперечные) волны, причем в некоторых случаях одновременно может возбуждаться более двух волновых пакетов таких волн. Число одновременно возбуждаемых волновых пакетов определяется общим количеством отдельных ветвей дисперсионных кривых. При больших значениях частоты генерируются только продольные (клиновидные) волны двух типов, причем при увеличении значения частоты осцилляции угол полураствора волновых фронтов уменьшается. Можно также отметить, что существуют такие значения частоты, при которых угол полураствора волнового фронта близок к  $90^\circ$ . Поэтому при этих значениях частоты, в силу многозначности дисперсионных соотношений, волновая картина возбуждаемых полей представляют собой сложную волновую систему, обладающих одновременно как свойствами продольных, так и поперечных волн. Для определенных типов волновых пакетов увеличение фазы ведет к приближению соответствующей линии равной фазы к началу координат (положению источника возмущений), а для других типов волн - к удалению от него. Для разнонаправленного типа течений получена волновая картина в виде волнового креста, в этом случае все волновые колебания, распространяющиеся от источника возмущений, могут быть локализованы внутри волновых фронтов (каустик).

Таким образом, полученные асимптотические результаты с различными значениями входящих в них физических параметров позволяют провести оценку характеристик ВГВ, наблюдаемых в реальных океанических условиях с течениями, а также рассчитывать волновые поля, в том числе, и от нелокальных источников возмущений различной физической природы. В результате проведения модельных многовариантных расчетов смоделированная волновая система может быть приближена к наблюдаемым в натуральных и лабораторных условиях волновым картинам, что дает возможность оценить физические параметры реальных источников генерации ВГВ в морской среде и определить основные характеристики начальных возмущений, варьируя модельные значения исходных параметров.

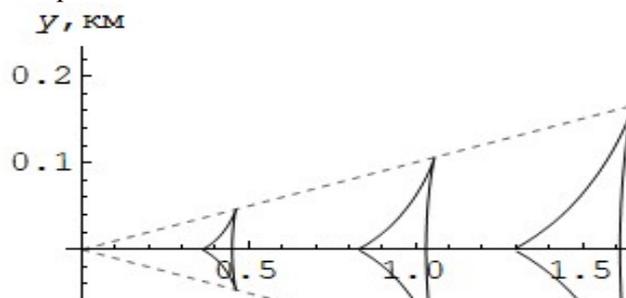


Рисунок 1. Фазовые картины волновых возмущений - однонаправленное течение

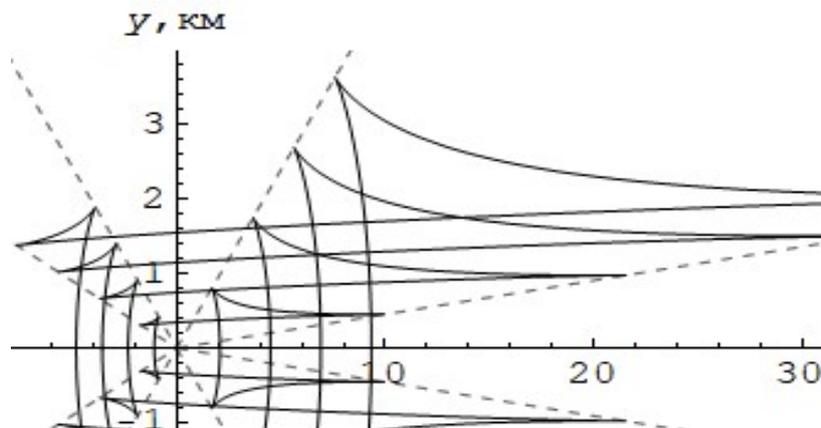


Рисунок 2. Фазовые картины волновых возмущений - разнонаправленное течение

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ №23-21-00194.

#### Литература/References:

1. Булатов В.В., Владимиров Ю.В. Волны в стратифицированных средах. - М.: Наука, 2015. 735 с.
2. Morozov E.G. Oceanic internal tides. Observations, analysis and modeling. - Berlin: Springer, 2018. 317 p.
3. Velarde M.G., Tarakanov R.Yu., Marchenko A.V. (Eds.). The ocean in motion. Springer Oceanography. - Berlin: Springer International Publishing AG, 2018. 625 p.

### ВЛИЯНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ НА ТРАНСФОРМАЦИЮ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

**В.В. Булатов<sup>1</sup>, А.В. Медведева<sup>2</sup>, С.В. Станичный<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлунского РАН, Москва

<sup>2</sup>Федеральный исследовательский центр «Морской гидрофизический институт РАН», Севастополь  
[suomi-npp@mail.ru](mailto:suomi-npp@mail.ru)

#### Аннотация.

На основе данных оптических сканеров высокого пространственного разрешения OLI, MSI и радиолокационных данных C-SAR проанализированы особенности трансформации фронта пакетов внутренних гравитационных волн при взаимодействии с динамическими структурами – фронтальными зонами, субмезомасштабными вихрями, речными плюмами, движущимися ледовыми полями. Рассмотрены конкретные ситуации таких взаимодействий в ряде морей, по последовательным спутниковым изображениям оценены перепады фазовых скоростей на фронтальных зонах. В работе также исследуются случаи проявления внутренних волн на радиолокационных изображениях C-SAR Sentinel-1 и оптических изображениях высокого пространственного разрешения MSI Sentinel-2 и OLI Landsat-8 -9 для разных районов Мирового океана, которые объединяет возможность выявления взаимодействия внутренних волн с динамическими процессами.

#### Основные результаты.

Внутренние волны регистрируются в различных районах Мирового океана. Актуальность исследования генерации и проявления внутренних волн обосновывается их влиянием на морскую среду – обменные процессы, динамику перемешивания, некоторые биологические объекты. Как правило, структура пакетов внутренних волн достаточно сложная, и нередко она является результатом взаимодействия распространяющейся внутренней волны с динамическими

процессами, а иногда – и с рельефом дна и береговой линией. Идентификация внутренних волн на спутниковых снимках осуществляется благодаря гидродинамическому и сликовому механизмам – за счет изменения шероховатости поверхности изменяется интенсивность отраженного сигнала, поступающего в сенсор спутника. На оптических изображениях возможно обнаружение пакетов также за счет модуляции глубины рассеивающего слоя в районах с высоким содержанием гидрозолей – в этом случае изменяется интенсивность рассеивающего сигнала. Кроме того, способствовать обнаружению внутренних волн могут различные трассеры (объекты природного или антропогенного происхождения на поверхности водоема) и пена, возникающая при обрушении волн [1-3].

Иные динамические процессы также выявляются за счет изменения отраженного сигнала (при модуляции шероховатости поверхности или при наличии объектов с положительной плавучестью) и за счет изменения рассеивающего сигнала (при различии в концентрации гидрозолей). В случае зондирования одного района различными спутниковыми сенсорами с малым временным интервалом (от минут до часов), то есть, при наличии последовательных (квазисинхронных) спутниковых изображений, реализуется возможность вычисления скоростей продвижения пакета внутренних волн и оценки его трансформации.

При прохождении внутренних волн через вихри осуществляется увеличение или уменьшение скорости всего пакета или его части (частей) в зависимости от вихревой структуры и векторов направления движения пакета и вихревых элементов. Так, вихри характеризуются линейными и орбитальными скоростями. Первые определяют изменение пространственного положения вихря, тогда как вторые – интенсивность его вращения.

Варианты трансформации внутренних волн определяются: собственно вихревой структурой (единичный вихрь или дипольная структура), соотношением размеров взаимодействующих объектов, траекторией движения пакета относительно вихря (частичное или полное прохождение).

Эффекты трансформации при пересечении вихря определяются соотношением размеров самого вихря и ширины фронта пакета внутренних волн. Если диаметр вихря значительно превышает ширину фронта, то при совпадении направления движения внутренних волн и направления орбитального вращения этого вихря скорость пакета или его части возрастает. При противоположном направлении движения, соответственно, снижается. Когда диаметр вихря сопоставим с шириной фронта внутренней волны или значительно меньше, то на одну часть (части) пакета оказывается ускоряющий эффект, тогда как на другую (другие) – тормозящий. Например, нередко это выражается в форме, когда скорость краевых частей пакета выше или ниже, чем центральной. Орбитальные скорости вихря могут быть столь значительны по отношению к скорости пакета внутренних волн, что вызывают его существенную деформацию, при которой части пакета принимают практически перпендикулярное положение друг к другу. Нередко происходит и разрыв пакета внутренних волн – на спутниковых изображениях подобное явление может ошибочно расцениваться как перемещение двух пакетов внутренних волн.

В отдельных случаях изменения расстояний между волнами в пакете при деформации (расстояния между волнами в зоне влияния вихря и вне ее) позволяют получить примерные значения орбитальной скорости влияющего вихря – в случае, если известны типичные скорости внутренних волн в том или ином районе. Влияние вихревых диполей на проходящие через них внутренние волны аналогично воздействию единичных вихрей. При этом процесс трансформации пакета может быть более сложным из-за различий в скоростях направления движения в вихревом диполе при пересечении внутренних волн его элементов («ножки» диполя, циклонического и антициклонического вихрей).

Ситуации, отражающие роль течений в трансформации пакетов внутренних волн, обычно более выражены в прибрежных зонах. Течения, направленные от берега, могут замедлять движение встречного пакета или его части. Неравномерные скорости вдольбереговых течений также оказывают тормозящий или ускоряющий эффект на части пакета, особенно, если его движение совпадает или противоположно направлению течений. Особо интересны случаи, при которых дополнительный вклад несет речной сток – тогда можно выделить несколько зон с

течениями, чьи скорости и (или) направления существенно различаются. Соответственно, существенно различаются и скорости в частях проходящего пакета внутренних волн – на спутниковых изображениях такой пакет может первоначально идентифицироваться как несколько пакетов, смещающихся в одном направлении на малых расстояниях друг от друга. В действительности разные скорости течений способствуют тому, что продвижение разных частей пакета становится более или менее интенсивным. На фоне выраженной разницы скоростей течений также могут случаться разрывы пакетов. На рисунках представлены изображения трансформаций внутренних волн, измеренных вблизи устья Дуная, вызванных различными динамическими процессами.

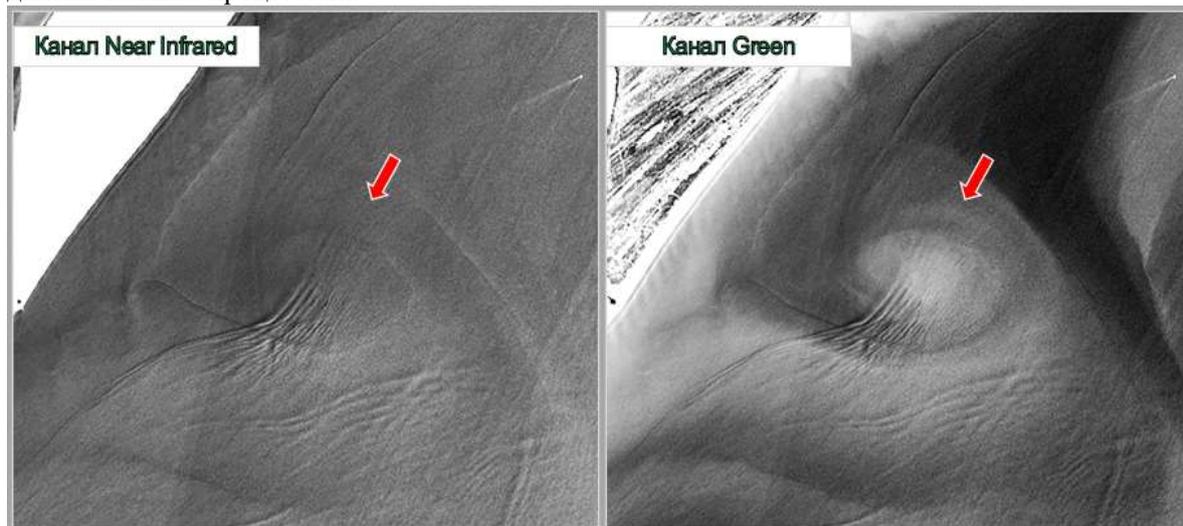


Рисунок 1. Трансформация внутренних волн на циклоне



Рисунок 2. Трансформация внутренних волн на вихревой паре

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ грант №23-21-00194.

#### Литература/References:

1. Colosi J.A., Duda T.F., Lin Y.T., Lynch J.F., Newhall A.E., Cornuelle B.D. Observations of sound-speed fluctuations on the New Jersey continental shelf in the summer of 2006. The Journal of the Acoustical Society of America, 2012. V. 131. No 2. P. 1733–1748.

2. Walter R.K., Phelan P.J. Internal bore seasonality and tidal pumping of subthermocline waters at the head of the Monterey submarine canyon. *Continental Shelf Research*, 2016. V. 116. P. 42–53. DOI: 10.1016/j.csr.2016.01.015.,

3. Краснобородько О.Ю. Внутренние волны в шельфовой зоне Марокко в осенние периоды 2015 и 2019 годов. *Труды АтлантНИРО*, 2020. Т. 4. No 2 (10). Калининград: АтлантНИРО. С. 43–57.

## **О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА ШИРОКОПОЛОСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ЛАЗЕРНОЙ ЛОКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ ВОДНЫХ СРЕД**

***В.В. Булатов<sup>1</sup>, А.Н. Пономарев<sup>2</sup>***

<sup>1</sup>*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва*

<sup>2</sup>*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва*

[internalwave@mail.ru](mailto:internalwave@mail.ru)

### **Аннотация.**

Использован статистический подход для оценки изменения степени когерентности широкополосного лазерного излучения. Показано, что в случае наклона слоя когерентности пересекающегося луча на определенный угол область когерентного взаимодействия многократно возрастает, что делает возможным эффективное обращение волнового фронта для широкополосного излучения. Аналитически изучено изменение пространственной когерентности двух пересекающихся световых пучков с параллельными слоями когерентности. Показано, что с увеличением угла наклона слоя когерентности происходит уменьшение области эффективного взаимодействия. Приведены расчеты области когерентного взаимодействия для конкретного случая.

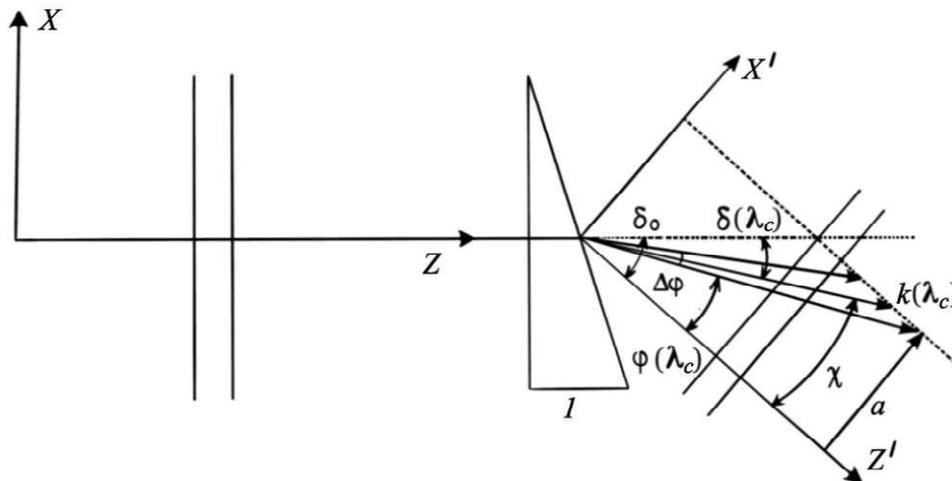
### **Введение.**

Применение лидаров, содержащих современные твердотельные лазеры с диодной накачкой, открывает новые возможности для создания информационно-измерительных систем сбора данных для измерения распределения физических величин в водном пространстве. В этом случае не требуется естественного освещения и поэтому могут использоваться в широком диапазоне атмосферных условий независимо от времени суток, обладают высокой пространственно-угловой разрешающей способностью, возможностью спектральной фильтрации и временного стробирования полезного сигнала на фоне помех [1,2]. Указанные свойства лидаров делают возможным проводить исследования расположенных в толще воды различных объектов в зависимости от первичных гидрооптических характеристик, состояния взволнованной поверхности воды, проводить зондирование стратифицированной толщи морской воды с целью определения параметров стратификации первичных гидрооптических характеристик, определять параметры светорассеивающих слоев воды, регистрировать поверхностные и внутренние гравитационные волны, оценивать их характеристики. Импульсная характеристика лидара определяет пространственное разрешение лидарных измерений в зависимости от дальности, а также точность определения расстояния до обследуемых объектов. Однако указанный метод по сравнению с локацией в радиоволновом диапазоне имеет следующий существенный недостаток. При прохождении световой волны в водной или воздушной среде из-за ее оптической неоднородности может происходить существенное искажение волнового фронта. Поэтому для лидаров, работающих в оптическом диапазоне, весьма актуальна задача исправления или восстановления волнового фронта в информационных системах, требующих получения оптического изображения высокого разрешения и качества. Одним из способов его восстановления может быть использовано явление обращения волнового фронта с использованием вынужденного рассеяния Мандельштама – Бриллюэна (ВРМБ). ВРМБ обладает малой инерционностью, что является одним из необходимых условий для обработки оптического сигнала в режиме реального времени, поэтому на основе применения данного явления можно разработать устройство с петлевой схемой, удовлетворяющее поставленным требованиям. Для эффективного обращения волнового фронта в случае петлевой схемы требуется выполнение

условия, когда область наложения пересекающихся лазерных пучков существенно меньше значения  $\lambda^2/(\Delta\lambda\psi)$ . Данное условие предполагает использование узкополосного одномодового лазерного излучения, что, в свою очередь, ведет к уменьшению энергии импульса волны по сравнению с многомодовым. В работах [3,4] были реализованы петлевые схемы ОВФ для широкополосного излучения. Целью настоящей работы является теоретическое изучение возможности увеличения области когерентного взаимодействия лазерных пучков за счет наклона их слоев когерентности, выполненного таким образом, чтобы сделать когерентные слои двух пересекающихся лучей параллельными друг другу.

### Постановка задачи.

Рассмотрим следующую схему, использующую для наклона слоев когерентности дисперсионный элемент, которым может быть призма или дифракционная решетка, работающая в первом порядке дифракции. Первоначальная плоско-параллельная волна распространяется в направлении оси  $z$ , а волновой вектор  $\mathbf{k}(\lambda)$  лежит в плоскости  $Oxy$ . Будем рассматривать случай линейного приближения, когда угол наклона  $\delta$  линейно зависит от длины волны излучения. Тогда для среднего значения длины волны  $\lambda_c$  спектра  $\Delta\lambda$  величину наклона можно записать:  $\delta(\lambda) \approx \delta(\lambda_c) + (\lambda - \lambda_c)d\delta/d\lambda$ . Если выбрать угол  $\delta_0$  такой, что его направление совпадает с осью  $z'$  (см. рис.):  $\delta_0 = \delta(\lambda_c) - \lambda_c d\delta/d\lambda$ . Тогда получим:  $\varphi(\lambda) = \delta(\lambda) - \delta_0 = \lambda d\delta/d\lambda$ . Поскольку значение угла  $\varphi(\lambda)$  мало, то можно принять, что значение перпендикулярных составляющих волновых векторов  $\mathbf{k}(\lambda)$  на ось  $z$  одинаковы для всех  $\lambda$  из спектра  $\Delta\lambda$ . В этом случае поле после дисперсионного устройства будет пространственно-когерентно, а слои его когерентности будут перпендикулярны к оси  $z'$ .



В общем случае для однородных стационарных пространственно-временных случайных полей можно применить следующее представление:

$$E_0(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(\omega) \varepsilon(\mathbf{k}_0) \exp(i(\omega t - \mathbf{k}(\omega, \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r})) d\omega d^2 \mathbf{k}$$

где  $\mathbf{k}_0$  - поперечная компонента волнового вектора  $\mathbf{k}$ ,  $|\mathbf{k}(\omega, \mathbf{k}_0)| = k(\omega) = \omega n/c$ ,  $n$  - показатель преломления,  $\varepsilon(\omega)$  - спектральная амплитуда поля. Дисперсионный элемент преобразует плоскую волну с волновым вектором  $\mathbf{k}(\omega, \mathbf{k}_0)$  в плоскую волну с волновым вектором  $\mathbf{k}(\omega, \mathbf{k})$ . Вектор  $\mathbf{k}$  можно представить в виде суммы двух векторов  $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 + \boldsymbol{\alpha}$ , где  $\boldsymbol{\alpha}$  - вектор, перпендикулярный оси  $z$ . Тогда поле после дисперсионного элемента можно записать в виде

$$E(\mathbf{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(\omega) \varepsilon(\mathbf{k}) \exp(i(\omega t - \mathbf{k}(\omega, \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r})) d\omega d^2 \mathbf{k}$$

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \varepsilon(\mathbf{k}_0) \sqrt{\eta}$$

где  $\eta$  - угловое увеличение дисперсионного элемента. Полученное поле  $E(\mathbf{r}, t)$  пространственно когерентно в плоскости и имеет плоские слои когерентности, перпендикулярные

к оси  $z$ . Рассмотрим случай симметричного распределения первоначального поля  $E_0(\mathbf{r}, t)$  относительно оси  $z$ . Для стационарного случайного процесса введем нормированные пространственные распределения интенсивностей, усредненные по поперечному пространственному распределению полей  $E_0(\mathbf{r}, t)$  и  $E(\mathbf{r}, t)$  [5]. Тогда искомый параметр, который можно будет использовать для приближенной оценки усредненной степени пространственной когерентности будет иметь вид:

$$W_{12} = (|\Gamma_{12}| / \overline{|E(\mathbf{r}_1, t)|^2 |E(\mathbf{r}_2, t)|^2})^{1/2}$$

$\Gamma_{12}$  взаимная корреляционная функция полей  $E_1(\mathbf{r}, t)$  и  $E_2(\mathbf{r}, t)$ . Ограничимся рассмотрением случая, когда спектральная плотность случайного пространственно-временного поля  $g(\omega)$  и  $g_0(\mathbf{k}_0)$  имеют гауссову форму, а также выполнено условие  $g_0(\mathbf{k}_0) = g_0(|\mathbf{k}_0|)$ . В конечно счете приходим к следующему значению искомого параметра  $W_{12}$

$$W_{12}(\Delta, z_1, u) = W_{12}(0, z_1, u) \exp \left[ -\frac{\pi^2 \Delta^2}{4 \ln 2 l_c^2 \cos^2 \chi} W_{12}^4(0, z_1, u) \right]$$

### Основные результаты.

В работе теоретически изучены статистические выражения, описывающие изменение степени когерентности широкополосного лазерного излучения с наклоненным слоем когерентности в однородной среде. Показано, что нарушение когерентности при распространении светового пучка возрастает с ростом угла наклона слоев когерентности. Рассмотрен случай изменения пространственной когерентности пересекающихся широкополосных световых пучков с параллельными слоями когерентности. В рамках использованных моделей получено, что нарушение когерентности при распространении светового пучка возрастает с ростом угла наклона слоев когерентности. Была получена следующая оценка толщины слоя когерентности на котором значение  $W_{12}$  уменьшается до заданного значения. Для случая, когда  $W_{12} = 0.9$  получили 3.6 см, для  $W_{12} = 0.6$  получили 3.6 см. Таким образом, показано, что размер области, в которой сохраняется корреляция световых пучков, составляет несколько сантиметров, что на три порядка превышает длину когерентности, которая для рассматриваемого случая порядка  $10^{-3}$  см. Так, например, без применения наклона слоев когерентности в [4] при указанных параметрах лазерных пучков было бы невозможно получить обращения волнового фронта из-за слишком малого размера области когерентного взаимодействия.

*Работа выполнена при теме государственного задания № FFGN-2024-0005 (В.В.Булатов).*

### Литература/References:

1. Smith G., Shardlow P.C., Damzen M.J. 2007. High-power near-diffraction-limited solid-state amplified spontaneous emission laser devices. Opt. Lett. 32. P. 1911.
2. Jayet B., Huignard J.-P., Ramaz F. Optical phase conjugation in nd: yvo4 for acousto-optic detection in scattering media. Opt. Lett. 2013. 38(8). P.1256.
3. Cronin-Golomb M., Fisher B., White Y.O., Yariv A. // Appl. Phys. Letts. 1983. V. 42. P. 919-921.
4. Odintsov V.I., Sokolova E.Yu., Krupenin A.I., Ponomarev A.N., Terehin R.I. FWM Broad-band optical Beams with tilted Coherence Layers // Proceedings SPIE. ICONO'95. Nonlinear Optical Interactions and Wave Dynamics. 1995. St. Petersburg, Russia. Published by SPIE. V. 2800. P. 247-253.
5. Булатов В.В., Пономарев А.Н. Статистические приближения при исследовании взаимодействия широкополосного лазерного излучения в сложной среде. Вестник НИЯУ МИФИ. 2024. Т.13(3). С.123-132.

## ЭКОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ДОБЫЧЕ АЛМАЗОВ В ЯКУТИИ

*В.Г. Гадиятов<sup>1</sup>, В.К. Маршинцев<sup>2</sup>, А.Г. Янин<sup>1</sup>, О.И. Янина<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>*Воронежский государственный технический университет. г. Воронеж, 394006,  
ул. 20 лет Октября, 84*

<sup>2</sup>*Академия наук Республики Саха (Якутия), 677007, г. Якутск, пр. Ленина, 33  
[gadiatovvg@mail.ru](mailto:gadiatovvg@mail.ru)*

### **Введение.**

Алмазодобывающий комплекс Якутии формировался на основе экстенсивного использования природных ресурсов, без учета экологических и социальных последствий хозяйственной деятельности, поэтому длительное время не придавалось значения загрязнению окружающей среды. Вследствие этого, развитие алмазодобывающей промышленности в Республике Саха (Якутия) сыграло неблагоприятную роль в загрязнении окружающей среды Вилюйского региона химическими компонентами [1-5].

### **Цель исследования:**

Изучение экологических проблем алмазодобывающего комплекса Якутии.

### **Материалы и методы:**

Проблема загрязнения окружающей среды рассмотрена на примере разработки месторождений алмазов якутской алмазонасной провинции. Она занимает обширную территорию протяженностью около 1,5 тыс. км с юга на север и 1,0 тыс. км с запада на восток.

По своему объему кимберлиты занимают очень маленькую долю в формировании геологической истории региона. Простое разрушение кимберлитовых пород не может сколько-либо серьезно повлиять на экосистему. В конечном итоге при полной дезинтеграции кимберлитовых пород и геохимической миграции химических элементов в экосистему попадает какое-то количество сидерофильных (Cr, Ni, Co, V, Fe, Mg и др.) и литофильных (Sr, Ba, Sc, Mn, TR, Nb, Ta, Y и др.) элементов. Возможно, некоторые из них могут служить катализатором появления несвойственных кимберлитам элементов (например, Zn и др.). При разведке и разработке речных или морских россыпей алмазов, как, впрочем, и россыпных месторождений других полезных ископаемых, происходит нарушение целостности экосистемы. В речной сети оказывается значительный объем взвешенных частиц [6-11].

Вмещающими породами кимберлитовых трубок являются древние карбонатные нефтегазоносные толщи в которых повсеместно присутствуют толщи соли. В толщах осадочных пород циркулируют значительные объёмы подземных вод, которые насыщены различными солями. Практически они несут в себе весь комплекс химических элементов осадочного чехла платформы. В осадочных породах находится несколько водоносных горизонтов подземных вод.

### **Результаты исследования.**

*Подземные воды.* При разработке кимберлитовой трубки Мир, первый водоносный горизонт был вскрыт на сравнительно небольшой глубине – 235,0 м. Месторождение находится в породах, содержащих хлоридно-натриевые рассолы, заполняющие подмерзлотный нижне-среднекембрийский (метегеро-ичерский) водоносный горизонт. Воды в районе разрабатываемых кимберлитовых тел в Мало-Ботуобинском и Далдыно-Алакитском кимберлитовых полях, представляют собой природные подземные воды. В них не поступает никаких других солей, веществ, рассолов. Естественная разгрузка таких природных вод происходит в речные системы. Это типичное явление для бассейнов рек Восточной и Западной Сибири - таких как Ангара, Подкаменная и Нижняя Тунгуска, Лена и её притоков – Ньюи и Пеледуя [12-15].

В естественных условиях максимальное содержание хлора в водах р. Вилюй редко достигало 150 мг/л, а в минерализованной воде – 300-400 мг/л. На Нижней Тунгуске у п. Ербогачен, выше которого на реке имеются источники подземных рассолов, в зимнее время минерализация повышается до 2000 мг/л, а содержание хлора - до 800 мг/л. У п. Тура – центра Эвенкийского национального округа эти показатели составляют 1200-1700 мг/л и 500-700 мг/л соответственно. В среднем течении р. Лены, начиная от д. Марково, вода солоноватая (до 200 мг/л

хлора). В Кемпендяйском солянокупольном районе (бассейн р. Виллой) известны родники рассолов с минерализацией 236-330 мг/л на реках Кемпендяй, Кюндяй, Табасында. На притоке р. Виллой - р. Тэнке, соленость воды в источниках достигает 230 мг/л, на р. Чона -10-36 мг/л.

Извлечение алмазов из кимберлитовой породы производится на обогатительных фабриках, при этом ежегодно перерабатываются сотни миллионов тонн горной массы. Используются водоемкие методы обогащения для последующего выделения концентрата с полезным компонентом. Расход составляет 10-20 м<sup>3</sup> воды на 1м<sup>3</sup> кимберлитовой породы. Дробление кимберлитовой породы происходит стадийно: начиная с размера 16,0 мм, далее - 8,0 мм и мельче. В конечном итоге образуется «пульпа» - смесь измельченной кимберлитовой породы до размерности 2,0 мм с водой. Пульпа складывается в специальных «хвостохранилищах», занимающих значительные площади и громадные объемы. В последующем пульпа перерабатывается для доизвлечения алмазов. Возможно, уже это свидетельствует о несовершенстве технологии переработки кимберлитов на обогатительных фабриках. Из «хвостохранилищ» в результате инфильтрации водная составляющая пульпы с химическими элементами попадает в водоемы, привнося весь комплекс загрязняющих минеральных веществ.

В период весеннего половодья при сбросе дренажных рассолов, минерализация воды в Виллое возрастала до 200 мг/л, а в отдельных случаях до 370 мг/л. Одновременно содержание хлора повышалось в среднем до 60 мг/л, а при указанных максимумах минерализация достигала 137-151 мг/л. Состав воды вместо гидрокарбонатно - магниевое-кальциевого зимой, летом становился гидрокарбонатно-хлоридным и хлоридно-натриевым. Таким образом, в период зимнего ледостава соленость вод р. Виллой зависела от естественного сброса подземных рассолов. Наибольшая же минерализация вод р. Виллой наблюдалась, как правило, в летние месяцы, начиная с мая-июня. На трубке Удачная, при достижении водоносного горизонта, также производилась откачка вод с последующим сбросом через скважины в более глубокие горизонты осадочного чехла. В водах трубки Удачная присутствует бром - исключительно токсичный элемент для биоты. Хвостохранилище ГОКа «Удачный» прилегает к ложу ручья Киенг -Урях, притока р.Далдын. Соответственно, воды попадают в ручей и далее в реки Далдын, Марха и т. д.

Сброс техногенных вод промышленных предприятий производился в основном летом, причем допускались залповые выбросы. Не исключаются бытовые отходы и источники вторичного загрязнения. При этом наряду с высоким содержанием органических веществ, выделяются летучие фенолы. Происходит повышение показателей химического потребления кислорода до 3 раз выше ПДК. Среди других солей, содержащихся в рассолах, преобладает хлористый натрий. В водотоки попадало также большое количество и других элементов, и солей: Mg, Cr, Ni, Co, Cu, Zn, Ca, Fe, P, Sc, Ba, Sr, Ba, Na, K, SO<sub>4</sub>, Норг., Порг., NH<sub>4</sub> и др.

Вышеприведенные примеры показывают, что сброс естественных вод в р. Виллой оказывал сравнительно меньшее воздействие на гидрохимию, чем на другие реки при естественной разгрузке подземных рассолов. При этом естественная разгрузка подземных вод происходит постоянно в течение года.

*Поверхностные воды.* При проведении геологоразведочных работ и обогащении кимберлитовой породы загрязняются также поверхностные воды. Так, при обогащении пород трубки Айхал в поверхностные воды попадают Zr, Li, Pb, Cu, которые выносятся из отвалов. Загрязнению подвержены воды руч. Сохсоолох и одноименного водохранилища.

*Донные осадки речных систем.* Они могут концентрировать токсичные и канцерогенные вещества, поступающие в водные системы, и при изменении условий могут стать очагами вторичного загрязнения. Исследовался состав донных отложений практически всех водотоков, находящихся в зоне влияния промышленных предприятий. Анализ водных вытяжек из донных отложений бассейна р. Виллой показал следующее: общая минерализация в пробах, отобранных в апреле (в период зимнего ледостава), существенно выше, чем в образцах, взятых в летний период (в августе): по рекам Далдын – в 8 раз; Ирелях в 2 – 4 раза; изменяется также и их состав: в зимнее время преобладают сульфаты, а в летнее – гидрокарбонаты, что обусловлено интенсивной промывкой осадков паводковыми водами; в стоячей воде, по сравнению с проточной,

относительно высокая концентрация солей; наиболее высокие значения минерализации отмечены по рекам Тымтайдах, Ирелях и Далдын, что свидетельствует о загрязнении водотоков инфильтрационными (техногенными) водами «хвостохранилищ» обогатительных фабрик [16-18].

*Таллий.* В алмазодобывающей промышленности при обогащении используется тяжелая жидкость Клеричи, содержащая таллий. Таллий является одним из наиболее токсичных элементов. Отходы жидкости (нерастворимые осадки пятиокиси таллия) должны собираться в полиэтиленовые бутылки и по мере их накопления складироваться для последующей отправки на переработку. Однако, таллий был обнаружен в технологических водах и далее в водотоках, дренирующих отвальные продукты обогащения кимберлитовых пород (хвостохранилищах) и в водотоках бассейна р. Виллой. В частности установлено, что в технологических водах фабрики № 3 (район трубки Мир) содержание таллия превышает ПДК в питьевых водах от 9 до 900 раз. В промышленных водах фабрики № 12 (район тр. Удачная) его содержание составляет 31-500 ПДК. По исследованиям 1991 г. наибольшее количество таллия установлено в пробах, отобранных в июле. В целом же его содержание в технологических водах фабрик № 3 и 12 составляет соответственно 1,6-300 и 4,8-400 ПДК.

Присутствие таллия также было обнаружено в пробах вод, отобранных из водотоков вблизи алмазодобывающих предприятий в районе г. Мирный – 0,00019 мг/л – 2 ПДК, в районе г. Удачный в количествах 0,0002 – 0,00057 мг/л, в среднем 0,0003 мг/л -3 ПДК. В водах р. Виллой у п. Сюльдюкар – 0,0005 мг/л – 5 ПДК. Кроме того, в районе г. Мирный таллий был обнаружен в снежном покрове: в твердой фазе снега – 3 г/т, в жидкой -0,0001 мг/л. Выборочный анализ донных отложений показал присутствие таллия в нескольких пробах как в твердой фазе, так и в водных вытяжках. В районе Мирнинского ГОКа в пробах, отобранных на р. Ирелях, содержание таллия изменяется от 0,31г/т до 0,42 г/т (в среднем – 0,37 г/т), в водных вытяжках – 0,0008 мг/л. В районе Удачинского ГОКа на р. Далдын содержание таллия колеблется от 0,17г/т до 0,39 г/т (в среднем - 0,28 г/т), в легкорастворимой форме – 0,0014 мг/л. В районе действия Айхальского ГОКа - 0,65 г/т, в водных вытяжках - 0,0006 мг/л. В пробах, отобранных на р. Марха (200 м выше устья р. Далдын - 0,0006 мг/л, на р. Виллой, у п. Сюльдюкар – 0,0005 мг/л).

Источником заражения донных отложений таллием могло стать использование в больших количествах тяжелых жидкостей на обогатительных фабриках и геологоразведочных предприятиях.

#### **Заключение.**

В настоящее время установлено несколько основных источников загрязнения экосистемы: высокоминерализованные воды алмазных карьеров; таллийсодержащие тяжелые жидкости, применяемые при переработке кимберлитов на обогатительных фабриках; таллий, содержащийся в каменных солях и рассолах, широко распространенных во вмещающих кимберлитовые трубки карбонатных толщах; сбросы техногенных вод промышленных предприятий в речную сеть р. Виллой; отходы обогащения из отвалов и «хвостохранилищ».

Для снижения уровня воздействия алмазодобывающего комплекса на окружающую среду следует выполнить ряд природоохранных мер, среди которых: усиление системы очистных сооружений; создание искусственных геохимических барьеров, сорбирующих тяжелые металлы; отказаться от применения токсичных таллийсодержащих веществ.

#### **Литература/References:**

1. Хабардин Ю.И. Путь к алмазной трубке. – Якутск: Якутское книжное изд. 1994.224с.
2. Маршинцев В.К., Гадиятов В.Г. Самоцветы Якутии. – Якутск: Бичик, 2015.-88с.
3. Наука о Земле: геоэкология: учебное пособие/ Ответ ред. Смуров А.В., Василевич Ф.И., Непоклонова М.И., Макеева В.М. 2-е изд. Перераб и доп. – М.: КДУ, 2010.-364с.
4. Гадиятов В.Г. Минерагеническое районирование территории Российской Федерации на цветные камни. Сб. XI Межд.конф. «Новые идеи в науках оЗемле».М.:РГГУ,2013.234-237с.
5. Гадиятов В.Г., Сибирских О.В. Восточно-Сибирская камнесамоцветная провинция: районирование и минерагения/ Наука и образование. 2015. № 2.-16-22с.

6. Маршинцев В.Г., Гадиятов В.Г. Богатства недр Якутии: полезные ископаемые, минерально-сырьевая база. – Воронеж, 2020. -320с.
7. Гадиятов В.Г. Минерагения и прогнозирование месторождений цветных и декоративно-облицовочных камней: учебное пособие. Воронеж: ВГТУ, 2018. -130с.
8. Гадиятов В.Г. Камнесамоцветные формации Северо-Востока Азии. – Воронеж: ВГУ, 2005.- 272с.
9. Ваганов В.И. Алмазные месторождения России и мира (Основы прогнозирования). – М.: Геоинформмарк, - 2000. -371с.
10. Вечерина О.П., Левченко В.Л. и др. Мировая добыча алмазов; цифры, факты, события. Изд 2-е исправленное и дополненное. – М.: Восточная литература, РАН, 2001. -310 с.
11. Кириллин А.Д., Кириллин О.А. и др. Мировой алмазный рынок. М.: ОГИ, 1999. – 400 с.
12. Маршинцев В.К. Вертикальная неоднородность кимберлитовых тел Якутии. – Новосибирск: Наука, 1986. -240 с.
13. Илупин И.П., Каминский Ф.В., Францессон Е.В. Геохимия кимберлитов. М. Недра, 1978. -352 с.
14. Беус А.А., Грабовская Л.И., Тихонова Н.В. Геохимия окружающей среды. – М.: Недра, 1976. - 248 с.
15. Хованская М.А. Оценка состояния поверхностных вод Айхальского горнопромышленного комплекса (Якутия). – Материалы третьего молодежного инновационного проекта «Школа экологических перспектив» / под ред. И.И. Косиновой. – Воронеж: ИПФ «Воронеж». – 2014. -184 – 187с.
16. Вольперт Я.Л. Трансформация наземных экосистем в результате воздействия алмазодобывающей промышленности // Успехи современного естествознания. – 2012. № 11-1. - 80-82с.
17. Экология бассейна реки Вилюй: промышленное загрязнение / Рос. акад. Наук [и др.]; [отв. ред. Коновровский А. К.]. - Якутск: Якут. науч. центр СО РАН, 1992. - 120 с.
18. Экология бассейна реки Вилюй: Состояние природной среды и здоровья населения. Коллектив авторов: Якутск. Якутский Научный Центр Сибирского Отделения Российской Академии Наук. 1993.- 240 с.

## **О ПАРАМЕТРИЗАЦИИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПРОЦЕССОВ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ПЕРЕНОСА БИОХИМИЧЕСКИХ ПРИМЕСЕЙ В СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ ВНУТРЕННИХ ВОДОЕМАХ**

*Д.С. Гладских<sup>1,2,3</sup>, Е.В. Мортико<sup>1,3,4</sup>*

<sup>1</sup>*Научно-Исследовательский Вычислительный Центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия*

<sup>3</sup>*Московский центр фундаментальной и прикладной математики, Москва, Россия*

<sup>4</sup>*Институт вычислительной математики им. Г.И. Марчука РАН, Москва, Россия*

[daria.gladskikh@gmail.com](mailto:daria.gladskikh@gmail.com)

В работе обсуждаются параметризации процессов турбулентного перемешивания в моделях внутренних водоемов (озер и водохранилищ), допускающие возможность поддержания турбулентных пульсаций при сильно устойчивой стратификации и наличии малых сдвигов скорости.

Ранее при участии авторов настоящего исследования было предложено турбулентное замыкание [1-2], полученное на основе модели нестационарных турбулентных течений в стратифицированной жидкости [3]. В работах [1-2] показано, что турбулентное замыкание учитывает вклад сдвига скорости и плотностной стратификации в мелкомасштабную турбулентность внутреннего водоема и, в том числе, обеспечивает отсутствие явления «вырождения» турбулентного обмена (ламинаризации течения) при значениях градиентного числа Ричардсона превышающих некоторое эмпирическое пороговое значение. Учет данных эффектов

влияет на вертикальные распределения кинетической энергии турбулентности, температуры и пассивных примесей.

Модель [1-2] позволяет получить параметризацию турбулентного числа Прандтля, зависящую лишь от одного параметра (который может быть определен по данным численного моделирования или лабораторных экспериментов), описывающего анизотропию в вертикальном и горизонтальном масштабах корреляции поля плотности. Однако, как будет показано в настоящей работе, такая формулировка приводит к дополнительным ограничениям на максимальное потоковое число Ричардсона. В настоящей работе представлено обобщение модели, частный случай которой приведен в [1-2], для разрешения данной проблемы.

Модифицированное замыкание [4] позволило рассмотреть задачу об оценке чувствительности результатов моделирования биохимических характеристик водоема к параметризации двух режимов перемешивания – режима, связывающего нейтральную и устойчивую стратификацию, и режима перемешивания при сильно устойчивой стратификации. Параметризация зависит от двух параметров – параметра анизотропии, описывающего различия в вертикальном и горизонтальном масштабах корреляции поля плотности, и максимального потокового числа Ричардсона. Показано, что значение максимального потокового числа Ричардсона и, как следствие, асимптотика увеличения турбулентного числа Прандтля при сильной устойчивости связаны с различиями в интегральных масштабах времени, определяемых скоростью диссипации кинетической или потенциальной энергии и интенсивностями флуктуаций соответствующих полей, что согласуется с данными прямого численного моделирования сдвиговой турбулентности. Параметр анизотропии задает переходный режим – от нейтральной стратификации к сильной устойчивости. С использованием предложенной параметризации проведены эксперименты по воспроизведению термического и биохимического режима внутренних водоемов (оз. Куйварви и Рыбиского водохранилища). Результаты показывают, что распределение биохимических концентраций, процессы газообмена в большей степени чувствительны к заданию максимального потокового числа Ричардсона.

*Работа выполнена при поддержке проекта ФНТП "Исследование процессов в пограничных слоях атмосферы, океана и вод суши вод и их параметризации в моделях системы Земли" в рамках программы "Совершенствование глобальной модели Земной системы мирового уровня для исследовательских целей и сценарного прогнозирования климатических изменений".*

#### **Литература/References:**

1. Соустова И.А., Троицкая Ю.И., Гладских Д.С., Мортиков Е.В., Сергеев Д.А. Простое описание турбулентного переноса в стратифицированном сдвиговом потоке применительно к описанию термогидродинамики внутренних водоемов // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2020. Т. 56, № 6. С. 689-699.
2. Gladskikh D., Ostrovsky L., Troitskaya Y., Soustova I., Mortikov E. Turbulent Transport in a Stratified Shear Flow. J. Mar. Sci. Eng. 2023, 11, 136. <https://doi.org/10.3390/jmse11010136>
3. Островский Л.А., Троицкая Ю.И. Модель турбулентного переноса и динамика турбулентности в стратифицированном сдвиговом потоке // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1987. № 3. С. 1031-104.
4. Гладских Д.С., Мортиков Е.В. О параметризации диссипативных процессов в моделях турбулентного переноса для описания термогидродинамики и биогеохимии стратифицированных внутренних водоемов // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана (в печати).

## ЛОКАЛИЗАЦИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОЦЕССОВ ВО ЛЬДУ ПРИ МЕДЛЕННОМ УДАРЕ: СОСТАВНАЯ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

*Е.К. Гусева<sup>1,2</sup>, В.П. Епифанов<sup>2</sup>*

<sup>1</sup> *Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

<sup>2</sup> *Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлinskого РАН, Москва, Россия*

*e-mail: [evgeniya.guseva.k@gmail.com](mailto:evgeniya.guseva.k@gmail.com)*

В работе исследуется проблема низкоскоростного неупругого контактного взаимодействия льда с твёрдым элементом конструкции, которая представляет интерес для широкого круга практических приложений, связанных с Арктикой. Исследуются нелинейные процессы динамики контактного разрушения пресноводного льда на примере взаимодействий жёсткого шарового индентора с ледяным диском, включая вопросы распространения, интерференции слабых ударных волн и их влияния на формирование вторичной текстуры (упругопластическое ядро и трещинообразование). Используется комплексный подход, основанный на применении акустико-механического метода для определения реологических параметров льда непосредственно в процессе ударного взаимодействия и численного моделирования динамических процессов.

Физическое моделирование неупругого удара выполнено на примере медленного прямого удара (0.56 м/с) жёстким сферическим индентором, снабжённым пьезоэлектрическим акселерометром, по гладкому ледяному диску, опёртому на массивную опору с возможностью скольжения [1]. Определены экспериментальные деформационные зависимости и реологические параметры. Принципиально новым является измерение мгновенных ускорений, в точках, удалённых от оси удара на верхней и нижней поверхности диска. Подтверждена гипотеза о существенном влиянии нелинейных волн, генерируемых при ударе, на динамику образования трещин во льду.

При численном моделировании используются наблюдаемые в экспериментах деформационные зоны: гидростатическое ядро, в котором происходят структурные изменения льда (трещинообразование и рекристаллизация [2]), а также упругая зона вне площадки контакта. Определяющая система уравнений изотропной линейной теории упругости решается сеточно-характеристическим методом на структурированных сетках. Применяется схема третьего порядка, монотонизированная с помощью сеточно-характеристического критерия монотонности [3]. Постановка задачи, параметры сеток, начальные и граничные условия даны в [1].

Математическое моделирование неупругого удара представлено с помощью составной упругопластической модели с упругопластическим ядром, геометрия которого изменялась в процессе удара. Для учёта нелинейного поведения льда в качестве базовой выбрана упругопластическая модель Прандтля-Рейса, возвращающая напряжения на поверхность текучести фон Мизеса с пределом упругости  $k$ . Границы ядра задавались согласно этому критерию с пределом прочности  $k_c > k$ , который также использовался для упругопластической коррекции в ядре.

В объёме исследуемого образца учитывалось образование квазитрещин, которые формируются при превышении главных напряжений откольной прочности  $k_s$  [4]. В соответствующих узлах трещин ставилось условие свободной границы, вызывающее дополнительные отражения. В итоге воспроизведена эволюция картин структурных и текстурных изменений в ледяном диске при упругопластическом ударе, причём результаты расчётов качественно согласуются с результатами экспериментальных исследований. Далее приводятся некоторые результаты серийных расчётов неупругого удара, полученные при использовании составной упругопластической модели с трещинами и без них.

В модели без трещин (рисунок 1 слева) ядро располагается вблизи контакта, ширина ядра совпадает с диаметром контакта и растёт вместе с ростом вмятины при уменьшении предела прочности  $k_c$ . Такая закономерность подтверждается экспериментальными наблюдениями, например [2].

В модели с трещинами при задании высокой откольной прочности  $k_s$  и предела прочности  $k_c$  трещинообразование происходит только в ядре, не распространяясь в объёме диска. Характерной особенностью является появление первых трещин вблизи границы контакта. Их ориентация ортогональна поверхности. При погружении индентора в лёд (осадка шара) эта граница «сдвигается», а число квазитрещин увеличивается, пока напряжения достаточно высокие.

Иное поведение модели наблюдается при малых значениях параметра  $k_s$ . Появляется предельное значение  $k_s$  (порядка 0.08-0.1 МПа), ниже которого трещины начинают появляться в объёме ледяного диска. Вначале при прохождении ударной волны (на рис. 1 а, 0.04 мс) появляется внутренний откол (в), наблюдаемый в отдельных экспериментах [5]. В это же время в окрестности контакта появляется, характерная для моделей пластичности зона  $\omega$ -образной формы с высокой амплитудой скорости (б), сходная с областями микротрещин, наблюдаемыми в экспериментах [2]. Затем, вместе с отражением ударной волны в окрестности откола начинают появляться конические трещины (г в момент 1.2 мс), которые могут формировать отколы арочной формы (д). Рассчитанные формы «квазитрещин» не противоречат наблюдавшимся ранее прямому и обратному конусу, убедительно воспроизводят «замедление» волн ( $\omega$ -образной формы) [2].

К тому же, в определённый момент времени (около 0.08 мс для рис. 1) начинается резкий рост трещин из зоны контакта, генерирующий нелинейную волну, которая вызывает дальнейшее трещинообразование в объёме ледяного диска. По-видимому, триггером этого роста является упругая энергия, выделяющаяся при микроразрушениях льда, действие которой подобно ударной волне, но в виде когерентного импульса (с характерной резонансной частотой), который вызывает дальнейшее трещинообразование в объёме ледяного диска уже по резонансному механизму. При этом область высокой амплитуды скорости в окрестности контакта меняет свою форму, её границы начинают совпадать с ядром. Окончательная картина трещин образуется к началу разгрузки (1.2 мс), где виден рост трещин с верхней и тыльной поверхности льда на расстоянии от оси удара.

Отметим, что при высоких значениях  $k_c$  ядро обычно остаётся в окрестности контакта, как на рисунке 1 (е), и его структура однородна. Однако при малых значениях  $k_c$  в ядре зачастую появляются разрывы, оно может формироваться в объёме материала вдали от непосредственной зоны удара.

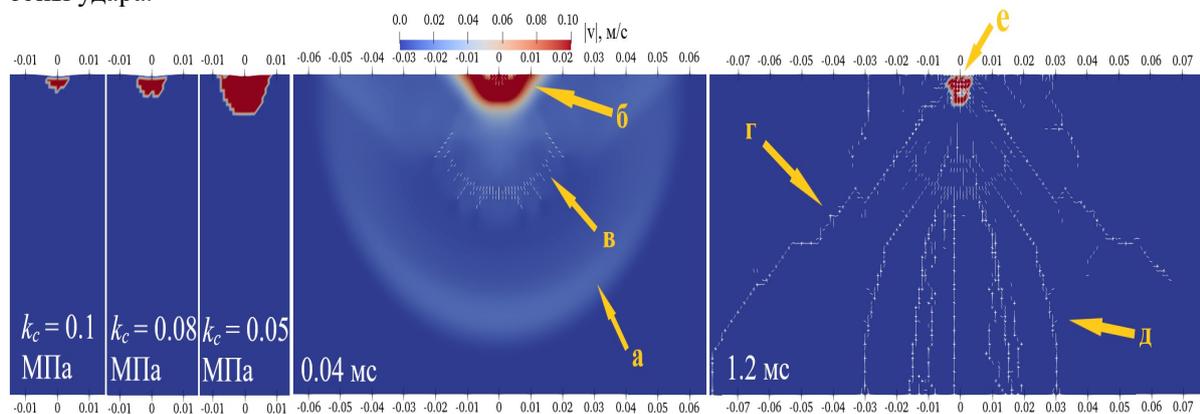


Рисунок 1. Нелинейные эффекты медленного удара: слева – гидростатическое ядро (отмечено красным) после разгрузки (1.2 мс) для разных параметров  $k_c$ ,  $k = 0.03$  МПа; по центру – волновые картины и трещины (белые),  $k = k_s = 0.03$  МПа,  $k_c = 0.1$  МПа; справа – ядро и трещины после разгрузки,  $k = k_s = 0.03$  МПа,  $k_c = 0.1$  МПа

Количественное исследование рассматриваемой модели было выполнено на основе сравнения расчётных кривых мгновенных значений скорости и осадки шара с экспериментальными (рисунок 2). Из рисунка 2 следует, что полученные графики скорости качественно отличаются от экспериментальных. По-видимому, для входного участка (примерно до 0.2 мс) модель не учитывает ряд факторов, влияющих на формирование площадки контакта, таких как температурные эффекты и поверхностное натяжение. К тому же, в эксперименте наблюдается

более плавный переход с этапа нагрузки на этап разгрузки, что, по-видимому, связано с процессами упрочнения, которые также не отражены в модели. Однако удалось математически смоделировать механическое поведение на основной стадии удара: при  $k = k_s = 0.01$  МПа,  $k_c = 0.5$  МПа (тёмно-синяя кривая) достигнуто качественное совпадение по тангенсу угла наклона экспериментальной и расчётных кривых. Таким образом, удалось спрогнозировать нелинейное поведение льда на первой стадии удара.

Дополнительно возможно согласование графиков осадки с экспериментом за счёт варьирования параметров моделей. Основным параметром, влияющим на изменение положения графиков относительно эксперимента, стал предел упругости  $k$ . Уменьшение  $k$  приводит к увеличению осадки и сдвигу кривых скорости вправо по оси времени. Однако реакция графиков на изменение параметров  $k_s$  и  $k_c$  остаётся неоднозначной. В итоге ближе всего к эксперименту оказался расчёт с  $k = k_s = 0.03$  МПа,  $k_c = 0.1$  МПа (рисунок 2).

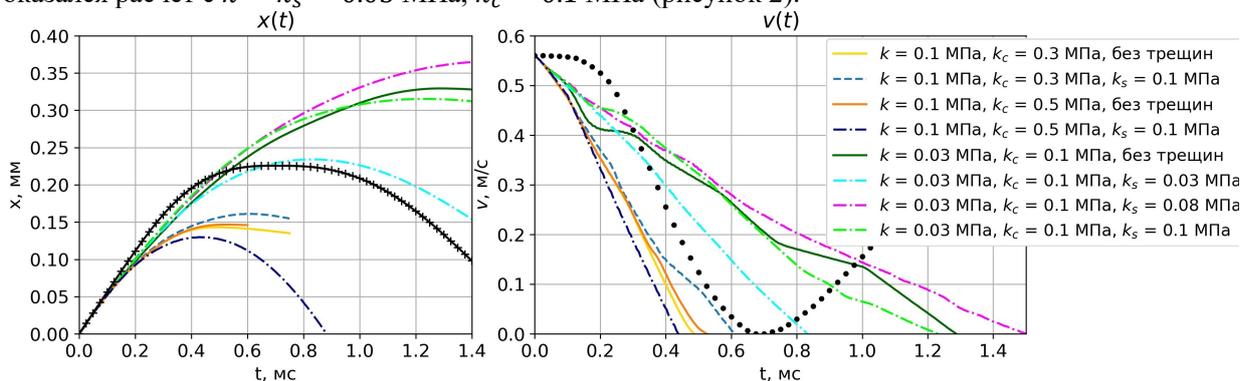


Рисунок 2. Осадка (координата нижнего полюса шара) и мгновенные значения скорости в зависимости от время столкновения. Экспериментальные кривые выделены чёрным

В результате проведённого физического и численного моделирования с помощью построенной составной модели упругопластичности был воспроизведён ряд наблюдаемых в экспериментах эффектов, оценена роль волновых процессов, возникающих при ударе, на его динамику. Показана эволюция картин образования трещин, подтверждена перспективность используемого подхода для исследования неупругого удара. Дальнейшая работа целесообразна в направлении исследования релаксационных процессов на входном участке, включая учёт температурных эффектов и процессов упрочнения.

*Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 23-21-00384.*

#### Литература/References:

1. Гусева Е.К., Епифанов В.П., & Шигаев Н.О., 2024. Физическое и численное моделирование неупругих деформаций при ударе по ледяному диску сферическим индентором. Процессы в геосредах. 39(1): 2345-2350.
2. Barrette P., Pond J. & Jordaan I., 2002. Ice damage and layer formation in small-scale indentation experiments. Ice in the Environment: Proceedings of the 16th International Association for Hydraulic Engineering and Research (IAHR) International Symposium on Ice. 246-253.
3. Guseva E.K., Golubev V.I. & Petrov I.B., 2023. Linear, Quasi-Monotonic and Hybrid Grid-Characteristic Schemes for Hyperbolic Equations. Lobachevskii J. Math. 44: 296-312.
4. Favorskaya A., Golubev V., & Grigoriev D., 2018. Explanation the difference in destructed areas simulated using various failure criteria by the wave dynamics analysis. Procedia Computer Science. 126: 1091-1099.
5. Epifanov V. P., 2007. Physical mechanisms of ice contact fracture. Doklady Physics. 52: 19-23.

## ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ В РАЗЛИЧНЫХ СРЕДАХ

С.А. Гуцев<sup>1</sup>, Н.Б. Косых<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Филиал МГУ им. М.В. Ломоносова в г. Севастополе, каф физики и геофизики  
[ipnk5419@mail.ru](mailto:ipnk5419@mail.ru)

В общем случае вольтамперные характеристики (ВАХ,  $I(U)$ ) имеют самый разнообразный вид. Мы попытаемся представить сходные по формам ВАХ, измеренные в плазме, электролитах, полупроводниках и металлах. В некотором смысле представленные ВАХ являются «модельными». Это связано с тем, что заряды, массы и подвижности ионов противоположных знаков практически одинаковы и одинакова геометрия слоя объемного заряда (СОЗ).

На рисунке 1 представлено радиальное распределение зондовых ВАХ. Измерение проводилось в цилиндрической трубке диаметром 3,2 см. Объектом исследования служила ионно-ионная плазма кислорода, которая формировалась в послесвечении разряда [1]. Давление кислорода составляло 0.04 тор, разрядный ток 80 мА, задержка в послесвечении 405 мкс. В данных условиях длина свободного пробега ионов составила  $\lambda_- = 0.028$  и  $\lambda_+ = 0.022$  см, а плотность ионов —  $9.24 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ .

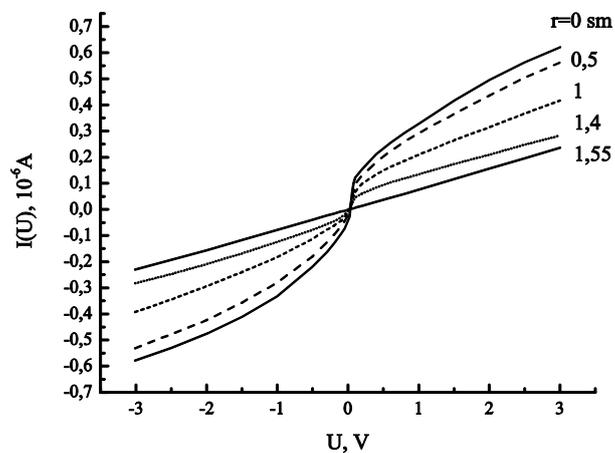


Рисунок 1. Радиальное распределение ВАХ «тонкого» зонда:  $a=0.005$ ,  $l=1.5$  см

Согласно зондовой теории ВАХ в ионно-ионной плазме можно аппроксимировать гиперболическим тангенсом. Зависимость  $I(U)$  в пристеночной области представляет собой прямую линию. По нашему мнению, такая зависимость возникает из-за того, что толщина СОЗ в пристеночной области гораздо больше длины свободного пробега ионов. С другой стороны гиперболический тангенс вырождается в прямую линию, когда его аргумент лежит в пределах  $-1 < \chi < 1$ , где  $\chi = \varepsilon(eU/kT) \cdot eU/kT$  — экранированный потенциал; соответственно  $eU$  — потенциальная энергия ионов,  $kT$  — его тепловая энергия. Сразу же отметим, что такую же зависимость имеет ВАХ в металлах.

Рассмотрим ВАХ в электролитах. На рисунке 2 представлена ВАХ в 1% растворе KCl.

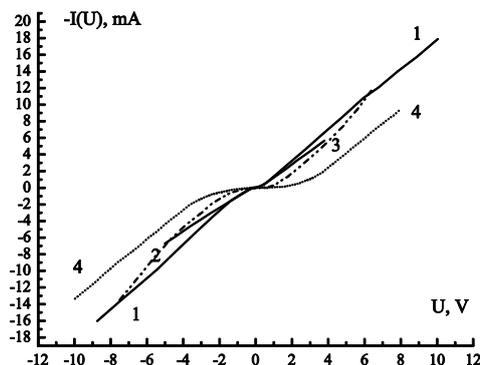


Рисунок 2. ВАХ в 1% растворе KCl: 1 — непосредственное измерение  $I(U)$ ; 2,3, 4 — кривые ВАХ, полученные с задержкой 10, 20 и 90 минут измерений

Из теории следует, что в электролитах зависимость  $I(U)$  аппроксимируют гиперболическим синусом. Из справочной литературы легко найти, что ВАХ стабилитрона имеет ту же зависимость. Таким образом, мы констатируем факт: в плазме  $I(U) \sim \text{th}(x)$ , в электролитах и полупроводниках  $I(U) \sim \text{sh}(x)$  и в металлах опять  $I(U) \sim \text{th}(x)$ . Такое поведение зависимости  $I(U)$  является странным, что позволяет выдвинуть гипотезу: для электролитов и полупроводников синусоидальная зависимость появляется в результате экранирования и влияния электрического поля в СОЗ. Для этих сред аргумент  $\text{th}$  лежит в пределах  $-1 < x < 1$ , где синус отличается от тангенса на 35%, а резкий рост зависимости  $I(U)$  связан с таким же резким ростом зависимости  $E(U)$  [2]. По нашему мнению, окончательный ответ о зависимости ВАХ должен быть получен в результате уточнения числовой константы, связанной с функцией распределения заряженных частиц по энергиям.

Конечно, наибольшим разнообразием отличаются ВАХ полупроводников. Однако легко понять, что этот фактор связан с огромным разнообразием геометрии p-n переходов, а также связанных с ними особенностей прохождения электрического тока через СОЗ каждого конкретного образца.

#### Литература/References:

1. Гуцев С. А. К теории двойного электрического слоя в плазме. Инженерно-физический журнал. 2017. Т. 90, № 4. С. 1059-1069.
2. Варзин С.А., Главнов П.В., Гуцев С.А, Яфясов А.М. Определение концентрации ионов в растворе KCl из вольт-амперной характеристики / Ломоносовские чтения: Материалы ежегодной научной конференции МГУ (21-23 апреля 2021 г. г.Севастополь) [Электронный ресурс] / Под ред. О.А. Шпырко. – Эл. изд. -Севастополь: Филиал МГУ в г. Севастополе, 2021. С.23-24.

#### Условия наполнения влагой тропосферы Средиземноморско-Черноморского региона

Т.Е. Данова<sup>1</sup>, А.В. Юровский<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФИЦ, Морской гидрофизический институт РАН, г. Севастополь, 2900011, Россия

[danova8@mail.ru](mailto:danova8@mail.ru)

Основной целью исследования является определение главных факторов, влияющих на наполнение влагой тропосферы Средиземноморско-Черноморского региона, а также изменчивость влияния главных факторов, которая определяет многолетнюю динамику содержания влаги в тропосфере. Современные климатические изменения являются объектом пристального внимания ученых всего мира [1-3]. За последние 50 лет средние темпы потепления приземного воздуха составили  $0.18^\circ\text{C}/10$  лет в глобальном масштабе, и только за период 1976-2020 гг. глобальная температура выросла на  $0.8^\circ\text{C}$ . Наибольшим ростом температуры воздуха характеризуется северная полярная область, где за 30 лет (1991-2020 гг.) линейный рост среднегодовой температуры составил около  $2.64^\circ\text{C}$  [3].

Для надежных оценок возможных влияний колебания климата на окружающую среду, связанных с обоснованием мероприятий по адаптации к ним хозяйственной деятельности, необходимы постоянные региональные исследования, позволяющие контролировать экстремальность климатических изменений.

В работе анализируется содержание влаги в слоях тропосферы, в которых перемещается наибольший % влаги в холодный и теплый периоды года. Рассчитано содержание влаги для холодного периода года – в слоях Земля-700гПа и для теплого периода года – в слое Земля-500гПа в Средиземноморско-Черноморском регионе. Такой подход позволяет более точно оценить факторы, влияющие на влагооборот в регионе в разные сезоны года. В работе используется ряд данных, характеризующих влагосодержание тропосферы за 1980-2018 гг. reanalysis MERRA (<https://gmao.gsfc.nasa.gov/>) [4, 5].

Проведенные ранее исследования [6] влагосодержания над акваторией Черного моря показали небольшие колебания этого показателя влагообмена, всего около 9% за период 1973-2012 гг.

Алгоритм компонентного анализа позволил провести фильтрацию исходной метеорологической информации и определил, что величины первых трех собственных значений исчерпывают около 70 % суммарной дисперсии поля. На долю первой главной компоненты приходится около половины охвата дисперсии: 54.5% для теплого периода и 42.3 % суммарной дисперсии поля. При этом динамика первых главных компонент влагосодержания холодного периода носит разнонаправленный характер при общем отрицательном тренде; в теплом периоде динамика более выражена и свидетельствует об устойчивом снижении этого влияния на протяжении всего периода исследования 1980-2018гг.

Основной вклад во влагосодержание тропосферы региона оказывает подстилающая морская поверхность. В холодный период года преобладающий широтный перенос воздушных масс определяет рисунок поля первого собственного вектора. В теплый период поле первого собственного вектора влагосодержания характеризуется меридиональной направленностью, наблюдающейся в тропосфере в теплый период года. Расположение зоны минимумов, соответствует районам активного циклогенеза, по данным [7, 8].

Вторая ортогональная компонента в 3-5 раз меньше первой, ее значение изменяется от 10.2 до 13,7 % для теплого и холодных периодов соответственно. Алгоритм быстрого преобразования Фурье позволил выявить 3 и 4-летние колебаний для первых двух главных компонент влагосодержания. Выявлена взаимосвязь для второй главной компоненты между влагосодержанием и Арктической осцилляцией на уровне 7-летней гармонике. В нашем исследовании анализ периодичности положительных и отрицательных фаз АО также позволил выявить условия, приводящие к формированию зон аномального содержания влаги в Карпатском регионе: двух минимумов в 1990 и 2000гг. и двух максимумов в 2010 и 2018гг.

Когда значение АО положительное, приземное давление в полярном регионе высокое; в средних широтах струйный поток стабилен и направлен с запада на восток, такое направление потока приводит к формированию на наветренном (западном) склоне Карпатских гор зоны отрицательных аномалий содержания влаги ( $\text{кг}/\text{м}^2$ ) с четко ограниченной формой, обусловленной орографией региона. При отрицательных или близких к нулю значениях индекса АО, полярный регион характеризуется низким давлением, слабыми зональными ветрами с сильными меридиональными потоками холодного полярного воздуха в средних широтах [9]. Такое распределение потоков приводит к образованию зоны положительных аномалий содержания влаги ( $\text{кг}/\text{м}^2$ ) в Карпатском регионе, которая имеет форму, вытянутую в меридиональном направлении. [10]. При этом, динамика второй главной компоненты влагосодержания холодного и теплого периодов, показывает устойчивое снижение влияния фактора за период 1980-2018гг. (рисунок 1 а, б).

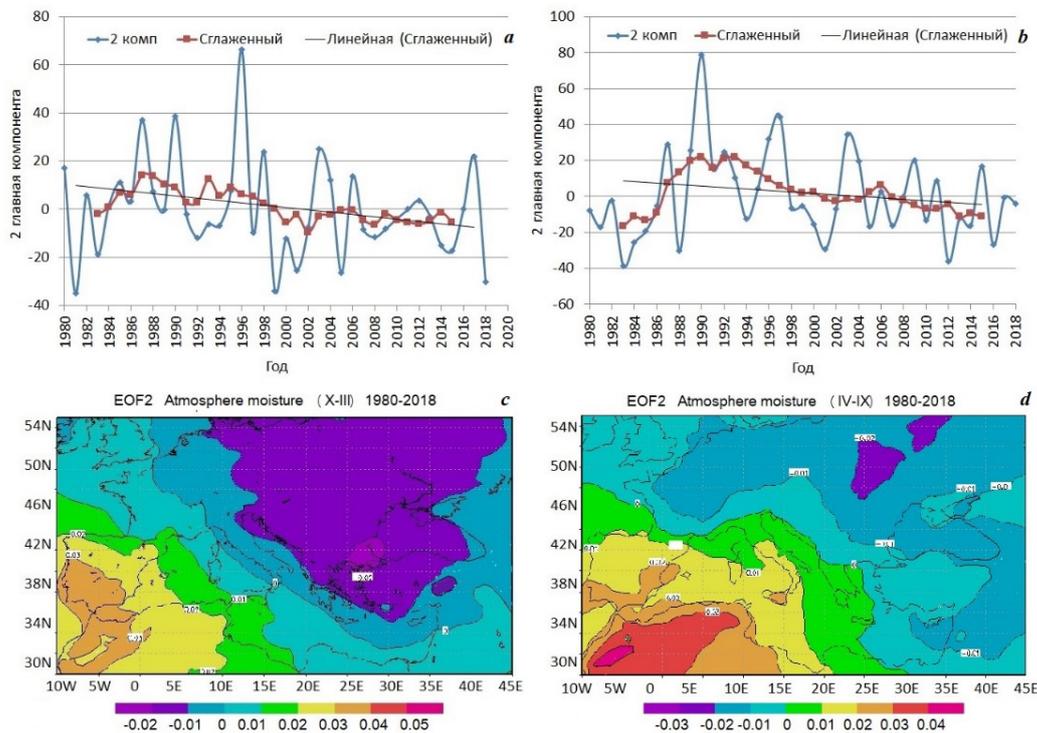


Рисунок 1. Динамика вторых главных компонент и поля вторых собственных векторов влагосодержания для холодного (а, с) и теплого (b, d) периодов года

Для третьей главной компоненты выявлена взаимосвязь между влагосодержанием и Североатлантическим колебанием на уровне пяти-шестилетней гармонике. Третья главная компонента влагосодержания холодного периода года (рисунок 2 а) имеет положительный тренд, изменчивость периода 1996-2009гг. хорошо соотносится с динамикой количества циклонов, зародившихся в Средиземноморско-Черноморском регионе по данным, проведенного анализа спутниковых изображений с ИСЗ «Meteosat» в холодный период (ноябрь-март), представленным в работе [8].

Признанным является факт, что активным сезоном для АО (январь-март) и САК (декабрь-март) является холодный период года [11], о чем свидетельствуют выраженные потоки на полях вторых (рисунок 1 b) и третьих (рисунок 2 b) собственных векторов влагосодержания для холодного периода года. В теплый период года на полях вторых (рисунок 1, c) и третьих (рисунок 2 d) собственных векторов влагосодержания, максимальные значения характерны для тропосферы над Средиземным морем.

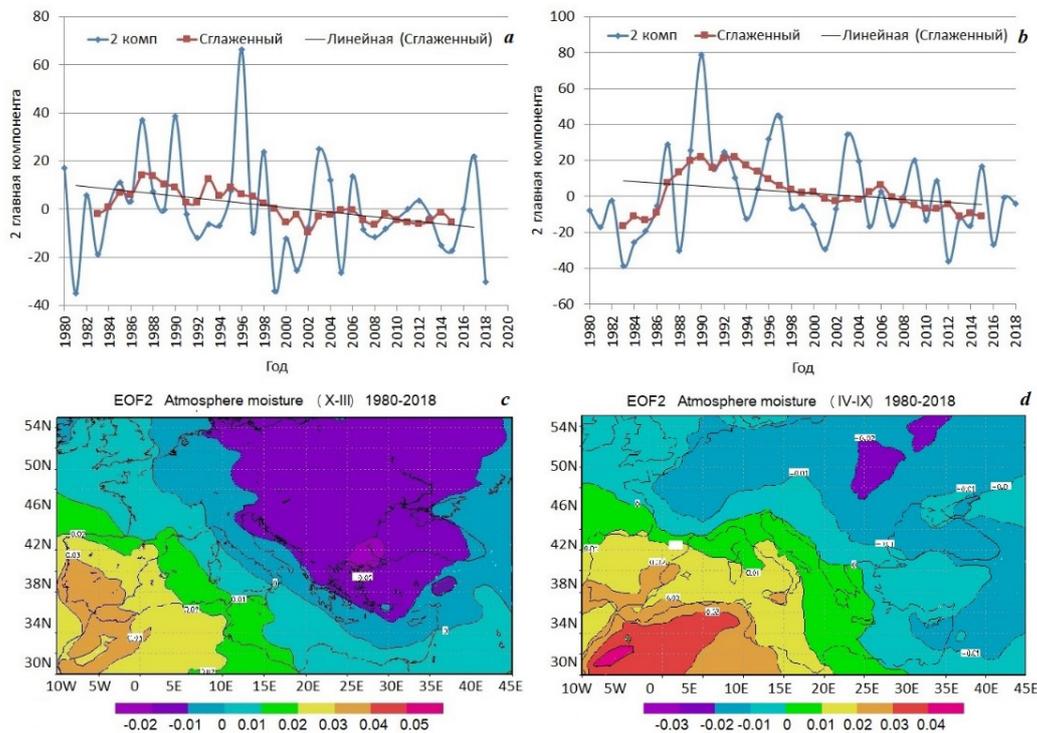


Рисунок 2. Динамика третьих главных компонент и поля третьих собственных векторов влагосодержания для холодного (а, с) и теплого (b, d) периодов года

Работа выполнена по теме № 0555-2021-0002 «Фундаментальные исследования процессов взаимодействия в системе океан-атмосфера, определяющих региональную пространственно-временную изменчивость природной среды и климата» (Шифр «Взаимодействие океана и атмосферы»).

#### Литература/References:

1. Анисимов О.А., Поляков В.Ю. К прогнозу изменения температуры воздуха для первой четверти XXI столетия // Метеорол. и гидрол. 1999. № 2. С. 25-31.
2. IPCC, 2022: Climate Change 2022: Impacts, Adaptation, and Vulnerability. Contribution of Working Group II to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [H.-O. Pörtner, D.C. Roberts, M. Tignor, E.S. Poloczanska, K. Mintenbeck, A. Alegría, M. Craig, S. Langsdorf, S. Lössche, V. Möller, A. Okem, B. Rama (eds.)]. Cambridge University Press. Cambridge University Press, Cambridge, UK and New York, NY, USA, 3056 p., doi:10.1017/9781009325844.
3. Третий оценочный доклад об изменениях климата и их последствиях на территории Российской Федерации. Общее резюме. - СПб.: Наукоемкие технологии. 2022. 124 с.
4. Global Modeling and Assimilation Office (GMAO), MERRA-2 instM\_3d\_ana\_Np: 3d, Monthly mean, Instantaneous, Pressure-Level, Analysis, Analyzed Meteorological Fields V5.12.4, Greenbelt, MD, USA, Goddard Earth Sciences Data and Information Services Center (GES DISC), Accessed: [December 2019], 10.5067/V92O8XZ30XBI
5. Ronald Gelaro, et al. The Modern-Era Retrospective Analysis for Research and Applications, Version 2 (MERRA-2) // J. Clim. 2017. V. 30, No 14. P. 5419-5454 doi: 10.1175/JCLI-D-16-0758.1
6. Данова Т.Е., Прокофьев О.М. Влагосодержание и влагоперенос в тропосфере Причерноморского региона в теплое полугодие // Труды Гидрометеорологического научно-исследовательского центра Российской Федерации. 2016. Вып. 360. С. 79-94.

7. Ефимов В.В., Шокуров М.В., Яровая Д.А., Hein D. Статистика мезомасштабных циклонических вихрей над Черным морем // Морской гидрофизический журнал. 2009. № 4. С. 19-33.
8. Баянкина Т.М., Данова Т.Е. Циклогенез Средиземноморско-Черноморского региона по спутниковым данным // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2020. Т. 17, № 3. С. 231-239. doi: 10.21046/2070-7401-2020-17-3-231-239.
9. Крыжов В.Н., Горелиц О.В. Арктическая осцилляция и ее влияние на температуру и осадки в Северной Евразии в XX в. // Метеорология и гидрология, издательство Планета (М.). 2015. № 11, С. 5-19.
10. Danova T.E. "Interannual variability of seasonal fields of characteristics of moisture cycle in the troposphere in the Mediterranean-Black Sea region", Proc. SPIE 12341, 28th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics, 123415N (7 December 2022). doi:10.1117/12.2644448
11. Nesterov E.S. Features of the state of the ocean and atmosphere in different phases of the North Atlantic Oscillation. // Meteorology and Hydrology. 1998. vol. 8. P. 74-82.

**ВЛИЯНИЕ ПОДВОДНОГО ПОЛОГОГО И КРУТОГО ХРЕБТА НА ПЕРЕМЕЩЕНИЕ  
АНТИЦИКЛОНИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ НАД НАКЛОННЫМ ДНОМ ВО ВРАЩАЮЩЕЙСЯ  
ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТОПОГРАФИЧЕСКОГО БЕТА-ЭФФЕКТА**

*Д.Н. Елкин<sup>1</sup>, А.Г. Зацепин<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>*Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва, Россия*

[dmelkin@mail.ru](mailto:dmelkin@mail.ru)

При наблюдениях за эволюцией «Севастопольского» антициклонического вихря в Черном море, перемещающимся вдоль изобат над континентальным склоном в юго-западном направлении было обнаружено, что движение вихря замедляется в области подводного хребта, образованного локальным поднятием батиметрии между двумя каньонами – палеоруслом Дуная и палеоруслом Западного Днестра. В связи с этим была поставлена задача лабораторного экспериментального исследования влияния подводного хребта, расположенного на наклонном дне и направленного вдоль склона на антициклонические вихри, перемещающиеся вдоль изобат за счет топографического бета-эффекта, и проведения экспериментов с целью выяснения влияния узкого и широкого хребта на распространение антициклонических вихрей [1, 2].

Эксперименты производились в цилиндрическом бассейне, сделанном из оргстекла, размещенном на вращающейся против часовой стрелки платформе, в который был вставлен вписанный конус вершиной вверх, а основание совпадает с нижним основанием цилиндра. Угол между образующей конуса и горизонталью составлял 15°. Бассейн заполнялся однородной по плотности водой, пресной, или с определенной соленостью, не более 4 ‰. Высота слоя жидкости в бассейне составляла так, что вершина конуса находилась под поверхностью воды. Антициклонические вихри создавались с помощью локального источника постоянного расхода воды той же плотности, что в бассейне - баротропные вихри, или, меньшей плотности (солености) - бароклинные вихри. Этот источник представлял собой вертикальную трубку, конец которой располагался на поверхности водного слоя на расстоянии половины радиуса бассейна от его центра. Он снабжался водой из закрепленной на стойке платформы объемной бюретки, заполненной пресной водой, подкрашенной красителем в ярко синий цвет. Опыты проводились над гладким конусом, с крутым и с пологим хребтом (рисунок 1). Крутой хребет представлял собой правильную треугольную призму, и лежал так, что одна боковая грань располагалась поверхности конуса. Его вершина была на расстоянии от источника, приблизительно равном радиусу бассейна в антициклоническом направлении (по часовой стрелке) и его высота по отношению к общей глубине слоя воды в области распространения вихрей составляла 0.1-0.2 (рисунок 1а). Пологий хребет был равный по высоте крутому хребту, но значительно шире крутого хребта, и ширина пологого хребта составляла приблизительно 30 угловых градусов, что

равно  $1/12$  полного круга (360 угловых градусов) (рисунок 1б). Вершина пологого хребта была на том же месте, где вершина крутого. Хребет представлял собой небольшое препятствие, приблизительно подобное своему черноморскому аналогу. Для видеозаписи опытов сверху, на платформе имеется верхняя видеокамера, а для видеозаписи сбоку - боковая видеокамера.

Перед началом опыта включалось вращение платформы. Когда вода в бассейне раскручивалась до состояния твердотельного вращения, включались видеокамеры, и источник, через который пресная вода с квазипостоянным расходом поступала в приповерхностный слой воды. Под источником образовывался антициклонический вихрь, достигавший дна в баротропном случае, а в бароклинном - заканчивался на некоторой глубине. И в этом случае под бароклинным вихрем формировалась антициклоническая вихревая колонка, достигавшая дна. Вследствие топографического бета-эффекта баротропные и бароклинные вихри, образуемые под источником достигая определенного диаметра «уходили» из-под источника и перемещались над конусом в «западном» - антициклоническом направлении. При этом «север» – вершина конуса в центре бассейна. По поверхности водного слоя рассыпались мелкие бумажные пелетки, видеосъемка перемещения которых позволяла определить скорость течения.

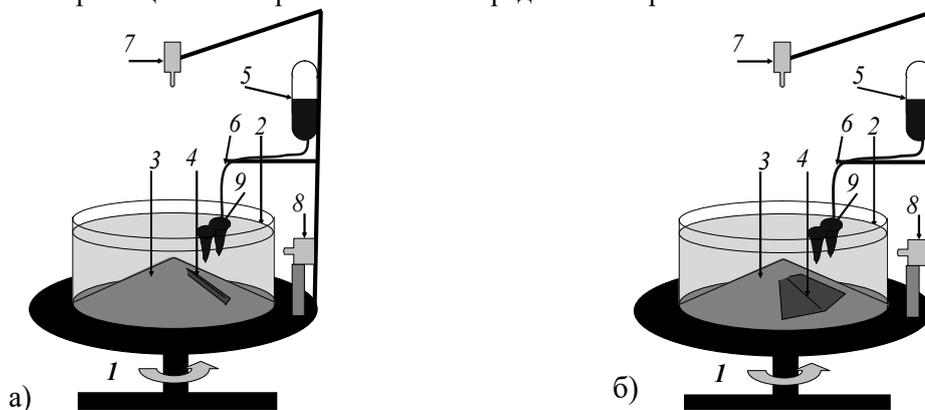


Рисунок 1. Схема экспериментальной установки: а) с крутым хребтом; б) с пологим хребтом. 1 – вращающаяся циклонически платформа; 2 – цилиндрический бассейн из оргстекла; 3 – усеченный конус; 4 – хребет; 5 – объемная бюретка с краном; 6 – трубка; 7 – видеокамера сверху; 8 – видеокамера сбоку; 9 – вытекающая из источника вода и образующиеся под ним антициклонические вихри

После каждого опыта, на основе обработки данных видеосъемки, определялись следующие параметры: трансляционная скорость распространения вихрей; максимальная орбитальная скорость вращения воды в вихрях; радиус вихрей (по расстоянию от центра вихря до орбиты максимальной скорости); влияние хребта на параметры вихревого течения.

На рисунке 2 изображены кадры видеосъемки распространения вихревого течения в антициклоническом направлении над конусом с крутым и с пологим хребтом. Хребет сильно замедляет распространение вихревого течения и способствует разрушению индивидуальных вихрей [3]. В опытах с пологим хребтом происходила практическая остановка вихрей у подножья хребта. В результате вихри «скапливались» перед хребтом, в результате чего течение подкрашенной жидкости существенно «уширялось», а скорость течения была меньше, чем в опытах с крутым хребтом и существенно меньше, чем над гладким конусом.

Для исследования влияния неоднородности рельефа наклонного дна на крупномасштабное течение, была проведена еще одна серия опытов, в которой течение в однородной или, двуслойно стратифицированной жидкости создавалось либо замедлением вращения платформы (циклоническое течение), либо ускорением ее вращения (антициклоническое течение). Опыты проводились как над гладким дном, так и при наличии пологого хребта, несколько изменяющего угол наклона склона на достаточно большом горизонтальном масштабе. В случае двуслойной стратификации, толщина нижнего слоя  $H_2 = 15$  см, а верхнего –  $H_1 = 2$  см. Соленость нижнего слоя –  $\Delta S = 10$  промилле. Период вращения платформы составлял 10 с, параметр Кориолиса  $f = 1.25$  (с

<sup>1)</sup> В такой ситуации, бароклинный радиус деформации  $R_d = g\beta\Delta S(H_1 \cdot H_2)^{1/2}/f = 2.5$  см, а  $L/R_d = 6$ . Таким образом, хребет является широким и для бароклинных возмущений, радиус которых  $R \approx R_d$ .

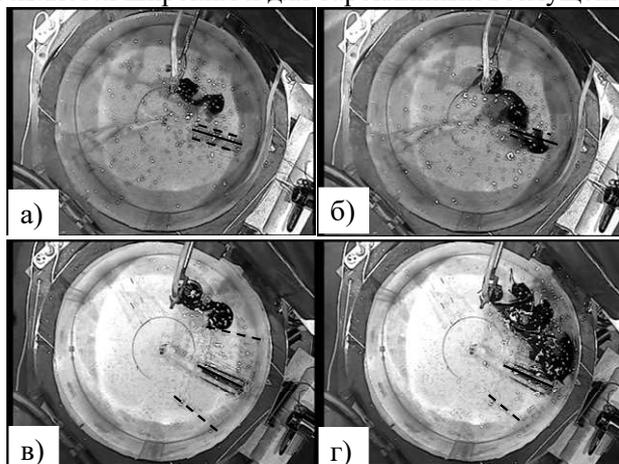


Рисунок 2. Фотографии опытов, вид сверху: а, б - с крутым хребтом: а) –  $12T$ ; б) –  $18T$ ; в, г - с пологим хребтом: в)  $18T$ ; г)  $42T$ , где  $T$  – период вращения платформы. Соленость воды в бассейне  $S=1$  ‰. Жирная линия – середина хребта, пунктирные линии – его начало и окончание

Установлено, что изменение угла наклона склона дна на большом горизонтальном масштабе, моделируемое наложением невысокого пологого хребта на наклонное дно, влияет на продолжительность вязкого затухания. И при циклоне, и при антициклоне затухание течения происходит быстрее при наличии пологого хребта. В однородной по плотности жидкости топографическая неоднородность приводит к интенсивному вихреобразованию, которое способствует затуханию общей циркуляции. В двуслойной (бароклинной) циркуляции, циклоническая циркуляция затухает, не теряя осесимметричности, а антициклоническая - быстро теряет устойчивость, образует меандры и вихри, как в отсутствии хребта, так и при его наличии из-за развития бароклинной неустойчивости течения. Хребет не влияет существенно на вихреобразование в случае антициклонической бароклинной циркуляции. Однако он играет принципиальную роль в образовании вихрей при наличии циклонической бароклинной циркуляции. Очевидно, что обнаруженные различия в процессе затухания циклонической и антициклонической бароклинной циркуляции нуждаются в дальнейшем обстоятельном изучении.

*Работа выполнена в рамках темы госзадания FMWE-2021-0002.*

#### Литература/References:

1. Зацепин А.Г., Дидковский В.Л. Об одном механизме формирования мезомасштабных вихревых структур в склоновой зоне океана. – ДАН, 1996. Т.347. N1. С.109-112.
2. Зацепин А.Г., Дидковский В.Л., Семенов А.В. Автоколебательный механизм формирования периодической вихревой структуры от стационарного локального источника на наклонном дне во вращающейся жидкости. - Океанология. 1998. Т.37. N1.
3. Зацепин А. Г., Елкин Д. Н. Влияние подводного хребта на перемещение антициклонических вихрей над наклонным дном под действием топографического бетаэффекта: лабораторный эксперимент // Морской гидрофизический журнал. 2024. Т. 40, № 2. С. 298–311.

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГРУППОВОЙ СТРУКТУРЫ МОРСКИХ ВОЛН В СЛУЧАЕ ДВУХ ВОЛНОВЫХ СИСТЕМ

*А.С. Запевалов<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>*Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь, Россия*

[sevzepter@mail.ru](mailto:sevzepter@mail.ru)

Актуальность исследований групповой структуры морских поверхностных волн в первую очередь определяется необходимостью учитывать ее при решении прикладных задач, связанных с

воздействием волн на суда, нефтяные и газодобывающие платформы, пляжи и прибрежные сооружения. Сгруппированные волны оказывают значительно больше воздействие, чем регулярные [1, 2].

Параметрами, описывающими группы морских волн, являются фактор групповитости  $GFH$  (Groupiness Factors of Height) и длина группы  $GLF$  (Group Length Factors) [3]. Фактор групповитости определен как

$$GFH = \sqrt{2}\sigma/\bar{G},$$

где  $\sigma = \sqrt{\overline{G^2}}$ ;  $G$  – волновая огибающая; черта сверху означает осреднение. Фактор групповитости характеризует относительное изменение высот волн внутри группы.

Для расчета длины группы будем использовать метод волновой огибающей [4]. В соответствии с этим методом длина группы равна интервалу времени между двумя последовательными пересечениями снизу вверх волновой огибающей уровня  $\tilde{G} = 0.4Hs$ , где  $Hs$  – значительная высота волн.

Амплитудно-модулированную волну зададим в виде

$$\xi(x, t) = G(x, t)\eta(x, t), \quad (1)$$

где  $\eta(x, t) = \sin(kx - \omega t)$ ;  $G(x, t) = \exp\left[-\rho_1 \cos^2\left(\frac{kx - (\omega/2)t}{2\rho_2}\right)\right]$ . Здесь  $\eta(x, t)$  – регулярная волна;  $G(x, t)$  – волновая огибающая;  $x$  и  $t$  – пространственная и временная координаты;  $k$  – волновое число;  $\omega$  – круговая частота;  $\rho_1$  и  $\rho_2$  – безразмерные параметры, определяющие форму волновой огибающей.

В работе проанализирована структура волнового поля, в котором существуют две системы волн  $\xi_1$  и  $\xi_2$ , каждой из которых присуща хорошо выраженная групповая структура. Будем полагать, что обе волновые системы заданы моделью (1). Изменение возвышений поверхности в фиксированной точке описывается как,  $\xi_{\Sigma}(t) = \xi_1(t) + \xi_2(t)$ . Для выделения волновой огибающей  $G_{\Sigma}(t)$  используется широко распространенный метод, основанный на преобразовании Гильберта, в рамках которого, волновая огибающая определена выражением [5]

$$G_{\Sigma}(t) = \sqrt{\xi_{\Sigma}^2(t) + \left(H(\xi_{\Sigma}(t))\right)^2},$$

где  $H(\xi_{\Sigma}(t)) = \frac{1}{\pi} v.p. \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\xi_{\Sigma}(t-u)}{t-u} du$  – преобразование Гильберта;  $v.p.$  – главное значение интеграла по Коши.

Групповые характеристики волнового поля  $\xi_{\Sigma}$ , зависят от соотношения энергий или от соотношения значительных высот волн систем  $\xi_1$  и  $\xi_2$ . Как меняется волновая огибающая  $G_{\Sigma}(t)$  при изменении отношения  $Hs_1/Hs_2$  показано на рисунке 1. Расчеты проводились при  $\omega_2/\omega_1 = 1.2$ . Горизонтальными линиями показаны уровни волновых огибающих  $\tilde{G}_{\Sigma}$ ,  $\tilde{G}_1$  и  $\tilde{G}_2$ , заданные при расчете длины группы волн. Для указанных уровней используется то же обозначение, что и для соответствующих им волновым огибающим. Время дано в безразмерном виде  $t/T_1$ , где  $T_1 = 2\pi/\omega_1$  – период регулярной волны  $\eta_1$ .

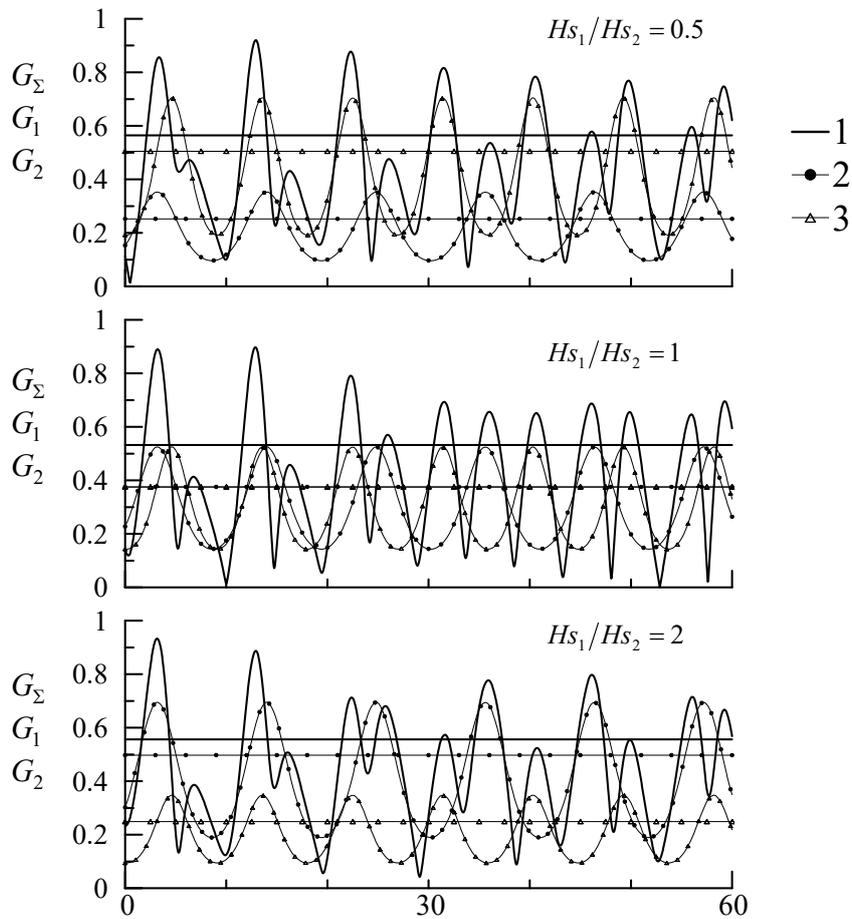


Рисунок 1. Изменения формы волновой огибающей  $G_{\Sigma}$  при изменении соотношения  $Hs_1/Hs_2$ . Кривая 1 –  $G_{\Sigma}$ ; кривая 2 –  $G_1$ ; кривая 3 –  $G_2$

Численный анализ показал, что в волновом поле, представляющем суперпозицию двух волновых систем, основные характеристики групповой структуры – фактор групповитости  $GFH_{\Sigma}$  и длина группы  $GLF_{\Sigma}$ , определяются соотношением энергии волн этих систем.

Если значительная высота волн одной системы более чем в два раза превышает значительную высоту волн другой системы, т.е. их энергии различаются более чем в четыре раза, то параметр  $GFH_{\Sigma}$  близок к фактору групповитости доминирующей волновой системы. При выполнении условия  $Hs_1 \approx Hs_2$  параметр  $GFH_{\Sigma}$  удовлетворяет соотношениям  $GFH_{\Sigma} > GFH_1$ ,  $GFH_{\Sigma} > GFH_2$ , если  $GFH_1$  и  $GFH_2$  близки, и принимает промежуточное значение между  $GFH_1$  и  $GFH_2$ , если они заметно различаются. Как и фактор групповитости длина группы  $GLF_{\Sigma}$  чувствительна к изменениям соотношения  $Hs_1/Hs_2$ . Если  $0.5 < Hs_1/Hs_2 < 2$ , то имеет место резкое уменьшение средней длины группы, при этом одновременно выполняются два условия  $GLF_{\Sigma} < GLF_1$  и  $GLF_{\Sigma} < GLF_2$ .

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме FNNN-2024-0001 «Фундаментальные исследования процессов, определяющих потоки вещества и энергии в морской среде и на ее границах, состояние и эволюцию физической и биогеохимической структуры морских систем в современных условиях».

## Литература/References:

1. Wang X.-G., Sun Z.-C., Liang, S.-X., Liu S., Liu S.-X., Luo J.-B., 2013. Numerical investigation on the effects of wave grouping on the motion of moored DDMS platform. *Journal of Marine Science and Technology*: 21(3): Article 4.
2. Cáceres I., Alsina J.M., 2016. Suspended sediment transport and beach dynamics induced by monochromatic conditions, long waves and wave groups. *Coast. Eng.* 108: 36–55.
3. Liu Y., Li S., 2018. Variation of wave groupiness across a fringing reef // *J. Waterw. Port, Coast. Ocean Eng.* 144 (6): 04018022.
4. Huang W., Dong S., 2021. Statistical description of wave groups in three types of sea states. *Ocean Engineering*. 225: 108745.
5. Соловьев Ю.П., 1989. Моделирование спектральных характеристик огибающей ветровых волн. *Морской гидрофизический журнал*. № 2. С.27-34.

## СРЕДНЕДЕКАДНЫЙ ТЕПЛОЗАПАС И ПРОФИЛЬ ТЕМПЕРАТУРЫ В ДЕЯТЕЛЬНОМ СЛОЕ СЕВЕРО-ВОСТОЧНОЙ ЧАСТИ ЧЕРНОГО МОРЯ И ИХ ЭВОЛЮЦИЯ В ТЕПЛЫЙ ПЕРИОД ГОДА (АПРЕЛЬ-НОЯБРЬ)

*А.Г. Зацепин<sup>1</sup>, О.И. Подымов<sup>1</sup>, К.П. Сильвестрова<sup>1</sup>, Ю.В. Мурзакова<sup>1</sup>*

*<sup>1</sup>Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва, Россия*

*[zatsepin@ocean.ru](mailto:zatsepin@ocean.ru)*

**Ключевые слова:** Черное море, теплый период года, деятельный слой, его теплосодержание и среднедекадные профили температуры, потоки тепла через границу вода-воздух.

По данным STD-зондирований, выполненных в 2010–2023 гг. в северо-восточной части Черного моря на полигоне «Геленджик», рассчитаны: а) среднедекадное (10 суток) относительное теплосодержание (теплозапас) деятельного слоя (ДС) моря; б) среднедекадные распределения температуры в ДС по вертикали (профили температуры). Проанализировано изменение теплозапаса ДС и профилей температуры в теплый период года, с апреля по ноябрь. Отдельно рассчитаны теплозапасы верхнего квазиоднородного слоя (ВКС) и сезонного термоклина (СТ), которые в сумме составляют теплозапас ДС. Оценки, полученные по реальным данным, сопоставлены с расчетами суммарного потока тепла по данным реанализов ERA5, NCEP CFSv2 и WHOI OAFlux. Показано, что наиболее близкий к реальному результат дает использование данных реанализа NCEP CFSv2 (рисунок 1).

Среднедекадные профили температуры в сезонном термоклине представлены в безразмерном виде. Установлено, что в период с мая по вторую декаду ноября включительно совокупность безразмерных профилей температуры описывается степенной функцией:

$$T' = 0.986 \cdot z'^{8/3} + 0.025 \quad (1)$$

где  $T'$  и  $z'$  – соответственно безразмерная температура и глубина:  $T' = (T - 9^\circ\text{C}) / (T_0 - 9^\circ\text{C})$ ;  $z' = (z - z_1) / (H_0 - z_1)$ ,  $T$  – температура воды,  $z$  – глубина, отсчитываемая от поверхности моря,  $9^\circ\text{C}$  – значение температуры, с которого начинается весенний прогрев моря,  $z_1$  – глубина залегания изотермы  $9^\circ\text{C}$ ,  $T_0$  и  $H_0$  – среднедекадная температура и глубина верхнего квазиоднородного слоя, соответственно. Такого рода универсальное для теплого периода года строение сезонного термоклина в данном районе Черного моря свидетельствует о наличии автомодельного механизма его формирования, исследование которого является предметом дальнейшей работы авторов. Обратный переход от безразмерного среднедекадного профиля температуры к размерному с использованием (1) и добавлением однородного по глубине распределения температуры в верхнем квазиоднородном слое, позволяет рассчитать среднедекадные профили температуры во всем деятельном слое за период с мая по середину ноября (рис. 2) и использовать их для оценки отклонения реально измеренных профилей от среднего. Величина и характер этого отклонения могут оказывать влияние на такие экологически важные параметры, как содержание климатически активных газов (углекислый газ и др.), а также первичную продукцию в деятельном слое моря. Исследование

связи этих параметров с отклонениями измеренных профилей температуры от среднедекадных также является задачей будущих исследований.

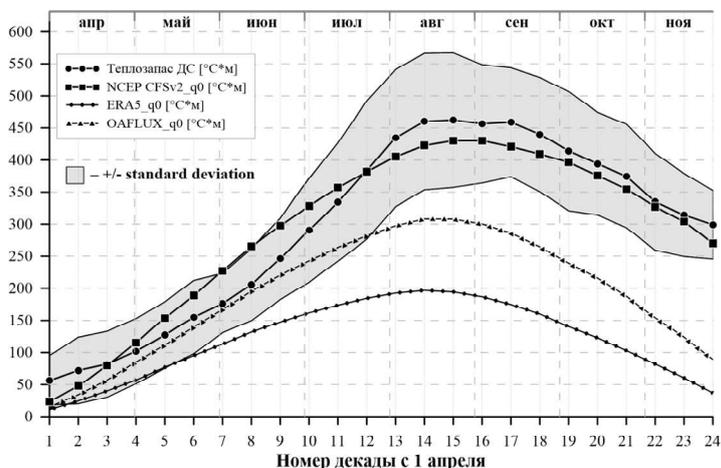


Рисунок 1. Сравнение теплозапаса ( $^{\circ}\text{C}\cdot\text{м}$ ) деятельного слоя по данным измерений с интегральным суммарным потоком тепла, рассчитанным по данным реанализов NCEP/CFSv2, ERA5 и проекта WHOI OAFflux в последовательные декады

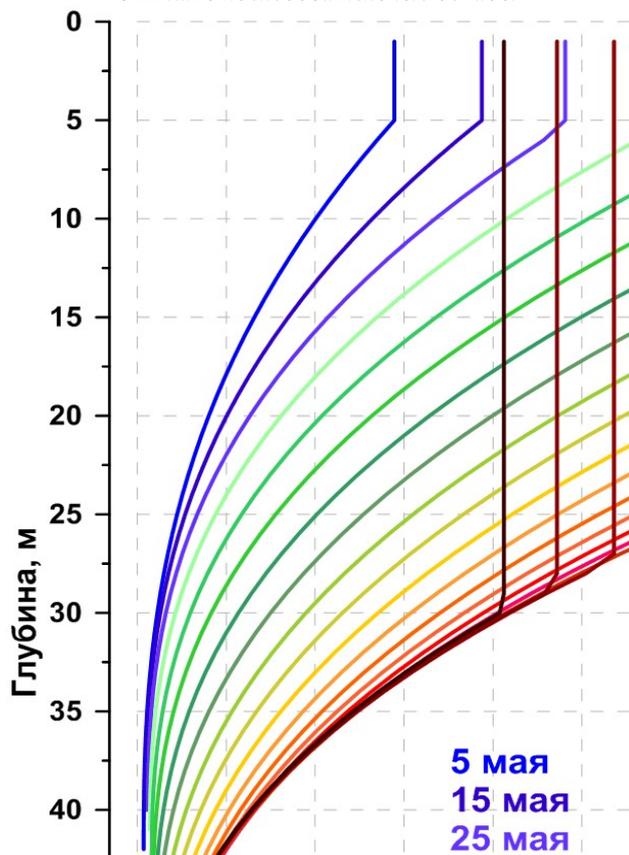


Рисунок 2. Рассчитанные на основе (1) среднедекадные профили температуры  $T(z)$  в деятельном слое моря (май-ноябрь)

Работа выполнена в рамках темы госзадания FMWE-2024-0016 и при поддержке гранта РФФ №23-17-00056.

## СОВРЕМЕННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЛАБОРАТОРНЫЕ МЕТОДЫ ГИДРОДИНАМИКИ

*И.А. Знаменская<sup>1</sup>*

*<sup>1</sup>Московский государственный университет, физический факультет, Москва, Россия*

*[znamen@phys.msu.ru](mailto:znamen@phys.msu.ru)*

Источником данных в лабораторной геофизике являются результаты исследований, проводимых на специально созданных экспериментальных стендах - при возможности адекватного масштабирования геофизических процессов в лабораторных условиях. Особая роль отводится панорамным оптическим методам, таким как инфракрасная термография, различные модификации теневых методов, анемометрия по изображениям частиц (PIV –particle image velocimetry) и другим [1, 2]. Методы визуализации структуры и параметров геосред основаны на использовании физических свойств электромагнитного излучения в широком диапазоне параметров и его взаимодействий со средами, включая различные физические процессы: излучение, рассеяние, рефракцию, поглощение, интерференцию, дисперсию, люминесценцию. Теневые панорамные методы, основанные на рефракции света, включая многочисленные модификации оптических схем, это - по-прежнему основные методы визуализации потоков при экспериментальном моделировании течений в прозрачных сплошных средах. Наряду с развитием оптических технологий, развитие цифровых технологий анализа изображений в последние годы привело к качественному увеличению объемов анализируемой визуальной информации при исследованиях в геосредах – в том числе и в лабораторном моделировании динамики таких сред. В лабораторных экспериментах, как и при регистрации природных геофизических процессов, накапливаются массивы больших данных панорамной визуализации, недоступные для привычных методов обработки и анализа. В частности, теневые анимации явлений, приводящих к возникновению пены, генерации капель, зарегистрированные на поверхности воды на крупных современных установках, представляют собой огромные массивы данных [3]. При экспериментальном исследовании процессов в жидких, газовых, многофазных средах получаемая в современной лаборатории на основе оптических панорамных методов информация является результатом обработки больших данных. Источником информации о динамических процессах при экспериментальном моделировании геосред являются большие массивы анимационных данных, полученные с помощью цифровых регистраторов высокого пространственного и временного разрешения в различных диапазонах длин волн электромагнитного излучения. Для их анализа используются современные подходы – методы компьютерного зрения и машинного обучения. Алгоритмы машинного и глубокого обучения уже зарекомендовали себя эффективным инструментом для интерпретации панорамных данных результатов лабораторного моделирования гидродинамики. На физическом ф-те проводится работа по адаптации и созданию программ распознавания структурных элементов в потоках газа и жидкости. В частности, проведены исследования больших массивов данных теневой и инфракрасной съемки турбулентных течений в пограничном слое жидкости и газа, возмущений, распространяющихся в каналах, при импульсном энергоподводе, вихревых структур.

*Работа выполнена при частичной поддержке гранта 23-19-0096.*

### **Литература/References:**

1. Знаменская И. А. Методы панорамной визуализации и цифрового анализа, теплофизических полей. Обзор. // Научная визуализация Т.13, N3, 125 – 158.
2. Знаменская И. А. Вихревые процессы в геосредах. Принципы экспериментального моделирования, визуализации, цифрового анализа. Физическое и математическое моделирование процессов в геосредах: 4 международная школа молодых ученых; 2018 г., Москва: Сборник материалов школы / Под ред. В. И. Карев, К. В. Показеев. ИПМех РАН Москва, С. 149–150.
3. Кандауров А.А., Сергеев Д.А., Ермакова О.С., Троицкая Ю.И. Исследование теневыми методами механизмов генерации брызг при ветроволновом взаимодействии // Научная визуализация Т.9 N3 103 – 107.

## К ВОПРОСУ ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ГЕОСРЕДАХ

*В.К. Казанков<sup>1</sup>, С.И. Перегудин<sup>2</sup>, С.Е. Холодова<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>*Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>2</sup>*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

[v.kazankov98@gmail.com](mailto:v.kazankov98@gmail.com)

Вопросам о крупномасштабных движениях электропроводной жидкости посвящен ряд работ, в которых рассматривалась модель, построенная в приближении быстрого вращения. В рамках этой теории в уравнениях движения пренебрегается силой инерции. В результате отфильтровываются инерциальные волны, волны Альфвена и волны Россби. Кроме того, в пределе быстрого вращения скорость определяется неоднозначно, а с точностью до слагаемого, представляющего собой геострофическую скорость. Последнее обстоятельство обусловлено тем, что геострофическая скорость не удовлетворяет магнитострофическому уравнению. Для преодоления указанных трудностей искусственно привлекаются вязкие силы и производится пренебрежение вязкостью, в случаях, если это допустимо. Ранее исследовалась задача о крупномасштабном движении электропроводной жидкости в слое между плоскостями в магнитострофическом приближении с учетом вязких сил. В представленном исследовании предполагается, что границы слоя не являются плоскими, а представляют собой по-верхности, изменяющиеся в пространстве и во времени; производится решение полной системы магнитогидродинамических уравнений, кроме того, в уравнениях движения учитываются инерционные силы, а в уравнениях индукции магнитного поля диффузионные члены имеют тот же порядок, что и конвективные, то есть, исследуемая задача решается при произвольных значениях магнитного числа Рейнольдса. С помощью введения вспомогательных функций систему уравнений в частных производных удается редуцировать к одному скалярному уравнению, для которого представляется точное решение, позволяющее сделать вывод о влиянии эффектов диффузии магнитного поля на его генерацию и поддержание в отсутствие внешнего поля.

Результаты выполненного исследования могут быть использованы в астрофизике и геофизике, в частности, при изучении процессов, происходящем в жидком ядре Земли и недрах звезд, а также при рассмотрении процессов самовозбуждения магнитогидродинамического динамо в относительно больших массах жидкого металла и технических устройствах, например, в технологических процессах, использующих напорные камеры реактора на быстрых нейтронах.

Изначально смоделированное физическое явление может быть представлено в виде замкнутой системы уравнений в частных производных с соответствующими граничными условиями [1]. Редуцирование этой системы по одному скалярному уравнению [2] позволяет произвести качественный анализ, а именно, утверждать, что в случае замороженного магнитного поля учетные граничные эффекты могут способствовать нарушению устойчивости, а следовательно, и росту магнитного поля. В то же время, управляя значениями затравочного магнитного поля, можно наблюдать установившийся во времени процесс, то есть, индуцированное магнитное поле сможет существовать сколь угодно длительное время. Причем, при отсутствии внешнего магнитного поля, при соответствующем соотношении определяющих параметров может сохраняться как установившийся волновой режим, так и возникать неустойчивый волновой режим, так и затухание волнового процесса.

### **Литература/References:**

1. Холодова С.Е. Волновые движения в стратифицированной электропроводной вращающейся жидкости. // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2009. Т. 49. № 5. С. 916-922.
2. Габов С.А., Свешников А.Г. Линейные задачи нестационарных внутренних волн. — М.: Наука. 1990. 344 с.

## СВОЙСТВА ПОРОД-КОЛЛЕКТОРОВ В УСЛОВИЯХ ТРЕХОСНОГО НАГРУЖЕНИЯ НА УСТАНОВКИ ИСТНН

А.Ю.Зобнина<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

E-mail: nastyadvolkova@gmail.com

Оценка влияния геомеханических процессов на эффективность и безопасность разработки и эксплуатации месторождения, обычно, производится путем построения его геомеханической модели. Данные модели направлены на решение двух главных вопросов. Первый – как распределяются напряжения в окрестности ствола скважины при проведении различных технологических операций на скважине. Моделирование распределения полей напряжений проводится аналитически или численно. Параметры модели – деформационные и прочностные характеристики могут быть определены путем испытаний образцов изучаемых горных пород на установке истинно трехосного нагружения. Второй вопрос связан с влиянием полей напряжений на процессы фильтрации [1].

Целью данной работы является определение деформационных и прочностных свойств породы, физическое моделирование процессов деформирования, разрушения и фильтрации в окрестности горизонтальной скважины, а также исследование влияния напряженно-деформированного состояния на фильтрационные свойства пород шельфового нефтяного месторождения.

### Методика исследования

#### Трехосные испытания образцов

Образцы породы шельфового нефтяного месторождения на установке ИПМех РАН Испытательной системы трехосного независимого нагружения подвергались одноосному нагружению и разгрузке на фоне разного уровня всестороннего обжатия - при 2 МПа, 10 МПа, 20 МПа. Программы нагружения для первого и второго цикла представлены на рис.1. По кривым деформирования определялись деформационные характеристики породы. Объемные прочностные характеристики определялись на основе построения кругов Мора для каждого цикла нагружения [2].

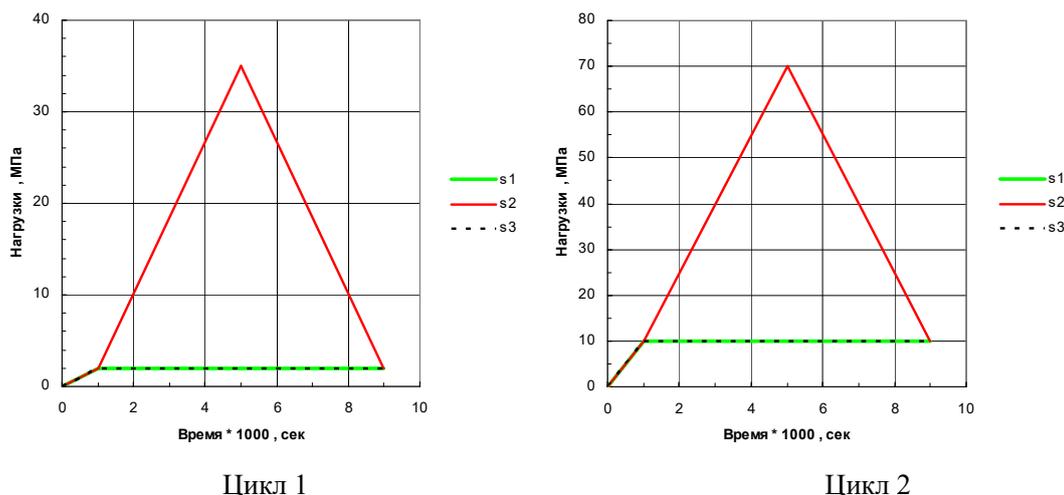
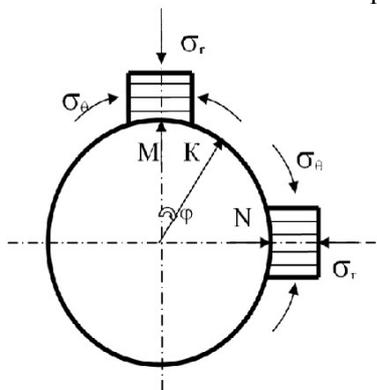


Рис.1 Трехосные испытания образцов: Программы нагружения.

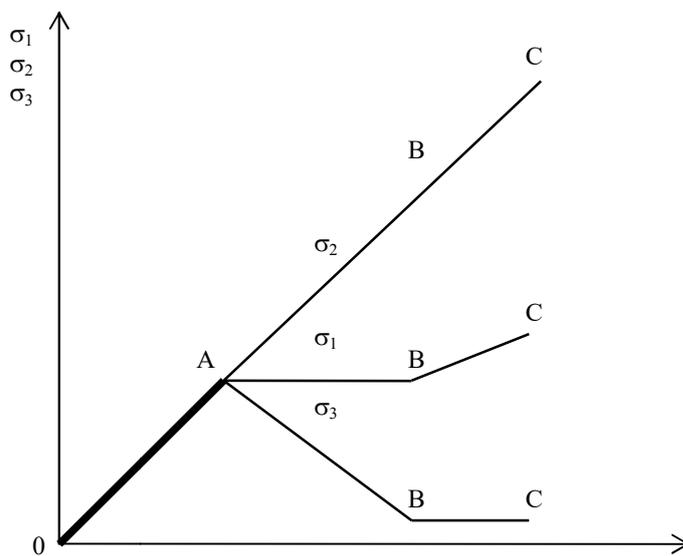
*Физическое моделирование механических процессов в окрестности горизонтальной скважины при увеличении депрессии*

В данной серии испытаний моделировались напряжения, возникающие на стенке необсаженной горизонтальной скважины. Схематически эти напряжения представлены на рис. 2.



*Рис 2. Напряжения в окрестности горизонтальной необсаженной скважины.*

Для определения напряжений в окрестности горизонтальной скважины, пробуренной в слабо трансверсально изотропной породе исследуемого месторождения, можно с хорошей точностью пользоваться решениями для скважины в упругой изотропной среде. Также учитывая, что за геологические времена начальные напряжения в массиве выровнялись по всем направлениям, программа нагружения образцов может быть построена на известном решении задачи Ламе о напряжениях, возникающих в толстостенном цилиндре, находящемся под действием всестороннего равномерного сжатия внешним давлением и внутренним давлением заполняющей ее жидкости [2]. Программа нагружения представлена на рис.3.



*Рис.3 Физическое моделирование: Программа нагружения.*

### **Результаты**

На основе анализа результатов трехосных испытаний образцов из пород-коллекторов месторождения им. В.Филановского были рассчитаны упругие характеристики пород для каждого

цикла нагружения образцов - касательный модуль Юнга  $E$  и коэффициенты Пуассона  $\nu_1$  по оси 1 образца вдоль оси керна и  $\nu_3$  по оси 3 образца перпендикулярно оси керна, а также усредненный коэффициент Пуассона. Помимо упругих характеристик из данных трехосных испытаний образцов были определены прочностные характеристики исследованных пород для двух критериев перехода к неупругому деформированию - Кулона-Мора и Друкера-Прагера.

Образец № Ф4-ПсА-7-1 (1405,7 м)

Цикл	Обжатие МПа	$E \cdot 10^{-3}$ МПа	$\nu_1$	$\nu_3$	$\nu$	$S_2^*$ МПа	К МПа	$\rho$ град	Друкер-Прагер	
									А	В
1	2	5,03	0,26	0,28	0,27	46	11	31	14,9	0,23
2	10	8,55	0,23	0,17	0,20	73				
3	20	11,32	0,15	0,18	0,17	103				

Образец № Ф4-П-9-1 (1412,7 м)

Цикл	Обжатие МПа	$E \cdot 10^{-3}$ МПа	$\nu_1$	$\nu_3$	$\nu$	$S_2^*$ МПа	К МПа	$\rho$ град	Друкер-Прагер	
									А	В
1	2	5,46	0,22	0,22	0,22	51	14	28	20,5	0,18
2	10	9,67	0,18	0,24	0,21	76				
3	20	11,50	0,15	0,20	0,18	100				

Из приведенных результатов видно, что значения модуля Юнга и коэффициентов Пуассона зависят от величины предварительного всестороннего обжатия образцов – с ростом всестороннего предварительного обжатия величина модуля Юнга растет, а значение коэффициента Пуассона уменьшается.

На рис. 4 и 5 представлены результаты испытаний образцов по программам нагружения, соответствующим физическому моделированию напряжений в окрестности горизонтальной скважины [3].

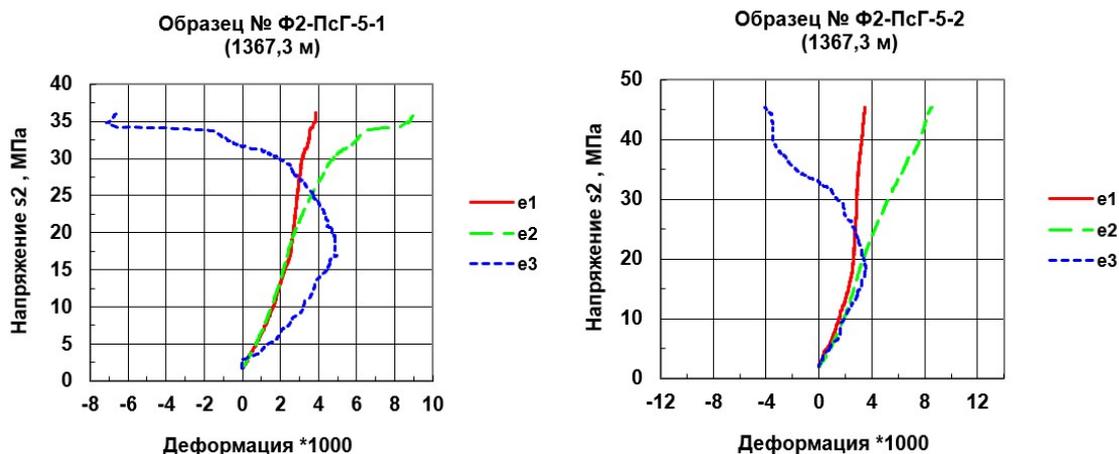


Рис.4 Кривые деформирования образцов Ф2-ПсГ-5-1(верхняя точка контура скважины) и Ф2-ПсГ-5-2 (боковая точка контура скважины).

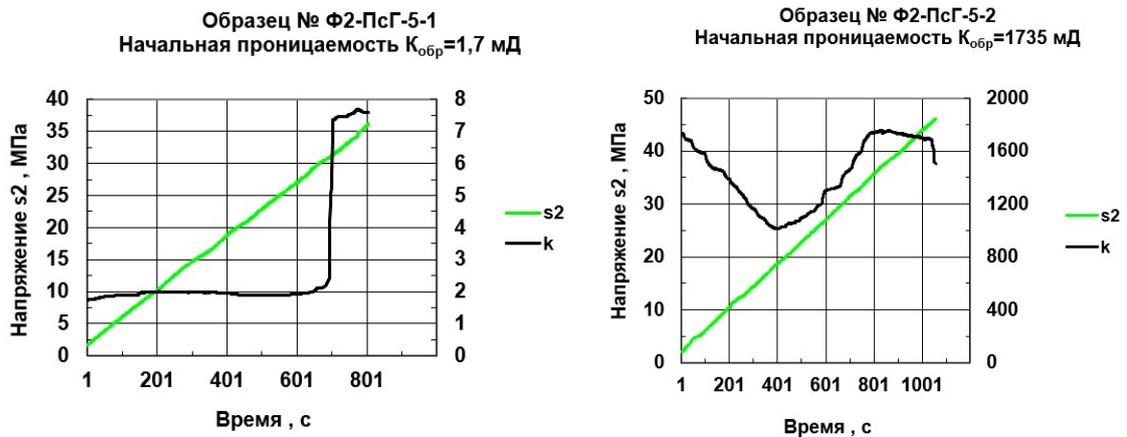


Рис.5 Изменение проницаемости образцов Ф2-ПсГ-5-1(верхняя точка контура скважины) и Ф2-ПсГ-5-2 (боковая точка контура скважины).

Опыты показывают, что начало разрушения в первую очередь следует ожидать в верхних (нижних) точках контура скважины. Например, образец Ф2-ПсГ-5-2, на котором моделировались условия в боковой точке на контуре скважины (точка N), разрушился при нагрузке, соответствующей депрессии на забое скважины 6,1 МПа, а образец Ф2-ПсГ-5-1, на котором моделировались условия в верхней точке на контуре скважины (точка M) - при значительно меньшей депрессии 2,4 МПа. Надо заметить, что потери устойчивости ствола скважины при этом еще не произойдет. Для этого необходимо, чтобы состояние предельного равновесия возникло в достаточно большой области в окрестности скважины.

Работа выполнена в рамках государственного задания, регистрационный номер темы 124012500441-6.

#### Литература/References:

1. Климов Д.М., Карев В.И., Коваленко Ю.Ф. Экспериментальное исследование влияния неравнокомпонентного трехосного напряженного состояния на проницаемость горных пород // Изв. РАН. МТТ. 2015. № 6. С. 39-48.
2. Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости. – М.: Наука, 1979. 560 с.
3. Karev Vladimir, Kovalenko Yuri, Ustinov Konstantin. Geomechanics of Oil and Gas Wells Springer International Publishing. Cham Switzerland. 166 с.

### О НИЗШЕЙ ВОЛНОВОЙ МОДЕ ФАРАДЕЯ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ СОСУДЕ

В.А. Калиниченко<sup>1</sup>, Е.А. Данилова<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва

<sup>2</sup>МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

[kalin@ipmnet.ru](mailto:kalin@ipmnet.ru)

Представлены новые результаты лабораторных экспериментов по исследованию первой волновой моды Фарадея на поверхности жидкости малой глубины в прямоугольном сосуде. Для регулярных волн сняты резонансные зависимости и проведен анализ волновых профилей. Показано, что наличие подвижного локального поверхностного возвышения в виде горба связано с нелинейностью волновых колебаний жидкости. Проведено сравнение с теоретической моделью нелинейных гравитационных волн. Исследован механизм разрушения первой волновой моды Фарадея, состоящий в формировании плоского струйного выброса на боковой стенке сосуда в результате фокусировки течений жидкости в растущем гребне и поверхностном горбе

В экспериментах по изучению механизма разрушения стоячих поверхностных гравитационных волн исследовались или низшая осесимметричная волновая мода в круговом цилиндрическом сосуде [1, 2], или вторая волновая мода в достаточно узком прямоугольном сосуде [3, 4]. В обоих случаях волновое движение жидкости характеризуется наличием пучностей в центре сосуда и на боковых стенках. Основное внимание уделялось формированию струйного выброса при схлопывании каверны на стадии формирования гребня волны, когда центральная часть жидкости перемещается вверх, и наблюдаемая в центре сосуда при разрушении волны высокоскоростная струя может рассматриваться как свободная. Указанная постановка эксперимента исключала эффекты боковых стенок сосуда. С другой стороны, для практических приложений особое значение имеют низшие волновые моды как наиболее энергонесущие – основная асимметричная и первая волновые моды колебаний жидкости в круговом цилиндрическом и прямоугольном сосудах соответственно.

В реальных условиях при набегании волн на вертикальную стенку в случае глубокой воды часто образуются волновые структуры, близкие к стоячим или прогрессивно-стоячим волнам, и при расчете динамических нагрузок на морские гидротехнические сооружения вертикального профиля используется нелинейная теория стоячих волн. При относительно малой глубине жидкости ударные давления со стороны набегающих волн могут достигать очень больших значений, причем при подходе неразрушающейся волны к вертикальной стенке наблюдается образование высокоскоростной вертикальной струи – см. обзор [5]. Аналитическое описание этого явления отсутствует, а среди имеющихся полуэмпирических и приближенных математических моделей отметим пионерскую работу [6]. Имеется большое количество экспериментальных работ (напр., [7]), в которых в больших гидрлотках длиной до 50 м оценивались ударные давления и определялись условия формирования струйного выброса при набегании волн на вертикальную стенку. Авторам известны лишь две экспериментальные работы [8, 9], в которых исследовалась первая мода разрушающейся стоячей гравитационной волны в плоском прямоугольном сосуде, совершающей колебания в горизонтальном направлении. Наряду с измерением давления на боковой вертикальной стенке в [8] по материалам высокоскоростной видеосъемки проведен анализ условий формирования плоской струи, а в [9] исследован эффект гидрофобности стенки. Отметим, что при интерпретации данных эксперимента [8] по струеобразованию в стоячих волнах не совсем корректно использована модель [6] для прогрессивных волн, взаимодействующих с вертикальной стенкой.

Основная цель настоящей работы – экспериментальное исследование кинематики первой моды гравитационных волн Фарадея на свободной поверхности жидкости малой глубины в прямоугольном сосуде. В случае регулярных волн проводится сравнение результатов теоретической модели и лабораторного эксперимента. Обсуждается переход от регулярных волн к волнам разрушающимся. Основное внимание уделяется формированию плоской струи на боковой стенке на стадии формирования гребня волны. Тематика статьи связана с исследованием малоизученного явления разрушения основной волновой моды в прямоугольном сосуде, а полученные результаты могут способствовать решению прикладных проблем, для которых характерны интенсивные колебания жидкости со свободной поверхностью в виде стоячих волн.

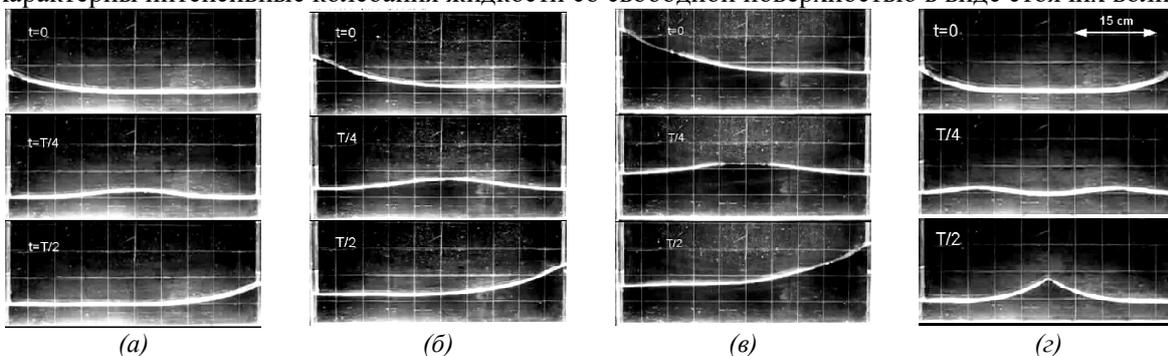


Рисунок 1. Профили регулярных волн с шагом по времени четверть периода: (а-в) –  $n = 1$ , ( $h = 5, 7.5, 10$  см,  $T = 1.356, 1.224, 1.110$  с,  $H = 4.0, 5.8, 7.9$  см); (г) –  $n = 2$ ,  $T = 0.814$  с,  $H = 4.4$  см. Временной интервал для трех профилей на (а-г) соответствует четверти периода волны

Аналогично [10] исследовались двумерные волновые движения в режиме основного резонанса Фарадея, когда частота вертикальных колебаний сосуда  $\Omega$  в два раза превышала частоту возбуждаемых волн. Параметрическое возбуждение первой моды ( $n = 1$ ) стоячих гравитационных волн на свободной поверхности воды в прямоугольном сосуде длиной  $L = 50$  см и шириной  $W = 4$  см осуществлялось при изменении частоты  $\Omega$  при фиксированной амплитуде вертикальных колебаний сосуда  $s$ , а высота волны  $H$  определялась как расстояние между подошвой волны и вершиной гребня. Проведены серии экспериментов, в которых глубина воды составляла  $h = 5, 7.5, 10, 12.5$  и  $20$  см; при длине первой моды гравитационной волны  $\lambda = 2L = 100$  см отношение вертикального масштаба задачи к горизонтальному  $h/\lambda$  составляло величину от 0.05 до 0.2. Для сравнения с первой модой несколько опытов проведены со второй волновой модой –  $n = 2$ ;  $h = 5$  см;  $s = 1.9$  см,  $\lambda = L = 50$  см – рисунок 1.

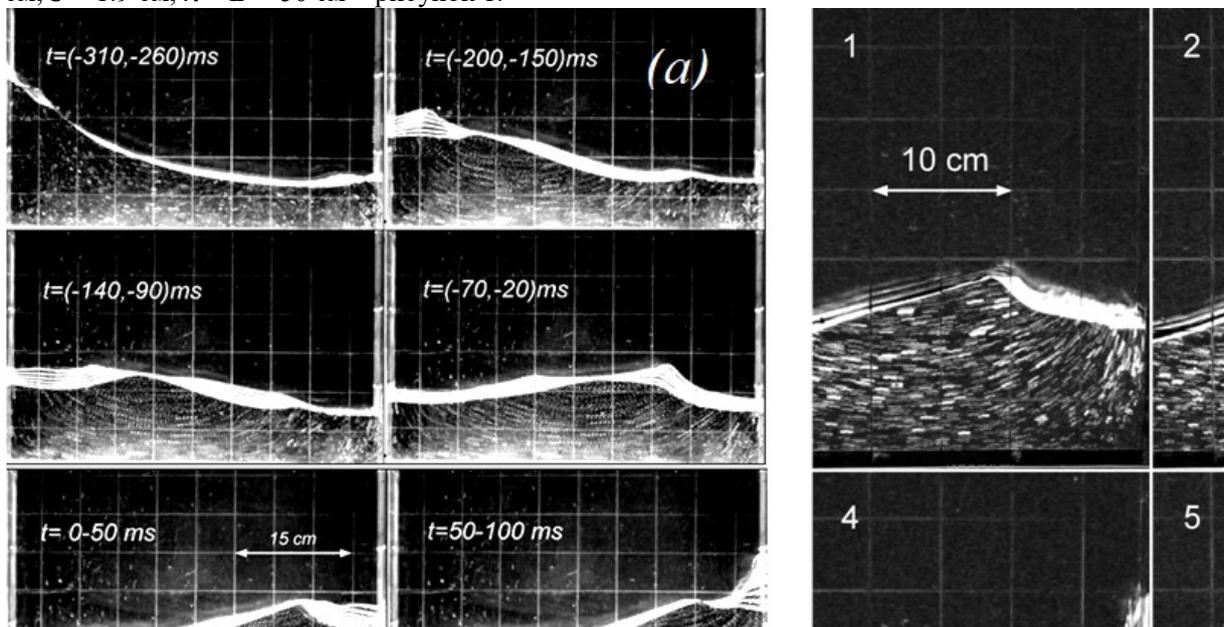


Рисунок 2. (а) Разрушающаяся первая волновая мода на свободной поверхности воды ( $h = 10$  см,  $T = 1.026$  с;  $\Omega = 12.24$  с<sup>-1</sup>;  $H = 10.8$  см;  $\omega = 5.938$  с<sup>-1</sup>;  $s = 0.7$  см). (б) Детализация процесса формирования плоской струи на боковой стенке: 1–6 –  $t = 0, 40, 80, 120, 160, 200$  мс

Для регулярных волн сняты резонансные зависимости и проведен анализ волновых профилей. Показано, что предельная высота регулярной волны возрастает с увеличением глубины жидкости. Анализ волновых профилей первой моды гравитационных волн показал, что наличие поверхностного горба связано с нелинейностью волновых колебаний жидкости. Проведено сравнение с теоретической моделью нелинейных гравитационных волн Фарадея [11].

Экспериментально исследован механизм разрушения первой волновой моды, состоящий в формировании плоского струйного выброса на боковой стенке сосуда в результате фокусировки течений жидкости в растущем гребне и поверхностном горбе. Показано, что высота подъема плоской пристеночной струи в 2.5 раз превосходит предельную высоту регулярной волны.

На рисунке 2 (а) представлена последовательность снимков свободной поверхности в течение полупериода волны (частота кадров 1000 к/с). Из анализа представленного материала следует, что перемещающийся к правой стенке поверхностный горб имеет более крутой передний фронт. На снимке  $t = (-70, -20)$  мс при подходе горба к стенке между его передним фронтом и ложбиной

волны просматривается каверна по форме близкая к сектору круга с прямым центральным углом радиусом около 10 см. Эта каверна не схлопывается, а сливается с уменьшающейся ложбиной и растущим горбом:  $t = 0-50$  и  $50-100$  мс. На этих же снимках траектории частиц-трассеров подтверждают фокусировку течения на боковую стенку сосуда с последующим образованием струи при  $t = 100-150$  мс. В более крупном масштабе процесс формирования струйного течения на стенке показан на рисунке 2 (б). По представленным фотографиям можно проследить фокусировку течения (1, 2), зарождение струи (3) и струйное течение вдоль вертикальной стенки (4, 5). На снимке (б) имеем струю максимального подъема при неподвижных трассерных частицах.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-19-00451 и по теме государственного задания № 123021700044-0. Эксперименты проводились на стенде ДСО (уникальная научная установка Института проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН).*

#### **Литература/References:**

1. Hogrefe J.E., Peffley N.L., Goodridge C.L., Shi W.T., Hentschel H.G.E., Lathrop D.P., 1998, Power law singularities in gravity capillary waves. *Physica D*. 123(1): 183–205.
2. Zeff B.W., Kleber B, Fineberg J., Lathrop D.P., 2000, Singularity dynamics in curvature collapse and jet eruption on a fluid surface. *Nature*. 403: 401–404.
3. Jiang L., Perlin M., Schultz W.W., Period tripling and energy dissipation of breaking standing waves. *J. Fluid Mech.* 369: 273–299.
4. Калиниченко В.А., 2009 О разрушении волн Фарадея и формировании струйного всплеска. *Изв. РАН. МЖГ*. 4: 112-122.
5. Ibrahim R.A., 2020, Assessment of breaking waves and liquid sloshing impact. *Nonlinear Dyn.* 100: 1837–1925.
6. Cooker M.J., Peregrine D.H., 1992, Violent motion as near breaking waves meet a vertical wall. *Breaking Waves*. IUTAM. Berlin: Springer, 291–297.
7. Bredmose H., Hunt-Raby A., Jayaratne R., Bullock G.N., 2010, The ideal flip-through impact: experimental and numerical investigation. *J Eng Math*. 67: 115–136.
8. Lugni C., Brocchini M., Faltinsen O.M., 2006, Wave impact loads: the role of the flip-through. *Phys. Fluids*. 18: 122101.
9. Korkmaz F.C., Güzel B, 2023, Insights from sloshing experiments in a rectangular hydrophobic tank. *Exp. Therm. Fluid Sci.* 146: 110920
10. Калиниченко В.А., 2023, Частоты и профили стоячих изгибно-гравитационных волн. *Изв. РАН. МЖГ*. 5:103-109.
11. Нестеров С.В., 1969, Параметрическое возбуждение волн на поверхности тяжелой жидкости. *Морские гидрофиз. исследования*. 3(45): 87-97.

## ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРНО-ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОРГАНИЗАЦИИ ПАТОГЕННЫХ БАКТЕРИЙ *M. CATARRHALIS*, *K. RHIZOPHILA* МЕТОДОМ КОНФОКАЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ

О.В. Калмантаева<sup>1</sup>, О.Ю. Манзенюк<sup>1</sup>, В.В. Фирстова<sup>1</sup>, М.А. Котов<sup>2</sup>, А.Н. Шемякин<sup>2</sup>, М.Ю. Якимов<sup>2</sup>, Н.Г. Соловьев<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ФБУН ГНЦ ПМБ, п. Оболенск, Московская область

<sup>2</sup>ФГБУН Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, г. Москва

[kalmantaevaov@yandex.ru](mailto:kalmantaevaov@yandex.ru)

*Moraxella catarrhalis* - грамотрицательный диплококк, аэробный инфекционный патоген, вызывающий синусит и средний отит у детей, а также инфекции нижних дыхательных путей, обострение хронической обструктивной болезни легких у взрослых. Этот патоген обладает устойчивостью ко многим бета-лактамам, таким как пенициллин, амоксициллин и ампициллин [1]. *Kocuria rhizophila* – грамположительный кокк, условно-патогенный микроорганизм, часто встречается в микробиоме кожи, иногда вызывая различные бактериальные инфекции[2]. Структурно-пространственная организация бактериальных популяций влияет на стабильность и динамику внутри нее. Лазерная сканирующая конфокальная микроскопия (ЛСКМ) является одним из основных методов в изучении структурно-пространственной организации и соотношения живых/мертвых клеток бактериальных популяций.

**Цель исследования:** оценить бактерицидное воздействие длин волн 254 и 185 нм УФ спектра на структурно-пространственную организацию патогенных бактерий *M. catarrhalis* и *K. rhizophila*.

**Объектами исследования** были грамотрицательная бактерия *Moraxella catarrhalis* ATCC 25238, грамположительная бактерия *Kocuria rhizophila* ATCC 9341 (Государственная коллекция патогенных микроорганизмов и клеточных культур (ГКПМ-Оболенск). Культуры покоящихся форм (ПФ) *Moraxella catarrhalis* получали как описано в [3].

Для визуализации ДНК живых/мертвых клеток с помощью ЛСКМ была использована комбинация флуоресцентных красителей ТОТО-1 (1 мкМ; время инкубации 15 мин; Invitrogen™, T3600) и SYTO-60 (1 мкМ; время инкубации 15 мин; Invitrogen™, S11342) как оптимальный метод окрашивания [4]. Для этого к бактериям добавляли ТОТО-1 (в разведении 1:1500 по 100 мкл в лунку, время окрашивания 15 минут). Затем добавляли SYTO-60 (в разведении 1:1500 по 100 мкл в лунку, время окрашивания 15 минут). После чего проводили дважды отмывание и фиксацию образцов 2.5% раствором глутарового альдегида в какодилатном буфере (0.05 М раствор какодилата натрия, pH 7.0-7.5).

Микроскопические наблюдения и получение изображений выполняли с помощью лазерного сканирующего конфокального микроскопа OLYMPUS FV3000, Япония с использованием масляного иммерсионного объектива x60 (Objective Lens UPLXAPO60XO 60.0X/1.518 Oil, N/A 1,42, U-DIC60). Для визуализации образцов использовали лазеры 488 нм (ТОТО-1) и 640 нм (SYTO 60). Мощность лазера составляла 10% от максимальной. Для каждого образца получали конфокальные изображения пяти случайных полей живых/мертвых клеток, которые анализировали с помощью программы ImageJ [5].

В наших экспериментах мы применили экспериментальный прибор - источник излучения ИПМех РАН, в режиме прямого облучения биологических образцов на длинах волн 254 и 185 нм (УФО), а также в режиме обработки озоном (УФО+ОЗ).

**Результаты:**

С помощью ЛСКМ была оценена структурно-пространственная организация патогенных бактерий *M. catarrhalis* и *K. rhizophila*. Клетки *K. rhizophila* обладают равномерным распределением в препарате в форме тетрад, кубических скоплений по 8 штук. Преобладающее количество клеток является жизнеспособным (рисунок 1 А). Ультрафиолетовое облучение (УФО) бактерий приводит к нарушению структурно-пространственной организации бактериальных популяций, разрушается ее строгая геометрия. При этом наблюдаются скопления нежизнеспособных клеток (рисунок 1 Б). Комбинированное УФО+ОЗ воздействие

ультрафиолетового излучения и озона не вызывает 100% гибели клеток. Сохраняются крупные единичные скопления живых клеток (рисунок 1 В).

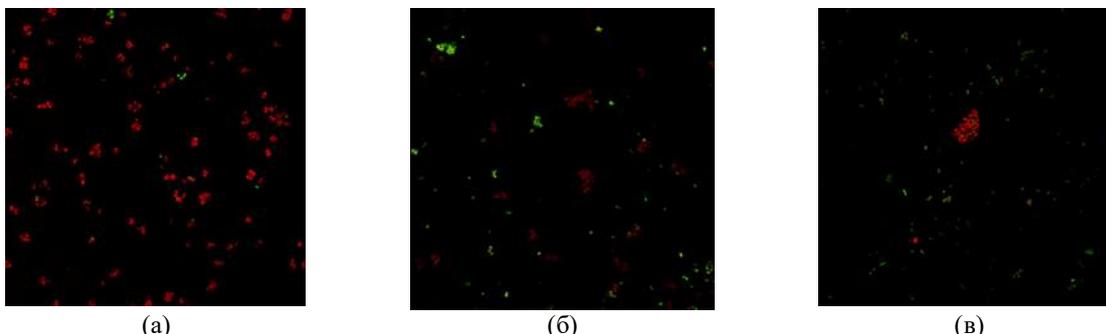


Рисунок 1. Репрезентативные изображения структурно-пространственной организации *Kocuria rhizophila*, полученные с использованием ЛСКМ: а – контрольные клетки *Kocuria rhizophila*; б – клетки *Kocuria rhizophila* после воздействия УФО, в – клетки *Kocuria rhizophila* после воздействия УФО, сопряженного с выделением в зоне облучения озона. Красный цвет (флуорохром SYTO-60)-живые клетки, зеленый цвет (флуорохром TOTO-1)-мертвые клетки. Масштабная линейка – 20 мкм

В отличие от *Kocuria rhizophila* бактерии *Moraxella catarrhalis* образуют крупные конгломераты с преобладанием жизнеспособных клеток (рисунок 2 а). Если УФО приводит к нарушению структурно-пространственной организации *Moraxella catarrhalis* и гибели бактериальных клеток (рисунок 2 б), то натрийуретический пептид адреналин вызывает гибель большинства клеток *Moraxella catarrhalis* с характерным распадом крупных конгломератов. Однако жизнеспособные клетки присутствуют в образце. (рисунок 1 в). Сопряженное воздействие адреналина и УФО оказывает наиболее выраженный бактерицидный эффект, вызывая гибель практически всех клеток *Moraxella catarrhalis* (рисунок 2 г). Как видно на рисунке 2 г практически вся бактериальная популяция была нежизнеспособной, однако сохранялась структура конгломератов клеток.

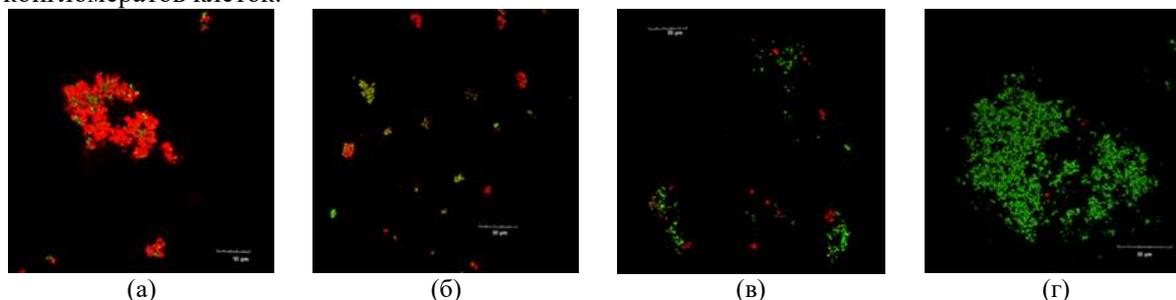


Рисунок 2. Репрезентативные изображения пространственной организации *Moraxella catarrhalis*, полученные с использованием ЛСКМ: а – контрольные клетки *Moraxella catarrhalis*; б – клетки *Moraxella catarrhalis* после воздействия УФО, в - клетки *Moraxella catarrhalis* после воздействия адреналина, г - клетки *Moraxella catarrhalis* после сопряженного воздействия УФО и адреналина. Красный цвет (флуорохром SYTO-60)-живые клетки, зеленый цвет (флуорохром TOTO-1)-мертвые клетки. Масштабная линейка – 30 мкм

Интересным представлялось изучение структурно-пространственной организации покоящихся форм *Moraxella catarrhalis*. Так нами было показано, что в популяции присутствуют живые и мертвые покоящиеся клетки. Распределение ПФ бактерий в препарате равномерное. Крупных скоплений клеток выявлено не было. (Рисунок 3 а). Однако была зафиксирована характерная особенность клеток *Moraxella catarrhalis* – образование клеточных структур в виде цепочек (Рисунки 3 б, в).

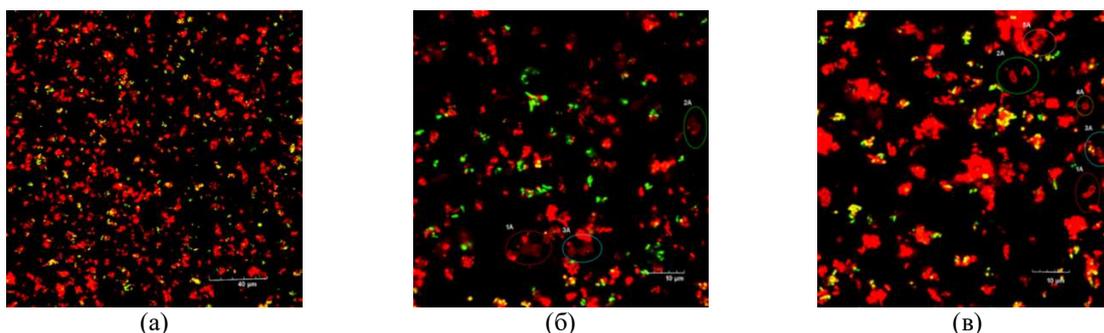


Рисунок 3. Репрезентативные изображения пространственной организации ПФ *Moraxella catarrhalis*, полученные с использованием ЛСКМ (а-в). б и в - образование клеточных структур в виде цепочек (белые стрелки). Масштабная линейка (а) – 40 мкм; (б и в) – 10 мкм

#### Выводы:

УФО длиной волны 185-280 нм меняет структурно-пространственную организацию *Kocuria rhizophila* и *Moraxella catarrhalis*. Бактерии теряют свойственную им структуру и жизнеспособность. Метод ЛСКМ продемонстрировал структурно-пространственную организацию патогенных бактерий *Kocuria rhizophila*: равномерное распределение тетрад, кубических скоплений с преобладанием жизнеспособных клеток. Структурно-пространственная организация клеток *Moraxella catarrhalis* в отличие от *Kocuria rhizophila* представлена крупными конгломератами жизнеспособных клеток. В то же время ПФ *Moraxella catarrhalis* имеют равномерное распределение клеток в пространстве без крупных конгломератов. Возможность прямой ЛСКМ визуализации ПФ *Moraxella catarrhalis* представляет значимый научный интерес в связи с отсутствием разработанных подходов к изучению данной формы существования микроорганизмов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (проект № 23-25-00459). Использование государственной коллекции патогенных микроорганизмов ГКПМ «Оболенск» для получения штаммов патогенов и их форм выполнено в рамках отраслевой программы Роспотребнадзора.

#### Литература/References:

1. Singh B., Alvarado-Kristensson M., Johansson M., Hallgren O., Westergren-Thorsson G., Mörgelin M., Riesbeck K., 2016. The Respiratory Pathogen *Moraxella catarrhalis* Targets Collagen for Maximal Adherence to Host Tissues. *mBio*.7(2): e00066. doi: 10.1128/mBio.00066-16.
2. Becker K., Rutsch F., Uekötter A., Kipp F., König J., Marquardt T., Peters, G., & von Eiff, C., 2008. *Kocuria rhizophila* adds to the emerging spectrum of micrococcal species involved in human infections. *Journal of clinical microbiology*. 46 (10): 3537–3539.
3. Манзенюк О.Ю., Сузина Н.Е., Николаев Ю.А., Мухина Т.Н., Фирстова В.В., Эль-Регистан Г.И., Шемякин И.Г., Дятлов И.А., 2023. Стрессоустойчивые покоящиеся формы бактерий: биологические и ультраструктурные свойства *Moraxella catarrhalis*, *Kocuria rhizophila*. *Бюллетень экспериментальной биологии и медицины*. 176 (9): 322-327.
4. Okshevsky M., Meyer R. L., 2014. Evaluation of fluorescent stains for visualizing extracellular DNA in biofilms. *Journal of microbiological methods*. 105: 102-104.
5. Nichele L., Persichetti V., Massimiliano Cincotti L., 2020. Quantitative evaluation of ImageJ thresholding algorithms for microbial cell counting. *OSA Continuum*. 3 (6): 1417-1427.

## ПОСТРОЕНИЕ ФИЛЬТРАЦИОННО-ГЕОМЕХАНИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПОДЗЕМНОГО ХРАНИЛИЩА ГАЗА

**В.И. Карев<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

[wikarev@ipmnet.ru](mailto:wikarev@ipmnet.ru)

При создании модели ПХГ особое внимание должно быть уделено таким факторам как упругая и прочностная анизотропия, влияние не только касательных, но и нормальных напряжений на переход к неупругому состоянию породы, учет неравнокомпонентности исходного напряженного состояния, снижения проницаемости в призабойной зоне скважины (ПЗС), вызванное изменением напряжений и зсорением ПЗС, а также изменения пластового давления в пласте-коллекторе при циклах закачки-отбора газа [1-5].

### Основные уравнения

До достижения критерия перехода в неупругое состояние механическое поведение породы определяется законами теории пороупругости, основные положения которой были заложены в работах [6-8].

$$\sigma_{ij,i} + f_j = 0 \quad (1.1)$$

$$\sigma_{ij} = s_{ij} - \alpha_p p \delta_{ij} \quad (1.2)$$

$$\left( \frac{\kappa_{ij}}{\eta} p, j \right)_{,i} = 0 \quad (1.3)$$

$$s_{ij} = \Lambda_{ijkl} \varepsilon_{lk}^E \quad (1.4)$$

$$\varepsilon_{ij}^T = \varepsilon_{ij}^E = \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{j,i}) \quad (1.5)$$

Здесь  $f_j$  – плотность объемных сил;  $\sigma_{ij}, s_{ij}$  – компоненты тензоров полных и эффективных (приходящихся на грунтовый скелет) напряжений;  $\varepsilon_{ij}^T, \varepsilon_{ij}^E$  – компоненты тензоров полной и упругой деформации;  $u_i$  – компоненты вектора смещения;  $p$  – поровое давление;  $\eta$  – динамическая вязкость газа;  $\Lambda_{ijkl}$  – компоненты тензора упругости;  $\kappa_{ij}$  – компоненты тензора проницаемости;  $\delta_{ij}$  – единичный тензор,  $0 \leq \alpha_p \leq 1$  – коэффициент, отражающий структуру порового пространства, называемый коэффициентом Био.

В случае изотропии проницаемости уравнение (1.3) упрощается до вида

$$(kp, i)_{,i} = 0 \quad (1.6)$$

В случае упругой анизотропии уравнение (1.4) упрощается до вида

$$\sigma_{ij} = 2\mu \varepsilon_{ij}^E + \lambda \varepsilon_{kk}^E \delta_{ij} \quad (1.7)$$

Здесь  $\lambda, \mu$  – константы Ламе;  $\kappa$  – проницаемость, являющаяся уже скаляром.

Зависимость проницаемости от НДС может быть представлена функцией интенсивности эффективных касательных напряжений  $s_i$ , определяемой из опыта [10].

$$\kappa = \kappa(s_i) \quad s_i = \sqrt{\frac{3}{2} (s_{jk} - \frac{1}{3} s_{ii} \delta_{jk}) (s_{jk} - \frac{1}{3} s_{ii} \delta_{jk})} \quad (1.8)$$

В общем случае проницаемость будет зависеть от координат и от времени. Эта зависимость может быть получена на основе испытаний на установке истинно трехосного нагружения, а также данных натуральных наблюдений

$$\kappa = \kappa(r, t) \quad (1.9)$$

Уравнения (1.1)-(1.5) и одно из уравнений (1.8), (1.9) образуют вместе с граничными условиями для напряжений (смещений) и давления замкнутую систему.

Наличие зависимости (1.9) и вида используемых граничных условий, о которых будет сказано ниже, является отличительной особенностью настоящей модели по сравнению с используемыми ранее [1-5].

### Критерий перехода в неупругую область

Согласно модели, учитывающей анизотропию прочности и являющейся обобщенным критерием Хилла [10], критерий перехода в неупругое состояние имеет вид [9]

$$F = \sqrt{G_{(23)}^0(s_{22} - s_{33})^2 + G_{(13)}^0(s_{11} - s_{33})^2 + G_{(12)}^0(s_{11} - s_{22})^2 + 2L_{(23)}^0 S_{(23)}^2 + 2L_{(13)}^0 S_{(31)}^2 + 2L_{(12)}^0 S_{(13)}^2 - (B_{(1)}^0 s_{11} + B_{(2)}^0 s_{22} + B_{(3)}^0 s_{33})} - 1 = 0. \quad (1.10)$$

Здесь  $G_{(ij)}^0$ ,  $L_{(ij)}^0$ ,  $B_{(ij)}^0$  — постоянные материала, которые можно выразить через напряжения перехода в неупругое состояние при сжатии и растяжении вдоль соответствующих осей и при сдвиге. Для трансверсально изотропной среды с выделенной осью  $x_3$  количество параметров в (1.10) сокращается до пяти за счет выполнения условий:

$$G_{(13)}^0 = G_{(23)}^0, L_{(13)}^0 = L_{(23)}^0, L_{(12)}^0 = G_{(13)}^0 + 2G_{(12)}^0, B_{(1)}^0 = B_{(2)}^0. \quad (1.11)$$

При отсутствии зависимости критического напряжения от нормального давления критерий (1.10) переходит в критерий пластичности Хилла для ортотропных материалов [10], а для изотропного — в критерий Друкера-Прагера [12]. При этом, очевидно, выполняются условия

$$G_{(13)}^0 = G_{(23)}^0 = G_{(12)}^0 = GL_{(13)}^0 = L_{(23)}^0 = L_{(12)}^0 = 3GB_{(1)}^0 = B_{(2)}^0 = B_{(3)}^0 = B/3 \quad L_{(13)}^0 = L_{(23)}^0 = L_{(12)}^0 = 3G \quad B_{(1)}^0 = B_{(2)}^0 = B_{(3)}^0 = B/3 \quad (1.12)$$

где  $G_{(ij)}$ ,  $B_{(i)}$  — константы, связанные с константами в уравнении Друкера-Прагера.

#### Деформирование по достижении критического состояния

Для описания процесса деформирования породы после перехода в неупругую область будем использовать вариант теории пластического течения [1-5].

В приближении малых деформаций полную деформацию  $\varepsilon_{ij}^T$  можно представить как суперпозицию упругой  $\varepsilon_{ij}^E$  и неупругой (пластической)  $\varepsilon_{ij}^P$  составляющей. Уравнение (1.5) при этом преобразуется к виду

$$\varepsilon_{ij}^T = \varepsilon_{ij}^E + \varepsilon_{ij}^P = \frac{1}{2}(u_{i,j} + u_{j,i}), \quad (1.13)$$

где компоненты тензора упругих деформаций  $\varepsilon_{ij}^E$  по-прежнему связаны с тензором напряжений посредством обобщенного закона Гука (1.4).

Приращения («скорости») пластических деформаций при активном нагружении согласно теории пластического течения пропорциональны производным по действующим напряжениям от некоторой функции  $Q$ , называемой пластическим потенциалом:

$$d\varepsilon_{ij}^P = d\lambda \frac{\partial Q}{\partial \sigma_{ij}}. \quad (1.14)$$

Согласно классическому варианту теории, называемым ассоциированным законом течения, пластический потенциал принимается равным функции текучести, совпадающей в момент перехода в пластичность с критерием текучести и изменяющейся в процессе активного нагружения таким образом, что в пространстве напряжений текущее состояние всегда соответствует точке, лежащей на этой поверхности [9,11]. Коэффициент пропорциональности  $d\lambda$  находится согласно выбранному закону упрочнения. Однако для горных пород применение ассоциированного закона приводит к существенному завышению объемной составляющей неупругой деформации. Выходом является использование неассоциированного закона течения [13], при котором поверхность текучести и пластический потенциал различаются. Для анизотропного случая в качестве поверхности текучести принимается обобщение критерия перехода в неупругое состояние (1.10):

$$F = \sqrt{G_{(23)}^0(s_{22} - s_{33})^2 + G_{(13)}^0(s_{11} - s_{33})^2 + G_{(12)}^0(s_{11} - s_{22})^2 + 2L_{(23)}^0 S_{(23)}^2 + 2L_{(13)}^0 S_{(31)}^2 + 2L_{(12)}^0 S_{(13)}^2 - (B_{(1)}^0 s_{11} + B_{(2)}^0 s_{22} + B_{(3)}^0 s_{33})} - A(k) \quad (1.15)$$

Здесь функция  $A(k)$  характеризует упрочнение. Пластический потенциал записывается в виде аналогичной функции, с отличающимися в общем случае константами:

$$Q = \sqrt{G_{(23)}^0(s_{22} - s_{33})^2 + G_{(13)}^0(s_{11} - s_{33})^2 + G_{(12)}^0(s_{11} - s_{22})^2 + 2L_{(23)}^0 S_{(23)}^2 + 2L_{(13)}^0 S_{(31)}^2 + 2L_{(12)}^0 S_{(13)}^2 - (B_{(1)}^1 s_{11} + B_{(2)}^1 s_{22} + B_{(3)}^1 s_{33})} \quad (1.16)$$

Здесь опущена функция  $A(k)$ , исчезающая при взятии частных производных. Постоянные  $G_{(ij)}^0, L_{(ij)}^0$  выбраны одинаковыми для поверхности текучести и пластического потенциала для обеспечения “девиаторной ассоциативности” [2]. Из тех же соображений, необходимо выполнение условия

$$B_{(i)}^1 = B_{(i)}^0 - B_0, \quad B_0 = \frac{1}{3} \sum_{j=1}^3 B_{(j)}^0. \quad (1.17)$$

Однако для обеспечения реалистичного описания объемного неупругого деформирования константы  $B_{(i)}^1$ , входящие в пластический потенциал, отличаются от констант  $B_{(i)}^0$ , входящих в функцию текучести. При отсутствии неупругих объемных деформаций или их пренебрежимой малостью, возникает ограничение

$$B_{(1)}^1 = B_{(2)}^1 = B_{(3)}^1 = 0. \quad (1.18)$$

В качестве параметра  $k$  примем величину работы пластической деформации (другие варианты, такие как кинематическое упрочнение, рассмотрены в [2,5])

$$dk = \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}^p. \quad (1.19)$$

Выражение для  $d\lambda$  определяется из условия нахождения текущей точки в пространстве напряжений на поверхности текучести при активном нагружении [9,10]:

$$d\lambda = \frac{\partial F}{\partial \sigma_{ij}} d\sigma_{ij} / H_p, \quad (1.20)$$

$$\text{где } H_p \equiv \frac{\partial F}{\partial k} Q \quad (1.21)$$

— характеристика материала, получаемая из эксперимента (например, на одноосное сжатие с постоянным боковым поджатием), в первом приближении она может быть принята константой.

Рассмотренное описание является достаточно общим и отличается от закона пластического течения Прандтля–Рейса [9,10] лишь видом функций  $F$  и  $Q$ .

#### **Особенности напряженно-деформированного состояния коллекторов ПХГ**

Предположим, что исходное напряженное состояние определяется главными напряжениями  $\sigma_1 = \sigma_2 = q_1, \sigma_3 = q_3, \sigma_3 > \sigma_1, \sigma_3$  действует в вертикальном направлении.

Изменение пластового давления в процессе закачки/отбора газа приводит к изменению напряженного состояния пласта. Характер изменений граничных условий определяется геометрией пласта. На боковых (вертикальных) поверхностях пласта в силу его большой протяженности в своей плоскости граничные условия соответствуют постоянству нормальных (горизонтальных) смещений  $\Delta u_1 = \Delta u_2 = 0$ . На горизонтальных поверхностях, сохраняются постоянными вертикальные напряжения  $\Delta \sigma_3 = 0$ . Подстановка данных граничных условий в уравнения пороупругости дает выражения [7] для зависимости главных эффективных напряжений в пласте  $s_i$  от изменения пластового давления  $\Delta p_{pl}$

( $\Delta p_{pl} < 0$  при пластовом давлении ниже начального  $\Delta p_{pl} < p_0, \Delta p_{pl} > 0$  при пластовом давлении выше начального  $\Delta p_{pl} > p_0$ )

$$\begin{aligned} s_3 &= s_3^0 + \alpha_p \Delta p_{pl}(t) \\ s_1 &= s_1^0 + \frac{\nu}{1-\nu} \alpha_p \Delta p_{pl}(t) \\ s_2 &= s_2^0 + \frac{\nu}{1-\nu} \alpha_p \Delta p_{pl}(t) \end{aligned} \quad (1.22)$$

где  $s_i^0$  - исходные эффективные напряжения.

Более точное решение может быть получено с помощью рассмотрения деформирования сильно уплощенного включения [13]. Однако, относительная погрешность имеет порядок квадрата отношения толщины пласта к его протяженности.

Выражения (1.22) используются в качестве граничных условий при моделировании процессов деформирования и фильтрации при эксплуатации ПХГ.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ, проект № 22-11-00273.*

### Литература/References:

1. Карев В.И., Коваленко Ю.Ф., Журавлев А.Б., Устинов К.Б. Модель фильтрации в скважину с учетом зависимости проницаемости от напряжений // Процессы в геосредах. 2015. N 4(4) С. 35-44.
2. Устинов К.Б. О применении моделей пластического течения для описания неупругого деформирования анизотропных горных пород // Процессы в геосредах. 2016. № 3(7). С. 278 – 287
3. Карев В.И., Коваленко Ю.Ф., Сидорин Ю.В., Устинов К.Б. Геомеханическое моделирование процессов в призабойной зоне скважины // Мониторинг. Наука и технологии. 2016. № 3(28). С. 85-91.
4. Karev V.I., Klimov D.M., Kovalenko Yu.F., Ustinov K.B. Modeling of deformation and filtration processes near wells with emphasis of their coupling and effects caused by anisotropy. In book: Physical and Mathematical Modeling of Earth and Environment Processes, Springer, 2018. P. 350-360.
5. Karev Vladimir, Kovalenko Yuri, Ustinov Konstantin. Geomechanics of Oil and Gas Wells. 2020. Springer, Switzerland, 166 p.
6. Терцаги К. Строительная механика грунтов. М., Л.: Госстройиздат, 1933. 392 с.
7. Biot M.A. General theory of three-dimensional consolidation // J. of Appl. Phys. 1941. V. 12. pp. 155–165.
8. Желтов Ю.П., Христианович С.А. О гидравлическом разрыве нефтеносного пласта // Известия Академии наук СССР. Отд. тех. наук. 1955. № 5. С. 3–41.
9. Caddell R.M., Raghava E.S., Atkins A.G. A yield criterion for anisotropic and pressure dependent solids such as oriented polymers // J. of Materials Sc. 1973. V. 8. pp. 1641–1646.
10. Hill R. The mathematical theory of plasticity, New York, Oxford University Press, 1983. 355 p.
11. Малинин Н.Н. Прикладная теория пластичности и ползучести. М.: Машиностроение, 1975. 400 с.
12. Drucker D. C., Prager W. Soil mechanics and plastic analysis for limit design, Quart. of Appl. Math., 1952, Vol. 10, No. 2. P. 157 – 165
13. Mura T. Micromechanics of defects in solids, M. Nijhoff. 1982.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОЦЕССОВ ФИЛЬТРАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ В ПОРОДАХ-КОЛЛЕКТОРАХ ПОДЗЕМНЫХ ХРАНИЛИЩ ГАЗА ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ МЕТОДА НАПРАВЛЕННОЙ РАЗГРУЗКИ ПЛАСТА

*Ю.Ф. Коваленко<sup>1</sup>, С.О. Барков<sup>1</sup>*

*<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук, Москва, Россия*

*[sviatoy97@gmail.com](mailto:sviatoy97@gmail.com)*

Бесперебойное функционирование Единой системы газоснабжения России невозможно обеспечить без использования подземных хранилища газа (ПХГ) ввиду климатических особенностей и большой протяженности территории страны. Использование ПХГ позволяет сглаживать сезонные колебания в потреблении газа, снижать пиковые нагрузки в ЕСГ, обеспечивать гибкость и надежность поставок газа [1].

Наибольшее количество ПХГ создается в истощенных газовых, газонефтяных или газоконденсатных месторождениях. Главной проблемой при эксплуатации данных ПХГ является изменение фильтрационно-емкостных свойств резервуара при чередующихся циклах закачки и отбора газа, т.е. при периодических изменениях давления в скважине и пласте. Данный режим работы неизбежно вызывает изменения в напряженно-деформированном состоянии породы пласта-коллектора. Происходит возникновение остаточных деформаций, что сказывается на емкостных и фильтрационных характеристиках пород массива - пористости и проницаемости, высокие значения которых являются необходимым условием для создания ПХГ. При этом одной из главных проблем по эксплуатационному фонду скважин ПХГ является снижение их производительности в результате ухудшения проницаемости призабойной зоны пласта (ПЗП), которое происходит в основном на стадии закачки газа в результате коагуляции фильтрационных каналов содержащимися в закачиваемом газе механическими частицами и частицами

компрессорного масла [2]. В итоге происходит нарушение гидродинамической связи скважины и пласта.

Для улучшения фильтрационных характеристик пород-коллекторов в ПЗП может быть использован разработанный в ИПМех РАН низкзатратный, эффективный и экологически чистый метод направленной разгрузки пласта (НРП). Он основан на неравномерной направленной разгрузки породы от горного давления и создания за счет этого в окрестности скважины напряжений, приводящих к растрескиванию породы и образованию в пласте искусственной системы множественных микро- и макротрещин, выполняющих роль новой сетки фильтрационных каналов с высокой проницаемостью [3]. Для достижения необходимого напряженного состояния помимо понижения давления в скважине может проводиться изменение конструкции ее забоя: снятие обсадки, создание перфорационных отверстий определенного типа и плотности, нарезание щелей определенной ориентации.

Реализация метода НРП на скважинах ПХГ имеет ряд специфических отличий от его использования на месторождениях нефти и газа. Главное отличие связано с циклическим изменением пластового давления при закачке и отборе газа, которое приводит к изменению напряжений от горного давления, действующих в глубине пласта. Поэтому одни и те же депрессии, создаваемые на забое скважины, будут приводить к возникновению в ПЗП разных напряжений на этапах закачки и отбора газа. В связи с этим важно определить при каком пластовом давлении наиболее эффективно использование метода НРП.

Для определения возможности проведения и оптимальных параметров применения на Увязовском ПХГ метода НРП на четырех кубических образцах из коллектора месторождения при помощи уникальной Испытательной системы трехосного независимого нагружения ИПМех РАН (ИСТНН) [3] было выполнено прямое физическое моделирование процессов деформирования и разрушения горных пород в окрестности скважины ПХГ при создании на их забое глубоких депрессий, необходимых для реализации метода НРП.

На двух образцах реализация метода НРП моделировалась в конце процесса закачки в пласт-объект хранения газа, т.е. при максимальном пластовом давлении, а еще на двух образцах – в конце процесса отбора газа, т.е. при минимальном пластовом давлении. Причем моделирование было выполнено для двух точек на контуре горизонтальной скважины, в которых возникающие напряжения максимальны – верхней (М) для случая максимального пластового давления и боковой (N) для случая минимального пластового давления. На Рис. 1 и Рис. 2 представлены результаты испытаний двух образцов, изготовленных из одного куска керна – У7.1 и У7.3.

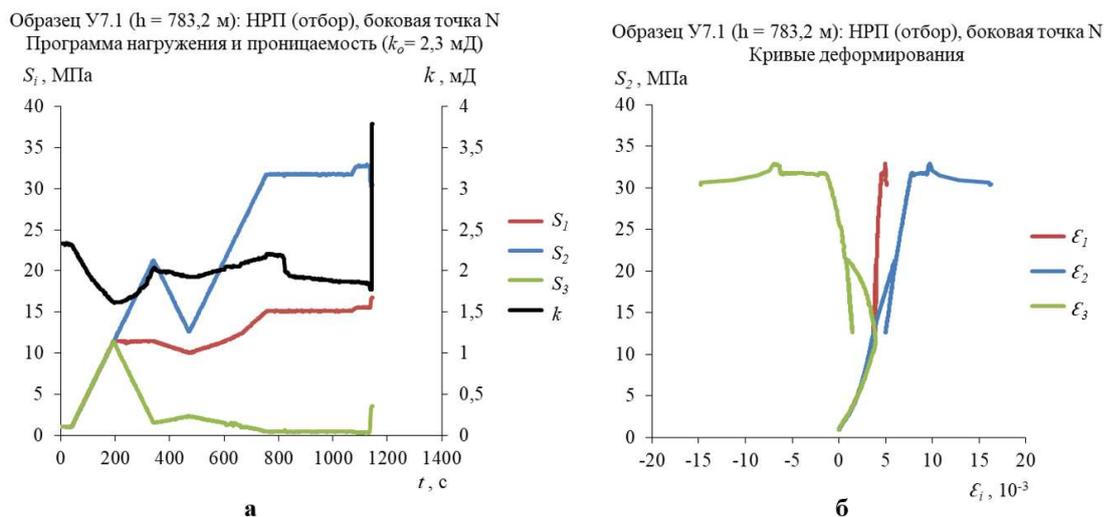
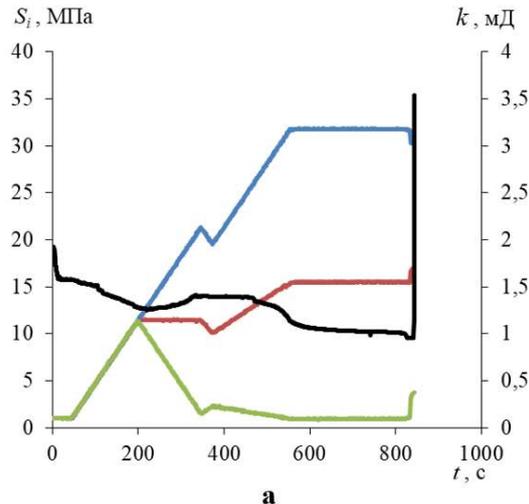


Рис. 1. Результаты физического моделирования на образце У7.1: программа нагружения и кривая проницаемости (а), кривые деформирования (б).

Образец У7.1 был испытан по программе, соответствующей напряжениям, действующим в точке N на контуре горизонтальной скважины при реализации НРП в конце процесса отбора газа, а образец У7.3 – по программе, соответствующей напряжениям, действующим в точке М на контуре горизонтальной скважины при реализации НРП в конце процесса закачки газа.

Образец У7.3 (h = 783,2 м): НРП (закачка), верхняя точка М  
Программа нагружения и проницаемость ( $k_c = 1,9$  мД)



Образец У7.3 (h = 783,2 м): НРП (закачка), верхняя точка М  
Кривые деформирования

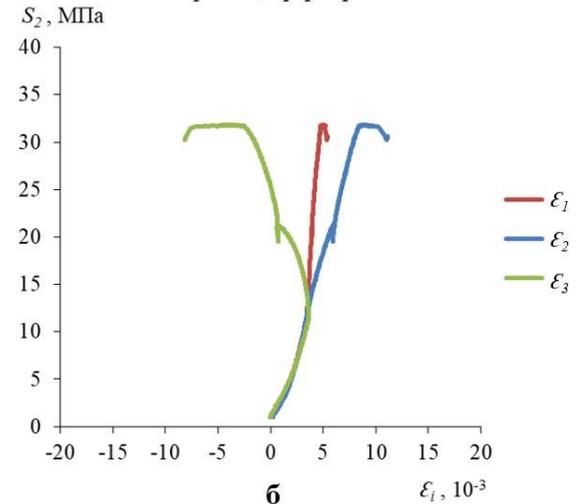


Рис. 2. Результаты физического моделирования на образце У7.3: программа нагружения и кривая проницаемости (а), кривые деформирования (б).

На представленных рисунках  $S_1, S_2, S_3$  – напряжения, прикладываемые к граням образца по осям 1,2,3 нагружающего узла ИСТНН, при этом компонента напряжения  $S_2$  соответствует окружной компоненте  $S_\theta$ ,  $S_1$  – осевой компоненте  $S_z$ , а  $S_3$  – радиальной компоненте  $S_r$ . Из Рис. 1 видно, что при напряжении  $S_2 = 32,8$  МПа, что соответствует давлению в скважине  $p_c = 1,8$  МПа, образец У7.1 начал неупруго деформироваться («ползти») и в итоге растрескался, что сопровождалось резким ростом его проницаемости. Из Рис. 2 видно, что растрескивание (разрушение) образца У7.3, также сопровождавшееся резким ростом его проницаемости, произошло при напряжении  $S_2 = 31,7$  МПа, что соответствует давлению в скважине  $p_c = 2,4$  МПа. На Рис. 3 представлены фото образцов после испытаний, на которых отчетливо видны образовавшиеся трещины.

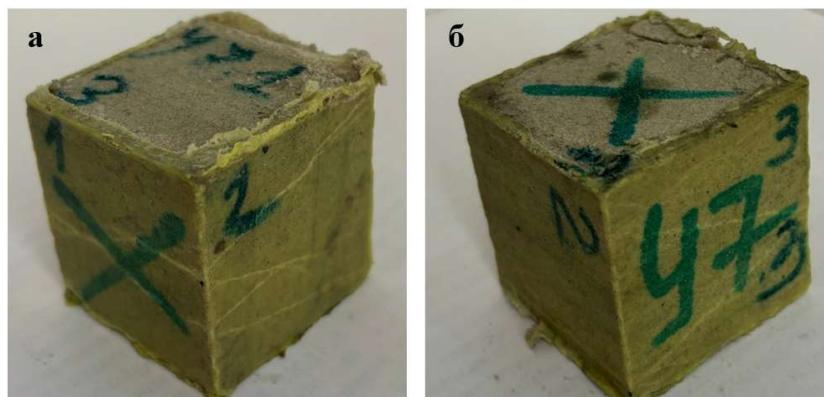


Рис. 3. Фото образцов У7.1 (а) и У7.3 (б) после испытаний.

Таким образом, проведенные в работе расчеты, выполненные на основе развитого геомеханического подхода, показали, что максимальные касательные напряжения на контуре горизонтальной скважины при создании депрессии на ее забое возникают при максимальном пластовом давлении в ПХГ, т.е. в конце процесса закачки. Соответственно и эффективность реализации метода НРП будет максимальной в конце закачки газа в пласт, что было подтверждено результатами проведенных экспериментов. Выполненные на установке ИСТНН испытания кернового материала из скважин Увязовского ПХГ позволяют сделать вывод о реальной возможности повышения проницаемости пород-коллекторов методом НРП за счет создания в ПЗП напряжений необходимого уровня. К тому же были определены наиболее оптимальные параметры реализации метода НРП на скважинах Увязовского ПХГ: стадия эксплуатационного режима и величина необходимого давления на забое скважины для инициации процесса трещинообразования в породе.

*Работа выполнена в рамках государственного задания, номер госрегистрации 124012500441-6.*

#### **Литература/References:**

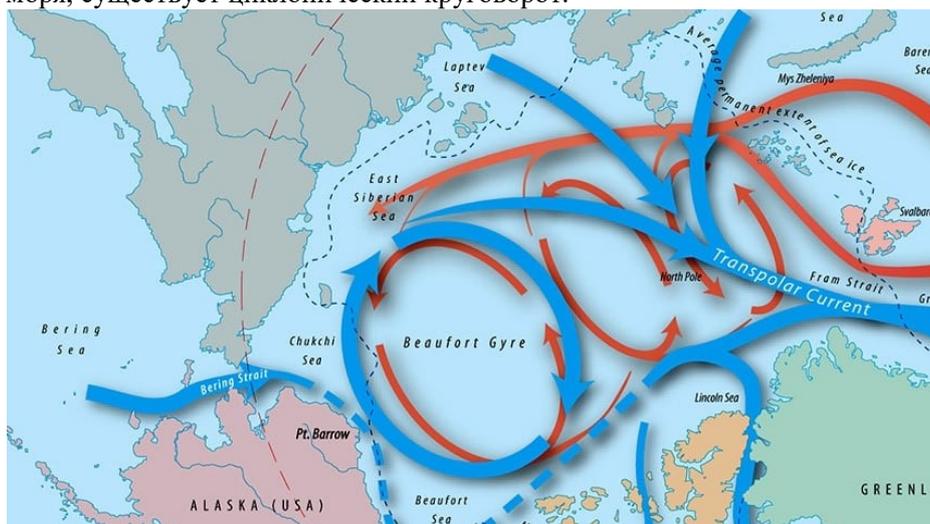
1. Хасанов И.И., Гильмутдинов Т.Д. Современное состояние подземных хранилищ газа в России и мире // История и педагогика естествознания, 2020, №3–4, С. 33–37.
2. Карев В.И., Коваленко Ю.Ф., Химуля В.В., Шевцов Н.И. Физическое моделирование метода направленной разгрузки пласта // Газовая промышленность, 2021, № 7 (819), С. 66–73.
3. Karev V., Kovalenko Y., Ustinov K. Geomechanics of oil and gas wells. Advances in oil and gas exploration and production. Springer International Publishing Cham: Switzerland, 2020. 166 p.

## **ТЕПЛО ВНУТРИМАНТИЙНЫХ ВИХРЕЙ КАК ОДНА ИЗ ПРИЧИН ОБРАЗОВАНИЯ КРУГОВОРОТА В МОРЕ БОФОРТА И СЕВЕРНОЙ ЧАСТИ ЧУКОТСКОГО МОРЯ**

*С.Ю. Касьянов<sup>1</sup>*

*<sup>1</sup>Государственный океанографический институт имени Н. Н. Зубова, Росгидромет*

На сайте Океанографического института Вудс-Хоул представлена схема циркуляции Северного Ледовитого океана, выполненная Джеком Куком [1]. Согласно этой схеме, внутри антициклонического круговорота Бофорта, охватывающего море Бофорта и северную часть Чукотского моря, существует циклонический круговорот.



*Рисунок 1. Циркуляция вод Северного Ледовитого океана (Jack Cook, Woods Hole Oceanographic Institution) [1].*

Антициклонический круговорот Бофорта определяет циркуляцию в море Бофорта и северной части Чукотского моря и тем самым задает граничные условия на его северной границе. Причиной образования антициклонического круговорота Бофорта считается воздействие сильных антициклонических ветров, вызванных наличием области высокого атмосферного давления [2]. Однако воздействие ветра не полностью объясняет структуру циркуляции круговорота Бофорта и, в частности, не объясняет показанное на рис. 1 наличие циклонического круговорота внутри антициклонического.

В настоящей работе рассматривается гипотеза о том, что наряду с воздействием ветра причиной образования антициклонического круговорота Бофорта с расположенным внутри него циклоническим круговоротом является тепло внутримантийных вихрей.

В современном состоянии в мантии Земли существует система интенсивных горячих вихрей, среди которых выделяется подсистема трех интенсивных энергонесущих вихрей [3]. Выходы к дневной поверхности цилиндрического вихря 1, принадлежащего этой подсистеме, в настоящее время лежат под Гималайско-Тяньшаньским горным кольцом и Колымой [3]. В современном состоянии участки вихря, близкие к его выходам на дневную поверхность проходят в теле евразийского материка, а центральный отрезок вихря 1 проходит в нижней мантии и касается жидкого ядра Земли под Байкалом. При повороте Евразии [4, 5] вокруг полюса P2 с координатами около 35.7°с.ш. и 48.8°в.д. расположенные в теле евразийского материка отрезки внутримантийного вихря переместились вместе с материком. К настоящему времени между переместившимися отрезками вихря в ранее невозмущенной мантии образовался новый (современный) центральный отрезок внутримантийного вихря, соприкасающийся с жидким ядром Земли под Байкалом.

Сохранившийся в нижней мантии старый центральный участок вихря при повороте материка остался на месте и со временем сформировал выход к дневной поверхности в море Бофорта, обозначенный символом **B** на рис.2.

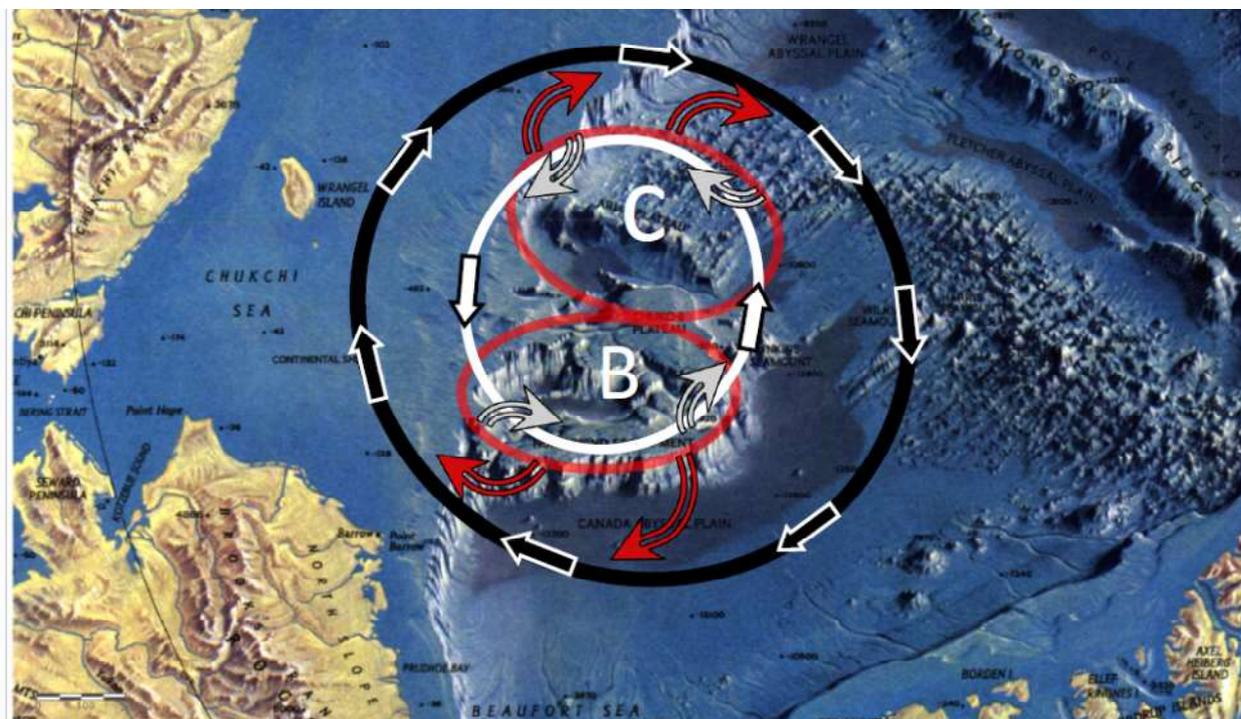


Рисунок 2. Формирование системы вложенных антициклонического и циклонического круговоротов в море Бофорта и Чукотском море под влиянием тепла внутримантийных вихрей. Картографическая основа [6].

О направлении вектора угловой скорости этого вихря в его выходе к дневной поверхности в море Бофорта можно приближенно судить по угловой скорости родственного ему вихря 1 из подсистемы трех интенсивных энергонесущих вихрей [3]. Вектор угловой скорости вихря 1 направлен от центра вихря Гималаи - Тянь-Шань в сторону Колымы и при этом проходит под Байкалом касательно к почти сферической поверхности жидкого ядра. Поскольку вектор угловой скорости вихря в его выходе к дневной поверхности в море Бофорта образует значительный угол с вертикалью, то проекция круглого торца вихря на дневную сферу оказывается эллипсом с осями около 600 км и 240 км. Движение горячего вещества в эллиптическом выходе внутримантийного вихря **B** циклоническое. Из анализа структуры рельефа дна океана на рис. 2 вытекает, что в эллиптическом выходе вихря **B** восточная граница приподнята, а западная опущена вследствие воздействия гироскопического момента.

Выход внутримантийного вихря к дневной поверхности в море Бофорта, помеченный символом **B**, формирует в верхней мантии вторичный антициклонический вихрь с помеченным символом **C** выходом на дневную поверхность. В проекции на дневную сферу граница этого выхода является эллипсом с осями около 610 км и 320 км. Под воздействием гироскопического момента в эллиптическом выходе вихря **C** на рис.2, восточная граница вихря опущена, а западная приподнята.

Как было показано нами ранее [7, 8], в тонком слое на границе интенсивного вихря происходит вихреобразование и диссипация кинетической энергии с выделением большого количества тепла. Поэтому в тонком слое на границах эллиптических выходов внутримантийных вихрей, помеченных символами **B** и **C**, происходит интенсивное выделение тепла, транспортируемого горячими флюидами к океанической воде [9]. Наибольшее выделение тепла в воду должно наблюдаться на участках, где рельеф дна приподнят в силу действия гироскопического момента, то есть на восточной границе эллиптической структуры **B** и на западной границе структуры **C** (см. рис.2).

Поэтому в первом приближении совокупность нагревающих структур рельефа **B** и **C** аналогична расположенному в океане нагревательному элементу в виде вертикального тонкостенного кругового цилиндра, охватывающего структуры рельефа **B** и **C** на рис. 2. Морская вода, нагреваемая тонким нагревательным элементом, поднимается вдоль его нагревающих стенок вверх и растекается вдоль поверхности океана как в направлении периферии, так и в направлении центра цилиндрического нагревательного элемента, отклоняясь вправо от направления растекания вследствие влияния ускорения Кориолиса. В результате этого на внешней стороне цилиндрического нагревательного элемента возникает антициклоническая циркуляция, а на внутренней стороне - циклоническая циркуляция (см. рис.2). Это объясняет структуру циркуляции в круговороте Бофорта, показанную на рис. 1.

#### Литература/References:

1. Jack Cook, Woods Hole Oceanographic Institution [https://www.whoi.edu/wp-content/uploads/2019/03/graphics-To\\_IMS-ArcticCurrentsMap.jpg](https://www.whoi.edu/wp-content/uploads/2019/03/graphics-To_IMS-ArcticCurrentsMap.jpg)  
<https://www.whoi.edu/know-your-ocean/ocean-topics/how-the-ocean-works/ocean-circulation/arctic-ocean-circulation/>
2. Asplin, M. G., J. V. Lukovich, and D. G. Barber (2009), Atmospheric forcing of the Beaufort Sea ice gyre: Surface pressure climatology and sea ice motion, *J. Geophys. Res.*, 114, C00A06, doi:10.1029/2008JC005127.
3. Kasyanov, S.Y., Samsonov, V.A. (2021). About the Modern System of Three Energy-Carrying Intensive Vortices in the Earth's Mantle. In: Chaplina, T. (eds) *Processes in GeoMedia - Volume II*, pp 273–291. Springer Geology. Springer, Cham. [https://doi.org/10.1007/978-3-030-53521-6\\_31](https://doi.org/10.1007/978-3-030-53521-6_31)
4. Kasyanov, S.Y. (2023). About the Possible Relationship of the Iceland Hot Spot and the Surrounding Ocean Bottom Relief with the System of Intense Intra-mantle Vortexes. In: Karev, V.I. (eds) *Physical and Mathematical Modeling of Earth and Environment Processes—2022*, pp 613–623. PMMEEP 2022. Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences. Springer, Cham. [https://doi.org/10.1007/978-3-031-25962-3\\_61](https://doi.org/10.1007/978-3-031-25962-3_61)

5. Kasyanov, S.Y., Kasyanova, M.S. (2024). To the Question of Geomechanics of the Island of Atlantis (on the Data of Plato's Dialogues "Timaeus" and "Critias"). In: Chaplina, T. (eds) Processes in GeoMedia—Volume VIII, pp 309-327. Springer Geology. Springer, Singapore. [https://doi.org/10.1007/978-981-97-6627-7\\_29](https://doi.org/10.1007/978-981-97-6627-7_29)
6. 1971 Arctic Ocean Floor Map <https://www.natgeomaps.com/hm-1971-arctic-ocean-floor> <https://www.arcgis.com/home/webmap/viewer.html?webmap=72b2ea577bae4d6eb814dd7207230c0e>
7. Kasyanov, S.Y. (2024). On the Possibility of Using Lithospheric Topography to Estimate the Velocity at the Horizontal Upper Boundary of an Intense Vortex in the Mantle Beneath the Sea of Japan Region. In: Karev, V. (eds) Proceedings of the 9th International Conference on Physical and Mathematical Modelling of Earth and Environmental Processes, pp 549–558. PMMEEP 2023. Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences. Springer, Cham. [https://doi.org/10.1007/978-3-031-54589-4\\_56](https://doi.org/10.1007/978-3-031-54589-4_56)
8. Kasyanov, S.Y. (2024). On the Possible Influence of an Intense Vortex in the Mantle Beneath the Sea of Japan Region on the Formation of Lithospheric Relief and Sea of Japan Water Circulation. In: Karev, V. (eds) Proceedings of the 9th International Conference on Physical and Mathematical Modelling of Earth and Environmental Processes, p 593–613. PMMEEP 2023. Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences. Springer, Cham. [https://doi.org/10.1007/978-3-031-54589-4\\_60](https://doi.org/10.1007/978-3-031-54589-4_60)
9. Kasyanov, S.Y. (2022). Hypothesis of a Possible Cause of Warming in the Arctic Due to Energy Dissipation of Intensive Two-Phase Vortices in Earth's Mantle. In: Chaplina, T. (eds) Processes in GeoMedia—Volume IV, pp 253–269. Springer Geology. Springer, Cham. [https://doi.org/10.1007/978-3-030-76328-2\\_26](https://doi.org/10.1007/978-3-030-76328-2_26)

## **ПРОЧНОСТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ ГОРНЫХ ПОРОД И ЕЕ РОЛЬ В ФОРМИРОВАНИИ ВЫВАЛОВ В СКВАЖИНАХ**

**Ю.Ф. Коваленко<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Институт проблем механики имени Ишлунского Российской академии наук (ИПМех РАН), Москва,  
Россия*

[perfolinkgeo@yandex.ru](mailto:perfolinkgeo@yandex.ru)

При бурении и эксплуатации нефтяных и газовых скважин, созданных в пластах с неустойчивыми коллекторами, на первый план выходят вопросы обеспечения устойчивости стенок скважин и снижения пескопроявлений. Поэтому, чтобы минимизировать риск пескопроявлений и их интенсивность, необходимо понимать причины появления вывалов и выявить основные факторы, влияющие на их возникновение.

В литературе за основную причину интенсивного выноса песка в скважину принимают разрушение призабойной зоны пласта и образование в результате этого каверн и вывалов на стенках скважины. При этом в качестве причины, приводящей к образованию вывалов, в настоящее время рассматриваются два фактора:

- наличие горизонтальной слоистости (напластования) горных пород-коллекторов и связанная с этим трансверсальная анизотропия прочностных свойств [1];
- неравномерность природных напряжений от горного давления, действующих в глубине пласта (наличие вертикальных и горизонтальных стрессов), [1-3];

Ниже оба варианта будут рассмотрены для случая горизонтальных скважин, поскольку они в настоящее время являются основным инструментом разработки месторождений.

### **1. Анизотропия горных пород, связанная с наличием слоистости (напластования).**

Горные породы (песчаники), слагающие коллектора нефтяных и газовых месторождений, в большинстве своем обладают выраженной горизонтальной слоистостью (напластованием) и связанной с этим трансверсальной анизотропией деформационных и прочностных свойств. Плоскости напластования являются по существу поверхностями ослабления, по которым в первую

очередь происходит разрушение породы под действием возникающих на них касательных напряжений, рисунок 1.

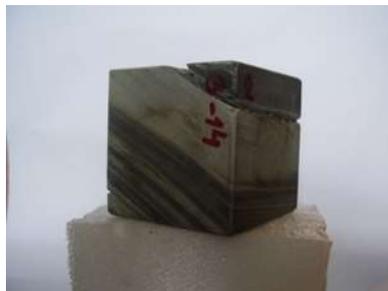


Рисунок 1. Разрушение образца, вырезанного под углом к напластованию

Если в случае гидростатического нагружения и изотропии упругих свойств породы напряжения во всех точках на контуре горизонтальной скважины одинаковы, то при наличии трансверсальной анизотропии, вызванной наличием напластования, ситуация меняется – напряжения по контуру скважины становятся переменными от точки к точке. Кроме того, по контуру скважины меняется не только величина действующих напряжений, но и ориентация этих напряжений относительно плоскостей напластования, что сказывается на прочности породы в разных точках на контуре скважины. На рисунке 2а в трех точках показано направление действия максимального сжимающего кольцевого напряжения относительно напластования.

Наименьшая прочность отвечает точкам, где преобладают напряжения сдвига вдоль плоскостей ослабления, что соответствует, в зависимости от коэффициента внутреннего трения, углам около  $60^\circ$  относительно горизонтальной оси скважины.

На рисунке 2а сплошной линией показано изменение прочности трансверсально-изотропной породы в окрестности отверстия, ориентированного вдоль плоскости изотропии (модель горизонтальной скважины). Для каждого угла расстояние от центра до точек соответствующей кривой пропорционально напряжению разрушения. В точках С прочность породы на контуре скважины минимальна. На рис.2б показаны вывалы на контуре горизонтальной скважины при наличии напластования.

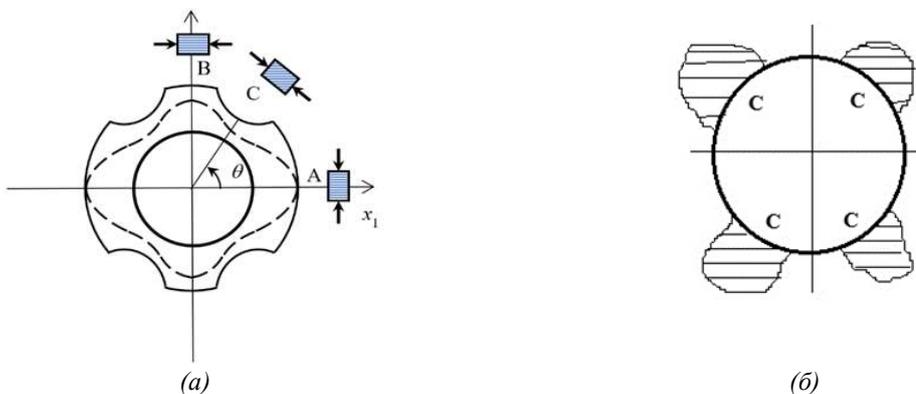


Рисунок 2. а) Изменение прочности (а) и вывалы (б) по контуру горизонтальной скважины, ориентированной вдоль плоскостей напластования

Таким образом, результатом разрушения породы вдоль плоскостей ослабления является образование «двухлопастных» вывалов в четырех точках (точки С на рис.2б) на контуре горизонтальной скважины, где прочность минимальна.

## 2. Неравномерность природных напряжений от горного давления, действующих в глубине пласта (наличие вертикальных и горизонтальных стрессов).

В настоящее время считается, что одним из основных источников вывалов, наблюдаемых в скважинах, является неравномерность природных напряжений от горного давления, действующих в пласте (наличие вертикальных и горизонтальных стрессов). Кроме того, измерения вывалов

скважин считаются надежным инструментом для определения комбинаций величин главных природных напряжений в пласте и их азимутов [1-3].

При отсутствии анизотропии действующих напряжений и изотропии прочностных и упругих свойств вывалы будут происходить по контуру скважины по окружности вследствие осевой симметрии. Предполагается, что такая же картина возникает в вертикальных скважинах, пробуренных в массивах с горизонтальным напластованием, находящихся под действием равных горизонтальных напряжений.

Нарушение равенства природных напряжений приводит к возникновению однолопастных вывалов в двух точках на контуре горизонтальной скважины и дальнейшему их распространению вдоль ее диаметра по направлению горизонтального напряжения перпендикулярно максимальному вертикальному напряжению вследствие концентрации сжимающих напряжений в этих точках [4], рисунок 3.

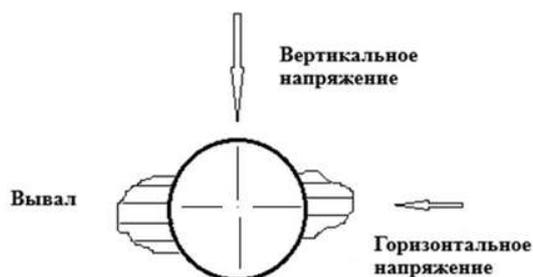


Рисунок 3. Ориентация вывалов в горизонтальной скважине при наличии неравномерного поля природных напряжений (стрессов)

Таким образом, согласно существующей точке зрения в случае горизонтальной скважины возможны два типа вывалов:

- однолопастные, возникающие за счет неравномерности природных напряжений и распространяющиеся вдоль ее диаметра по направлению минимального горизонтального напряжения вследствие концентрации сжимающих напряжений в этих точках, рисунок 3, [1];

- двухлопастные, возникающие при наличии слоистой анизотропии в точках С на контуре скважины, где прочность породы минимальна (рисунок 2), и затем распространяющиеся от них по диаметрам [5,6];

### 3. Нетипичная прочностная анизотропия горных пород.

В ходе испытаний на установке ИСТНН [7,8] образцов из слабосцементированных песчаников, отобранных из коллекторов ряда газовых месторождений и подземных хранилищ газа (ПХГ), была выявлена нетипичная прочностная анизотропия, заключающаяся в меньшей прочности в случае нагрузки, приложенной параллельно плоскости залегания, по сравнению с прочностью при приложении нагрузки по нормали к ней [9,10]. Следует подчеркнуть, что во всех испытанных образцах были измерены скорости прохождения продольных волн, которые показали изотропность образцов по упругим свойствам, что говорит об отсутствии в них напластования.

Было проведено два типа испытаний. Испытания первого типа заключались в прямом моделировании на установке ИСТНН напряженно-деформированных состояний, возникающих в различных точках контура горизонтальной скважины (рисунок 4) при понижении давления на ее забое и изучении процесса разрушения породы в этих точках под действием создаваемых напряжений.

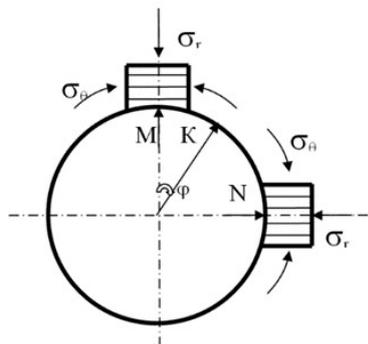


Рисунок 4. Вертикальное сечение горизонтальной скважины

В ходе опытов моделировались напряженно-деформированные состояния в точках, отстоящих от горизонтальной оси на  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  и  $90^\circ$ , в которых постоянное по величине максимальное окружное сжимающее напряжение, действующее вдоль контура отверстия, по-разному наклонено к плоскости залегания, рисунок 2а.

На рисунке 5 показаны результаты испытания трех образцов, вырезанных из одного куска керна и испытанных в трех точках на контуре горизонтальной скважины, рисунок 4 - боковой (а), верхней (в) и отстоящей от горизонтальной оси на  $45^\circ$  (б).

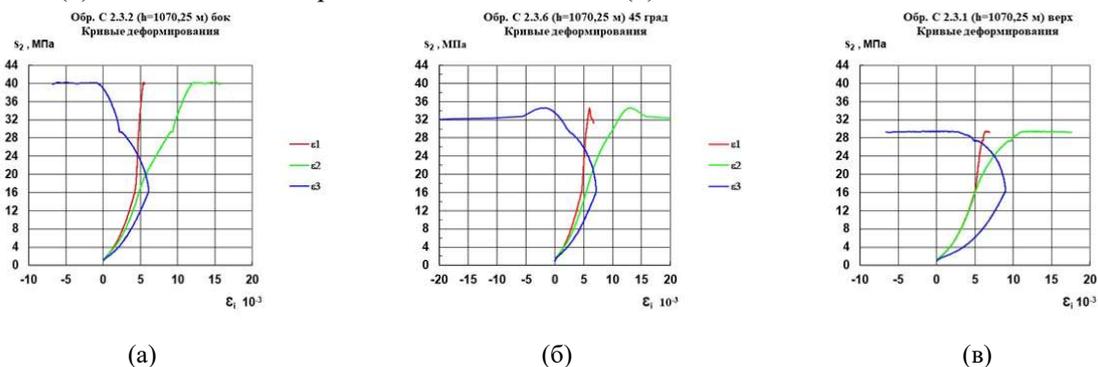


Рисунок 5. Кривые деформирования трех образцов, испытанных в трех точках на контуре горизонтальной скважины

Результаты опытов, показанные на рисунке 5, продемонстрировали наличие анизотропии прочности исследуемых пород, проявляемой (в отличие от анизотропии, обусловленной напластованием, рисунок 2а) в монотонном изменении предельных напряжений при изменении угла между направлением приложения максимальных сжимающих напряжений и плоскостью залегания породы. При этом максимум соответствовал сжатию, приложенному по нормали к данной плоскости (точка А на рисунке 2а), а минимум соответствовал сжатию вдоль данной плоскости (точка В на рисунке 2а).

В испытаниях второго типа осуществлялось прямое моделирование вывалов в скважинах. В этом типе экспериментов в центре каждого образца параллельно его грани, просверливалось сквозное отверстие диаметром 10 мм. Образцы с центральными сквозными отверстиями помещались в нагружающий узел установки ИСТНН с двумя противоположными нагружающими плитами, имеющими центральные каналы для подачи и отбора воздуха, рис.6. Во время испытаний поток воздуха подавался в отверстие в образце через коаксиальный канал диаметром 9 мм в нагружающей плите и выводился через аналогичный канал в противоположной нагружающей плите. В ходе опыта к образцу прикладывалась одинаковая сжимающая нагрузка по трем осям и измерялись деформации по трем осям и масса выносимого из отверстия песка.

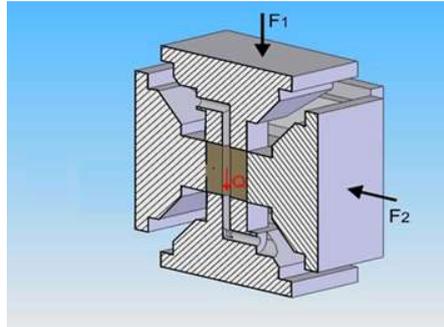


Рисунок 6. Схема нагружающего узла для испытаний по схеме “полый цилиндр”

Моделирование проводилось на образцах с отверстиями, просверленными как вдоль оси керна (моделирование вертикальной скважины), так и перпендикулярно ей, т.е. параллельно плоскости залегания (моделирование горизонтальной скважины). Упругая анизотропия в образцах практически отсутствовала, что говорит об отсутствии напластования. Результаты экспериментов подтвердили наличие в исследованных образцах нетипичной анизотропии прочностных свойств, выявленную в опытах по моделированию горизонтальной скважины и отличающуюся от общепринятой, связанной с наличием в пласте плоскостей напластования (ослабления).

В образцах с отверстиями, выполненными перпендикулярно плоскости залегания, разрушение отверстий, произошло по окружности, как должно быть в случае отсутствия анизотропии прочностных и упругих свойств породы при равнокомпонентном обжатии образца, рисунок 7а.

В образцах с отверстиями, выполненными в плоскости залегания, при равнокомпонентном всестороннем обжатии картина разрушения отверстия была совершенно иной - наблюдались ярко выраженные ориентированные вдоль оси керна вывалы однолопастной формы, рисунок 7б. Причем разрушение вокруг цилиндрического отверстия начиналось именно в точках, соответствующих минимальной прочности в опытах по моделированию горизонтальной скважины (верхняя и нижняя точка на рисунке 4).

Образование таких вывалов обычно объясняют действием в пласте неравнокомпонентного природного напряжения.



(а)



(б)

Рисунок 7. Результаты испытания образцов по схеме «полый цилиндр»: а) отверстие параллельно плоскости залегания; б) отверстие перпендикулярно плоскости залегания

Выполненные эксперименты позволяют сделать вывод, что при испытаниях образцов слабосцементированных песчаников обнаружена прочностная анизотропия нетипичного вида. Анизотропия данного вида способна вызывать вывалы в скважинах, направленные в двух противоположных направлениях, под действием равнокомпонентного поля напряжений в массиве. Возможность проявления обнаруженного типа прочностной анизотропии в породах необходимо учитывать при проектировании и эксплуатации скважин для предотвращения разрушения и пескопроявлений, а также при анализе скважинных измерений.

#### Литература/References:

1. Zoback M.D. Reservoir Geomechanics. California: Cambridge University Press, 2007. 443 p. doi:10.1017/CBO9780511586477.

2. Zang A., Stephansson O. Stress field of the earth's crust. Dordrecht: Springer, 2010. 322 p.
3. Ljunggren C., Chang Y., Janson T., Christiansson R. An overview of rock stress measurement methods // Int. J. Rock Mech. Min Sci 2003. № 40. P. 975–989.
4. Timoshenko S.P., Goodier J.N. Theory of Elasticity. NY: McGraw-Hill Book Company Inc., 1953. 471 p.
5. Vernik L., Zoback M.D. Strength anisotropy of crystalline rock: Implications for assessment of in situ stresses from wellbore breakouts // Rock Mech. Contrib. Challenges. Proceedings of the 31st US Symposium on Rock Mech. Balkema, Rotterdam, 1990. ARMA-90-0841. doi:10.1201/9781003078944
6. Germanovich L.N., Galybin A.N., Dyskin A.V., Mokhel A.N., Dunayevsky V. Borehole stability in laminated rock. In G. Barla (Ed.) // Pred. Perform. Rock Mech. Rock Eng., Torino. CRC Press/Balkema, 1996. V. 2, P. 767-776.
7. Karev V.I., Kovalenko Y.F. Triaxial loading system as a tool for solving geotechnical problems of oil and gas production. True Triaxial Testing of Rocks. Leiden, CRC Press. Balkema. 2013. P. 301 – 310.
8. Karev V.I., Kovalenko Y.F., Ustinov K.B. Geomechanics of Oil and Gas Wells. Advances in Oil and Gas Exploration and Production. Springer International Publishing Cham: Switzerland. 2020. 166 p. doi: 10.1007/978-3-030-26608-0
9. Kovalenko Yu F., Ustinov K.B., Karev V.I., Geomechanical Analysis of the Wellbore Wall Breakouts Formation. Mechanics of Solids (57)6, 1403-1415, 2022
10. Устинов К.Б., Карев В.И., Коваленко Ю.Ф., Барков С.О., Химуля В.В., Шевцов Н.И. Экспериментальное исследование влияния анизотропии на ориентацию вывалов в скважинах //Известия РАН МТТ. 2 2023. 14-18.

## **ЛАБОРАТОРНЫЙ СКАНИРУЮЩИЙ ЛАЗЕРНЫЙ ВОЛНОГРАФ ДЛЯ ЛЕКЦИОННЫХ ДЕМОСТРАЦИЙ**

***Н.Б. Косых<sup>1</sup>***

<sup>1</sup>*Филиал МГУ им. М.В. Ломоносова в г. Севастополе, каф физики и геофизики  
[ipnk5419@mail.ru](mailto:ipnk5419@mail.ru)*

Интенсивное развитие методов альтиметрии, автометрии в океанологии [1], а также доступность цифровых программных средств- программируемых микроконтроллеров, светодиодных лазеров и профессиональных фотокамер наводит на мысль познакомить студентов с основными принципами построения измерительных приборов и анализа получаемых результатов. В данной работе приводится описание несложного лабораторного прибора, с помощью которого можно измерить скорость капиллярных волн на поверхности воды, их период, пространственную частоту, оценить их амплитуду, крутизну.

Исполнение простейшей схемы, когда проекция луча лазера на экране синхронно воспроизводит колебания отражающей луч водной поверхности, основано на законах геометрической оптики- прямолинейного распространения и отражения. А применение развертки лазерного луча поперек волнового вектора поверхностной волны позволяет уже получить детальную картину профиля волны, угловых характеристик фронта волны, а при помощи фотофиксации на фиксированных выдержках – измерять временной период и скорость волны.

Блок-схема установки представлена на рис.1. В качестве источника выступает лазерный светодиод с длиной волны 650 нм небольшой мощности порядка долей милливатта во избежание бликов от неспециализированного резервуара с водой. Управление сканирование лазера реализовано при помощи сервопривода от процессора архитектуры AVR. С проходом луча синхронизировано возмущение поверхности двигателем с эксцентрик, а также старт камеры.

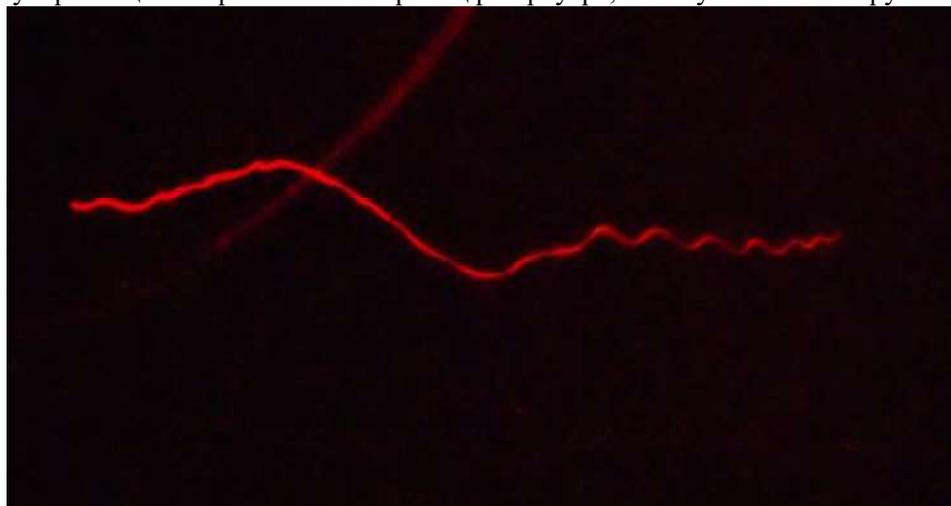


*Рисунок 1. Блок-схема лазерного сканирующего волнографа*

В качестве экрана подойдет любой проекционный экран, здесь же использовался с почти ламбертовскими характеристиками. Практически любая DLSR камера с синхростартом справится с задачей фотофиксации, мной использовалась Sony a200 на штативе. Полутораметровое расстояние от источника до экрана позволяет вписаться в габариты даже стесненной аудитории или лабораторной комнаты, обеспечивая при этом наглядность демонстрации и удобство съемки на популярные широкоугольные объективы фокусным расстоянием от 18мм.

Написание программы управления на архитектуре 8-ми битного микроконтроллера не составит труда даже для старшекурсника, что и было выполнено на занятиях по курсу «Программирование микроконтроллеров» в 7 семестре студентов-физиков.

Помимо того, что установка восхищает своей возможностью генерировать волны и тут же наблюдать их профиль, добавить собственное манипулятивное возмущение и наблюдать его отклик (например, в курсе лекций по Естествознанию у студентов- психологов), она является настоящим измерительным прибором. Так, на рис.2 показан кадр выдержкой 0.6 сек. На кадре четко видны гребни капиллярных волн (рыбь), их период составляет 0.035 сек. При длине волны 8-9 мм получаем скорость 23-25 см/с, что совпадает с теоретическими расчетами [2]. Как видно на том же кадре, кроме высокочастотной компоненты, присутствует и низкочастотная, которая является суперпозицией отраженных от границ резервуара, и по сути является групповой волной.



*Рисунок 2. Кадр профиля волны экспозицией 0.6 сек*

Таким образом, предлагается лабораторная установка пригодная как для демонстрационных, так и исследовательских целей. На ее основе создана лабораторная работа для студентов 4 курса по дисциплинам «Прикладная физика волн», «Программирование микроконтроллеров». Она также полезна в дисциплинах «Методы и средства измерений», «Оптика океана» и подобных. Для исследовательских целей установка может быть усовершенствована добавлением второго луча для изучения, например, дисперсии волн. Либо использовать эффект полного внутреннего отражения в резервуаре с прозрачными стенками для построения инверсного профиля, его сравнения с основным для минимизации погрешности измерений.

#### **Литература/References:**

1. Стерлядкин В.В. Куликовский К.В. Измерение капиллярных волн лазерным волнографом Российский технологический журнал Том 10 №5 2022.
2. Е.И.Бутиков, А.А.Быков, А.С. Кондратьев Физика. Москва. Наука 1982.

### **МОДЕЛИРОВАНИЕ СКОРОСТИ ВЕТРА НАД ТЕРРИТОРИЕЙ, СОДЕРЖАЩИЙ ВНУТРЕННИЙ ВОДОЕМ**

*А.М. Кузнецова<sup>1,2</sup>, Г.А. Байдаков<sup>1</sup>, Б.И. Троицкая<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>*Институт прикладной физики РАН им.А.В.Гапонова-Грехова, Нижний Новгород, Россия*

<sup>2</sup>*Научно-Исследовательский Вычислительный Центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

[umnyaginaam@yandex.ru](mailto:umnyaginaam@yandex.ru)

Атмосферные модели, например WRF-ARW (WRF) очень чувствительны к выбору физических параметризаций. Внутренние водоемы представляют собой особый тип подстилающей поверхности с точки зрения взаимодействия с атмосферой: поверхность озера может быть аэродинамически более шероховатой, чем открытый океан при одинаковой скорости ветра [1]. Однако на текущий момент нет специальных рекомендаций по применению тех или иных параметров при расчете атмосферной модели над территориями, содержащими внутренние водоемы. Важно отметить, что большая часть параметризаций планетарного пограничного и приземного слоев атмосферы разработана для грубого пространственного разрешения, и при повышении пространственного разрешения необходимо контролировать качество измеряемых параметров атмосферы. Кроме того, возможно использование вихреразрешающего моделирования LES, позволяющего напрямую учесть крупные турбулентных вихри.

Таким образом, в данной работе были изучены различные подходы к моделированию состояния атмосферы и, в частности, скорости ветра над территорией, содержащего внутренний водоем, на примере Горьковского водохранилища. В предыдущих работах мы тестировали различные наборы конфигураций WRF для территории, включающие внутренний водоём, и было показано преимущество методики использования LES [2]. В данной работе мы тестируем применение LES на разных пространственных разрешениях, при разном количестве вложенных доменов, а также при использовании двух типов подстилающей поверхности, с указанием и без указания типа объекта `sf_lake` (учёт изменения температуры при сохранении типа подстилающей поверхности на озерной модели). Проводилось сравнение полученных результатов с данными натурных измерений, проведенных на Горьковском водохранилище [3]. Расчеты проводились для тестового дня 08.08.17.

Полученные результаты распределения скорости ветра на стандартной метеорологической высоте 10 м при расчетах с разной конфигурацией WRF сравнивались с аналогичными данными о скорости ветра из реанализа CFSv2.

На рисунке 1 представлено распределение скорости ветра на стандартной метеорологической высоте 10 м для тестового дня 08.08.2017 в момент времени  $t=12:00$  UTC по данным реанализа (рисунок 1 а) и по результатам расчета атмосферной модели WRF с использованием LES (рисунок 1 б). Видно, что данные реанализа демонстрируют гораздо меньшую пространственную изменчивость и не отображают увеличение скорости ветра над акваторией водохранилища. Область, содержащая Горьковское водохранилище и представленная на рисунке 1, выделена

белым контуром. Полученные значения скорости ветра над поверхностью воды выше аналогичных значений над сушей, что согласуется с данными наблюдений. Этот результат подчеркивает преимущество использования ветра из атмосферной модели вместо данных реанализа, которые не имеют пространственной изменчивости, достаточной для условий внутренних вод и прибрежной зоны.

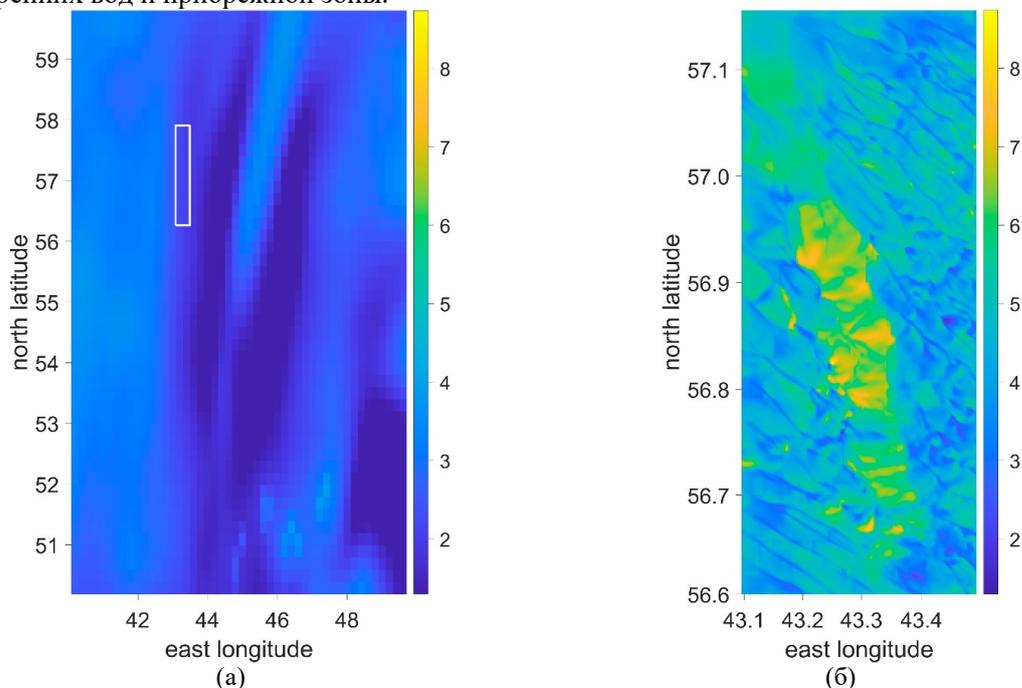


Рисунок 1. Распределение модуля скорости ветра над акваторией Горьковского водохранилища для тестового дня 08.08.17 в момент времени  $t=12:00$  UTC по а) данным реанализа, б) данным расчета WRF

Результаты расчетов (данные о скорости и направлении ветра) также сравнивались с натурными измерениями в точке. В расчетах использовались два типа входных географических данных: рекомендованные для учета озёр географические данные MODIS\_LAKES и данные GMTED2010 с учетом и без учета подключения параметризации озерной модели CLM 4.5, обеспечивающей корректный учет температуры водоема: EXP 1 - данные о подстилающей поверхности GMTED2010, с учетом озерной модели; EXP 2 - данные о подстилающей поверхности GMTED2010, без учета озерной модели; EXP 3 - данные о подстилающей поверхности MODIS LAKES, с учетом озерной модели; EXP 4 - данные о подстилающей поверхности MODIS LAKES, без учета озерной модели (рисунок 2). Данные натурных измерений приведены с осреднением каждые 6 минут и выводом каждые 3 минуты (обозначено серым цветом) и каждый час, в соответствии с выходными данными расчетов WRF (обозначено черным цветом).

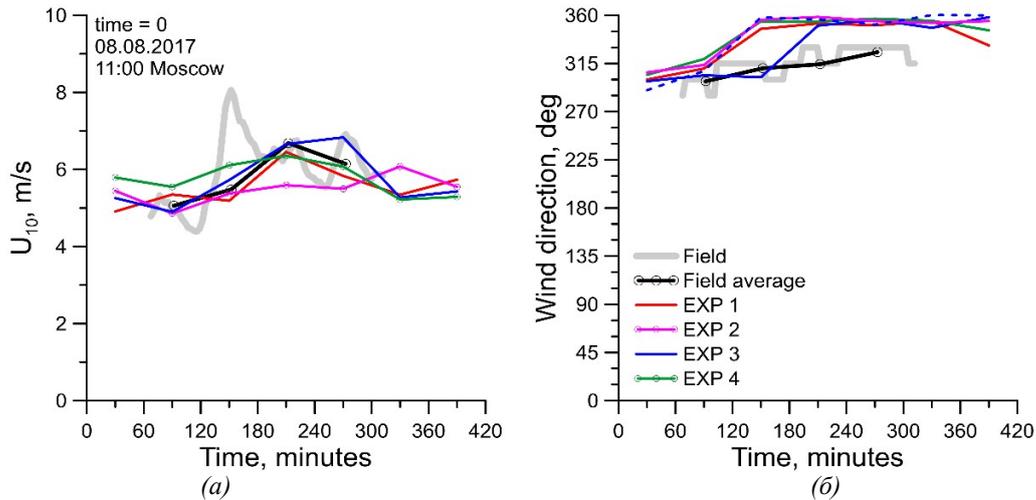


Рисунок 2. Результаты расчета моделью WRF модуля скорости ветра (а) и направления ветра (б) для тестовых экспериментов 1-4 в сравнении с данными измерений *in-situ* в тестовый день 08.08.2017

Все примененные параметризации WRF показали хорошую временную изменчивость модуля скорости, отвечающую натурным наблюдениям (Рис. 2 а). При этом результат расчета направления ветра моделируется с большими ошибками (Рис. 2 б). По наименьшему стандартному отклонению для дальнейшего применения были выбраны данные MODIS LAKES с учетом температуры водоема по опции *sf\_lake*.

Следующие расчеты (Рис. 3) были проведены с использованием вихререзающего моделирования в последнем домене. EXP 5 - расчет LES в 5ом домене с ТКЕ замыканием порядка 1.5, EXP 6 - LES в 5ом домене с ТКЕ замыканием первого порядка по Смагоринскому, EXP 7 - LES в 4ом домене с ТКЕ замыканием порядка 1.5, EXP 8 - LES в 3ем домене с ТКЕ замыканием порядка 1.5.

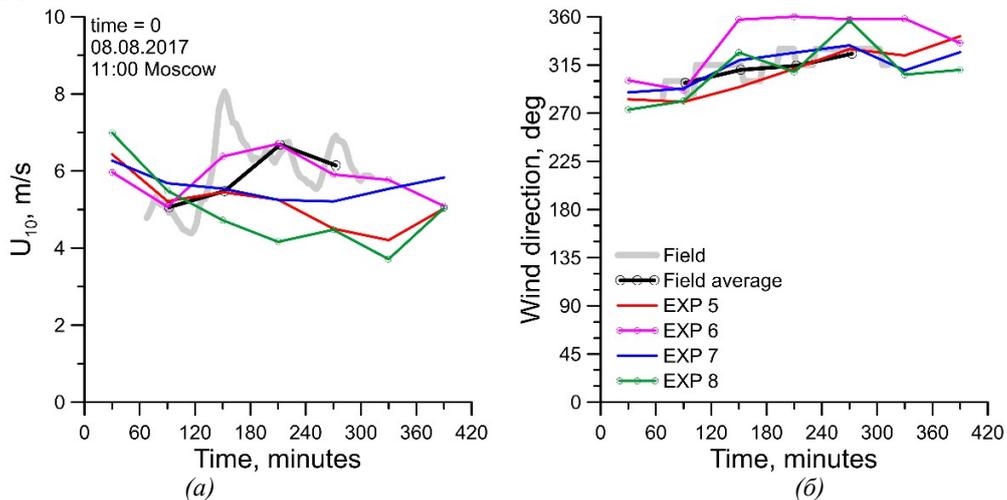


Рисунок 3. Результаты расчета моделью WRF модуля скорости ветра (а) и направления ветра (б) для тестовых экспериментов 5-8 в сравнении с данными измерений *in-situ* в тестовый день 08.08.2017

Наиболее точное значение модуля скорости ветра описывается EXP 6, в котором 5ый домен вычислялся с использованием LES. При этом в остальных экспериментах с использованием LES было получено хорошее совпадение данных о направлении ветра. В эксперименте EXP 7, где LES рассчитан в 4ом домене с пространственным разрешением  $\sim 370$  м, получено одновременно небольшое в среднем отклонение и для модуля, и для направления скорости ветра.

Работа выполнена при поддержке проекта ФНТП № 124042700008-6 «Исследование процессов в геофизических пограничных слоях и создание новых подходов для их параметризации в моделях Земной системы» в рамках мероприятия «Усовершенствование глобальной модели Земной системы мирового уровня для исследовательских целей и сценарного прогнозирования климатических изменений».

#### Литература/References:

1. Repina I.A., Artamonov A.Y., Kapustin I.A., Mol'kov A.A. and Stepanenko V.M., 2023. Roughness Parameter of Shallow Water Bodies. *Water Resources*, 50(5), pp.748-758.
2. Kuznetsova A., Baydakov G., Sergeev D. and Troitskaya Y., 2018. Development of a regional model based on adapted WAVEWATCH III and WRF models for the prediction of surface wind waves on the reservoir and wind. In *Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 955, No. 1, p. 012014). IOP Publishing.
3. Baydakov G.A., Kandaurov A.A., Kuznetsova A.M., Sergeev D.A. and Troitskaya Y.I., 2018. Field studies of features of wind waves at short fetches. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, 82, pp.1431-1434.

### МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЕМКОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРЕЩИНОВАТО-ПОРИСТЫХ ГЕОСРЕД ПО ДАННЫМ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ФИЛЬТРАЦИОННЫХ ИСПЫТАНИЙ

*Л.А. Назаров<sup>1,2</sup>, Л.А. Назарова<sup>2</sup>, Т.А. Янушенко<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

<sup>2</sup>Институт горного дела им. Н.А. Чинакала СО РАН, Новосибирск, Россия  
[mining1957@mail.ru](mailto:mining1957@mail.ru)

**1. Введение.** Гидродинамическое обоснование схем вскрытия и разработки нефтяных и газовых залежей, инверсия каротажных данных для выявления продуктивных интервалов, проектирование и эксплуатация подземных хранилищ сжиженного газа – вот далеко не полный перечень проблем, для решения которых необходимо знать фильтрационно-емкостные свойства горных пород-коллекторов [1]. Многие углеводородосодержащие пласты имеют трещиновато-пористую структуру, процессы массопереноса в них описываются, как правило, DPDP моделями среды с двойной пористостью и двойной проницаемостью [2], для валидации последних необходимы нестандартные испытания. В настоящей работе, продолжающей исследования [3], представлен экспериментальный метод определения в рамках DPDP модели сжимаемости матрицы и трещинного пространства на основе решения обратных задач по данным нестационарных фильтрационных испытаний искусственных образцов регулярно-блочной структуры, изготовленных из искусственного геоматериала.

**2. Схема и модель эксперимента.** Блочные образцы (рисунок 1а) компоновались из шести пластин (длина  $X=100$  мм, ширина  $Y=70$  мм, толщина  $h=10$  мм), изготовленных из искусственного геоматериала (технология описана в [4]). Четыре боковые грани образца **1** изолировались резиновой манжетой, он устанавливался в герметичную камеру **2** (рисунки 1а, б) и подвергался сжатию ортогонально плоскостям межблочных нарушений: напряжение  $\sigma$ , контролируемое пресс-расходомером **3**, обеспечивалось двумя гидроцилиндрами **4**. К левому торцу  $x=0$  образца присоединялась емкость **5** (объем  $V_c$ ), в которой при закрытом вентиле **В1** компрессором **6** создавалось давление  $p_c$ . Вентиль **В2** закрывался, открывался вентиль **В1**. На Этапе I, когда правый торец  $x=X$  открыт, электронным дифференциальным манометром **7** (тип NXP MPX5010DP, точность 1 кПа) регистрировалось давление  $P_1(t)$  на входе в образец.

На Этапе II межблочные промежутки на правом торце образца тампонировались, и повторялась описанная выше программа испытаний – регистрировалось давление  $P_{II}(t)$ .

С целью повышения точности инверсии данных экспериментов при каждом сжимающем напряжении  $\sigma = 22, 54, 81, 135$  и  $232$  кПа измерение давлений  $P_1(t)$  и  $P_{II}(t)$  производились для пяти значений  $p_c \in \Pi = \{2.0, 2.5, 3.0, 3.5, 4.0\}$  (давление в МПа).

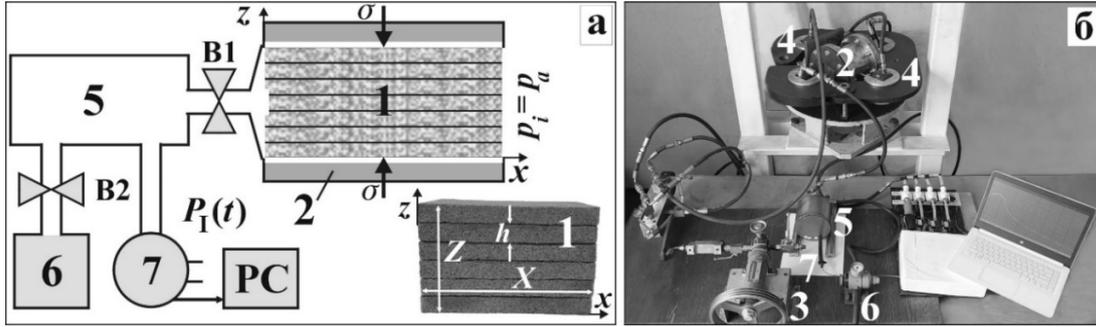


Рисунок 1. Схема эксперимента и искусственный образец (а); лабораторная установка (б)

Линеаризованная DPDP модель, описывающая нестационарный процесс массопереноса в трещиновато-пористой среде, имеет вид [2]:

$$\begin{aligned} \alpha\mu(s_{11}p_1 - s_{12}p_2)_{,t} &= \text{div}(k_1 \text{grad}p_1) - \omega(p_1 - p_2), \\ \alpha\mu(s_{22}p_2 - s_{21}p_1)_{,t} &= \text{div}(k_2 \text{grad}p_2) + \omega(p_1 - p_2), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $p_i$ ,  $k_i$  и  $\varphi_i$  – давление, проницаемость и пористость, значения «1» и «2» индекса  $i$  относятся к матрице и трещинному пространству;  $s_{ij} = \varphi_i \delta_{ij} + \beta_{ij} / \alpha$ ,  $\delta_{ij}$  – символ Кронекера;  $\alpha$  и  $\mu$  – сжимаемость и вязкость флюида,  $\omega$  – безразмерный коэффициент массообмена,  $\beta_{ij}$  – сжимаемости. На границах расчетной области  $\{0 \leq x \leq X, 0 \leq y \leq Y, 0 \leq z \leq Z\}$  (Рис. 1а) задаются следующие условия (Этап I)

$$p_{i,y}(x, 0, z, t) = p_{i,y}(x, Y, z, t) = p_{i,z}(x, y, 0, t) = p_{i,z}(x, y, Z, t) = 0, \quad (2)$$

$$p_i(0, y, z, t) = P_I(t), \quad p_i(X, y, z, t) = p_a, \quad (3)$$

где  $p_a$  – атмосферное давление, (2) – соответствуют непроницаемым граням. На Этапе II (3) заменяется на

$$p_i(0, y, z, t) = P_{II}(t), \quad p_1(X, y, z, t) = p_a, \quad p_{2,x}(X, y, z, t) = 0. \quad (3)'$$

Начальные условия на Этапах I и II одинаковы:  $p_i(x, y, z, 0) = p_a$ . Краевая задача (1)–(3) реализована методом переменных направлений с использованием матричной прогонки. Давление при  $x=0$  в каждый момент времени вычисляется на основании закона Бойля-Мариотта  $P_I(t) = p_c / (1 + V(t)/V_c)$ ,  $V(t)$  – объем флюида, вошедшего в образец.

В [2] для искусственного геоматериала и блочных образцов (рисунок 1а) по данным стационарных фильтрационных испытаний были определены:  $k_1 = 8.4$  Д,  $\varphi_1 = 36.2\%$ ,  $\omega = 8 \cdot 10^{-12}$ , а также эмпирическую зависимость  $k_2(\sigma) = k^* / (\sigma / \sigma^* + b)^2$  ( $k^* = 1$  Д,  $\sigma^* = 641$  кПа,  $b = 0.076$ ). Эти результаты использовались при интерпретации лабораторных экспериментов.

Численные оценки показали, что кросс-сжимаемости  $s_{12}$  и  $s_{21}$ , величина которых почти на порядок меньше  $s_{ij}$  [5], практически не влияют на  $P_I(t)$  и  $P_{II}(t)$  (входные данные сформулированной ниже обратной задачи), поэтому для валидации DPDP модели (1) необходимо определить сжимаемости матрицы  $s_{11}$  и трещинного пространства  $s_{22}$ .

**3. Инверсия экспериментальных данных.** Нестационарные испытания проводились по описанной в Разделе 1 программе: при фиксированном  $\sigma$  в дискретном множестве точек  $t_n$  записывались значения входного давления  $P_M^0(p_c, t_n)$  ( $M=I, II$ ) для всех  $p_c \in \Pi$ . Длительность эксперимента составляла около 5 с, шаг дискретизации по времени 10 мс, поэтому  $N \approx 500$ . На Рис. 2а показаны входные данные при  $\sigma = 54$  кПа (флуктуации измерений незаметны из-за масштаба по оси ординат), а на Рис. 2б – разность между давлениями  $P_{II}^0$  и  $P_I^0$  на Этапах II и I.

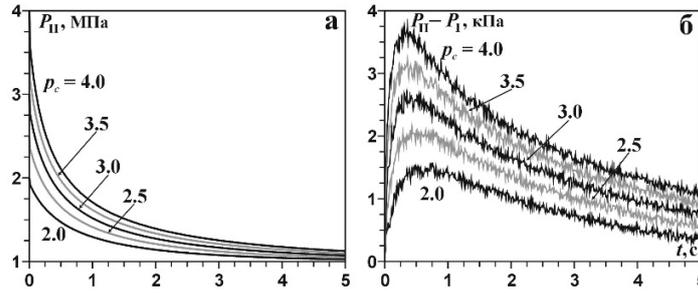


Рисунок 2. Входные данные для решения обратных задач, числа у линий – величина  $p_c$

Поставим следующую коэффициентную обратную задачу: найти сжимаемости  $s_{ii}$  при каждом напряжении  $\sigma$  по зарегистрированным на Этапах I и II входным давлениям  $P_I^0(p_c, t_n)$  и  $P_{II}^0(p_c, t_n)$ . С этой целью рассмотрим целевую функцию от двух свободных аргументов

$$\Psi(s_{11}, s_{22}) = \xi \Psi_I(s_{11}, s_{22}) + (1 - \xi) \Psi_{II}(s_{11}, s_{22}),$$

где  $P_M(s_{11}, s_{22}, p_c, t_n)$  – решение (1)–(3) при некоторых  $s_{11}$  и  $s_{22}$ ,  $\xi \in [0, 1]$  – весовой коэффициент,

$$\Psi_M^2(s_{11}, s_{22}) = \frac{1}{5N} \sum_{p_c \in \Pi} \sum_{n=1}^N [1 - P_M(s_{11}, s_{22}, p_c, t_n) / P_M^0(p_c, t_n)]^2.$$

Рисунок 3 демонстрирует линии уровня функции  $\Psi$  при  $\alpha = 10^{-5}$  1/Па,  $\mu = 2 \cdot 10^{-5}$  Па·с (воздух) и  $\xi = 0.5$ . Видно, что  $\Psi$  унимодальна (тоном показана область эквивалентности, где  $\Psi < 0.0048$ ), поэтому обратная задача разрешима, а качестве искомым значений аргументов можно принять  $s_{ii}^* = 0.5(s_{ii}^{\min} + s_{ii}^{\max})$ , тогда сжимаемости  $\beta_{ii} = \alpha(s_{ii}^* - \varphi_i)$ .

Трещинная пористость оценивалась величиной  $\varphi_2 = u/h$ , где  $u$  – раскрытие межблочных нарушений, которое находилось из эмпирического соотношения [6]  $u(\sigma) = u^*/(1 + \sigma/c)$  ( $u^* = 73.3$  мкм,  $c = 122$  кПа).

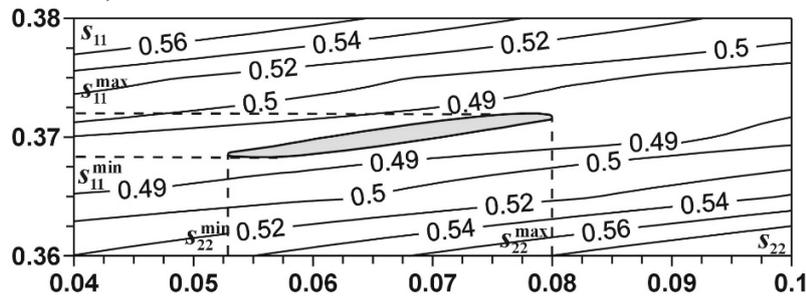


Рисунок 3. Изолинии целевой функции  $\Psi$  (в %)

Расчеты показали, что в рассмотренном диапазоне давлений и напряжений сжимаемость матрицы практически не меняется  $\beta_{11} = 0.006$  1/МПа, а сжимаемость трещинного пространства существенно зависит от  $\sigma$  (Табл. 1) и может быть аппроксимирована убывающей экспоненциальной функцией  $\beta_{22}(\sigma) \cong A \exp(-B\sigma)$ , где эмпирические коэффициенты  $A = 0.698$  1/МПа и  $B = 557$  1/кПа определены методом наименьших квадратов.

Таблица 1.

Значения сжимаемости трещинного пространства  $\beta_{22}$  при различных  $\sigma$

$\sigma$ , кПа	22	54	81	135	232
$\beta_{22}$ , 1/МПа	0.705	0.675	0.660	0.640	0.620

**Заключение.** Создана лабораторная установка для деформационных, стационарных и нестационарных фильтрационных испытаний нестандартных образцов геоматериалов и горных пород. Теоретически обоснован и с использованием искусственных образцов реализован метод валидации DPDP моделей, описывающих процессы массообмена в трещиновато-пористых

породах-коллекторах. Установлено, что сжимаемость трещинного пространства экспоненциально убывает с ростом напряжений.

*Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 23-27-00339.*

#### **Литература/References:**

1. Quddus M.A., 2021. Petroleum Science and Technology. Petroleum Generation, Accumulation and Prospecting. CRC Press. 381 p.
2. Barenblatt G.I., Entov V.M., & Ryzhik V.M., 1990. Theories of fluid flows through natural rocks. Kluwer Academic Publishers. 395 p.
3. Nazarov L.A., Golikov N.A., Skulkin A.A. & Nazarova L.A., 2023. Experimental determination of poroperm properties of fractured porous geomaterials within the framework of dual-permeability model. J. Min. Sci. 59(4): 536–547.
4. Nazarova L.A., Nazarov L.A., Golikov N.A. & Skulkin, A.A., 2019. Stress-permeability dependence in geomaterials from laboratory testing of cylindrical specimens with central hole. J. Min. Sci. 55(5): 708–714.
5. van Golf-Racht, T.D., 1982. Fundamentals of Fractured Reservoir Engineering. Elsevier. 732 p.
6. Nazarov L.A., Golikov N.A., Skulkin A.A. & Nazarova L.A., 2023. Method of experimental determination of deformation and flow characteristics in rocks with regular block structure. MIAB. Mining Inf. Anal. Bull. (11): 70–81.

### **РЕКОНСТРУКЦИЯ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ ГЕОТЕХНИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ НА ОСНОВЕ РЕШЕНИЯ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ ПО ПРЯМЫМ И КОСВЕННЫМ ДАННЫМ О ПОЛЯХ НАПРЯЖЕНИЙ**

*Л.А. Назарова<sup>1</sup>, А.В. Панов<sup>1</sup>, А.А. Скулкин<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>ФГБУН Институт горного дела им. Н.А. Чинакала СО РАН, Новосибирск, Россия  
[larisa.a.nazarova@mail.ru](mailto:larisa.a.nazarova@mail.ru)

**1. Введение.** Обоснование схем вскрытия и обработки месторождений твердых полезных ископаемых, интерпретация данных сейсмического мониторинга в шахтах и рудниках с целью прогноза динамических событий, оценка устойчивости конструктивных элементов подземных геотехнологий – решение этих и многих других проблем невозможно без полной и достоверной информации о напряженно-деформированном состоянии в окрестности геотехнических объектов [1]. Последнее исследуется с использованием геомеханических моделей, основными элементами которых являются: структура целевого объекта, физические свойства горных пород и напряжения вне зоны влияния горных работ или на периферии геомеханического пространства объекта. Если методы определения первых двух элементов известны и многократно апробированы [2], то для количественной оценки направления и величины компонент внешнего поля напряжений, на основе которых задаются ориентация расчетной области и граничные условия, существуют, по крайней мере, четыре подхода: 1) инструментальное измерение напряжений *in situ* [3]; 2) анализ сейсмоструктурных и геологических данных [4]; 3) использование косвенной (геодезической, геофизической) информации [5,6]; 4) введение предположений о величине коэффициента бокового отпора  $q$  [7] ( $q=1$  – гипотеза о гравитационном поле внешних напряжений;  $q=v/(1-v)$  – гипотеза Динника,  $v$  – коэффициент Пуассона), как правило, без серьезного обоснования. Между тем, подходы 1-3 могут быть объединены в рамках геомеханической модели при постановке граничной обратной задачи посредством выбора подходящей целевой функции

$$\Omega(s_1, \dots, s_l) = \sum_m \gamma_m \sum_n \sum_i [1 - u_n(\vec{r}_i, s_1, \dots, s_l) / u_n^*(\vec{r}_i)]^2,$$

где  $s_1, \dots, s_l$  – аргументы  $\Omega$  – искомые параметры модели (например, значения компонент тензора напряжений на границе расчетной области),  $u_n^*$  – входные данные, несущие прямую или косвенную информацию о полях напряжений,  $\vec{r}_i$  – радиус-вектор точки измерения,  $\{\gamma_m\}_{m=1, \dots, M}$  – неотрицательные коэффициенты ( $\gamma_1 + \dots + \gamma_M = 1$ ), подходящий выбор которых позволяет, зачастую, обеспечить унимодальность  $\Omega$  и разрешимость обратной задачи.

В настоящей статье продемонстрированы два примера такого подхода для различных типов входных данных.

**2. Напряженное состояние углеродного массива по данным сейсмотомографии.** Известно [8], что скорость распространения упругих волн в горных породах зависит от среднего напряжения  $\sigma$ . В [5] для углей средней крепости экспериментально найдено, что

$$V(\sigma) = V_0 + A[1 - \exp(-\alpha\sigma)] \quad (1)$$

$V$  – скорость продольных волн,  $V_0=2214$  м/с,  $A=484$  м/с,  $\alpha=0.016$  1/МПа. Соотношение (1) показывает, что породный массив может выступать в качестве своеобразного сенсора, фиксирующего изменение напряжений. Геофизическими методами установив распределение скоростей  $V=V_*(x,y,z)$  в некоторой области массива, из (1) можно найти

$$\sigma_*(x, y, z) = \frac{1}{\alpha} \ln \frac{A}{A + V_0 - V_*(x, y, z)} \quad (2)$$

и трактовать  $\sigma_*$  как входные данные для обратной задачи.

Такой подход реализован для геотехнического объекта – шахты «Воркутинская» ОАО «Воркутауголь» (пласт «Тройной»). На Рис. 1а показана конечно-элементная 3D модель расчетной области  $R$  (сетка разрежена) размерами  $3 \times 4 \times 1$  км (кружки – проекции координат шахтных сейсмостанций на дневную поверхность  $z=0$ ), напряжения во внешнем поле: вертикальное литостатическое  $\sigma_V(z) = \rho g z$  ( $\rho$  – плотность пород,  $g$  – ускорение свободного падения) и горизонтальные  $\sigma_h = q_h \sigma_V$ ,  $\sigma_H = q_H \sigma_V$  ( $q_h, q_H$  – коэффициенты бокового отпора). Тогда условия на  $\partial R$  записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}(0, y, z) = \sigma_{xx}(X, y, z) = q_h \sigma_V(z), \quad \sigma_{yy}(x, 0, z) = \sigma_{yy}(x, Y, z) = q_H \sigma_V(z), \\ \sigma_{zz}(x, y, 0) = 0, \quad u_z(x, y, Z) = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $u_z$  – вертикальное смещение,  $\sigma_{ij}$  – компоненты тензора напряжений ( $i, j = x, y, z$ ), касательные напряжения на  $\partial R$  нулевые.

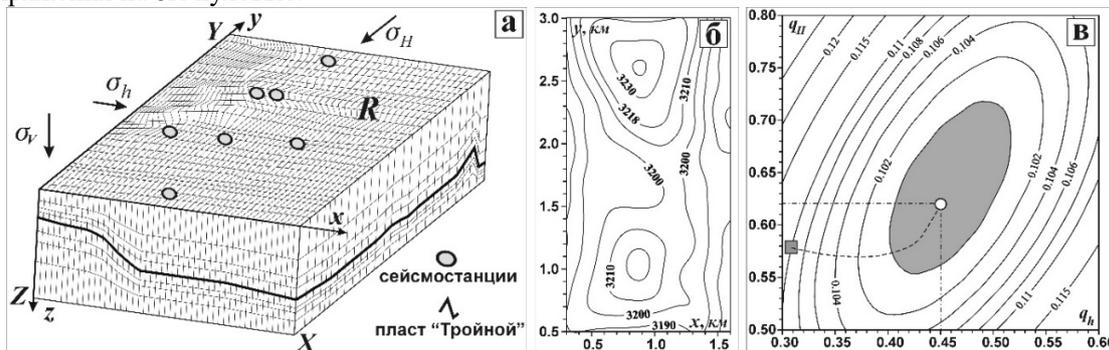


Рисунок 1. Модель объекта (а); фрагмент томографии пласта – распределение скорости  $V$  в сечении  $z = 210$  м освещенной области (б); линии уровня целевой функции (в)

Семью шахтными сейсмостанциями за период январь-сентябрь 2017 г. зарегистрировано около 350 динамических событий с энергией до 1 кДж, информация о которых (координаты гипоцентров и времена первых вступлений) и использовалась для сейсмической томографии. В результате получено распределение скорости  $V_*(x,y,z)$  продольных волн в освещенной области  $D$  (Рис. 1б). Вычислив  $\sigma_*(x,y,z)$  по (2), построим целевую функцию

$$\Omega(q_h, q_H) = \frac{1}{|D|} \iiint_D [1 - \sigma(x, y, z, q_h, q_H) / \sigma_*(x, y, z)]^2 dx dy dz,$$

где  $\sigma(x,y,z,q_h,q_H)$  – среднее напряжение, рассчитанное по геомеханической модели с граничными условиями (3) при некоторых  $q_h$  и  $q_H$ ,  $|D|$  – объем  $D$ . На Рис. 1в показаны изолинии  $\Omega$ , тоном выделена область эквивалентности  $\Omega < 0.1$ , квадрат и штриховая линия – начальное приближение и траектория метода градиентного спуска, которым найдена точка минимума целевой функции  $(q_h, q_H) = (0.45, 0.62)$ , являющаяся решением обратной граничной задачи. Таким образом, установлены значения компонент напряжений во внешнем поле, при которых расчетное

и найденное косвенным (геофизическим) методом поля напряжений соответствуют наилучшим образом. Именно эти значения следует использовать при проведении форвардных расчетов для моделирования процесса выемки запасов.

**3. Поле напряжений соляного массива по данным измерительного гидроразрыва.** Соликамский рудник (Пермский край, РФ) расположен на глубине 350 м, мощность соляной толщи до 500 м, средняя плотность пород  $2000 \text{ кг/м}^3$ , вертикальное напряжение  $\sigma_V = 7 \text{ МПа}$ . Для оценки горизонтальных компонент природного поля напряжений  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  в 10 пунктах шахтного поля (Рис. 2а) методом измерительного гидроразрыва получено  $M=119$  значений напряжений  $\sigma_{nn}^*(x_m, y_m, z_m)$  ( $n$  – нормаль к плоскости разрыва,  $x_m, y_m, z_m$  – координаты точек измерения). Для интерпретации результатов *in situ* замеров разработана и численно реализована геомеханическая модель рудника (Рис. 2а, размеры: шахтного поля  $20 \text{ км} \times 14 \text{ км}$ , расчетной области  $X=100 \text{ км}$ ,  $Y=88 \text{ км}$ ; КЭ сетка разрежена в 5 раз), учитывающая конфигурацию выработанного пространства, а также физические свойства соли и вмещающих пород. На границе расчетной области задавались следующие условия:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}(0, y) = \sigma_{xx}(X, y) = \sigma_1 \cos^2 \alpha + \sigma_2 \sin^2 \alpha, \quad \sigma_{xy}(0, y) = \sigma_{xy}(X, y) = \tau; \\ \sigma_{yy}(x, 0) = \sigma_{yy}(x, Y) = \sigma_1 \sin^2 \alpha + \sigma_2 \cos^2 \alpha, \quad \sigma_{xy}(x, 0) = \sigma_{xy}(x, Y) = \tau, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $\tau = 0.5(\sigma_1 - \sigma_2) \sin 2\alpha$ ,  $\alpha$  – азимут направления действия  $\sigma_1$ .

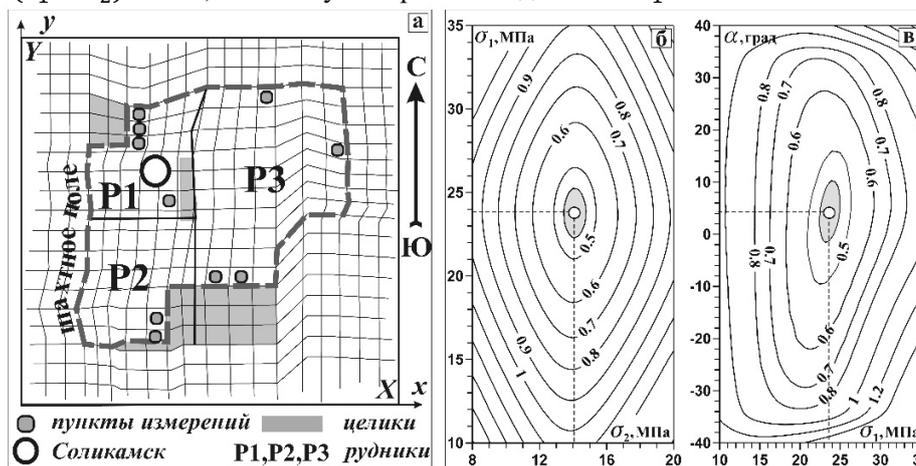


Рисунок 2. Схема расчетной области и фрагмент КЭ сетки (а); изолинии целевой функции  $\Omega$  (в %) в сечениях  $\alpha = 4^\circ$  (б) и  $\sigma_2 = 14 \text{ МПа}$  (в)

Сформулируем обратную задачу: найти  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  и  $\alpha$  так, чтобы расчетные напряжения  $\sigma_{nn}$  в точках измерения  $(x_m, y_m, z_m)$  были близки к  $\sigma_{nn}^*$ . Введем целевую функцию

$$\Omega(\sigma_1, \sigma_2, \alpha) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M [1 - \sigma_{nn}(x_m, y_m, z_m, \sigma_1, \sigma_2, \alpha) / \sigma_{nn}^*(x_m, y_m, z_m)]^2,$$

где  $\sigma_{nn}(x_m, y_m, z_m, \sigma_1, \sigma_2, \alpha)$  – напряжения, найденные по геомеханической модели с граничными условиями (4) при некоторых значениях  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  и  $\alpha$ . На рисунках 2б и 2в показаны линии уровня  $\Omega(\sigma_1, \sigma_2, 4^\circ)$  и  $\Omega(\sigma_1, 14, \alpha)$  (тоном выделены области эквивалентности, где  $\Omega < 0.0045$ ), свидетельствующие об унимодальности  $\Omega$ . Точка минимума целевой функции  $\sigma_1 = 24 \text{ МПа}$ ,  $\sigma_2 = 14 \text{ МПа}$ , и  $\alpha = 4^\circ$  – искомое решение обратной задачи. Таким образом, в окрестности Соликамского рудника преобладает взбросовый геодинамический режим, когда горизонтальные компоненты природного поля напряжений больше вертикальных.

**Заключение.** Предложен и с использованием данных натуральных наблюдений реализован метод валидации геомеханических моделей на основе решения обратных граничных задач по прямым и/или косвенным данным о напряжениях в окрестности геотехнических объектов.

Работа выполнена в рамках проекта НИР ИГД СО РАН (номер гос. рег. 124020700085-5).

### Литература/References:

1. Jaeger J.C., Cook N.G.W. & Zimmerman R., 2007. Fundamentals of Rock Mechanics. 4th Edition. Wiley-Blackwell. 488 p.
2. Hudson J.A., 1993. Rock Testing and Site Characterization. Principles, Practice and Projects. Pergamon. 932 p.
3. Zang A., & Stephansson O., 2010. Stress Field of the Earth's Crust. Springer, 2010. 322 p.
4. Nazarova L.A., 1999. Estimating the stress and strain fields of the Earth's crust on the basis of seismotectonic data. J. Min. Sci. 35(1): 26-35.
5. Nazarova L.A., Zakharov V.N., Shkuratnik V.L. et al., 2017. Use of tomography in stress-strain analysis of coal-rock mass by solving boundary inverse problems. In: ISRM European Rock Mechanics Symposium EUROCK 2017. Procedia Engineering. 191: 1048-1055.
6. Nazarov L.A., & Nazarova L.A., 2004. A geophysical data interpretation method for the reconstruction of the stressed-strained state of a rock massif. Doklady Earth Sci. 395(3): 429-432.
7. Бульчев Н.С. 1994. Механика подземных сооружений. М.: Недра. 382 с.
8. Schön J.H., 2015. Physical properties of rock, Handbook of Petroleum Exploration and Production, Elsevier. 494 p.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ, ФОРМИРУЮЩИХСЯ ПРИ ТАЯНИИ ЛЬДА

*В.П. Пахненко<sup>1</sup>*

*<sup>1</sup>Институт проблем механики им. А.Ю. Иилинского Российской академии наук  
119526 Москва, пр. Вернадского, д.101, к.1*

*[terkin95@mail.ru](mailto:terkin95@mail.ru)*

Формирование ледяных дисков на поверхности воды довольно редкое явление, однако при определенных природных условиях на холодных реках и озерах наблюдались плавающие вращающиеся диски льда диаметром от десятков метров до нескольких километров. В 1997 г. В. Норделлом и Г. Вестерстремом [4] были описаны и зафиксированы ледяные кольца на озере Хубсугул в Монголии. Кольца имели практически круглую форму в диаметре 5–7 км с шириной самого кольца более темного и более тонкого льда порядка 1 км. Авторы вынесли на обсуждение причины, образования этих дисков. Однако при этом почти не был затронут вопрос о том, почему происходит вращение дисков.

В России в 2009 г. на льду Байкала по спутниковым снимкам были обнаружены гигантские кольца в ледовом покрове. Это явление было описано А.В. Коураевым и др. в [5]. Кольца имели размер в несколько километров. При этом важно отметить, что вращение колец не наблюдалось. Авторы считают, что ледяные диски образовывались в результате Кориолисовых вихрей в водоеме, в котором они находились. В центре вихря, вода движется медленнее, чем у края вихря, это в свою очередь приводит к тому, что передача тепла льду у края больше. При помощи гидрологических измерений течений и термической структуры вод в районе ледяных колец было показано, что в геострофической области озера под кольцом существует антициклонический вихрь. Этот вихрь в свою очередь доставляет более теплую глубинную воду к нижней поверхности льда, это и приводит к вытаиванию льда снизу. Считается, что из-за этого лед начинает плавиться и образуется почти круглый контур диска.

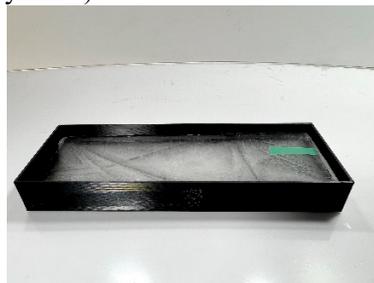
Забегая вперед, стоит отметить, что ледяные диски в лабораторных условиях и значительно меньших физических размерах вращаются быстрее, чем вихри, которые наблюдались в озере Байкал. Что означает, что вращение Земли не может быть единственной и основной причиной движения дисков.

Несмотря на большое количество работ [7-12], в том числе описывающих попытки установить причину вращения диска в номинально спокойной среде, данное явление остается изученным недостаточно полно. Это связано как с трудностями при выполнении экспериментов, так и сложностью теоретического описания процессов формирования конвективных вихревых течений, которые образуются вследствие таяния льда. При этом ряд уже сформулированных гипотез, к сожалению, не нашел подтверждения в опытах.

Стоит выделить две основные сложности работы с ледяными дисками в лабораторных условиях. Первая: четкий контроль спокойствия воды в резервуаре, в котором проводились

эксперименты. Так как нужно было устранить возможность того, что на предполагаемо спокойной водной поверхности существует какое-либо движение (например, при подготовке экспериментов могут возникнуть незначительные едва заметные колебания от шагов в лаборатории), которое может вызвать вращение диска. Что может сильно повлиять на чистоту эксперимента. Вторая: подготовить экспериментальный образец ледяного диска максимально идеальной геометрической формы, без значительных её искажений, шероховатостей и пр., что также может повлиять на чистоту эксперимента.

В качестве ледяных маркеров в экспериментах использовались куски льда, замороженные в различных геометрических заранее заготовленных формах (круг, прямоугольник, квадрат, пятиугольник и пр.), отличающиеся по размеру и высоте (рисунок 3).



а)  $d=8.5$  см Подкрашенный лед круглой формы

б)  $a=5$ ,  $b=14$  Чистый лед прямоугольной формы

Рисунок 3. Пример ледяных маркеров, которые использовались в экспериментах

В данной статье рассматриваются маркеры круглой формы. Для облегчения последующей обработки и наглядности, в ледяные маркеры вмораживались цветные указательные полоски. Далее маркеры максимально осторожно размещались на свободной поверхности покоящейся воды, чтобы не вызвать её движения от соприкосновения ледяного диска и водной поверхности.

Эксперименты проводились как с нулевой соленостью, так и с соленостью изменяющей плотность воды в пределах от  $1,003$  до  $1,120$  г/см<sup>3</sup>, также изменялась температура воды – от  $20$  до  $5^{\circ}\text{C}$  и высота на которой располагался ледяной диск от дна резервуара в диапазоне от  $10$  см до  $35$  см. Для сравнения и лучшей визуализации возникающих течений некоторые образцы льда подкрашивались введением традиционных для гидродинамики красителей (чернил различных цветов, анилиновых красителей, уранила в малых количествах).

Насколько это возможно, идеальной геометрической формы ледяной диск помещался на поверхность воды и начинался процесс, который по причине невидимых глазу внутренних и поверхностных неоднородностей протекает наиболее интенсивно вблизи формирующихся центров таяния. В общем случае «центры таяния» расположены случайно по контактной границе «вода – лёд». Вращение ледяного маркера регистрировалось как в пресной, так и в соленой воде ( $S=35$  ‰). При увеличении глубины слоя жидкости, на котором размещается ледяной диск, угловая скорость его вращения растет (рисунок 4).

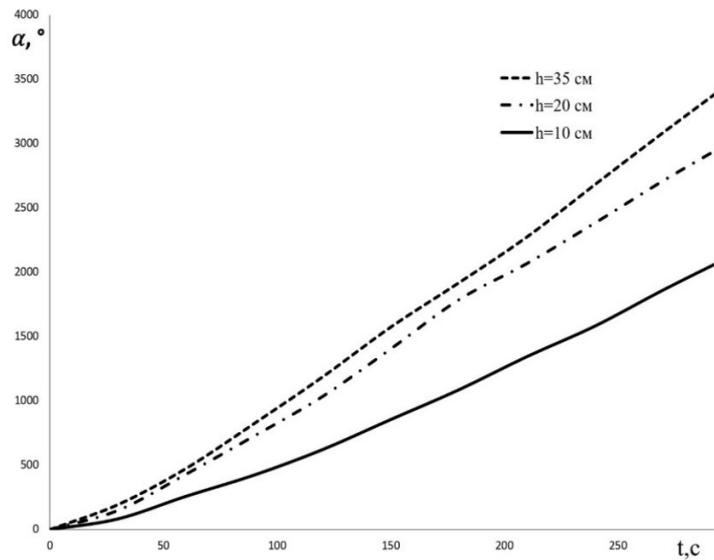
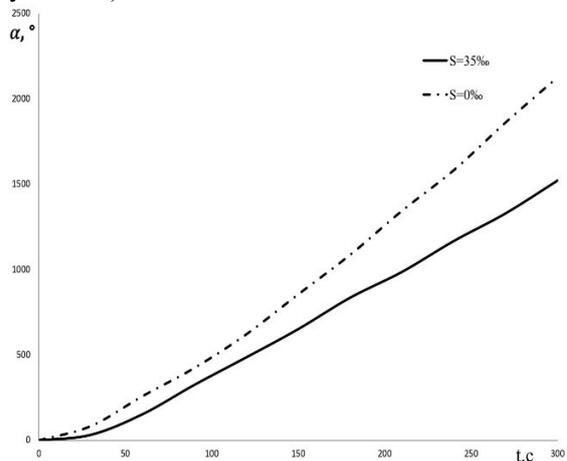
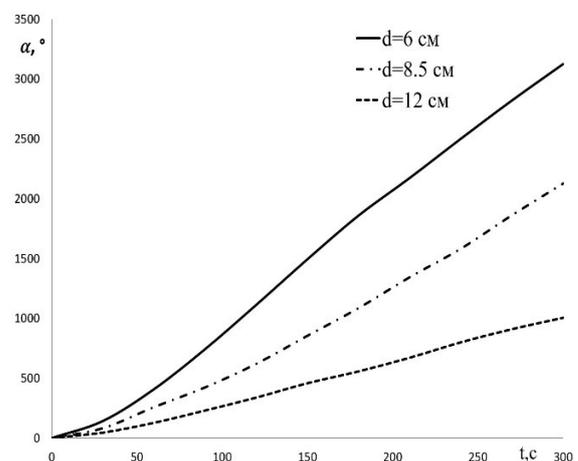


Рисунок 4. Зависимость углового положения ледяных дисков (диаметром  $d = 8.5$  см, и на глубинах  $h = 10$  см, 20 см, 35 см) от времени на различных глубинах

Несмотря на то, что расположение центров таяния играют определяющую роль в формировании движения ледяных дисков. Что в свою очередь приводит к тому, что ледяной диск может и вовсе не вращаться на водной поверхности и такой результат эксперимента не являлся большой редкостью. Также центры таяния определяют в какую именно сторону будет вращаться диск, то есть прямой закономерности от условий эксперимента (диаметра диска, солёности воды, высоты столба жидкости) и влияния их на сторону вращения диска, обнаружено не было. Однако некоторые зависимости были установлены. В солёной воде ( $S=35\%$ ) ледяной диск вращается быстрее по сравнению с диском того же диаметра в пресной воде (рисунок 5 а). Также статистически получалось, что чем меньше диаметр диска, тем выше была скорость его вращения (рисунок 5 б).



а) вращение диска  $d = 8.5$  см, в солёной  $S=35\%$  и пресной воде  $S=0\%$



б) вращение диска  $d = 6$  см, 8.5 см, 12 см в пресной воде  $S=0\%$  и глубиной  $h = 10$  см

Рисунок 5. Графики различных зависимостей для вращения ледяных дисков, установленные экспериментально

Таким образом, определяющую роль в формировании движения ледяных дисков играет расположение центров таяния льда. Что в свою очередь приводит к тому, что ледяной диск может и вовсе не вращаться на водной поверхности и такой результат эксперимента не являлся большой редкостью. Также центры таяния определяют в какую именно сторону будет вращаться диск, то

есть прямой закономерности от условий эксперимента (диаметра диска, солености воды, высоты столба жидкости) и влияния их на сторону вращения диска, обнаружено не было.

При этом, некоторые зависимости были установлены. При увеличении глубины слоя жидкости, на котором размещается ледяной диск, угловая скорость его вращения растет. В соленой воде ( $S=35\%$ ) ледяной диск вращается быстрее по сравнению с диском того же диаметра в пресной воде. Также статистически получалось, что чем меньше диаметр диска, тем выше была скорость его вращения.

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда РНФ № 24-27-00029.*

#### **Литература/References:**

1. Бейтс Дж. М. Вращающийся ледяной торт. Scientific American, XXXVI (13), 1895.
2. Карстенс Т. Изображение на обложке La Houille Blanche, ноябрь (7): 639-642, 1971. ISSN 0018-6368. doi: 10.1051/lhb/1971044.
3. А.Г.У. Изображение на обложке, Американский геофизический союз, 64(50):977, 1983.
4. Норделл Б. и Вестерстрем Г. Большие вращающиеся ледяные диски на покрытых льдом реках. Погода, 209(1899):205-209, 1997.
5. Коураев А.В., Захарова Е.А., Рэми Ф., Костяной А.Г., Шимараев М.Н., Холл Н.М. Дж., Здоровеннов Р.Е., Сукнев А.Ю. Гигантские ледяные кольца на озерах и полевые наблюдения за линзовидными вихрями в Среднем Байкале (2016-2017 гг.). Лимнология и океанография, 64(6):2738-2754, 2019. ISSN 19395590. doi: 10.1002/lno.11338.
6. <https://earthobservatory.nasa.gov/images/38721/%20circles-in-thin-ice-lake-baikal-russia>.
7. <https://earth-chronicles.ru/news/2020-11-26-146205>.
8. Хёрд В.Б. Стационарная конвекция с плавлением на границе // Физика жидкостей, 1977, V. 20, No. 12, pp. 1993 – 1999.
9. Нгуен А.Т., Менеменлис Д., Квок Р. Улучшенное моделирование арктического галоклина с параметризацией отторжения рассола в субсетевом масштабе // Журнал геофизических исследований, 2009, 114(C11), C11014 (doi: 10.1029/2008JC005121).
10. Нгуен А.Т., Менеменлис Д., Квок Р. Моделирование арктических льдов и океанов с оптимизированными параметрами модели: подход и оценка // Журнал геофизических исследований, 2011, 116(C4), C04025 (doi: 10.1029/2010JC006573).
11. Зырянов В.Н. Сейши подо льдом//Водные ресурсы, 2011, Т. 38, № 3, С. 259 – 271.
12. Дорболо С., Адами Н., Дюбуа К., Капс Ш., Вандевалле Н. и Дарбуа-Тексье Б. Ротация тающих ледяных дисков под действием потока расплавленной жидкости. Physical Review E, 93(3):1–5, 2016. ISSN 24700053. doi: 10.1103/PhysRevE.93.033112.

## **ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДОВ В ВОДНОЙ СРЕДЕ**

**В.П. Пахненко<sup>1</sup>**

*<sup>1</sup>Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук  
119526 Москва, пр. Вернадского, д.101, к.1  
[terkin95@mail.ru](mailto:terkin95@mail.ru)*

Интенсивная деятельность человека по освоению природных ресурсов Мирового океана включает разведку и добычу полезных ископаемых, транспортировку товаров, использование энергетических и биологических ресурсов, а также многие другие аспекты. Одним из последствий включения океана в сферу экономических интересов является возникновение и распространение загрязнений различного характера. На сегодняшний день нефть – одно из самых распространенных веществ, загрязняющих природные воды. Транспортировка большей части добываемой на мировом шельфе нефти обеспечивается при помощи танкеров и оценивается примерно в 2.2 млрд. тонн в год [1]. При таком объеме транспортировки периодически происходят непредвиденные аварийные ситуации. Считается, что 0,03% транспортируемой танкерами нефти и нефтепродуктов, теряется по различным причинам. Неоднократно происходили экологические катастрофы, связанные с авариями крупнотоннажных танкеров, сопровождающиеся масштабными утечками нефти и значительными последствиями для экосистем больших районов Мирового океана. В России потери нефти и нефтепродуктов за счет аварийных ситуаций, несоблюдения технологической дисциплины и соответствующих мер безопасности достигают 4,8 млн. т.

ежегодно. Из них: 30% загрязнений нефтью приходится на бытовые и промышленные отходы, 27% – на суда, 24% – загрязнений поступает со дна океана из естественных источников, 12% – на аварии танкеров и нефтяных платформ, 7% – на атмосферные осадки.

В данной работе проведены и описаны экспериментальные исследования растекания нефтепродуктов по поверхности воды в двух принципиальных случаях, когда разлив с одной стороны ограничен стенкой (например разлив идет от одного берега реки в натуральных условиях) и когда разлив является осесимметричным и пятно нефтепродуктов растекается по поверхности неограниченным образом.

В большинстве естественных ситуаций разливы нефтепродуктов происходят на двумерной поверхности (открытые водные пространства заливов, озер, морей и т.д.), но возможны особые условия (каналы, реки, узкие аквариумы и т.д.), когда поверхность разлива можно считать одномерной [4]. Этот факт приводит к необходимости создания отдельных моделей для одномерного и двумерного распространения.

Были проведены серии экспериментов с различными типами органических и минеральных масел и непосредственно с сырой нефтью. В качестве базовой жидкости использовалась вода разной температуры, как пресная, так и с разными значениями солености для имитации морских и океанических условий.

Исследование динамики распространения несмешивающейся примеси по поверхности воды проводилось в прямоугольной контейнере длиной 50 см, шириной 40 см и глубиной 15 см. Чтобы избежать бликов от поверхности воды и пятен углеводородов, поверхность жидкости освещалась сверху несколькими разнесенными источниками света, расположенными рядом с контейнером по бокам и непосредственно над ним.

Экспериментальный метод включал нанесение различных количеств моторного масла Volga M8B-SAE 20 API ( $\rho_0 = 883.7 \text{ кг/м}^3$ ,  $\nu_0 = 3.34 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ , при различных диапазонах температуры воды и ее солености) и сырой нефти Мамонтовского месторождения ( $\rho_0 = 878 \text{ кг/м}^3$ ,  $\nu_0 = 2.15 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ , при различных диапазонах температуры воды и ее солености) на поверхность известного объема воды и дальнейший мониторинг ее распространения по поверхности жидкости. Ход экспериментов записывался с помощью цифровой видео камеры в автоматическом режиме в течение 4 часов, съемка велась с частотой 120 кадров в минуту, а полученные последовательности масивов кадров обрабатывались различными программными средствами и анализировались. Положение масляного пятна регистрировали с использованием метода фотометрии обработанных изображений, полученных из исходных кадров методами пакетной обработки (рисунок 1).

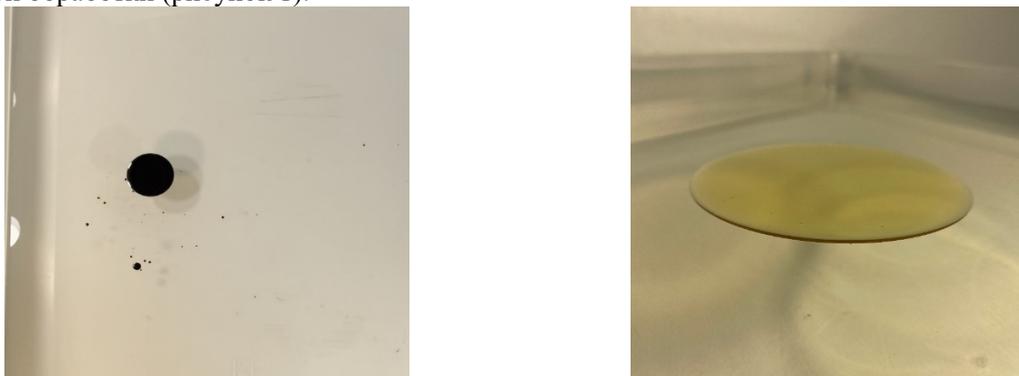


Рисунок 1. Наглядные кадры из экспериментов с моторным маслом и нефтью (маленький объем нефтепродуктов) для случая осесимметричного растекания

Переменными параметрами экспериментов были объем нефтепродукта, температура и соленость воды. В каждой серии экспериментов регистрировались два из вышеуказанных параметров, и для разных значений оставшегося параметра измерялась временная зависимость области распространения пятна загрязнения.

Для устранения случайных ошибок экспериментальные данные были подвергнуты дополнительной обработке с использованием модифицированного алгоритма сдвига (MSA) [10],

который показал стабильную производительность при выделении полезного сигнала на фоне шума вплоть до отношения сигнал/шум -15 дБ.

Ниже приведены только самые характерные экспериментальные зависимости из множества измерительных результатов.

Эксперименты по одномерному растеканию масла проводились в контейнерах разных размеров, при этом выбирались разные параметры жидкости (их объем, высота, на которой происходит разлив и температура).

Сначала были проведены эксперименты с пятном масла, растекающимся вдоль одной стены без бортов по сторонам, ограничивающих распространение пятна, размер первого контейнера 29.1x29.1x10 см. (Высота воды в данной серии экспериментов была постоянно и равнялась 5см). В данном эксперименте в начальный момент времени пятно ограничивалось стенкой контейнера и дополнительной полукруглой стенкой, для предотвращения преждевременного растекания, после начала эксперимента полукруглая стенка убиралась и процесс растекания пятна фиксировался на видео камеру, данные с которой служили материалом для получения данных об эксперименте.

Было рассчитано изменение площади поверхности пятна  $S$  от времени  $t$  растекания при различных исходных объемах масла ( $V = 5, 10$  и  $15$  мл) рисунок 2. Стоит отметить, что с определенного момента площадь пятна начинает уменьшаться. Это связано с тем, что со временем растекающееся масло налипает на стенку все более концентрированным слоем, что увеличивает плотность масляного пятна, но уменьшает площадь его распространения.

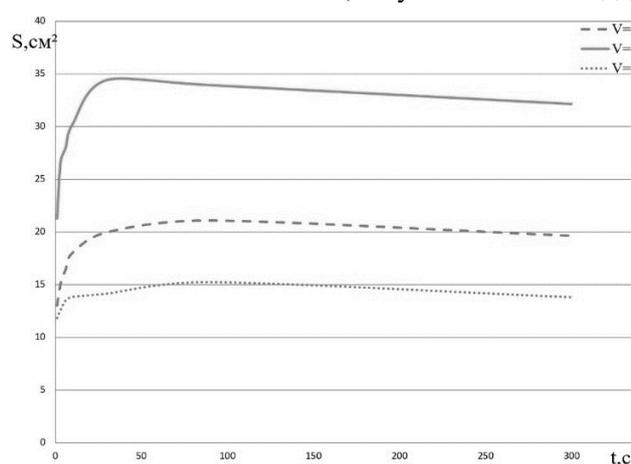


Рисунок 2. График зависимости изменения площади пятна  $S$  от времени  $t$  в пресной воде

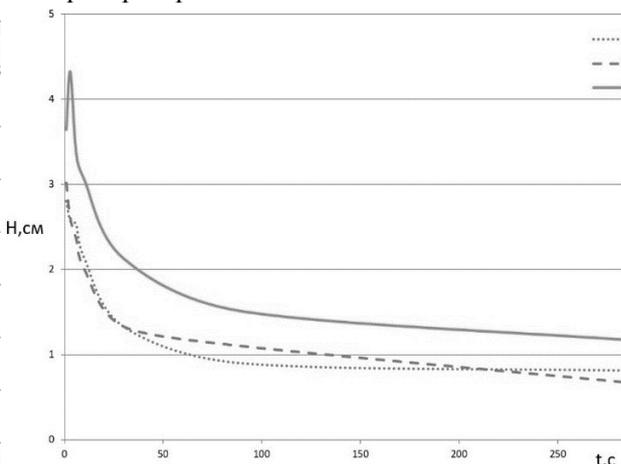


Рисунок 3. График зависимости изменения высоты пятна  $H$  от времени  $t$  в пресной воде

Далее было детально рассмотрено изменение высоты пятна от времени (насколько максимально отходит пятно от стенки контейнера  $H$ ) при различных исходных объемах масла (рисунок 3). Эксперименты показали, что при 5 и 10 мл изменение происходило величины  $H$  практически одинаково и объем не сильно повлиял. Однако при увеличении объема масла до 15 мл высота пятна сильно возросла.

Также стоит отметить, что изменение ширины пятна  $L$  строго зависело от изначального объема масла. При этом чем больше был объем, тем была больше скорость растекания вдоль стенки (рисунок 4).

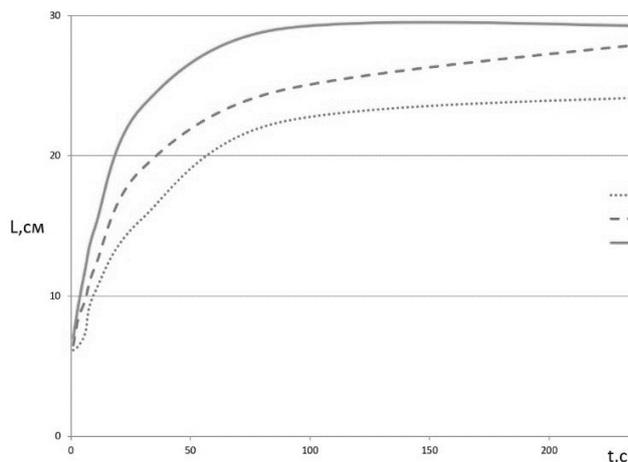


Рисунок 4. График зависимости изменения ширины пятна  $L$  от времени  $t$  в пресной воде

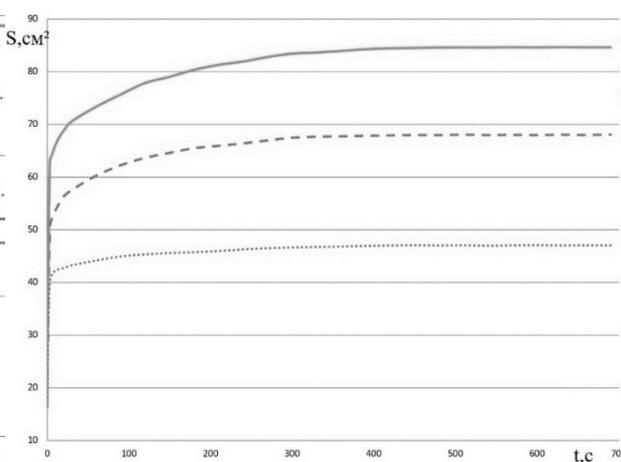


Рисунок 5. График зависимости изменения площади пятна  $S$  от времени  $t$  в пресной воде

Далее были проведены эксперименты в контейнеры другого объема  $10 \times 6 \times 10$  см (Высота воды в данной серии экспериментов была постоянно и равнялась 7 см). При этом методика экспериментов немного изменилась и в начальный момент времени масляное пятно фиксировалось прямой стенкой, которая поднималась для инициации процесса растекания.

Как и для первого случая эксперименты проводились при температуре  $T = 20^\circ\text{C}$  в пресной воде для различных объемов масла ( $V = 20, 30$  и  $40$  мл). Было рассчитано изменение площади поверхности пятна  $S$  от времени  $t$  (рисунок 5).

Как и в предыдущих экспериментах, с определенного момента масло начинается собираться в более концентрированное пятно неравномерно налипая на стенки контейнера, а не продолжает равно растекаться по поверхности воды.

Аналогичные эксперименты были проведены в контейнерах объемом  $3 \times 2 \times 30$  см и  $5 \times 7 \times 50$  см. Для них тоже были рассчитаны изменения площади поверхности пятна  $S$  см<sup>2</sup> от времени  $t$  с. Эксперименты проводились с маслом объемом  $V = 5, 10$  и  $15$  мл). Для контейнера меньшего объема результаты получились необычные (рисунок 6). Масло растекалось до определенного значения площади разлива за короткий промежуток времени, далее происходило достаточно плавное и равномерное растекание вдоль стенок, после чего площадь растекшегося пятна оставалась практически неизменной. Для объема в 5 и 10 мл это выражено наиболее наглядно (рисунок 7). При этом само начало динамики растекания масла было похоже на все предыдущие эксперименты в более больших контейнерах и на растекание, описанное далее. Но после, видно, как рост происходит линейно и это как раз характеризует момент, когда масло растекается исключительно вдоль стенок контейнера (без изменения высоты пятна  $H$  вдоль свободной поверхности воды). Это происходит резко до определенного момента времени, после чего растекание прекращается. При 15 мл масло практически сразу растекается до максимального значения площади масляного пятна и такого линейного роста не наблюдается.

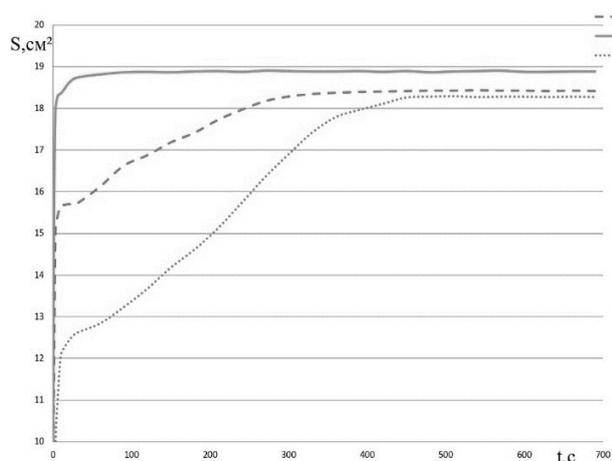


Рисунок 6. График зависимости изменения площади пятна  $S$  от времени  $t$  в пресной воде

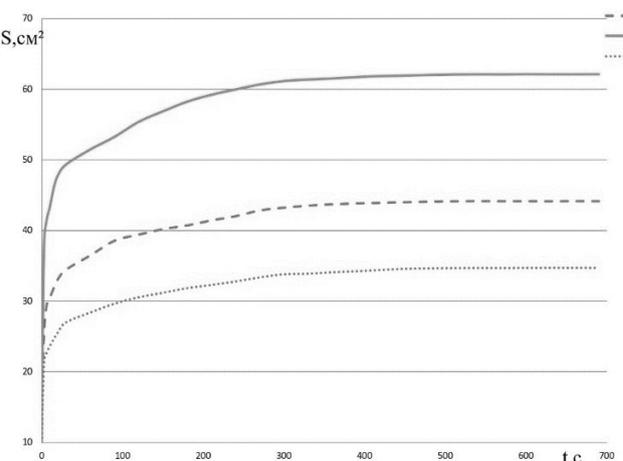


Рисунок 7. График зависимости изменения площади пятна  $S$  от времени  $t$  в пресной воде

Для контейнера с объемом  $5 \times 7 \times 50$  см результаты в достаточной мере похожие на предыдущие эксперименты, что свидетельствует о том, что соотношение объема масла и объема водоема, в котором оно растекается, влияют на динамику разлива (рисунок 7).

#### 4. Заключение.

Были проделаны серии экспериментов с различными исходными параметрами и получен большой массив экспериментальных данных по динамике растекания нефтепродуктов по поверхности воды.

Построенная теоретическая модель растекания в виде приближенного уравнения (11), общего как для ограниченной, так и для неограниченной площади разлива нефтепродуктов, позволила получить явные аналитические решения для любого момента времени процесса.

Работоспособность полученного унифицированного уравнения динамики разлива нефтепродуктов подтверждается сравнением с экспериментальными результатами, которые выявили те же режимы для разных типов олеинов, что и в теоретическом описании.

Результаты экспериментов для одномерного растекания показали, что соотношение объема масла и объема водоема, в котором оно растекается, влияют на динамику разлива. Был обнаружен эффект прилипания и скапливания масляного пятна в пятно с большей плотностью, но меньшим объемом. Как и ожидалось, было получено, что при большем объеме масла скорость его распространения по водной поверхности выше и пятно растекается на большую площадь.

*Работа выполнена в рамках Госзадания 124012500441-6.*

#### Литература/References:

1. Documents & Guides The international tanker owners pollution federation limited, ITOPF, [www.itopf.org](http://www.itopf.org).
2. Кистович А.В., Чаплина Т.О. Аналитическое моделирование формы пятна углеводородов на поверхности воды № 4(30), 2021, С. 1361-1371.
3. Кистович А.В., Чаплина Т.О., Пахненко В.П. Радиальное растекание нефтепродуктов по поверхности воды Т 86, № 6, 2022, С. 956-974.
4. Hoult D.P., Suchon W. The spread of the oil in a channel. Fluid Mechanics Laboratory, Department of Mechanics Engineering, Massachusetts Institute of Technology. 1970, 25 pp.
5. Fingas M.F. Studies on the evaporation of crude oil and petroleum products: I. The relationships between evaporation rate and time// Journal of Hazardous Materials, 1997, V. 56, pp. 227 – 236.
6. Reunhart R., Rose R. Evaporation of crude oil at sea//Water Resources, 1982, V. 16, pp. 1319 – 1325.
7. DiPietro N.D., Huh C., Cox R.G. The hydrodynamics of the spreading of one liquid on the surface of another//Journal of Fluid Mechanics. 1978. V. 84. Part 3, pp. 529 – 549.

8. Matsuzaki Y., Ogasawara T., Sakai S., Izumiyama K., Kanada S. Numerical simulation of current-induced deformation and movements of the oil slick under the ice cover//Proceeding of the 18th IAHR International Symposium on Ice, 2006, pp. 219 – 226.
9. Кистович А.В., Чаплина Т.О., Пахненко В.П. Растекание технических масел и сырой нефти по поверхности воды, Доклады Российской академии наук. Науки о Земле, 2023, Т. 508, № 2, стр. 290-296.
10. Solodkii D.M., Kistovich A.V. Modified shift algorithm for processing measured data// Measurement Techniques, 2015, V.57, No. 11, pp. 1287-1292. doi: 10.1007/s11018-015-0622.

## **ВРЕМЕННАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ (ЧЕРНОЕ МОРЕ, МЫС КИКИНЕИЗ)**

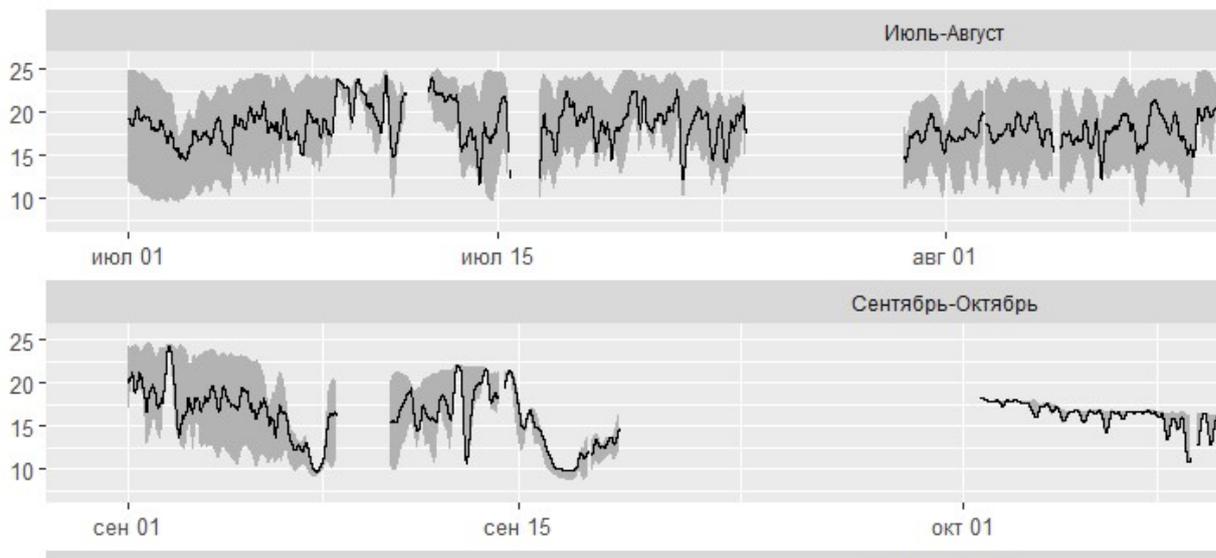
*А.Е. Погребной<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>*ФГБУН Морской гидрофизический институт РАН, г. Севастополь, Россия  
[pogrebok57@mail.ru](mailto:pogrebok57@mail.ru)*

Приведены результаты статистического анализа поля температуры в районе южного берега Крыма во второй половине 2013 года. Используются данные систематического оперативного мониторинга вертикального профиля температуры морской воды (термолиния), данные об уровне морской поверхности и атмосферном давлении. Термолиния включала в себя 17 термодатчиков, 11 верхних из которых расположены с интервалом в 1 м, а нижние 6 – с интервалом 2 м. Таким образом, измерения температуры охватывали водную толщу от дна до горизонта 22 м. Фиксация значений температуры производилась каждые 60 с, точность измерений составляла 0,1°С.

Для структурирования вертикального распределения поля температуры использовалась модель двухслойной стратификации, когда два квазиоднородных слоя (верхний более теплый) разделены высокоградиентным термоклином. Положение уровня термоклина относительно дна определялось по максимуму вертикального градиента температуры, определяемого с дискретностью 10 см, за счет предварительной сплайн-интерполяции текущих вертикальных профилей. Кроме положения термоклина для каждого временного отсчета определялось значение вертикального градиента температуры в термоклине, его толщина, средние температуры верхнего и нижнего слоев, значение положения уровня морской поверхности и атмосферное давление.

Изменчивость температуры ядра термоклина приведена на рисунке 1. Там же серым тоном выделен высокоградиентный диапазон температур между верхним и нижним квазиоднородными слоями.



*Рисунок 1. Временная изменчивость температуры термоклина*

Все анализируемые параметры термоклина демонстрируют изменчивость в широком диапазоне временных масштабов. Отметим, что после 20-го сентября термоклин регистрировался лишь эпизодически в виде нижней границы подповерхностного слоя дневного прогрева с небольшим перепадом температур, например, 9, 16, 22 октября. Характерной особенностью зимнего периода является температурная однородность во всем диапазоне глубин. Формально в этом случае температуры обоих слоев и термоклина совпадают.

В летние месяцы глубина залегания термоклина (~15 м) и его градиент (~2-4 °C/м) в прибрежной зоне определяется в основном стонно-нагонными явлениями в зависимости от вдольбереговых компонент скорости ветра и течения [1]. Их величины за короткие промежутки времени могут меняться в широких пределах (возможны смещения термоклина на 15 м за несколько часов). Кроме того, были зарегистрированы акты полного апвеллинга, когда приток глубинных вод приводит к подъему термоклина и резкому понижению поверхностной температуры (8 сентября и после 16 сентября). И, наоборот, при даунвеллинге (9 июля, 12-14 и 23-29 августа, 9, 13 и 15 сентября) термоклин опускается, вытесняя холодный нижний слой.

На рисунке 2 приведены обобщенные ежемесячные робастные оценки медианных значений и диапазоны интерквартильной изменчивости температуры термоклина, его толщины, разности температур между верхним и нижним квазиоднородными слоями и уровня морской поверхности.

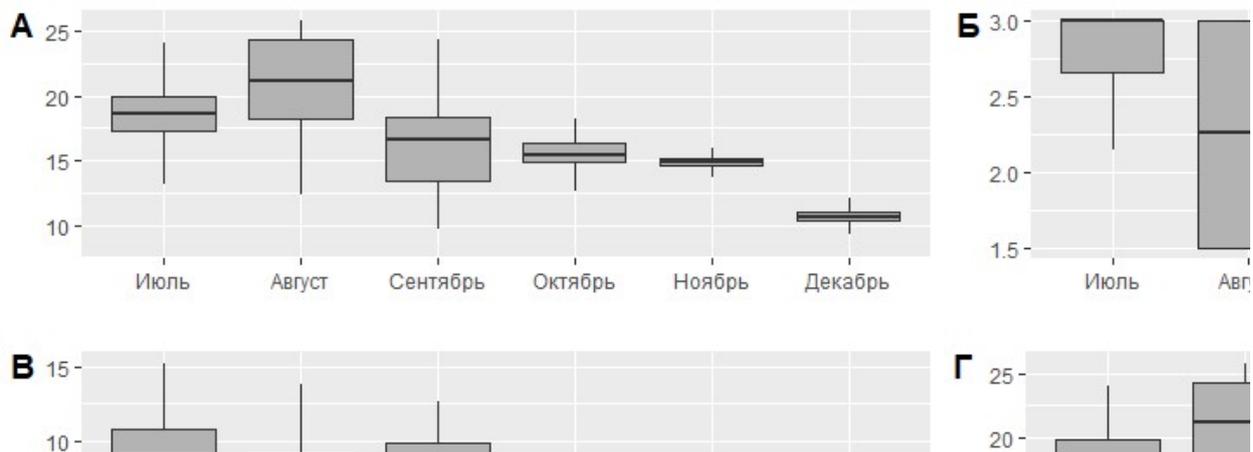


Рисунок 2. Медианные значения и диапазоны интерквартильной изменчивости. А - температура термоклина (°C), Б - его толщина (м), В - разность температур между верхним и нижним квазиоднородными слоями (°C), Г - уровень морской поверхности (м)

Толщина термоклина (если он регистрируется) варьируется в интервале 1,5-3 м. Разность температур между квазиоднородными слоями максимальна в июле (~10 °C) и практически полностью пропадает в конце сентября. Уровень моря в июле на 20 см выше, чем в зимние месяцы.

#### Литература/References:

1. Сильвестрова К.П., Зацепин А.Г., Мысленков С.А. Прибрежные апвеллинги в геленджикском районе Черного моря: связь с ветровым воздействием и течением // Океанология. 2017. 57. № 4: 521-530.

# АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ И ВРЕМЕННЫХ ВАРИАЦИЙ ГЛОБАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ СКОРОСТИ ГАЗООБМЕНА МЕЖДУ АТМОСФЕРОЙ И ОКЕАНОМ ПОЛУЧЕННЫХ ДЛЯ РАЗНЫХ ПАРАМЕТРИЗАЦИЙ ОТ ХАРАКТЕРИСТИК ВЕТРОВОЛНОВОЙ ОБСТАНОВКИ

*Е.И. Поплавский<sup>1</sup>, Д.А. Сергеев<sup>1</sup>, А.М. Кузнецова<sup>1</sup>, Ю.И. Троицкая<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>*Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова Российской академии наук (ИПФ РАН), Нижний Новгород, Россия*

[poplavsky@ipfran.ru](mailto:poplavsky@ipfran.ru)

Газообмен (в том числе парниковыми газами) в пограничных слоях атмосферы является важнейшим фактором для климатической обстановки на нашей планете. В силу сложности проведения измерений параметров, характеризующих этот процесс в непосредственной близости от границы раздела сред в широком диапазоне условий, в том числе при сильном ветре и волнении, получаемые данные имеют большой разброс. Это касается в первую очередь скорости газообмена (см. например обзор [1]). Ранее для ее количественных оценок в основном использовались зависимости только скорости ветра в приводном слое атмосферы (чаще всего от  $U_{10}$  - скорости ветра на высоте 10 м от водной поверхности). При этом совершенно очевидно, что на скорость газообмена также оказывают влияние параметры волнения, которые зачастую определяются не только параметрами воздушного потока над взволнованной поверхностью, но и собственной динамикой волн. Однако глобальные данные о волнении по всей поверхности океана, которые необходимы для оценок скорости газообмена и потоков газов, появились сравнительно недавно благодаря численному моделированию, нежели данные о скорости ветра, которые уже давно имелись в реанализе. В связи с этим актуальной представляется задача сопоставления количественных оценок скорости газообмена, получаемых с помощью различных зависимостей, учитывающих как параметры ветра, так и волнения в глобальных масштабах Мирового океана.

В настоящей работе использовались несколько зависимостей от параметров ветро-волновой обстановки для скорости обмена углекислым газом (важнейшим парниковым газом). Так из работы [2] была взята классическая зависимость от  $U_{10}^2$ . Для учета параметров волнения были взяты зависимости из работ [3] от безразмерных параметров:  $Re_H = u_* H_s / \nu_w$ ,  $Re_{Bw} = u_*^2 / \nu_w \omega_p$ , и из [4] от  $Re_{Ba} = u_*^2 / \nu_a \omega_p$ , где  $u_*$  — скорость трения,  $H_s$  — значительная высота волны,  $\nu_w$  — вязкость воды,  $\omega_p$  — пиковая частота энергетического спектра волн  $\nu_a$  — вязкость воздуха.

В качестве данных реанализа использовался WAVEWATCH III® Hindcast and Reanalysis Archives (<https://polar.ncsc.noaa.gov/waves/hindcasts/>), из которого была получена информация о пиковой частоте поверхностных волн  $\omega_p$  и приводной скорости ветра  $U_{10}$  с разрешением  $0.5^\circ$ . Для восстановления значений значительной высоты волнения использовалась зависимость  $H = (U_{10}^2 / g) 0.2074 \Omega^{-1.54}$  от параметра возраста волнения  $\Omega = U_{10} / (g \omega_p)$ .

Результаты расчетов глобальной средней (по всему Мировому океану) скорости потока углекислого газа для каждого месяца в период с 10.2012 по 09.2017 (см. рисунок 1) продемонстрировали отличие более чем в 4 раза, что говорит о сильной чувствительности скорости газообмена к параметрам ветро-волновой обстановки. При этом, если явных межгодовых трендов не наблюдается, то характеризуя сезонные вариации, следует отметить, что максимальные значения глобальной средней скорости газообмена зачастую приходятся на июнь, июль, а минимальные на ноябрь, декабрь. Чтобы выяснить причину этого были проанализированы пространственные распределения скорости газообмена, полученные в эти временные периоды (см. рисунок 2). Видно, что максимальные значения скорости газообмена характерны в первую очередь для области между 40 и 50 градусами южной широты, которая как известно характеризуется штормовыми условиями, т.е. сильным ветром и интенсивным волнением. Однако для июля и июня, когда в Южном полушарии зима, они очевидно более экстремальные и соответственно скорость газообмена больше. При этом подобную разницу с осенне-зимним периодом не компенсирует наблюдающееся в это время значительное увеличение скорости газообмена в северной Атлантике.

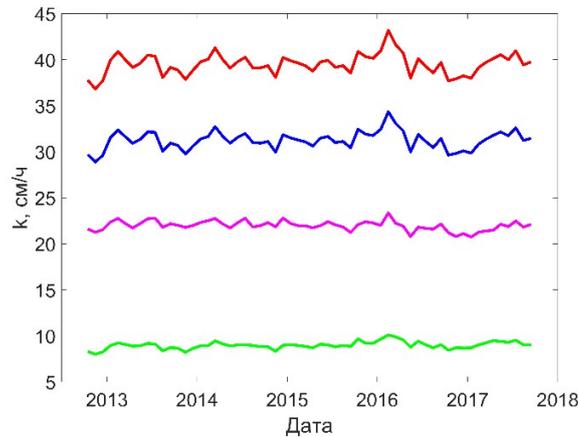


Рисунок 1. Скорость газообмена, рассчитанная с помощью разных моделей по данным реанализа о пиковом периоде ветровых волн и поверхностной скорости ветра для каждого месяца в период с 10.2012 по 09.2017. Красный – модель из [4] от  $Re_{Ba}$ , зеленый – модель из [3] от  $Re_H$ , синий модель из [3] от  $Re_{B_{W}}$ , пурпурный - модель из [2] от  $U_{10}^2$

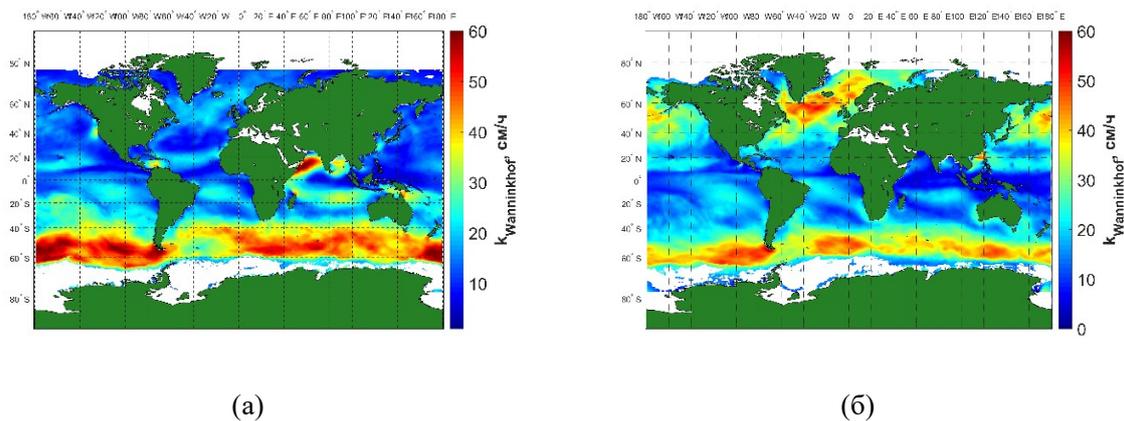


Рисунок 2. Сравнение пространственных распределение скорости газообмена в июле (а) и ноябре (б) 2013 г., полученных с помощью зависимости из [2].

Работа выполнены при поддержке проекта РФФ № 24-17-00299.

#### Литература/References:

1. Wanninkhof R., Asher W.E., Ho D.T., Sweeney C., McGillis W.D. 2009. Advances in Quantifying Air-Sea Gas Exchange and Environmental Forcing. Annual Rev. Marine. Sci. 1: 213–244.
2. Wanninkhof, R. 1992. Relationship between wind speed and gas exchange over the ocean. Journal of Geophysical Research, 97: 7373– 7382. <https://doi.org/10.1029/92JC00188>
3. Brumer S., Zappa C., Blomquist B., Fairall C., Cifuentes-Lorenzen A., et al. 2017. Wave-related Reynolds number parameterizations of CO<sub>2</sub> and DMS transfer velocities. Geophys. Res. Lett. 44(19):9865–75
4. Zhao, D., Toba, Y., Suzuki, Y., & Komori, S. 2003. Effect of wind waves on air–sea gas exchange: Proposal of an overall CO<sub>2</sub> transfer velocity formula as a function of breaking-wave parameter. Tellus Series B: Chemical and Physical Meteorology, 55B: 478– 487.

## МЕТОДИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ВЫДЕЛЕНИЯ ГРУПП МОРСКИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

К.Р. Пукас<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Севастопольский государственный университет, г. Севастополь, Россия

[ks.elf.in03@gmail.com](mailto:ks.elf.in03@gmail.com)

Актуальность исследования групповой структуры морских поверхностных волн связана как с решением фундаментальных, так и решением прикладных задач [1, 2]. Основными параметрами, которые характеризуют групповую структуру волн, являются фактор групповитости GF и длина группы LG. Расчет этих параметров, как правило, осуществляется методом волновой огибающей [3]. Длина группы определяется как интервал времени между двумя последовательными пересечениями волновой огибающей  $G(t)$  заданного уровня. Интервал времени определен в периодах доминантной волны. Фактор групповитости рассчитывается как

$$GF = \sqrt{2\sigma_G^2/\bar{G}}, \quad (1)$$

где  $\sigma_G^2$  – дисперсия волновой огибающей, черта сверху означает осреднение.

Для выделения волновой огибающей используются несколько процедур, основанных на преобразовании Гильберта, функции SIWEN (Smoothed Instantaneous Wave Energy History), вэйвлет преобразовании. Формы волновых огибающих, полученных в рамках разных процедур несколько отличаются, соответственно отличаются параметры GF и LG [3], что затрудняет учет групповой структуры в инженерных расчетах.

В работе приводится сравнительный анализ процедур выделения волновой огибающей на основе аналитических моделей, описывающих изменения возвышений поверхности.

Групповую структуру волн обычно описывают произведением волновой огибающей  $G(t)$  и несущей волны  $\eta(t)$ .

$$\xi(x, t) = G(x, t)\eta(x, t). \quad (2)$$

Особенность процедуры выделения огибающей морских волн связана с тем, что морское волнение является нелинейным процессом.

При анализе статистических и динамических свойств морской поверхности широкое распространение получила нелинейная модель второго порядка, построенная на основе волны Стокса, которую в упрощенном виде можно представить как

$$\xi_{St}(x, t) = G(x, t) \cos \theta + \frac{1}{2} k G^2(x, t) \cos(2\theta). \quad (3)$$

где  $\theta = kx - \omega t + \phi$ ,  $k$  и  $\omega$  – волновое число и угловая частота,  $\phi$  – фаза. Полученный с помощью модели (3) волновой профиль имеет заостренный гребень и плоскую впадину, асимметрия распределения  $\xi_S$  всегда положительна. Это противоречит данным волновых измерений, которые показывают, что наблюдаются ситуации, когда высота гребня больше глубины впадины, а асимметрия имеет отрицательный знак [4, 5].

В настоящей работе будем использовать аналитическую нелинейную модель, предложенную в работе [6], в которой несущая волна и волновая огибающая описываются выражениями

$$\eta(x, t) = \rho_1 \exp \left[ -\rho_2 \cos^2 \left( \frac{k_0 x - \omega_0 t}{2} \right) \right], \quad (4)$$

$$G(x, t) = \exp \left[ -\rho_3 \cos^2 \left( \frac{k_0 x - (\omega_0/2)t}{2\rho_4} \right) \right], \quad (5)$$

где  $\rho_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) – безразмерные параметры. Параметр  $\rho_2$  определяет асимметрию волны, параметр  $\rho_1$ , который принимает два значения -1 и +1, определяет знак асимметрии. Параметры  $\rho_3$  и  $\rho_4$  определяют глубину модуляции (или GF) и длину группы (LG) соответственно. Поскольку  $\langle \eta \rangle \neq 0$ , для построения волнового профиля необходимо провести замену  $\eta \rightarrow \eta - \langle \eta \rangle$ , где угловые скобки означают осреднение. Пример волнового профиля приведен на рисунке 1. Время дано в безразмерном виде  $\tilde{t} = t/T_0$ , где  $T_0 = 2\pi/\omega_0$  – период волны  $\eta(x, t)$ , волна  $\xi(x, t)$  нормирована таким образом, что ее максимум равен единице.

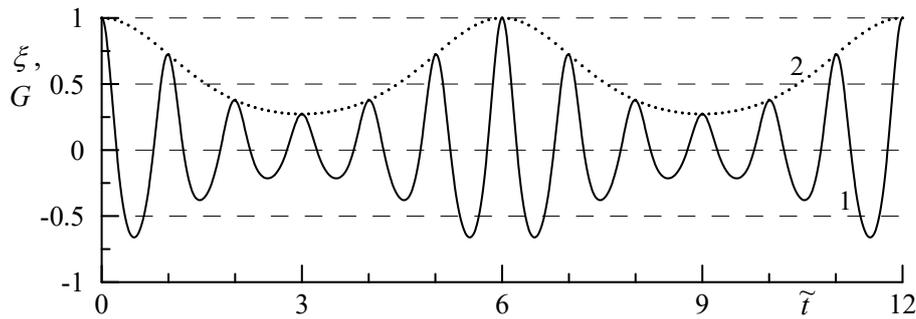


Рисунок 1. Профиль нелинейной амплитудно-модулированной волны. Кривая 1 –  $\xi$ ; кривая 2 –  $G$

На основе модели (4), (5) Рассмотрим две наиболее часто используемые процедуры выделения волновой огибающей, которые основаны на функции SIWEN и преобразовании Гильберта. Функция SIWEN, предложенная в работе [7], может быть представлена в виде

$$E(t) = \frac{1}{T_0} \int_{-\infty}^{\infty} \eta^2(t + \tau) Q(\tau) d\tau, \quad (6)$$

где  $Q(\tau)$  – низкочастотный фильтр (используется окно Бартлетта);  $T = 1/f_0$ . Функция SIWEN связана с волновой огибающей соотношением [8]

$$E(t) \approx G(t)^2/2. \quad (7)$$

Преобразованием Гильберта является интегральное преобразование, которое представляет собой свертку двух функций  $\xi(t)$  и  $h(t) = 1/(\pi t)$  и имеет вид

$$H(\xi(t)) = \frac{1}{\pi} \text{v. p.} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\xi(u)}{t-u} du, \quad (8)$$

где *v. p.* означает главное значение интеграла по Коши. Волновая огибающая с помощью преобразования Гильберта определена выражением

$$G_H(t) = \sqrt{\xi^2(t) + (H(\xi(t)))^2}. \quad (9)$$

Волновые огибающие, выделенные для аналитической модели (4) и (5) представлены на рисунке 2. Учитывалось, что при измерениях в морских условиях наблюдаются ситуации, при которых асимметрия волн является отрицательной, а высота гребня меньше глубины впадины [5]. Для приведенных на рисунке 2 волновых составляющих асимметрия рассчитывалась по соотношению статистических моментов  $A = \langle \xi^3(t) \rangle / \langle \xi^2(t) \rangle^{1.5}$ .

Анализ показал, что асимметрия поверхностных волн приводит к заметным отклонениям от заданной огибающей  $G(t)$ . Эти отклонения проявляются в том, что при  $A > 0$  справедливы неравенства  $G_H \leq G$  и  $G_S < G$ , при  $A < 0$  неравенства меняются на противоположные  $G_H \geq G$  и  $G_S > G$ . Если  $A = 0$ , то выделенные огибающие близки к модельной. Кроме того, если несущая волна является асимметрично, то появляются дополнительные локальные максимумы  $G_H(t)$ , что в свою очередь приводит к росту фактора групповитости.

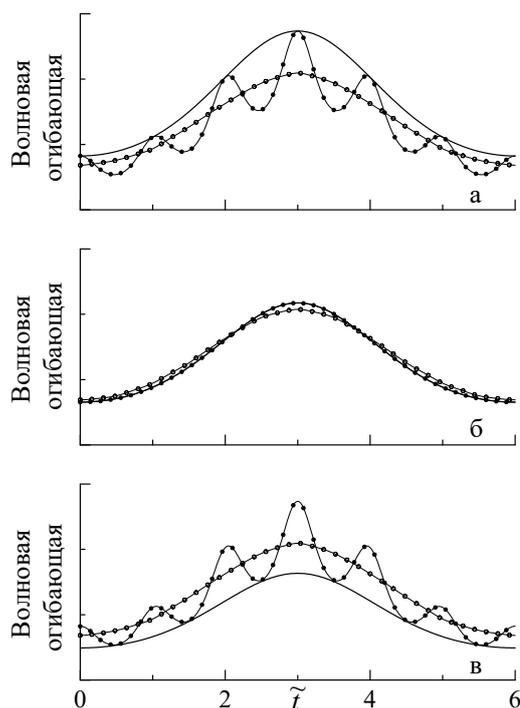


Рисунок 2. Волновые огибающие,  $a - A > 0$ ;  $b - A = 0$ ;  $v - A < 0$

#### Литература/References:

1. Запевалов А.С. Влияние асимметрии и групповой структуры морских волн на генерацию инфразвука морской поверхностью // Морской гидрофизический журнал. 2023. Т. 30, № 2. С. 177-188. EDN: GMHTUM.
2. Wang L., Tang Y., Zhang X., Zhang J. Studies on parametric roll motion of ship under wave group by numerical simulation // Ocean Engineering. 2018. Vol. 163. P. 391–399.
3. Huang W., Dong S. Statistical description of wave groups in three types of sea states // Ocean Engineering. 2021. Vol. 225. 108745.
4. Запевалов А.С., Гармашов А.В. Появление отрицательных значений коэффициента асимметрии морских поверхностных волн // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2022. Т. 58. № 3. С. 310-317.
5. Запевалов А.С., Гармашов А.В. Соотношение глубины впадины и высоты гребня поверхностных волн в прибрежной зоне Черного моря // Морской гидрофизический журнал. 2024. Т.40, № 1(235). С.78-86.
6. Zapevalov A.S. Analytical representation of a group structure sea surface waves // Processes in GeoMedia, Springer, Cham, 2021. Vol. 3. pp. 139-145.
7. Funke E.R., Mansard E.P.D. On the synthesis of realistic Sea States in a laboratory flume // Report LTR-HY-66 of the Division of Mechanical Engineering, National Research Council Canada. 1979.
8. Medina J.R., Hudspeth R.T. A review of the analyses of ocean wave groups // Coast. Eng. 1990. Vol. 14. iss. 6. P. 515–542.

#### МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕГРАДАЦИИ ГИДРАТОСОДЕРЖАЩИХ МНОГОЛЕТНЕМЕРЗЛЫХ ПОРОД С УЧЕТОМ ОСМОТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

*М.М. Рамазанов<sup>1,2</sup>, Н.С. Булгакова<sup>1</sup>, С.Р. Гаджимагомедова<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Институт проблем геотермии и возобновляемой энергетики - филиал Объединенного института высоких температур Российской академии наук, Махачкала, Россия

<sup>2</sup>Институт динамики геосфер им. академика М.А. Садовского Российской академии наук, Москва, Россия  
[mukamay-ipg@mail.ru](mailto:mukamay-ipg@mail.ru)

Выполнено математическое моделирование и исследование процесса деградации многолетнемерзлых пород (ММП), содержащих лед, скопления метастабильных самоконсервированных газогидратов и свободного газа, под тепловым и солевым воздействием растворов с учетом осмотического эффекта и деформации вмещающих пород. Численным методом в автомодельной постановке исследована эволюция данной системы. На основе многовариантных расчетов изучены закономерности и темпы деградации мерзлоты.

Глобальное потепление является одной из важнейших современных научных проблем. Вклад Арктики в парниковый эффект планеты является значительным поскольку осадочный слой этого региона содержит более 30 процентов мировых запасов углерода. Предполагается, что существенную роль при этом играет разложение реликтовых газогидратов. Особое внимание, которое уделяется реликтовым залежам нестабильных газогидратов, вызвано их восприимчивостью к изменению климата [1-2]. Интенсивность выбросов метана в рассматриваемом регионе контролируется темпами и механизмами деградации подводной вечной мерзлоты и наличием путей миграции газа [3]. Основными факторами, влияющими на деградацию вечной мерзлоты, являются тепловое и солевое воздействие и эрозионные процессы.

Имеется достаточно много работ, посвященных моделированию разложения газогидратов в различных условиях [4-6]. Однако ни в одной из этих или других известных нам моделей при исследовании деградации мерзлых пород не учитывается влияние осмотического эффекта [7]. Предлагаемая в настоящей работе модель учитывает влияние осмоса. Исследование на ее основе процесса деградации мерзлого гидратосодержащего пласта даст ответ на ряд ключевых вопросов.

**Постановка задачи.** На рисунке 1 представлены: I- талая область пласта насыщенная раствором соли и свободным газом; II- частично замороженная область пласта насыщенная льдом и раствором соли находящихся в термодинамическом равновесии, а так же свободным газом; III – непроницаемая замороженная область породы состоящая из льда, метастабильного газогидрата и свободного газа;  $z = z_1(t)$  - подвижная граница области I;  $z = z_*(t)$  - фронт частичного таяния льда, разложения метастабильного газогидрата и высвобождения свободного газа.

Требуется сформулировать математическую модель рассматриваемого процесса деградации мерзлого пласта и разложения газогидрата с разгрузкой газа на верхней границе и исследовать закономерности и темпы эволюции такой системы с учетом осмотической силы и деформации вмещающих пород.

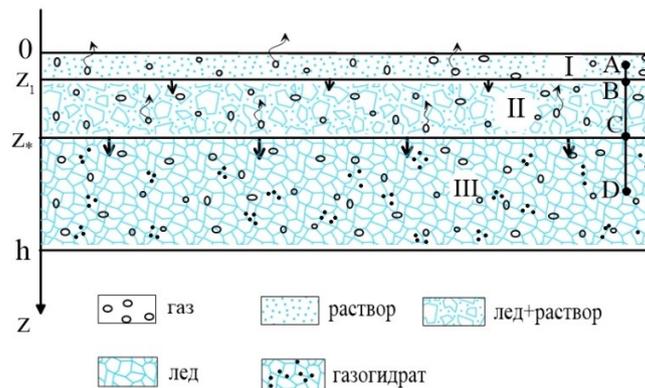


Рисунок 1. Схема задачи

**Математическая модель.** Приведем системы уравнений в каждом слое. Направим ось  $z$  вниз и выберем систему координат как это показано на рисунке 1.

**Область I.** В рассматриваемой области породы насыщены только жидким раствором и свободным газом. Систему уравнений в этой талой области можно записать в виде:

$$V_w = -\frac{kf_w(s_w)}{\eta_w} \left( \rho_w \frac{\partial \mu_1}{\partial c} c' + p' - \rho_w g \right),$$

$$\begin{aligned}
V_g &= -\frac{kf_g(s_g)}{\eta_g}(p' - \rho_g g) \\
\frac{\partial}{\partial t}(ms_w \rho_w) + (\rho_w V_w)' &= 0, \rho_w = \rho_w(p, T, c) \\
\frac{\partial}{\partial t}(ms_g \rho_g) + (\rho_g V_g)' &= 0, \rho_g = \rho_g(p, T, c) \\
(ms_w + \Gamma) \frac{\partial c}{\partial t} + V_w c' &= (s_w D c')', \\
\Gamma(K, c) &= \frac{\partial a(K, c)}{\partial c}, \lim_{Kc \rightarrow \infty} \Gamma(K, c) = a_\infty, \\
C_m \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho_w C_w V_w + \rho_g C_g V_g) T' &= (\lambda_m T')' \\
C_m &= m(s_w \rho_w C_w + s_g \rho_g C_g) + (1 - m) C_s, \\
\lambda_m &= m(s_w \lambda_w + s_g \lambda_g) + (1 - m) \lambda_s
\end{aligned}$$

Первое и второе уравнения - это обобщенный закон Дарси, третье и четвертое - уравнения баланса массы раствора и газа, пятое и шестое уравнения баланса соли и энергии. Отметим, что в первом уравнении член пропорциональный градиенту концентрации есть осмотическая сила.

**Область II.** Система в этой области находится в состоянии фазового равновесия раствор-лед и система уравнений запишется в виде:

$$\begin{aligned}
V_w &= -\frac{kf_w(s_w)}{\eta_w} [\rho_w \frac{\partial \mu_1}{\partial c} c' + \frac{dP}{dT} (T' + \Psi_0 c') - \rho_w g], \\
V_g &= -\frac{kf_g(s_g)}{\eta_g} (\frac{dP}{dT} (T' + \Psi_0 c') - \rho_g g) \\
\frac{\partial}{\partial t} [m(s_w \rho_w + (1 - s_w - s_g) \rho_i)] + (\rho_w V_w)' &= 0, \rho_w = \rho_w(T, c), \\
\frac{\partial}{\partial t} (ms_g \rho_g) + (\rho_g V_g)' &= 0, \rho_g = \rho_g(T, c) \\
(ms_w + \Gamma) \frac{\partial c}{\partial t} + V_w c' &= (ms_w D c')' - c_0 \frac{m \rho_i}{\rho_w} (\frac{\partial s_w}{\partial t} + \frac{\partial s_g}{\partial t}), \\
\Gamma(K, c) &= \frac{\partial a(K, c)}{\partial c}, \lim_{Kc \rightarrow \infty} \Gamma(K, c) = a_\infty, \\
\bar{C}_m \frac{\partial T}{\partial t} + qm \rho_i (\frac{\partial s_w}{\partial t} + \frac{\partial s_g}{\partial t}) + (\rho_w \bar{C}_w V_w + \rho_g \bar{C}_g V_g) T' &= (\lambda_m T')', \\
\bar{C}_m &= C_m - m(s_w \beta_w + s_g \beta_g) T \frac{dP}{dT}, \rho_w \bar{C}_w = \rho_w C_m - \beta_w T \frac{dP}{dT}, \\
\rho_g \bar{C}_g &= \rho_g C_p - \beta_g T \frac{dP}{dT}, \\
C_m &= m[s_w \rho_w C_m + s_g \rho_g C_g + (1 - s_w - s_g) \rho_i C_i] + (1 - m) C_s, \\
\lambda_m &= m[s_w \lambda_w + s_g \lambda_g + (1 - s_w - s_g) \lambda_i] + (1 - m) \lambda_s.
\end{aligned}$$

Уравнение состояния фазового равновесия:  $p = P_w(T + \psi_0 c)$ .

**Область III.** В этой мерзлой области среда неподвижна, поэтому здесь имеем только уравнение теплопроводности:

$$\begin{aligned}
C_{mi} \frac{\partial T}{\partial t} &= \lambda_{mi} T'' \\
C_{mi} &= m(\rho_i s_{i0} C_i + \rho_h s_{h0} C_h + \rho_{gn} s_{gn} C_g) + (1 - m) C_s \\
\lambda_{mi} &= m(\rho_i s_{i0} \lambda_i + \rho_h s_{h0} \lambda_h + \rho_{gn} s_{gn} \lambda_g) + (1 - m) \lambda_s
\end{aligned}$$

Обозначения:  $m$  - пористость пласта;  $k$  - проницаемость пласта;  $s_w, s_i, s_h, s_g$  - насыщенность пласта раствором, льдом, газогидратом и газом соответственно;  $f_w(s_w), f_g(s_g)$  - фазовые проницаемости раствора и газа;  $\rho_w, \rho_i, \rho_h, \rho_g$  - плотности раствора, льда, газогидрата и газа соответственно;  $V_w, V_g$  - поля скоростей фильтрации раствора и газа;  $C_m$  - эффективная теплоемкость единицы объема насыщенной пористой среды;  $C_w, C_i, C_p, C_s$  - удельные теплоемкости раствора, льда, газа и матрицы пород;  $T$  - температура;  $p$  - давление;  $c$  - концентрация соли в растворе;  $c_0$  - характерная концентрация;  $\lambda_m$  - эффективная теплопроводность насыщенной пористой среды;  $\lambda_w, \lambda_i, \lambda_g, \lambda_s$  - теплопроводности раствора, льда, газа и пород;  $\mu_1$  - химический

потенциал растворителя в растворе;  $\eta_w, \eta_g$  - вязкости раствора и газа;  $D$  - коэффициент диффузии соли в растворе;  $q$  - удельная теплота плавления льда;  $a$  - концентрация соли в твердой фазе пористой среды;  $K$  - константа адсорбционного равновесия;  $\beta_w, \beta_g$  - коэффициенты теплового расширения раствора и газа,  $C_{mi}, \lambda_{mi}$  - эффективные теплоемкость и теплопроводность замороженной пористой среды насыщенной льдом, законсервированным газогидратом и неподвижным газом;  $S_{i0}, S_{h0}, S_{gn}$  - доли порового пространства занимаемого льдом, газогидратом и свободным газом в исходном мерзлом пласте.

**Граничные условия** включают внешние условия и условия сопряжения на смежных границах областей (полей, потоков воды, соли и энергии), для простоты считаем нижний слой бесконечным.

**Метод решения.** Записывая поставленную задачу в автомодельном виде, используя координату  $\xi = \frac{z}{\sqrt{t}}$ , получим систему нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений в каждом из слоев и соответствующие граничные условия. В третьей мерзлой области задача решается аналитически, а во второй и первой областях численно. При этом решения с помощью граничных условий сшиваются на внутренних межфазных границах и подчиняются внешним граничным условиям. Численные решения находятся разностным методом с постоянным шагом, используя процедуру итераций.

Приведем кратко некоторые из полученных **результатов**. Предложена математическая модель деградации вечной мерзлоты, содержащей метастабильные законсервированные газогидраты под влиянием тепла и соли с учетом осмоса. Образуются два фронта фазового перехода, передний фронт, где разлагаются газогидраты и почти не плавится лед, и задний фронт, где происходит резкое полное плавление оставшегося льда. В литературе можно увидеть сомнения по поводу того, что поток газа может пройти через слой воды в порах. Как показали расчеты, доля пор, занимаемая газом, может быть сопоставима с водонасыщенностью, что связано с большим давлением в газе, возникающим при разложении газогидрата. Поток газа через верхнюю границу разгрузки через год составляет 2-3 сотни граммов на квадратный метр в год и медленно уменьшается со временем. В течение 100 тысяч лет передний фронт проходит примерно 800 м, а задний (фронт полного плавления) вдвое меньше. Переходная область-область между двумя фронтами расширяется со временем и содержание льда в этой области со временем продолжает уменьшаться. В рассматриваемых условиях, как тепло, так и соль играет существенную роль в разрушении мерзлоты. Осмос также в рассмотренных условиях приводит к увеличению скорости деградации мерзлоты. Если соль влияет на плавление льда за счет понижения температуры плавления, то осмос ускоряет плавление льда за счет дополнительного увеличения давления в переходной области. Полученные на основе модели оценки хорошо согласуются с экспериментальными данными.

**Источник финансирования.** Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 22-67-00025); государственного задания Института проблем геотермии и возобновляемой энергетики — филиала ОИВТ РАН.

#### **Литература/References:**

1. Сергиенко В.И., Лобковский Л.И., Семилетов И.П., Дударев О.В., Дмитриевский Н.Н., Шахова Н.Е., Романовский Н.Н., Космач Д.А., Никольский Д.Н., Никифоров С.Л., Саломатин А.С., Ананьев Р.А., Росляков А.Г., Салюк А.Н., Карнаух В.В., Черных Д.Б., Тумской В.Е., Юсупов В.И., Куриленко А.В., Чувилин Е.М. Буханов Б.А. 2012. Деградация подводной мерзлоты и разрушение гидратов шельфа морей Восточной Арктики как возможная причина "метановой катастрофы": некоторые результаты комплексных исследований 2011 года. Доклады Академии наук. Т. 446. № 3. С. 330.
2. Shakhova N., Semiletov I., Salyuk A., Kosmach D., Leifer I., Rekant P. 2010. Geochemical and geophysical evidence of methane release over the east Siberian Arctic shelf. Journal of Geophysical Research: Oceans. Т. 115. № 8. С. C08007.

3. Shakhova N., Semiletov I., Gustafsson O., Sergienko V., Lobkovsky L., Dudarev O., Tumskey V., Grigoriev M., Mazurov A., Salyuk A., Ananiev R., Koshurnikov A., Kosmach D., Charkin A., Dmitrevsky N., Karnaukh V., Gunar A., Meluzov A., Chernykh D. 2017. Current rates and mechanisms of subsea permafrost degradation in the East Siberian Arctic Shelf. *Nature Communications*. Т. 8. С. 15872.
4. Harrison, W. D. & Osterkamp, T. E. 1976. A Coupled Heat and Salt Transport Model for Subsea Permafrost. Report No. UAG R-247. (Geophysical Institute, University of Alaska).
5. Lobkovsky L.I., Ramazanov M.M., Semiletov I.P., Alekseev D.A. 2022. Mathematical model of the decomposition of unstable gas hydrate accumulations in the cryolithozone. *Geosciences (Switzerland)*. Т. 12. № 9. С. 345.
6. Ramazanov M.M., Bulgakova N.S., Lobkovsky L.I., Chuvilin E.M., Davletshina D.A., Shakhova N.E. 2024. Dissociation kinetics of methane hydrate in frozen rocks under decreasing external pressure: mathematical and experimental modeling. *Doklady Earth Sciences*.
7. Рамазанов М.М., Каракин А.В., Лобковский Л. И. 2019. Математическая модель движения растворов с учётом осмотического эффекта. *ДАН*. Т. 489. № 1. С. 75–79.

### ПАРАМЕТРЫ МАГНИТОАКТИВНОГО СЛОЯ ЛИТОСФЕРЫ ЮЖНОГО ОКЕАНА

*А.Э. Сажнева<sup>1</sup>, А.А. Шрейдер<sup>1</sup>, М.С. Клюев<sup>1</sup>, А.Л. Бреховских<sup>1</sup>, И.Я. Ракитин<sup>1</sup>, Е.И. Евсенок<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>*Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, 117997, Россия, Москва, Нахимовский пр-т, 36*  
[aschr@ocean.ru](mailto:aschr@ocean.ru)

Одной из важных задач палеодинамики океана является дальнейшее улучшение палеодинамических реконструкций для Южного океана, объединяющего акватории Тихого, Атлантического и Индийского океанов южнее 40 градусов южной широты.

Важнейшим условием такого улучшения является дальнейшее уточнение параметров инверсионного магнитоактивного слоя. Уточнение параметров магнитоактивного слоя позволяют более уверенно рассчитывать теоретические магнитные аномалии и на этой основе проводить идентификацию линейных палеомагнитных аномалий и восстанавливать возраст океанического ложа. Интенсивные геолого-геофизические исследования последних лет в океане принесли значительное количество данных о магнитоактивном слое, ответственном за палеомагнитные аномалии

В настоящей работе проведена статистическая обработка данных по образцам из 15 скважин в Южном океане. Было рассмотрено 9 идентифицированных палеомагнитных аномалий, по которым был установлен возраст литосферы для 5 скважин. Для определения среднегеометрических величин: естественной остаточной намагниченности использовались опубликованные результаты палеомагнитных измерений 134 образца из 14 скважин; фактор Кенисберга – 71 образцов из 10 скважин; наклонение вектора остаточной намагниченности – 89 образцов из 13 скважин. Для определения среднеарифметической величины температуры Кюри были использованы данные по 31 образцу из 12 скважин. В результате проведенных исследований получено:

- средняя намагниченность базальтов из скважин в Южном океане равна 1.1 А/м, а из скважин в областях уверенно идентифицированных палеоаномалий 1.9 А/м;
- для скв. 267 необходима корректировка возраста, определенного по палеоаномалиям, так как возраст осадков, определяемым биостраграфическим методом, довольно точен;
- для скв. 265 необходима реконструкция модели магнитоактивного слоя, приемлемой в расчетах с целью повышения точности палеонаклонения в модели.

Имеющие данные по возрасту и угловым параметрам вектора намагниченности образцов из скважин глубоководного бурения в целом хорошо соответствуют таковым, полученным по палеомагнитным аномалиям, что свидетельствует о том, что модели магнитоактивного слоя хорошо построены и относительно надежны.

До настоящего времени серьезных обобщающих работ по основным параметрам магнитоактивного слоя Южного океана нет. Данная работа является одной из первых попыток обобщения такого рода данных по Южному океану южнее 40 градуса южной широты.

Настоящая работа выполнена в рамках Государственного задания № FMWE-2024-0018.

## СРАВНИТЕЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ХИМИЧЕСКОЙ ТРАНСФОРМАЦИИ РЕЧНОГО СТОКА В УСТЬЯХ МАЛЫХ И КРУПНЫХ РЕК ВОДОСБОРОВ ЮЖНЫХ МОРЕЙ РОССИИ

*А.В. Савенко<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия,  
e-mail: Alla\_Savenko@rambler.ru*

Реки юга России впадают во внутренние моря с сильно распресненной водой (Азовское и Черное моря) или Каспийское озеро-море со специфическим составом, а их водосборы охватывают области от гумидного субтропического до семиаридного и аридного климата. Учитывая разнообразие химического состава вод южных рек и морских бассейнов, а также значительную роль малых рек и водотоков в материковом стоке на отдельных участках морских побережий, представляет интерес сравнение закономерностей миграции растворенных веществ в устьях малых и крупных рек Азово-Черноморского бассейна и Каспийского моря.

Материалом для обобщения послужили выполненные в рамках реализуемого под руководством автора проекта РФФИ № 24-27-00275 гидрохимические исследования устьев рек Крыма (Альма, Кача, Бельбек, Орта-Узень, Андус, Улу-Узень) 2023–2024 гг. и ранее полученные данные о трансформации макро- и микроэлементного состава вод в зонах смешения малых рек Черноморского побережья (Анапка, Ашамба, Мезыбь, Хотцай, Вулан, Кудепста и Мзымта), а также крупных рек Кубани, Дона, Волги и Урала [1–4, неопубликованные данные А.В. Савенко 2022–2024 гг.].

Консервативное поведение, описываемое линейной зависимостью концентрации растворенного компонента  $i$  от содержания хлоридов

$$[i] = a + b[Cl], \quad (1)$$

свидетельствующей об изменении его концентрации только в результате гидродинамического смешения речной и морской водных масс, в устьевых областях всех рассматриваемых рек характерно для натрия, калия, магния, сульфатов и ряда растворенных микроэлементов (Li, Rb, Cs, Sr, Co, Ni, Cu, Cd, Ga, U, F, B, V, As, Sb, Mo). При этом распределение стронция, кобальта, никеля, меди, кадмия, галлия, урана, ванадия, мышьяка и сурьмы, концентрации которых на речной и морской границах зоны смешения различаются менее чем на порядок величины, находится под влиянием сильной пространственно-временной изменчивости химического состава речного стока и в меньшей степени прибрежных морских вод, тогда как для типично морских элементов (натрия, калия, магния, сульфатов, рубидия, цезия, бора и молибдена) этот фактор имеет второстепенное значение.

Поведение растворенного кальция, миграция которого осуществляется в условиях значительных вариаций содержания в речных и морских водах, в устьях большинства малых рек Крыма и Черноморского побережья также относится к консервативному типу, однако в зонах смешения Бельбека, Анапки и Вулана отмечается превышение его концентраций относительно расчетных значений по уравнению (1), достигающее 14, 7 и 30% выноса с речным стоком. Дополнительное поступление гидрокарбонатов более значимо (до 67–110% их содержания в речном стоке с максимумом также для зон смешения Вулана и Бельбека) и проявляется в устьях всех изученных малых рек, кроме самой многоводной Мзымты. Хемогенное образование карбоната кальция, распространенное на устьевых взморьях рек южных регионов и, в частности, Урала и Дона, приводит к синхронному удалению компонентов карбонатной системы из раствора: в устье р. Урал и Таганрогском заливе извлекается до 11–17 и 6–8% поступающих с речным стоком кальция и гидрокарбонатов. Поэтому единственной возможной причиной отмеченного избытка этих компонентов в устьях черноморских рек может быть присутствие в зоне смешения более двух типов вод, в результате чего возникает нарушение линейности зависимости (1) при фактически консервативном поведении компонентов, т.е. при отсутствии их вовлечения во

внутриводные процессы. Третью, дополнительную водную массу, скорее всего, образуют расположенные на материковом склоне рассредоточенные выходы гидрокарбонатно-кальциевых подземных вод, вносящих существенный вклад в общий сток растворенных веществ. В устьях Волги и Кубани также установлена кажущаяся (условная) неконсервативность поведения кальция и связанного с ним стронция, выражающаяся в периодических отклонениях зависимостей (1) от линейного вида, однако в этом случае разделение смешивающихся вод на разные модификации происходит вследствие неодинаковой трансформации материкового стока в проточных и застойных районах устьевого взморья.

Распределение биогенных элементов (минерального, органического фосфора и кремния) в устьях малых рек Крыма и Черноморского побережья неодинаково для разных водных объектов и в различные периоды времени. Пространственно-временная изменчивость и степень неконсервативности их поведения (отклонения концентрации компонента  $i$  от линейной зависимости (1)) в устьевых областях рек региона формируются под влиянием двух групп факторов: а) изменчивости химического состава речного стока; б) интенсивности протекания в зоне смешения речных и морских вод внутриводных биологических (ассимиляция гидробионтами, реминерализации органического вещества при взмучивании донных отложений) и химических (сорбционно-десорбционный обмен в поглощенном комплексе речных взвесей) процессов. В устьевых областях Волги, Урала, Кубани и Дона поведение биогенных элементов контролируют эти же факторы, но с явным преобладанием одного из них над другими: 1) для устья Волги и Таганрогского залива главным внутриводным процессом, приводящим к удалению до 60–90 и 16% содержащихся в водах этих рек растворенных фосфатов, а также 46–82 и 8% кремния, служит их ассимиляция водной биотой; 2) для устья Урала наиболее значимо поступление фосфатов в раствор из поровых вод поверхностного слоя донных отложений (в количествах, до 1.5–3 раз превосходящих их вынос речным стоком) при сильном биологическом потреблении кремния (до 58–88% исходной концентрации); 3) для устья Кубани главную роль в трансформации потоков фосфатов и кремния играет их поступление из поровых вод донных отложений, достигающее 25–50 и 6–10% содержания в речном стоке.

Линейные зависимости концентрации растворенного бария от содержания хлоридов (1) наблюдаются только в устьях Бельбека и Ашамбы, тогда как в устьях Альмы, Качи, Вулана, Анапки, Мезыби и Хотецая максимальная десорбция этого элемента составляет 8–20% содержания в речных водах, в устье Кудепсты – сравнима с выносом речным стоком, а в устье Мзымты – превышает его почти в 4 раза. В устье Урала барий интенсивно десорбируется с терригенного материала на начальном этапе осолонения в количестве, достигающем 20% его поступления с речными водами, а на устьевом взморье его поведение становится близким к консервативному. Для зон смешения волжских и каспийских вод, а также кубанских и азовских вод характерно похожее распределение бария с более растянутой по диапазону хлорности зоной десорбции, в пределах которой в раствор дополнительно поступает до 52 и 20% содержания бария в речном стоке.

Поведение растворенных форм марганца, железа, свинца, алюминия, иттрия, редкоземельных элементов и титана в устьевых областях рек южных регионов России, как и большинства рек мира, обусловлено доминированием прочных комплексов с образующим коллоидную фракцию растворенным органическим веществом, что приводит к резкому снижению подвижности этих элементов уже на ранних стадиях смешения с морской водой в результате коагуляции и флокуляции органических и органоминеральных коллоидов. Степень удаления элементов из раствора в устьях разных рек и в различные периоды времени варьируется в довольно широких пределах и зависит от их содержания в речных водах и химического состава последних (главным образом от содержания и состава органического вещества). При этом для марганца, железа, свинца, алюминия, иттрия и титана оба фактора сопоставимы по значимости, тогда как для редкоземельных элементов ведущую роль играет их содержание в речном стоке. Максимальные потери марганца, железа и алюминия в большинстве случаев находятся в диапазоне 14–48%, хотя для устьев некоторых рек поведение этих элементов постоянно или в

отдельные периоды близко к консервативному, а иногда их удаление из раствора достигает 67–85%. Сток растворенных свинца, иттрия и титана в зоне активной флокуляции коллоидов уменьшается соответственно на 65–80, 45–68 и 12–65%; редкоземельных элементов – на 34–54...66–89% с минимумом для европия и максимумом для гадолиния и диспрозия. Для устьевых областей Волги и Урала, несмотря на специфику химического состава вод Северного Каспия, оценки потерь элементов этой группы на геохимическом барьере река–море за редкими исключениями (консервативное поведение иттрия, более интенсивное удаление титана) близки к таковым для устьев малых рек Крыма и Черноморского побережья.

Таким образом, сравнительная характеристика миграции главных ионов и растворенных микроэлементов в устьевых областях малых и крупных рек Азово-Черноморского бассейна и Каспийского моря позволила сделать следующие выводы:

– Для всех изученных устьев рек установлено консервативное поведение Na, K, Mg, SO<sub>4</sub>, Li, Rb, Cs, Sr, Co, Ni, Cu, Cd, Ga, U, F, B, V, As, Sb и Mo, а также условно неконсервативное, т.е. фактически соответствующее консервативному поведение кальция и гидрокарбонатов, обусловленное присутствием в зоне смешения речных и морских вод третьей, дополнительной водной массы (распределенного подземного стока в устьях малых рек и неодинаковой трансформации материкового стока в проточных и застойных районах устьевых взморий крупных рек);

– Подверженное сильной пространственно-временной изменчивости неконсервативное распределение биогенных элементов (P<sub>мин</sub>, P<sub>орг</sub>, Si) зависит от химического состава речного стока и интенсивности протекания в зоне смешения речных и морских вод внутриводоемных биологических (ассимиляция гидробионтами, реминерализации органического вещества при взмучивании донных отложений) и химических (сорбционно-десорбционный обмен в поглощенном комплексе речных взвесей) процессов, при этом соотношение роли указанных факторов индивидуально для каждого из изученных объектов;

– Барий десорбируется с терригенного материала при его проникновении в морскую среду, причем для устьев малых рек десорбция этого элемента изменяется от предела аналитической чувствительности до 4-кратного превышения содержания в речном стоке, тогда как для устьев крупных рек трансформация поглощенного комплекса взвешенного вещества более стабильна и приводит к дополнительному поступлению в раствор до 20–50% бария;

– Степень удаления из раствора присутствующих в составе органических и органоминеральных коллоидов Mn, Fe, Pb, Al, Y, редкоземельных элементов и Ti в результате их коагуляции и флокуляции при смешении с морской водой неодинакова для устьев разных рек и в различные периоды времени и контролируется содержанием элементов и органического вещества в речных водах.

## **БЛАГОДАРНОСТИ**

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-27-00275, <https://rscf.ru/project/24-27-00275/>.

## **Литература/References:**

1. Савенко А.В. Геохимия стронция, фтора и бора в зоне смешения речных и морских вод. М.: ГЕОС, 2003. 170 с.
2. Савенко А.В., Бреховских В.Ф., Покровский О.С. Миграция растворенных микроэлементов в зоне смешения вод Волги и Каспийского моря (по многолетним данным) // Геохимия. 2014. № 7. С. 590–604.
3. Савенко А.В., Покровский О.С. Трансформация стока растворенных веществ в устье р. Урал // Геохимия. 2020. Т. 65. № 8. С. 811–822.
4. Савенко А.В., Покровский О.С. Трансформация макро- и микроэлементного состава стока растворенных веществ в устьях средних и малых рек Черноморского побережья России // Океанология. 2022. Т. 62. № 3. С. 380–402.

# ИЗУЧЕНИЕ СВЯЗИ МЕЖДУ ПАРЦИАЛЬНЫМ ДАВЛЕНИЕМ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА И ТЕМПЕРАТУРОЙ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ЦИКЛИЧЕСКИХ СЕЗОННЫХ ВАРИАЦИЯХ В ЧЕРНОМ МОРЕ

Д.А. Сергеев<sup>1</sup>, Ю.И. Троицкая<sup>1</sup>, О.С. Ермакова<sup>1</sup>, Н.А. Орехова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>ИПФ РАН, Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup>МГИ РАН, Севастополь, Россия

[daniil@ipfran.ru](mailto:daniil@ipfran.ru)

Разработка методов и подходов к получению оценок глобального потока углекислого газа ( $\text{CO}_2$ ) между атмосферой и гидросферой нашей планеты и, в первую очередь Мировым океаном, является важнейшей частью комплексных исследований углеродного цикла Земли. Высокая погрешность около  $\pm 0,5$  Пг С/год, демонстрирует сложности с корректностью оценки этой весьма важной составляющей цикла углерода нашей планеты (см. [1]). Особенно высока неопределенность потоков  $\text{CO}_2$  в прибрежной зоне и внутренних морях, являющихся более динамичными в масштабах Мирового океана системами. В таких экосистемах влияние динамики вод, температурных вариаций и интенсивности продукционно-деструкционных процессов на баланс углерода проявляется гораздо значительнее и быстрее, чем в открытом океане. Настоящая работа была направлена на выявление связи и параметризация на основе натурных данных, которые учитывают связь изменчивости величины парциального давления углекислого газа в приповерхностном слое водной толщи  $p\text{CO}_{2\text{sw}}$  с состоянием приповерхностного слоя воды в зависимости от температуры поверхности вод с учетом географического места расположения, сезонности и т.д. для условий Черного моря (по аналогии с методом использованном в работе [2]). На основе специальной обработки данных прямых измерений  $p\text{CO}_2$  поверхностного слоя вод, проводившихся в экспедиционных исследованиях на НИС «Профессор Водяницкий» (2015 – 2023 г.г.) и океанографической платформе ЧГПП в Качивели (2012 – 2022 гг.), предложены основные сезонные тренды изменения  $p\text{CO}_2$ , связанные с изменением температуры поверхности моря (см. рисунок 1). И в прибрежной зоне, и в открытом море продемонстрирована гистерезисная зависимость  $p\text{CO}_2$  от температуры воды – соотношение парциального давления и температуры в периоды весеннего прогрева и осеннего остывания отличаются. При этом зависимость  $p\text{CO}_2$  от температуры воды в осенне-зимний период оказалась близка к типичным зависимостям, наблюдаемым для океанических условий в средних широтах Северного полушария (в Атлантическом и Тихом океанах). Полученные результаты могут быть использованы для описания и изучения вариаций потоков углекислого газа между атмосферой и водной толщей в Черном море.

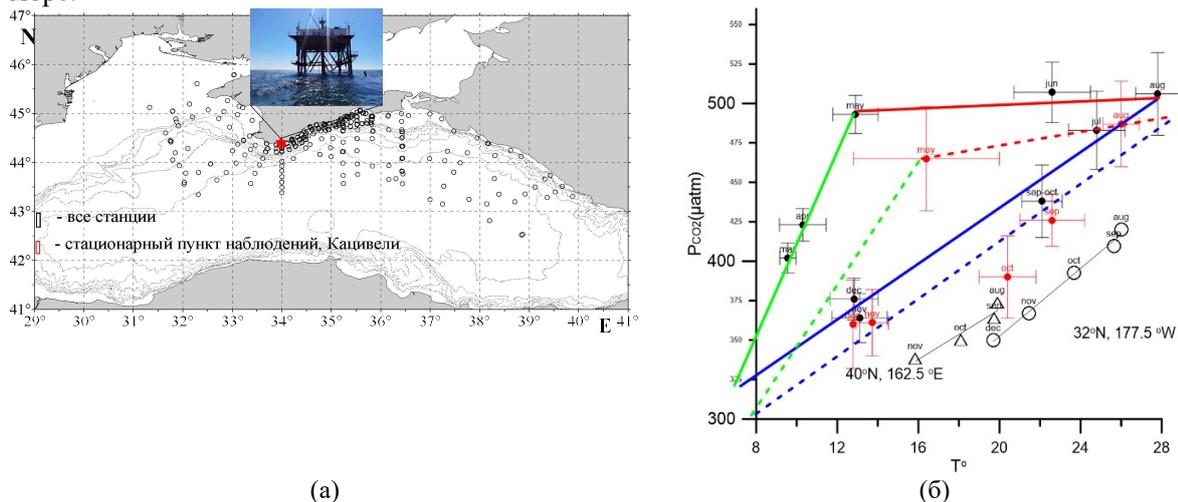


Рисунок 1. (а) Район работ и точки отбора проб для определения  $p\text{CO}_{2\text{sw}}$  и сопутствующих гидрометеорологических условий на НИС «Профессор Водяницкий» и стационарного пункта наблюдений ЧГПП; (б) Зависимости среднемесячного парциального  $p\text{CO}_{2\text{sw}}$  от ТМП (все данные сведены к 2019 г.)

Закрашенными малыми черными кружками – результаты, полученные на основе обработки измерений с судна, красными – со стационарного пункта наблюдений ЧПП. Линии – результаты линейной аппроксимации по выделенным сезонным периодам: зеленый для конца зимы – конец весны, красный для конца весны – конец лета, синий конец-лета – осень – начало зимы. Сплошные для данных судовых изменений, пунктирные – для данных с платформы. ○ – данные для Атлантического океана и Δ – для Тихого из [12], с соответствующими линейными аппроксимациями.

Работа выполнена при финансировании гранта № 169-15-2023-002 от 01.03.2023 Федеральной службы по гидрометеорологии и мониторингу окружающей среды, в рамках темы гос. задания ФГБУН МГИ FNNN-2022-0002 «Мониторинг карбонатной системы, содержания и потоков CO<sub>2</sub> в морской среде Черного и Азовского морей». Работы по анализу данных и сопоставлению с данными для открытого океана поддержаны в рамках проекта РФФ №24-17-00299.

#### **Литература/References:**

1. Le Qu'ere, C., Aumont, O., Bopp, L., Bousquet, P., Ciais, P. and coauthors. 2003. Two decades of ocean CO<sub>2</sub> sink and variability. *Tellus* 55B: 649–656.
2. Park G.-H. et al. 2010 Variability of global net sea-air CO<sub>2</sub> fluxes over the last three decades using empirical relationships *Tellus*. 62B:352–368.

### **ГЕНЕРАЦИЯ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ВНУТРЕННИМИ ВОЛНАМИ В НЕТРАДИЦИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ**

*А.А. Слепышев<sup>1,2</sup>, Т.А. Разувай<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Филиал МГУ имени М.В.Ломоносова, Севастополь, Россия

<sup>2</sup>Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь, Россия

[slep55@mail.ru](mailto:slep55@mail.ru)

Тонкая структура гидрофизических полей в океане – весьма специфический объект исследований, требующий создания высокоразрешающей зондирующей аппаратуры. Уже во второй половине прошлого столетия было установлено, что профили температуры и солености сильно изрезаны по вертикали. Причина такой изменчивости по вертикали понятна не была. Чаще всего все объяснялось перемешиванием, которое в стратифицированной среде имеет локальный характер и связано либо с неустойчивостью течений и приливов, либо с обрушением внутренних волн. Образующиеся пятна мелкомасштабной турбулентности и создавали переслоенность по вертикали. Однако это был далеко не единственный механизм генерации вертикальной тонкой структуры. Важную роль в формировании вертикальной тонкой структуры играют процессы двойной диффузии, когда либо температура и соленость убывают с глубиной, либо когда, наоборот, эти параметры растут. В первом случае возможен режим формирования солевых пальцев и тогда высокоградиентные по температуре и солености прослойки чередуются с квазиоднородными слоями. Так формируются известные ступенчатые структуры. Но условия для двойной диффузии для внутренних морей и на шельфе реализуются не всегда, а тонкая структура все равно присутствует и требует своего объяснения. Помимо перемежаемой мелкомасштабной турбулентности в океане постоянно присутствуют внутренние волны и оказывается они, даже без обрушений формируют вертикальную тонкую структуру. Нелинейные эффекты при распространении пакетов внутренних волн проявляются в генерации средних на масштабе волны течений и вертикальной тонкой структуры поля плотности [1, 2]. Однако эта тонкая структура имеет обратимый характер: после прохождения волнового пакета невозмущенный профиль стратификации восстанавливается. Нами установлено, что внутренние волны в нетрадиционном приближении, т.е. при учете вклада горизонтальной составляющей угловой скорости Земли в силу Кориолиса генерируют необратимую вертикальную тонкую структуру, которая после прохождения волнового пакета не исчезает. Это происходит за счет вертикальных волновых потоков массы, которые отличны от нуля в этом случае. Среднее течение с вертикальным сдвигом скорости только усиливает этот эффект. В предлагаемой модели рассматриваются свободные внутренние волны в приближении Буссинеска в вертикально-неоднородном стратифицированном

сдвиговом течении при учете вращения Земли. Учитывается вклад горизонтальной составляющей угловой скорости Земли в силу Кориолиса, т.е. используется нетрадиционное приближение. Решение системы линеаризованных уравнений гидродинамики для волновых возмущений ищутся в виде:

$$u = u_1(z)Ae^{i\theta} + \text{с.с.}, v = v_1(z)Ae^{i\theta} + \text{с.с.}, w = w_1(z)Ae^{i\theta} + \text{с.с.}$$

$$P = P_1(z)Ae^{i\theta} + \text{с.с.}, \rho = \rho_1(z)Ae^{i\theta} + \text{с.с.} \quad (1)$$

где с.с. – комплексно сопряженные слагаемые,  $A$  – амплитудный множитель,  $\theta = ly - \omega t$  – фаза волны;  $l$  – горизонтальное волновое число,  $\omega$  – частота волны;  $u, v, w$  – две горизонтальные и вертикальная компоненты волновых возмущений скорости течения;  $\rho, P$  – волновые возмущения плотности и давления;  $x, y, z$  – две горизонтальные и вертикальная координаты, ось  $x$  направлена на восток, ось  $y$  направлена на север, ось  $z$  направлена вертикально вверх. Предполагается, что волна распространяется вдоль оси  $y$ , т.е. на север.

После подстановки (1) в систему уравнений гидродинамики для волновых возмущений следует связь амплитудных функций  $u_1, v_1, \rho_1, P_1$  с  $w_1$ :

$$v_1 = \frac{i}{l} \frac{dw_1}{dz}, \Omega = \omega - l \cdot V_0, \quad (2)$$

$$\frac{P_1}{\rho_0} = \frac{i}{l} \left[ \frac{\Omega}{l} \frac{dw_1}{dz} + \frac{dV_0}{dz} w_1 + \frac{f}{i\Omega} \left( \frac{dU_0}{dz} w_1 + f_c w_1 - \frac{if}{l} \frac{dw_1}{dz} \right) \right],$$

$$u_1 = \frac{1}{i\Omega} \left( w_1 \frac{dU_0}{dz} + f_c w_1 - \frac{if}{l} \frac{dw_1}{dz} \right), \quad (3)$$

$$\rho_1 = \frac{f}{\Omega^2} \left[ \frac{dU_0}{dz} w_1 + f_c w_1 - \frac{if}{l} \frac{dw_1}{dz} \right] \frac{\bar{\rho}_0}{g} \frac{dV_0}{dz} - \frac{i}{\Omega} \frac{d\rho_0}{dz} w_1 + \frac{\bar{\rho}_0 f}{gl\Omega} \frac{dU_0}{dz} \frac{dw_1}{dz} \quad (4)$$

где  $\rho_0(z)$  – профиль средней плотности,  $\bar{\rho}_0$  – ее осредненное по глубине значение в приближении Буссинеска;  $f = 2\Omega_E \sin \phi$  – параметр Кориолиса  $\phi$  – широта,  $\Omega_E$  – угловая скорость вращения Земли,  $f_c = 2\Omega_E \cos \phi$ ;  $U_0(z), V_0(z)$  – две компоненты скорости среднего течения;  $\Omega = \omega - k \cdot U_0$  – частота волны со сдвигом Доплера. Функция  $w_1$  находится при решении краевой задачи (5), (6):

$$\frac{d^2 w_1}{dz^2} + a(z) \frac{dw_1}{dz} + b(z) w_1 = 0, \quad (5)$$

где

$$a(z) = -\frac{2l\Omega}{(\Omega^2 - f^2)} \left[ if f_c + \frac{f^2}{\Omega} \frac{dV_0}{dz} + if \frac{dU_0}{dz} \right],$$

$$b(z) = \frac{l^2}{(\Omega^2 - f^2)} \left[ N^2 - \Omega^2 + f_c \frac{dU_0}{dz} + f_c^2 + \frac{\Omega}{l} \frac{d^2 V_0}{dz^2} - 2 \frac{if}{\Omega} \frac{dV_0}{dz} \left( f_c + \frac{dU_0}{dz} \right) - \frac{if}{l} \frac{d^2 U_0}{dz^2} \right]$$

Граничные условия для  $w_1$ :

$$w_1(0) = w_1(-H) = 0. \quad (6)$$

Уравнение (5) имеет комплексные коэффициенты, решение краевой задачи (5), (6) – комплексное и частота волны имеет малую мнимую часть. При отсутствии течения уравнение (5) имеет комплексный коэффициент только в нетрадиционном приближении. Ввиду того, что функция  $w_1(z)$  – комплексная, то согласно (4) сдвиг фаз между колебаниями плотности и вертикальной скорости отличен от  $\pi/2$  в нетрадиционном приближении при отсутствии течения и вертикальный волновой поток массы  $\bar{\rho} \bar{w}$  отличен от нуля. Это приводит к генерации вертикальной тонкой структуры поля плотности, которая имеет необратимый характер. В традиционном приближении при отсутствии течения этот поток массы равен нулю и генерации вертикальной тонкой структуры не происходит. При наличии течения тонкая структура генерируется как в традиционном, так и в нетрадиционном приближении, причем нетрадиционное приближение на ней практически не сказывается.

### Литература/References:

1. Борисенко Ю.Д., Воронович А.Г., Леонов А.И., Миропольский Ю. З. К теории нестационарных слабонелинейных внутренних волн в стратифицированной жидкости // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1976. Т.12, №3. С. 293 – 301.

2. Воронович А.Г., Леонов А.И., Миропольский Ю.З. К теории образования тонкой структуры гидрофизических полей в океане // Океанология. 1976. Т. 11, вып.5. С. 490 – 497.

## СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЧИСЛЕННЫХ ДАННЫХ О КОНВЕКЦИИ РЭЛЕЯ-ТЕЙЛОРА В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

*Е.Б. Соболева<sup>1</sup>*

<sup>1</sup>Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

[soboleva@ipmnet.ru](mailto:soboleva@ipmnet.ru)

Экспериментальные, аналитические и численные исследования конвекции Рэля-Тейлора в пористой среде часто дают результаты, которые согласуются между собой лишь качественно. Причина количественных расхождений может быть связана с малыми возмущениями [1, 2], которые всегда присутствуют в системе и являются «скрытым параметром». При проведении численного моделирования можно явно вводить малые возмущения и исследовать их влияние на динамику системы. В настоящей работе выполняется численное исследование конвекции Рэля-Тейлора в смешивающихся жидкостях, заполняющих слабо гетерогенную пористую среду. Изучается влияние малых возмущений пористости и проницаемости на характеристики движения и массопереноса.

В начальный момент имеются две жидкости с границей раздела, расположенной перпендикулярно к силе тяжести. Нижняя жидкость (например, чистая вода) более легкая, верхняя (например, раствор соли в воде) – более тяжелая. Система неустойчива в поле силы тяжести, со временем она приходит в движение, развивается концентрационная конвекция (конвекция Рэля-Тейлора), см. рис. 1. Обзор литературы по теме можно найти в [3].

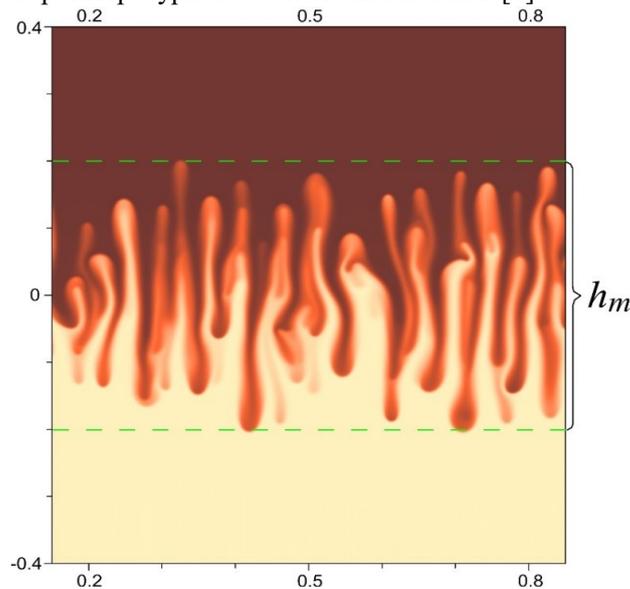


Рисунок 1. Поле плотности примеси  $\rho_c$ : самый темный тон –  $\rho_c$  максимально, самый светлый тон –  $\rho_c = 0$ ;  $h_m$  – высота зоны конвективного перемешивания

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (1)$$

$$\mathbf{u} = -\frac{k}{\mu}(\nabla P - \rho g \mathbf{e}) \quad (2)$$

$$\phi \frac{\partial \rho_c}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \rho_c = \nabla \cdot (\phi D \nabla \rho_c) \quad (3)$$

$$\rho = \rho_0 + \alpha \rho_c \quad (4)$$

здесь  $\rho_0$ ,  $\rho_c$ ,  $\rho$  – плотности нижней жидкости, примеси и раствора,  $\mathbf{u}$ ,  $P$  – скорость фильтрации и давление;  $\phi$ ,  $k$  – пористость и проницаемость твердой фазы;  $\mu$ ,  $D$ ,  $g$ ,  $\mathbf{e}$  – коэффициенты вязкости и диффузии жидкости, ускорение свободного падения и единичный вектор, сонаправленный с вектором силы тяжести.

Вводятся произвольные малые возмущения пористости, зависящие от координат,  $\Delta(x, y)$ :  $-1 \ll \Delta(x, y) \ll 1$ . Полагается, что значения пористости слегка отклоняются от некоторой заданной величины  $\phi_*$ :

$$\phi(x, y) = \phi_*(1 + \Delta(x, y)) \quad (5)$$

Пористость и проницаемость связаны соотношением Козени-Кармана, поэтому в линейном приближении выражение для проницаемости имеет вид:

$$k(x, y) = k_*(1 + \frac{3-\phi_*}{1-\phi_*} \Delta(x, y)) \quad (6)$$

Решение получено численно с помощью созданного конечно-разностного кода [5]. Возмущение пористости задается в каждом  $(i, j)$ -ом узле пространственной сетки и обозначается в численном решении как  $\Delta_{i,j}$ . Оно определяется следующим образом:  $\Delta_{i,j} = aR_{i,j}$ , где  $a$  – амплитуда возмущений ( $a \ll 1$ ),  $R_{i,j}$  – произвольное число из диапазона  $[-0.5; 0.5]$ , которое генерируется генератором случайных чисел. Какой-либо -ый набор случайных чисел, приписанных всем узлам пространственной сетки, обозначается как  $R(l)$ :  $R(l) = \{R_{i,j}, i = 1, I, j = 1, J\}$ , где  $I$  и  $J$  – количество узлов сетки по двум направлениям. Область моделирования –  $1 \times 1$ , использована сетка с  $I = 2 \times 10^3$ ,  $J = 10^3$ . Число Рэлея-Дарси, построенное по высоте области, составляет  $Ra = 2 \times 10^4$ . Выполнен статистический анализ полученных данных. Рассмотрены ансамбли из  $L$  численных решений, последние отличаются друг от друга набором случайных чисел  $R(l)$  ( $l = 1, L$ ); амплитуда возмущений  $a$  в ансамбле постоянна. Взято  $L = 30$ . Найдены средние значения  $\langle f \rangle$  для различных величин, характеризующих конвективное движение и массоперенос;  $f(l)$  соответствует -ому случаю численного решения.

$$\langle f \rangle = \frac{1}{L} \sum_{l=1}^L f(l) \quad (7)$$

Вычислены стандартные отклонения от среднего  $\sigma(f)$ :

$$\sigma(f) = \sqrt{\sum_{l=1}^L \frac{(f(l) - \langle f \rangle)^2}{L-1}} \quad (8)$$

Исследовано, как зависят средние по ансамблю  $\langle f \rangle$  и относительные отклонения  $\sigma(f)/\langle f \rangle$  от амплитуды  $a$ .

Для примера на рис. 2 в качестве  $f$  представлена кинетическая энергия конвективного движения  $E$ . Численные расчеты проводились до таких моментов времени, когда высота зоны конвективного перемешивания  $h_m$  в безразмерных единицах достигала 0.4 (масштаб – высота расчетной области); как определяется  $h_m$ , показано на рис. 1. На рис. 2 (слева) видно, что при окончании счета, когда конвективное перемешивание происходит в одинаковых по размеру зонах, средняя энергия  $\langle E \rangle$  в случаях 1-5 существенно различается, что свидетельствует о влиянии амплитуды малых возмущений  $a$  на динамику системы даже в стадии развитого нерегулярного движения. На рис. 2 (справа) можно заметить что кривые  $\sigma(E)/\langle E \rangle$  имеют максимум, который приходится на время, когда начальное квазипериодическое движение начинает перестраиваться в стохастическое. Таким образом, показано, что в начале перехода к стохастической стадии наблюдается наибольшая неопределенность в значении кинетической энергии.

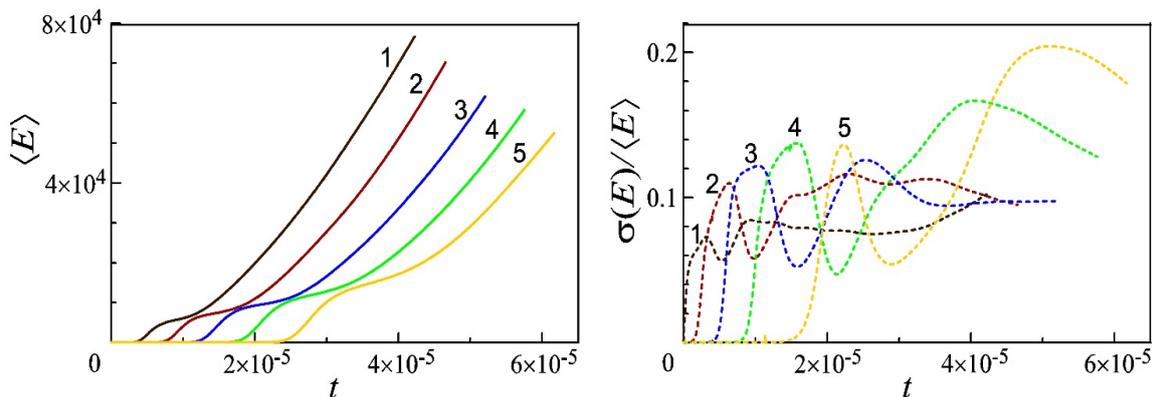


Рисунок 2. Зависимости  $\langle E \rangle$  и  $\sigma(E)/\langle E \rangle$  от времени  $t$  при амплитуде возмущения  $a = 10^{-2}$  (1),  $10^{-4}$  (2),  $10^{-6}$  (3),  $10^{-8}$  (4),  $10^{-10}$  (5)

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации 124012500442-3).

#### Литература/References:

1. Bestehorn M., Firoozabadi A., 2012. Effect of fluctuations on the onset of density-driven convection in porous media. *Phys. Fluids* 24: 114102.
2. Soboleva E.B., 2022. Influence of finite-density fluctuations on the development of the Rayleigh-Taylor instability in a porous medium. *Theoretical and Mathematical Physics* 211 (2): 724-734.
3. Soboleva E., 2023. Instability Problems and Density-Driven Convection in Saturated Porous Media Linking to Hydrogeology: A Review. *Fluids* 8 (2): 36.
4. Nield D.A., Bejan A. *Convection in Porous Media*. 2006. New York: Springer.
5. Soboleva E.B., 2022. Numerical Simulation of Haline-Convective Flows with Viscosity Contrast in a Porous Medium. *Computational Mathematics and Mathematical Physics* 62 (11): 1942–1954.

## ЭВОЛЮЦИЯ МУЛЬТИФРАКТАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ СЕЙСМИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В ЭПИЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ГОТОВЯЩЕГОСЯ СИЛЬНОГО ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ

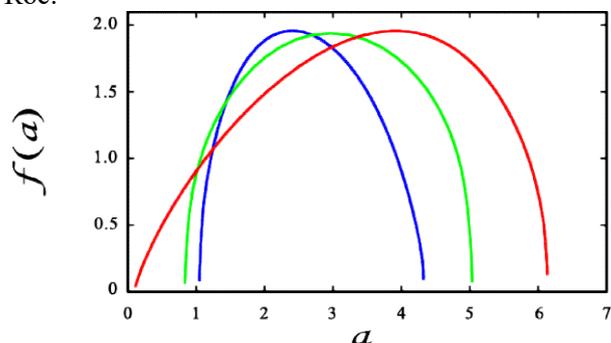
*И.Р. Стаховский*<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт физики Земли им. О.Ю.Шмидта РАН, 123242, Москва, ул. Б. Грузинская, 10  
[stakhov@ifz.ru](mailto:stakhov@ifz.ru)

В контексте современной парадигмы сейсмогенеза, в явной форме учитывающей стохастическую и мультифрактальную природу сейсмичности, процесс подготовки литосферного землетрясения можно интерпретировать как переход сейсмогенерирующей системы из слабо неравновесного состояния в сильно неравновесное, которое в условиях земных недр приводит к потере устойчивости системы и ее разрушению (т.е. главному толчку землетрясения) [1-3]. При переходе физико-химической системы в сильно неравновесное состояние свойства системы определяются ростом флуктуаций ее параметров [4]. Тем самым, поиск способов обнаружения перехода сейсмогенерирующей системы в сильно неравновесное состояние, предшествующее главному толчку сильного землетрясения, становится актуальной сейсмофизической проблемой, тесно связанной с выявлением и количественной оценкой роста флуктуаций в пространственно-временных мультифрактальных распределениях сейсмичности.

В представляемой работе методами мультифрактального анализа исследованы пространственные распределения сейсмической энергии (сейсмозергетические поля) в окрестности эпицентра землетрясения Бодрум-Кос в Эгейском море 20.07.2017,  $M \approx 6.6$ . Использовались сейсмические данные каталога ISC (International Seismological Center, UK). Анализ проведен по сейсмическим данным на полигоне размером  $90 \times 90$  км в магнитудном диапазоне  $M \geq 2.0$  ( $M = 2.0$  - порог представительности каталога) за последние 10 лет перед главным толчком землетрясения Бодрум-Кос с помощью временного скользящего окна. В ходе

исследования построены 16 спектров сингулярностей сейсмоэнергетических полей, характеризующих последовательно сменявшие друг друга во времени этапы процесса подготовки землетрясения Бодрум-Кос.



*Рисунок 1. На рисунке представлены три из 16-и полученных  $f(a)$ -спектров. График синего цвета характеризует структуру сейсмического потока за 9 лет до землетрясения Бодрум-Кос, график зеленого цвета - за 4 года до землетрясения, график красного цвета характеризует структуру сейсмического потока непосредственно перед землетрясением Бодрум-Кос*

Показано, что перед главным толчком этого события в его эпицентральной области произошли значительные изменения масштабно-инвариантных характеристик пространственных распределений сейсмической энергии, что позволяет рассматривать структуру сейсмического потока как источник прямой информации о физических процессах в формирующемся очаге сильного землетрясения. Наблюдаемые вариации сейсмоэнергетических полей могут быть объяснены ростом флуктуаций сейсмической активности, связанным с переходом сейсмогенерирующей системы в сильно неравновесное состояние, и физическими процессами агрегации нарушений сплошности в формирующемся очаге.

В ходе процесса подготовки землетрясения Бодрум-Кос спектры сингулярностей сейсмоэнергетических полей претерпели значительное расширение и смену формы асимметрии (рисунок 1). В начале периода наблюдений (за 9-10 лет до землетрясения Бодрум-Кос)  $f(a)$ -спектры сейсмоэнергетических полей имели небольшую ширину, а их экстремумы оказались смещены в сторону низких значений индексов сингулярности. С течением времени (за 4-5 лет до землетрясения) ширина  $f(a)$ -спектров увеличилась, а асимметрия постепенно исчезла. Непосредственно перед главным толчком землетрясения Бодрум-Кос  $f(a)$ -спектр приобрел наибольшую ширину, а его экстремум оказался сильно смещен в сторону высоких значений индексов сингулярности. Обнаруженные вариации сейсмического скейлинга позволили отследить физические процессы, происходившие в формирующемся очаге будущего землетрясения Бодрум-Кос.

В работе предложены численные характеристики обнаруженных эффектов, что допускает их использование для количественного описания процессов подготовки сильных литосферных землетрясений. Рассмотрена их физическая интерпретация, позволяющая говорить о закономерном характере расширения и смены формы асимметрии  $f(a)$ -спектров сейсмоэнергетических полей перед сильными землетрясениями. Продемонстрированы преимущества исследования структуры сейсмического потока с использованием пространственных распределений сейсмической энергии по сравнению с использованием пространственных распределений эпицентров этих событий [5,6]. Разработанный алгоритм обработки сейсмических данных может быть применен в автоматизированных системах мониторинга текущего состояния сейсмогенерирующей среды, в задачах по оценке сейсмических рисков, а также оценке уязвимости сейсмоопасных территорий.

#### **Литература/References:**

1. Bak P., Christensen K., Danon L., Scanlon T., 2002. Unified scaling law for earthquakes. Phys. Rev. Letts. 88: 178501–178504.

2. Posadas A., Morales J., Ibanez J.M., Posadas-Garzon A., 2021. Shaking earth: Non-linear seismic processes and the second law of thermodynamics. *Chaos, Solitons & Fractals*. 151: 111243.
3. Stakhovsky I.R., 2023. The Influence of Strong Nonequilibrium on Multifractal Scaling of Two-Dimensional Distributions of Seismic Energy. *Physical and Mathematical Modeling of Earth and Environment Processes—2022. Springer Proc. 8th Inter. Sci. Conf. (Ed. Karev V). Springer. Cham. 2023. P. 431-442.*
4. Prigogine I., 1980. *From Being to Becoming*. W.H. Freeman and Co. San Francisco. 200 p.
5. Стаховский И.Р. 2002. Расширение  $f(a)$ -спектров сейсмических полей в областях подготовки сильных землетрясений. *Физика Земли*. 2: 74-78.
6. Molchan G., Kronrod T. 2009. The fractal description of seismicity. *Geophysical Journal International*. 179: 1787-1799.

## ПЕРЕХОД К ВОЗОБНОВЛЯЕМОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ: ВЗГЛЯД НА ВРЕМЕННЫЕ РАМКИ И ПЕРСПЕКТИВЫ ВИЭ

*Показеев К.В.<sup>1</sup>, Соловьев Д.А.<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>*Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, РФ, [sea@phys.msu.ru](mailto:sea@phys.msu.ru)*

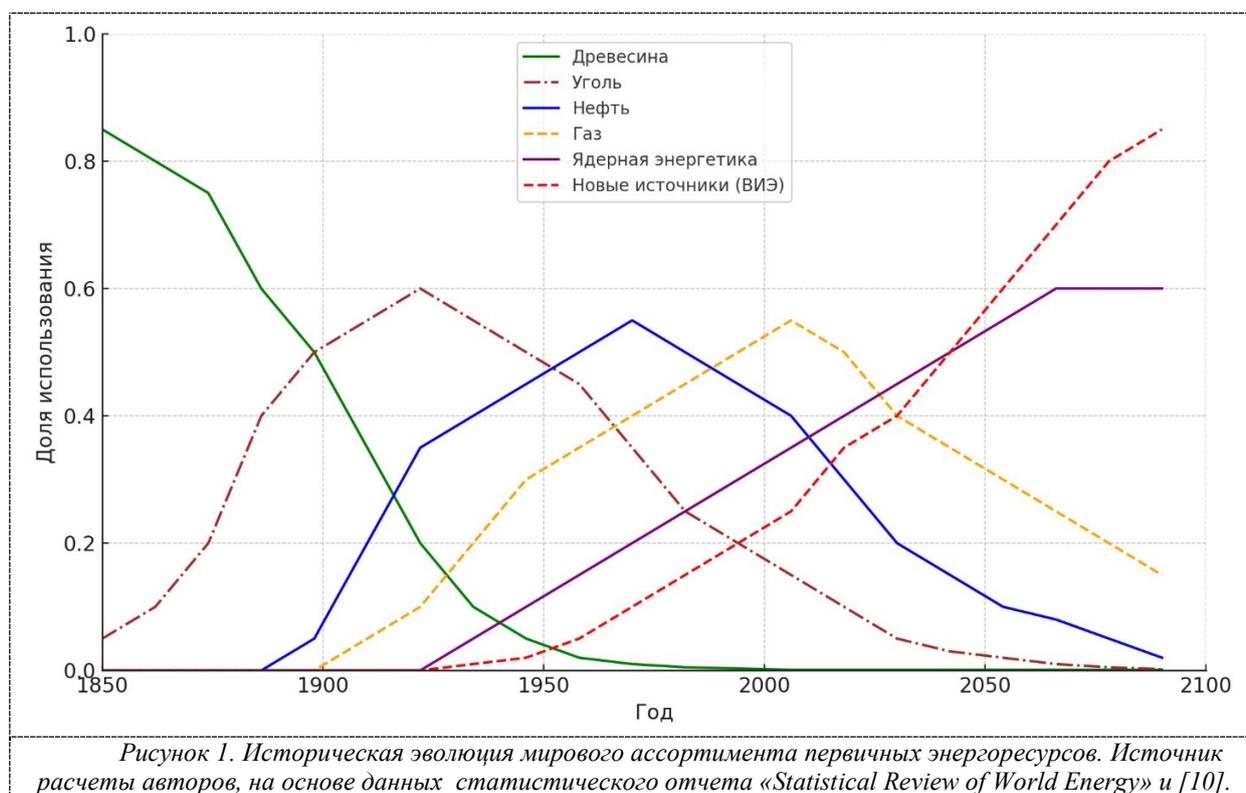
<sup>2</sup>*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, РФ,  
[solovev@guies.ru](mailto:solovev@guies.ru)*

Переход к возобновляемым источникам энергии (ВИЭ) является одной из ключевых задач современной энергетической политики. Стремление к снижению выбросов парниковых газов, уменьшению зависимости от ископаемых топлив и обеспечению устойчивого развития приводит к увеличению интереса к альтернативным источникам энергии. В последние десятилетия ВИЭ, такие как солнечная и ветровая энергия, биомасса и гидроэнергетика, стали важной частью мирового энергобаланса [1]. Однако процесс перехода от традиционных ископаемых энергоносителей к возобновляемым источникам не происходит быстро и требует значительных усилий и времени. Тезис о том, что пришло время перехода к ВИЭ, звучит постоянно. Существует целый ряд научных публикаций на эту тему [2]–[4].

Главной причиной перехода к ВИЭ и отказа от традиционных источников стало не столько ограниченность и скорое сокращение органического сырья, сколько сильнейшее влияние использования традиционной энергетики, выделяющей парниковые газы, на антропогенный рост глобальной температуры на Земле [5], [6]. Оригинальное объяснение смене видов энергоносителей изложено в книге Ричарда Роудса «Энергия. История человечества» [7]. В ней приведён график изменения во времени вклада основных видов энергоносителей на мировом рынке, полученный в работах итальянского физика Чезаре Маркетти [8]. Согласно этому графику новый источник энергии увеличивает долю на рынке источников первичных энергоресурсов с 1 до 10% за период продолжительностью 40–50 лет. На достижение доли в 50% на мировом рынке энергоносителей уходит около столетия с момента, когда была достигнута доля 1% рынка. Этот результат получен Чезаре Маркетти на основе модельных расчётов. Согласно Маркетти, такая длительность в смене преобладающего вида энергоносителя объясняется тем, что человечество является обучающейся системой, которая работает на основе «культурной диффузии» – передачи идей от одного человека к другому. В книге Ричарда Роудса «Энергия. История человечества» приводится именно такое объяснение.

Перед нами стояла задача – исследовать временные рамки и перспективы перехода к ВИЭ, опираясь на теоретические подходы Чезаре Маркетти и результаты нейронных моделей. График, представленный на Рис. 1, был построен на основе нейронной модели [9], использующей исторические данные статистического отчета «Statistical Review of World Energy» (<https://www.energyinst.org/statistical-review>) и прогнозы для определения долей различных видов первичных энергоресурсов во времени [10]. Нейронная модель была обучена на множестве статистических данных, включающих информацию о потреблении энергии, технологическом развитии, экономических тенденциях и экологических факторах. Благодаря этому подходу модель смогла выявить закономерности и предсказать, как будет изменяться использование разных видов энергоресурсов, таких как древесина, уголь, нефть, газ, ядерная энергетика и возобновляемые источники энергии (ВИЭ). Использование нейронной модели позволяет учесть сложные взаимодействия между различными факторами, влияющими на энергопотребление, и даёт возможность прогнозировать изменения в энергобалансе с высокой степенью точности. На графике представлена историческая эволюция и прогнозное распределение использования различных видов первичных энергоресурсов с 1850 до 2100 года. График наглядно демонстрирует, как новые источники энергии постепенно вытесняют традиционные, что соответствует идеям о постепенной смене преобладающих видов энергоносителей. Каждая линия на графике отражает долю использования определённого источника энергии на протяжении времени. Зелёная линия, показывающая древесину, свидетельствует о значительном снижении её использования с 1850

года, практически исчезая к середине 21 века, что говорит о постепенном отходе от использования биомассы как основного источника энергии. Коричневая пунктирная линия, представляющая уголь, демонстрирует резкий рост в использовании с конца 19 века, пик в середине 20 века, после чего начинается постепенное снижение, указывая на постепенное замещение угля более экологичными источниками энергии. Синяя линия, соответствующая нефти, показывает её широкое распространение с начала 20 века, с пиком в середине века, за которым следует снижение к концу столетия, что свидетельствует о влиянии технологического прогресса и переходе к альтернативным источникам. Оранжевая пунктирная линия для газа показывает устойчивое увеличение использования с середины 20 века, пик около 2050 года, после чего намечается снижение, что предполагает дальнейшее уменьшение роли газа по мере роста альтернативных источников. Фиолетовая линия, отражающая ядерную энергетику, демонстрирует постепенное увеличение использования с середины 20 века и стабилизацию к 2100 году, что может быть связано с ограничениями по безопасности и проблемами утилизации отходов. Наконец, красная пунктирная линия, представляющая новые источники энергии (ВИЭ), указывает на медленное начало, но значительный рост в конце 21 века, достигая значительной доли к 2100 году, что подчёркивает важность и стремительный рост возобновляемых источников энергии в будущем.



Из графика можно сделать вывод, что мировая энергетическая система претерпевает значительные изменения: происходит переход от традиционных ископаемых топлив к более экологически чистым и устойчивым источникам энергии. График в целом также соответствует идеям Чезаре Маркетти о смене видов энергоносителей. Переход с одного преобладающего вида на другой занимает длительное время, что отражено на графике через плавные переходы и длительные периоды роста долей. Каждый новый вид энергоносителя, начиная с момента, когда он достигает 1% доли на рынке, до достижения 10%, занимает несколько десятилетий. Достижение 50% доли на рынке также соответствует идее Маркетти о том, что на это требуется около столетия. Данные на графике подтверждают и иллюстрируют концепцию Маркетти о

постепенной и длительной смене преобладающих видов энергоносителей, обусловленной обучающейся природой человечества и процессом культурной диффузии [8].

Анализ, приведённый в книге Ричарда Родса, показывает, что смена преобладающих видов энергоносителей происходит не только благодаря обмену информацией о новых источниках энергии. Более значимыми факторами являются развитие и удешевление добычи нового энергоносителя, создание необходимой инфраструктуры для его распространения, а также его стоимость в сравнении с существующими энергоносителями. Экологические соображения также играют роль, но часто являются лишь дополнительным фактором. Примером служат переходы от дров к углю в Англии или от угля к нефти в США, что подтверждает исторический процесс смены основных энергоносителей.

В настоящий момент ситуация с переходом на ВИЭ неоднозначна. В некоторых странах, таких как Германия и Дания, доля ВИЭ в выработке электроэнергии значительна [11]. Однако в регионах, производящих основную часть мировой продукции, таких как Индия, Китай и Юго-Восточная Азия, доминирует традиционное ископаемое топливо. Хотя в Китае активно развиваются ветровая и гидроэнергетика, а также используется биотопливо, основной объём производства энергии по-прежнему обеспечивается за счёт угля и газа [12].

Главным недостатком ВИЭ остаётся низкий коэффициент использования установленной мощности (КИУМ): источники энергии, такие как солнце и ветер, не всегда доступны. В 2016 году коэффициент использования атомных электростанций в США составлял 92,1%, в то время как для ветряных турбин этот показатель был всего 34,7%, а для солнечных станций — 27,2%. Чтобы компенсировать эти недостатки, необходимы мощные накопительные системы энергии, которые пока недостаточно развиты, или резервные традиционные источники энергии. Альтернативой могло бы стать создание объединённых энергетических систем, которые сглаживали бы колебания в выработке энергии ВИЭ, но такие меры могут существенно повысить стоимость вырабатываемой энергии [13].

С учётом этих факторов наиболее перспективными на данный момент остаются атомные электростанции. В качестве альтернативного энергоносителя рассматривается водород, для широкого применения которого потребуется разработка эффективных технологий выработки, передачи и хранения. При этом водород может быть произведён на основе ВИЭ, что сделает его экологически чистым источником энергии.

Наши расчёты позволяют предположить, что глобальный переход к ВИЭ потребует дальнейшего значительного снижения стоимости технологий производства, хранения и передачи возобновляемой энергии. Также критически важным остаётся развитие инфраструктуры и накопительных систем, способных обеспечить стабильное и надёжное энергоснабжение. График (Рис. 1) демонстрирует, что даже при существенном увеличении доли ВИЭ, для полной замены традиционных источников энергии потребуется длительное время, что подчёркивает необходимость комплексного подхода и долгосрочного планирования в энергетической политике.

## **БЛАГОДАРНОСТЬ**

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (госзадание № 075-00270-24-00)

## **Литература/References:**

1. Statistical Review of World Energy 2022. 71st edition [Электронный ресурс]. 2022. URL: <https://www.bp.com/en/global/corporate/energy-economics/statistical-review-of-world-energy.html> (дата обращения: 30.08.2023).
2. Бессель В. В. Возобновляемые тепловые источники энергии как основа устойчивого развития глобальной энергетики будущего // Нефтяная провинция. 2022. № 1. С. 138–151.
3. Ланьшина Т. Прогноз развития ВИЭ в России до 2035 года // Научный вестник ИЭП им. Е. Т. Гайдара. 2019. № 9. С. 40–47.

4. Дегтярев К. С., Березкин М. Ю., Залиханов А. М., Синюгин О. А. Возобновляемая энергетика: экономические оценки инвестиций. ООО "Издательский дом КДУ", 2018.
5. Гулев С. К. Глобальные изменения климата и мировой океан // Проблемы прогнозирования. 2023. № 6. С. 25–36. DOI: 10.47711/0868-6351-201-25-36.
6. Pokazeev K. V., Solovyev D. A. Report “Overcoming the Limits” and New Solutions to Global Problems // Springer Proceedings in Earth and Environmental Sciences. Springer, 2023. С. 527–536.
7. Rhodes R. Energy: A human history. Simon and Schuster, 2018.
8. Marchetti C. Primary energy substitution models: on the interaction between energy and society // Technological Forecasting and Social Change. 1977. № 4(10). С. 345–356.
9. Соловьев Д. А., Сокотущенко Н. В. Многофакторное нейросетевое прогнозирование: разработка уточнённого алгоритма // Информационные ресурсы России. 2023. № 5. С. 4–13.
10. Rhodes R. Visions of technology: A century of vital debate about machines, systems, and the human world. Simon and Schuster, 2000.
11. Renewable energy sources in figures [Электронный ресурс]. 2023. URL: <https://www.bmwk.de/Redaktion/EN/Publikationen/Energie/renewable-energy-sources-in-figures-2022.html> (дата обращения: 30.08.2023).
12. Renewable Energy Market Update - June 2023 [Электронный ресурс]. 2023. URL: <https://www.iea.org/reports/renewable-energy-market-update-june-2023> (дата обращения: 30.08.2023).
13. Зайченко В. М. Основные направления развития распределённой энергетики // Региональная энергетика и энергосбережение. 2019. № 1. С. 88–91.

**СОЗДАНИЕ УФ МОНОХРОМАТОРА ДЛЯ БАКТЕРИЦИДНОЙ ОБРАБОТКИ ПАТОГЕНОВ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ**  
**М.В. Торчик<sup>1</sup>, В.Н. Андросенко<sup>1</sup>, М.А. Котов<sup>1</sup>, Н.Г. Соловьев<sup>1</sup>, А.Н. Шемякин<sup>1</sup>, М.Ю. Якимов<sup>1</sup>,  
 О.Ю. Манзенюк<sup>2</sup>, О.В. Калмантаева<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

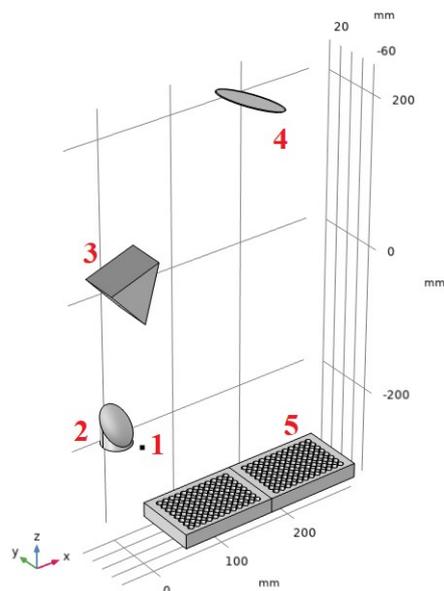
<sup>2</sup>ФБУН Государственный научный центр прикладной микробиологии и биотехнологии, п. Оболенск, Россия

[mari.torchick@ipmnet.ru](mailto:mari.torchick@ipmnet.ru)

Бактерицидное действие ультрафиолетового (УФ) излучения на биологические объекты (клетки, бактерии, вирусы и др.) является общеизвестным, т.к. оно способно привести к необратимым повреждениям в клетке за счет фотохимических реакций. Как правило, под этим в первую очередь понимают нарушение структур бактериальной и вирусной ДНК и РНК, а также белков и других их компонентов [1, 2]. Можно сказать, что универсальный характер действия УФ излучения на микроорганизмы приводит к индукции летальных мутаций и гибели практически всей (99,9%) микробной популяции [3]. В сложных условиях агрессивных сред некоторые виды вирусов и микроорганизмов на поверхностях носителей могут объединяться в специальные структуры, например, биопленки, что позволяет сохранять свою жизнеспособность и более эффективно противостоять внешнему воздействию [4]. На сегодняшний день ситуация с лечением инфекций усугубляется появлением штаммов с множественной устойчивостью к антибактериальным препаратам [5]. Бактерицидная обработка УФ излучением и озоном может стать одним из самых эффективных способов ингибирования роста и инактивации микробиологических структур патогенов. Для исследования бактерицидного воздействия, как обособленного, так и комплексного, был сконструирован специальный УФ монохроматор (рисунок 1а) с непрерывным оптическим разрядом, позволявший облучать исследуемые образцы в диапазоне длин волн 400-200 нм.



(a)



(б)

Рисунок 1. а) Фотография УФ монохроматора: 1 – непрерывный оптический разряд; 2 – зеркало-параболоид для задания параллельного пучка; 3 – призма; 4 – УФ зеркало; 5 – облучаемый образец (ячейки с микроорганизмами) б) Расчетная геометрия

Исследуемые микроорганизмы располагаются в специальных чашках, содержащих массивы ячеек для их размещения (рисунок 1, позиция 5). При экспериментальном измерении освещенности каждой ячейки устанавливалось волокно спектрометра с косинусным корректором с диаметром приёмной площадки 3.9 мм. Полученные данные по освещённости каждой ячейки, длинах волн и ширины полосы FWHM аппроксимировались и определялись для каждой конкретной ячейки.

Для достоверного определения параметров излучения, приходящего в ячейки, были проведены расчеты его распространения в оптической схеме устройства (рисунок 1б). Использовался метод ray tracing в программной среде Comsol [6, 7]. Рассчитывалась освещенность каждой ячейки с учетом показателей преломления и поглощения кварцевой призмы, а также с учетом и без учета отражательной способности параболического зеркала.

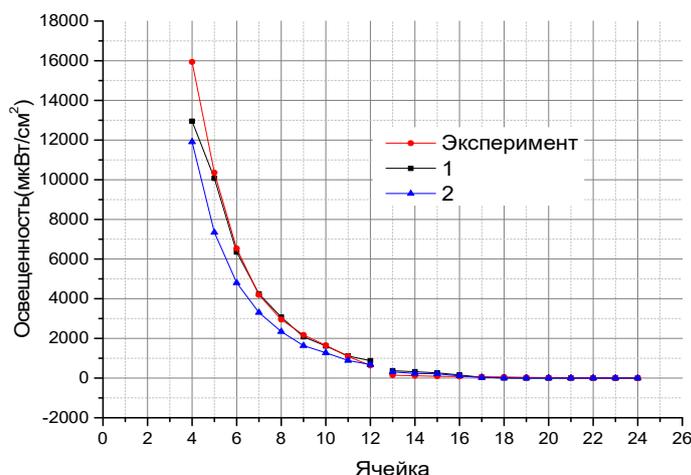


Рисунок 1. Освещенность ячеек, полученная экспериментальным и расчетным способами (кривые «1» - с учетом отражательной способности параболического зеркала [8], «2» - без учета отражательной способности параболического зеркала, считая, что оно отражает 100% попадающего на него излучения)

Рассчитывалась и измерялась ширина полосы, попадающая в каждую ячейку (рисунок 3). Сначала определялась зависимость разрешения длины волны от расположения волокна спектрометра, усреднённая по 5 точкам, получалась ширина полосы в приближении бесконечно малого диаметра датчика и затем пересчитывалась на ширину полосы для каждой ячейки диаметром 8 мм.

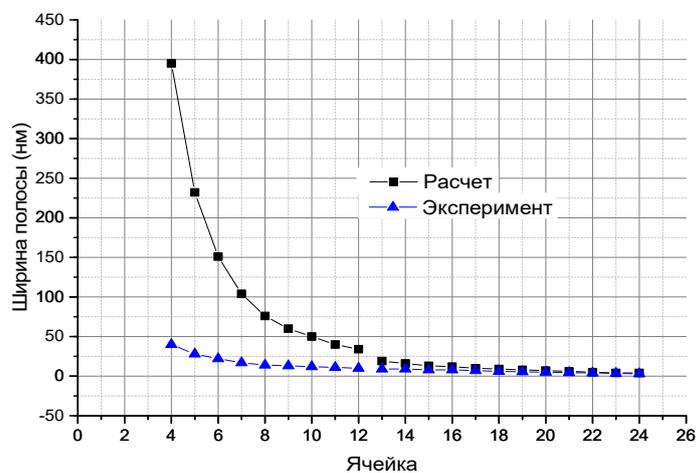


Рисунок 3. Ширина спектральной полосы, попадающей в каждую ячейку

Сравнение расчетных и экспериментальных данных позволяет говорить о хорошем соответствии, наилучшее совпадение наблюдается при более низких длинах волн, это связано:

1) с показателем преломления кварцевого стекла марки КУ-1 – для излучения с длиной волны 200-300 нм его значения меняются сильнее, чем для 300-600 нм. Действительный показатель преломления может несколько отличаться от заданного в расчетной модели.

2) с особенностями конструкции монохроматора – источник, призма и зеркало расположены таким образом, чтобы волны 400-200 нм попадали в него полностью, в то время, как излучение с длинами волн больше или меньше исследуемого диапазона попадает в него частично (см.п.3)

3) с непрерывностью спектра – в реальных условиях спектр излучения непрерывен, но в расчетной модели задается дискретное число лучей.

*Работа поддержана грантом РФФ 23-25-00459.*

#### **Литература/References:**

1. Kowalski W. Ultraviolet germicidal irradiation handbook: UVGI for air and surface disinfection. – Springer science & business media, 2010.
2. Reed, G. The history of ultraviolet germicidal irradiation for air disinfection. Pubic Health Rep. 125(1): 15-27, 2010.
3. Миллер Д. Эксперименты в молекулярной генетике: Пер. с англ. – Мир, 1976.
4. Lewis K. I. M. Riddle of biofilm resistance. Antimicrobial agents and chemotherapy. 45(4): 999-1007, 2001.
5. Flemming H. C., Wingender J. The biofilm matrix. Nature reviews microbiology. 8(9): 623-633, 2010.

### **МЕЖГОДОВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПОТОКОВ СУММАРНОЙ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ, ПОСТУПАЮЩЕЙ В МЕСЯЦЫ ПОЖАРООПАСНОГО СЕЗОНА НА ТЕРРИТОРИИ И АКВАТОРИИ АРКТИКИ И СМЕЩЕНИЕ СЕВЕРНОГО ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЮСА**

*А.В. Холопцев<sup>1</sup>, Р.Г. Шубкин<sup>1</sup>, Д.В. Седов<sup>1</sup>*

*<sup>1</sup>Сибирская пожарно-спасательная академия ГПС МЧС России*

Суммарная солнечная радиация – главный источник энергии, формирующей тот или иной термический режим на любом участке земной поверхности. Межгодовые изменения ее средних потоков (далее ПСР), поступающей на те или иные территории, являются одним из главных факторов средней интенсивности испарения влаги из образовавшегося на них горючего материала, а также рисков, связанных с возникновением ландшафтных пожаров и других опасных природных явлений. Поэтому развитие существующих представлений об их причинах является актуальной проблемой безопасности при чрезвычайных ситуациях.

Одним из факторов, способных влиять на динамику изучаемого процесса, являются вариации оптической плотности облачности, обусловленные, помимо прочего, изменениями потоков воздействующих на нее заряженных частиц внеземного происхождения. При входе этих частиц в атмосферу, образуются ливни вторичных частиц, которые воздействуют на воздух тропосферы, что приводит образованию в нем дополнительных атмосферных ядер конденсации, а также к повышению его температуры. Вследствие этого при увеличении их потоков над одними участками земной поверхности ПСР увеличивается, а над другими уменьшается [1].

Над районами Арктики, где располагается Северный Магнитный полюс нашей планеты, любые заряженные частицы внеземного происхождения беспрепятственно входят в земную атмосферу, вследствие чего образующиеся при этом ливни вторичных частиц, являются наиболее мощными. Поэтому вариации потоков таких частиц наиболее существенно влияют на изменения оптической плотности облачности, а также потока суммарной солнечной радиации, достигающей земной поверхности [2].

В период с 1903 года полюс ускоренно движется в направлении Российского сектора Арктики. После 1996 г. скорость его движения превысила 55 км/год, а в 2018 году он пересек Линию Перемены Дат. В 2024 году полюс продолжает движение в том же направлении, приближаясь к территории Сибири [3].

Выдвинута гипотеза: в секторе Арктической зоны России, включающем территории Сибири, существуют районы, в которых рассматриваемый процесс в месяцы пожароопасного сезона сопровождается значимым повышением среднемесячных ПСР. Целью данной работы является

проверка выдвинутой гипотезы и выявление районов, где по мере приближения полюса к территории Сибири пожарные риски повышались.

Для проверки этой гипотезы, проанализированы статистические связи между изменениями в XX и XXI веке потоков космических лучей, входящих в тропосферу над Арктикой, а также вариациями ПСР, поступавшей на территории Сибири и на акватории прилегающих к ней арктических морей. Также для каждого месяца пожароопасного сезона, оценены тенденции межгодовых изменений ПСР, которые проявились над такими участками земной поверхности и над территориями регионов России, относящихся к Сибири, за 1982-2024 гг.

Установлено, что на удалениях от полюса 5-10° существует зона, в которой корреляция межгодовых изменений ПСР с вариациями потоков заряженных частиц, достигающих тропосферы является значимой и отрицательной. Расстояния до полюса от участков указанной зоны при его перемещении не изменяются.

Выявлена также область, в пределах которой в рассматриваемый период происходило значимое повышение ПСР в любые месяцы пожароопасного сезона. Эта область также перемещается по земной поверхности вместе с полюсом. В современном периоде ее пределы входят многие участки территории республики Саха (Якутия) и Красноярского края, а также акватории моря Лаптевых и западной части Восточносибирского моря. Наибольшее увеличение ПСР на таких участках соответствует июню, на который приходится также пик горимости расположенных на них лесов.

Актуальной проблемой предотвращения чрезвычайных ситуаций на территории Сибири является заблаговременная подготовка сил и средств действующих здесь подразделений МЧС России к противодействию последствиям дальнейшего приближения полюса.

#### **Литература/References:**

1. Веретененко С.В. Эффекты Форбуш-понижений галактических космических лучей в вариациях общей облачности/ С.В. Веретененко, М.И. Пудовкин// Геомагнетизм и аэрномия. – 1996. –т.36. -№1. –С.153-156.
2. Стожков Ю.И., Махмутов В.С., Свиржевский Н.С. Исследования комических лучей на баллонах в Физическом институте имени П.Н. Лебедева РАН//Успехи физических наук. -2022. - Т.192. - №9. – С. 1054-1063.
3. Трек Северного Магнитного полюса. [Электронный ресурс]. Режим доступа: <https://www.ngdc.noaa.gov/geomag/data/poles/NP.xy>.

### **МОДЕЛЬ САМОПРОИЗВОЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ ЛЕДЯНОГО ДИСКА ПРИ ТАЯНИИ**

**Т.О. Чаплина<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>ФГБУН Институт проблем механики имени А.Ю. Иилинского РАН, 119526, Москва, пр. Вернадского, д. 101/1  
[tanya75.06@mail.ru](mailto:tanya75.06@mail.ru)

Явление вращения плавучего льда на поверхности неподвижной воды в последнее время снова стало привлекать внимание как натурных, так и лабораторных наблюдателей. В данной работе построена новая физическая модель такого вращения. Как следует из [1], приобретение диском ненулевого кинетического момента относительно вертикальной оси, проходящей через его центр, возможно лишь в результате приложения к нему внешнего момента. Внешний вращательный момент представляет собой суммарный момент вязких касательных напряжений на границе «вода – лед». Для возникновения этих напряжений необходимо привести в движение исходно покоящуюся жидкость. Существуют два механизма, способные привести в движение жидкость в задаче в рассматриваемой постановке: неоднородность поверхностного натяжения, как следствие неоднородности температурного распределения вдоль границы контакта сред, а также возникающие конвективные течения вблизи центров таяния льда. Модель тающего ледяного диска представляет собой объект с идеально гладкой поверхностью, дно которого расположено на уровне  $z = z_b(t) < 0$  (уровень воды –  $z = 0$ ), а положение боковой стенки задается радиусом

диска  $R(t)$ . Ось  $z$  цилиндрической системы координат  $(r, \varphi, z)$  совпадает с вертикальной осью, проходящей через центр диска. В начальные моменты, когда вращение диска и его смещение только начинают развиваться, допустимо использовать приближенные условия прилипания

$$\mathbf{v}|_{z=z_b(t)} = \dot{z}_b(t)\mathbf{e}_z, \mathbf{v}|_{r=R(t)} = \dot{R}(t)\mathbf{e}_r, (1)$$

налагаемые на поле скорости воды  $\mathbf{v} = v_r\mathbf{e}_r + v_\varphi\mathbf{e}_\varphi + v_z\mathbf{e}_z$ .

На основании динамического граничного условия на поверхности вязкой воды [2] с учетом условия прилипания (1) на дне и на боковой поверхности справедливы соотношения

$$\begin{aligned} \eta \left. \frac{\partial v_r}{\partial z} \right|_{z=z_b} &= -\frac{\partial \sigma}{\partial r}, \eta \left. \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right|_{z=z_b} = -\frac{\partial \sigma}{\partial \varphi}, r \in [0, R(t)] \\ \eta \left. \frac{\partial v_z}{\partial r} \right|_{r=R} &= -\frac{\partial \sigma}{\partial z}, \eta \left. \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} \right|_{r=R} = -\frac{\partial \sigma}{\partial \varphi}, z \in [z_b, z_m], (2) \end{aligned}$$

где  $z_m$  – уровень мениска на боковой поверхности льда,  $\eta$  – первая динамическая вязкость воды,  $\sigma = \sigma(T)$  – коэффициент поверхностного натяжения на границе «вода – лед».

Полный вращательный момент, определяемый первым механизмом – неоднородностью распределения коэффициента поверхностного натяжения вдоль границы раздела контактирующих сред – определяется соотношениями (2) и задается выражением

$$\mathbf{M} = -\mathbf{e}_z \left[ \int_0^R \left[ r\mathbf{e}_r \times \frac{\mathbf{e}_\varphi}{r} \right] I_\varphi r dr + R \int_{z_b}^{z_m} \left[ R\mathbf{e}_r \times \frac{\mathbf{e}_\varphi}{R} \right] I_\varphi dz \right] = 0.$$

Последнее равенство обусловлено тем, что при непрерывном распределении температуры по границе «вода – лед» непрерывно и распределение поверхностного натяжения, так что  $I_\varphi = \int_0^{2\pi} \sigma'_\varphi d\varphi = 0$ , и зависимость от температуры приводит лишь к смещению диска.

Структура течения вблизи нижней границы льда талой жидкости, вовлеченной в движение опускающейся струей, представляет собой вязкий пограничный слой, движение в котором направлено к центру таяния льда. На границе «вода – лед» и внешней границе слоя вовлечения горизонтальная скорость полагается равной нулю, а вертикальная скорость (по причине экспериментально наблюдаемых малых скоростей таяния льда  $\dot{z}_b(t)$  по сравнению с характерными величинами поля скорости воды  $\mathbf{v}$ ) считается отсутствующей во всем пограничном слое, что позволяет задаться приближенной моделью поля скорости вовлеченной жидкости

$$v_r = v_m \frac{z - z_{\text{ice}}}{|\rho - \rho_m|} \operatorname{erfc} \left( \frac{z_{\text{ice}} - z}{\sqrt{a_m v}} \right), v_z = 0, (3)$$

где  $\rho, \rho_m$  – радиус-векторы точки наблюдения и  $m$  – того центра таяния соответственно, отсчитываемые от оси  $z$  вдоль нижней поверхности льда;  $z, z_{\text{ice}}$  – вертикальные координаты точки наблюдения и нижней границы тающего диска;  $a_m, v_m$  – характеристики центра таяния, причем  $a_m$  – некоторое характерное время, а  $v_m \sim \sqrt{q_m}$  – характерная скорость конвективного течения, где  $q_m$  – интенсивность источника конвекции, включающегося в однородной по плотности среде [3]. Вид распределения (3) приводит к тому, что на нижней поверхности льда  $z = z_b$  имеется единственная отличная от нуля компонента тензора вязких напряжений

$$\sigma_{rz} = \frac{\eta v_m}{|\rho - \rho_m|}. (4)$$

Вязкая сила, приложенная к элементу нижней поверхности льда, направлена от этого элемента к местоположению центра таяния:

$$\mathbf{F}_m \sim \frac{\eta v_m (\rho_m - \rho)}{|\rho - \rho_m|^2}. (5)$$

Результирующая сила вязкости, действующая со стороны воды на ледяной диск,

$$\mathbf{R}_m = \int \mathbf{F}_m d^2\rho \sim \pi \eta v_m \rho_m (6)$$

направлена вдоль линии, соединяющей центр диска и центр таяния.

Момент силы вязкого трения относительно центра диска равен нулю

$$\mathbf{M}_m = \int \rho_m \times \mathbf{F}_m d^2\rho = 0, (7)$$

и вращение диска отсутствует.

Если бы для течения, формирующегося под тающим диском, выполнялся принцип суперпозиции, то появление сразу двух центров таяния изменило бы только результирующую вязкую силу, но оставило бы неизменным ее нулевой момент и диск только бы смещался, но не вращался. Но конвективные течения под диском приводят к разбиению области течения на ячейки, на границах которых горизонтальная компонента поля скорости обращается в ноль. Неподвижная граница конвективных течений, порожденных двумя центрами таяния с интенсивностями  $q_i$  и  $q_j$ , характеризуется равенством давлений по обе ее стороны (в противном случае граница начала бы смещаться). Пусть  $r_i, r_j$  – расстояния от границы до соответствующих центров таяния. Так как давление в конвективном течении пропорционально квадрату скорости, то с учетом  $v_m \sim \sqrt{q_m}$  условие равенства давлений на границе приобретает вид

$$\frac{q_i}{r_i^2} = \frac{q_j}{r_j^2}. \quad (8)$$

На основании используемой модели малости в отличиях интенсивностей из (8) следует, что  $r_i \approx r_j$ , а это означает, что граница между соседними конвективными ячейками проходит по серединному перпендикуляру к отрезку, соединяющему центры таяния.

На рисунке 1 представлены две возможные ситуации, когда проявляются два (левый рисунок) и три (правый рисунок) центра таяния, обозначенные индексами  $i, j$  и  $k$ . Координаты этих центров на нижней поверхности ледяного диска радиуса  $R = 5$  (в условных единицах размерности) задаются величинами:  $(x_i, y_i) = (2, -1)$ ,  $(x_j, y_j) = (3, 2)$ ,  $(x_k, y_k) = (-1, 1)$  в локальной системе координат  $(x, y)$  на поверхности дна. Сплошные линии на нижней поверхности показывают разделение течения на конвективные ячейки (слева их две, а справа – три).

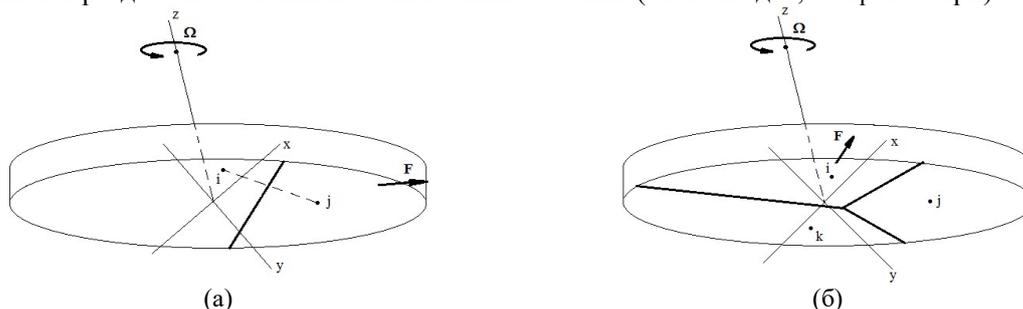


Рисунок 1. Вращение и смещение ледяного диска при двух (а) и трех (б) центрах таяния. Темные сплошные линии – границы конвективных ячеек

Для обеспечения условия равенства нулю радиальной скорости на границах ячеек представление поля скорости (3) умножается на функцию  $\text{erf}(d_{ij}(x, y))$  для двух центров таяния и  $\sqrt{\text{erf}(d_{ij}(x, y))\text{erf}(d_{ik}(x, y))}$  для трех центров, где  $d_{mn}(x, y)$  – расстояние от границы между  $m$ -тым и  $n$ -тым центрами до точки наблюдения. Численные расчеты по формулам (3, 5, 7) для каждого центра таяния, в которых интегрирование проводится с учетом разделения поверхности диска на конвективные ячейки, с последующим суммированием сил и моментов, показывает, что в случае двух центров таяния результирующая сила  $\mathbf{F}$ , показанная на рисунке 2, определяется условными значениями своих компонент  $F_x = 3.95$ ,  $F_y = 0.83$ , а полный момент относительно центра диска равен  $\mathbf{M} = -0.46\mathbf{e}_z$ . В случае трех центров таяния имеются следующие результаты:  $F_x = 3.97$ ,  $F_y = -0.87$  и  $\mathbf{M} = -2.67\mathbf{e}_z$  в тех же условных единицах.

Таким образом, наличие нескольких центров таяния способно придать ледяному диску не только поступательное, но и вращательное движение. Вращение ледяного диска влечет за собой образование, так называемого, «вентилятора» [4] по причине того, что вязкие напряжения на границе «вода – лед» приводят воду вблизи диска в круговое движение с одновременным отбрасыванием ее в радиальном направлении. Этот радиальный отток порождает подток воды к диску вдоль оси вращения, аналитическое решение для которого с выделением основных характеристик такого течения представлено в [5].

Возникающее «вентиляторное» течение нарушает распределение поля скорости (5), изменяет результаты расчетов по формулам (6 – 8) и снижает скорость углового вращения ледяного диска, но при этом не влияет на причину возникновения вращения и смещения льда.

*Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда РФФ № 24-27-00029.*

#### **Литература/References:**

1. Айзерман М.А. Классическая механика. М.: Наука, 1980, 368 с.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. М.: Наука, 1986, 736 с.
3. Shlien D.J. Transition of the axisymmetric starting plume cap // *Physics of Fluids*, 1978, V. 21, № 12, P.2154 – 2158.
4. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973, 792 с.
5. Kistovich A.V., Chaplina T.O., Stepanova E.V. Vortex flow with a free surface: comparison of analytical solutions with experimentally observed liquid particle trajectories // *International Journal of Fluid Mechanics Research*, 2017, V. 44(3), P. 215 – 227. Begell House Inc. DOI: 10.1615/InterJFluidMechRes.2017019149.

## **ИСТОРИЯ НАШЕЙ ПЛАНЕТЫ И ВИРТУАЛЬНЫЙ ДИПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ**

**А. А. Шрейдер<sup>1</sup>, К. Денис<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup> *Институт астрофизики Льежского университета, Льеж, Бельгия*

Данные международного банка о распределении во времени величины виртуального дипольного момента послужили основой исследования поведения вариаций виртуального дипольного момента в истории Земли. Поведение виртуального дипольного момента характеризуется наличием положительного линейного тренда с величины  $4 \times 10^{22} \text{ Ам}^2$  (4.5 млрд лет назад) до  $5.5 \times 10^{22} \text{ Ам}^2$  в настоящее время. На этом фоне фиксируются неравномерно распределенные по времени ундуляции виртуального дипольного момента, варьирующие по амплитуде от  $1.5$  до  $3.6 \times 10^{22} \text{ Ам}^2$ , с длиной волны, меняющейся от 200 до 900 млн лет. Средняя длина волны таких ундуляций оценивается в 550 млн лет, что по порядку величины приближается к периоду вилсоновской геологической цикличности. Выявлено, что амплитуды колебаний магнитного поля во времени имеют осциллирующий характер с затуханием в сторону современности.

## **МЕТОДЫ ОЧИСТКИ УГЛЕВОДОРОДНОГО ЗАГРЯЗНЕНИЯ ВОДНОЙ СРЕДЫ**

**Т.О. Чаплина<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> *ФГБУН Институт проблем механики имени А.Ю. Ишлинского РАН, 119526, Москва, пр. Вернадского, д. 101/1*

[tanya75.06@mail.ru](mailto:tanya75.06@mail.ru)

В настоящее время нефть – самое распространенное вещество, загрязняющее природные воды. Транспортировка половины добываемой на мировом шельфе нефти обеспечивается танкерным флотом и оценивается до 2 млрд. тонн в год. При этом 0,03% транспортируемой танкерами нефти и нефтепродуктов, теряется по различным причинам. Неоднократно происходили экологические катастрофы, связанные с авариями крупнотоннажных танкеров, которые сопровождалась масштабными утечками нефти и значительными последствиями для экосистем больших районов Мирового океана [1]. Для снижения возможных негативных последствий особого внимания требует изучение способов локализации, ликвидации разливов

нефтепродуктов и разработки дополнительного комплекса мероприятий по сбору и утилизации углеводородов, попавших во внешнюю среду.

В настоящее время существует несколько методов ликвидации нефтяных загрязнений с поверхности и в толще воды [2 – 4]. Наиболее распространенным является механический сбор нефтепродуктов после локализации разлива боновыми ограждениями. Пятно нефти, окруженное подобным ограждением, можно отбуксировать в более удобное, а главное безопасное место для работы. Другим широко используемым методом является термический метод ликвидации, основанный на выжигании нефти. Однако у этого метода есть серьезный недостаток: область его применения ограничивается коротким промежутком времени непосредственно после утечки – пока слой имеет достаточную толщину и не образовалась водонефтяная эмульсия.

Третье направление – физико-химические методы, основанные на использовании диспергентов и сорбентов, и применяемые, когда механический сбор нефти невозможен (например, когда существует непосредственная угроза экологически уязвимым районам).

Применение диспергентов активизирует естественное рассеивание нефти и значительно облегчает ее удаление с поверхности воды. Сорбенты впитывают нефтепродукты, что приводит к образованию комьев материала, которые затем возможно убирать механическими способами. Наиболее аккуратным методом, который позволяет проводить тонкую очистку акваторий является биологический метод. Этот метод основан на использовании особых микроорганизмов, которые перерабатывают нефть и нефтепродукты [5, 6]. Биологический метод зачастую применяется, когда возможности иных методов исчерпаны.

Авторами работы [7] запатентован оригинальный способ очистки водной поверхности от жидких загрязнений (преимущественно нефтепродуктами), который включает создание вращательного движения воды в объеме, размещаемого ниже границы раздела «вода-нефтепродукт» полого цилиндра с формированием в нем вихревой воронки с непрерывной откачкой нефтепродуктов (рисунок 1).

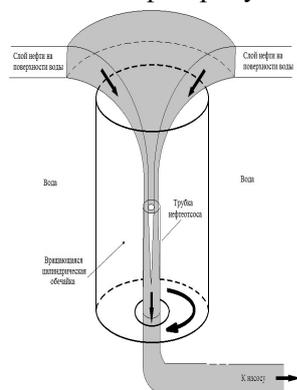


Рисунок 1. Схема работы сборщика нефти

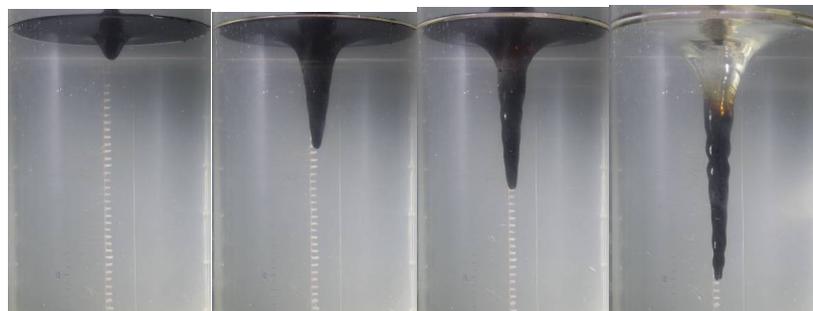


Рисунок 2. Типичные формы составного вихря при различных скоростях вращения стакана для различных нефтепродуктов

Движение воды обеспечивается вращением полого цилиндра, торец приемного патрубка средства откачки нефтепродукта размещают коаксиально внутри полого цилиндра ниже его верхнего торца на величину  $\frac{H}{2}$  ( $H$  – высота цилиндра). Для создания оптимального режима работы управляемой воронки экспресс-методами измеряют толщину слоя нефтепродукта, плотности и кинематические вязкости воды и удаляемых нефтепродуктов и по измеренным величинам определяют глубину погружения  $h$  верхней кромки полого цилиндра от границы раздела «вода-нефтепродукт», определяемую соотношениями

$$h < \frac{H}{\alpha^2 - 1}, \alpha = 1 + \frac{\rho_w}{\rho_o} \sqrt{\frac{\nu_w}{\nu_o}} \quad (1)$$

где  $\rho_w, \rho_o$  – плотности воды и нефти, а  $\nu_w, \nu_o$  – их кинематическая вязкости.

Оптимальная угловая частота вращения полого цилиндра  $\omega$  определяется выражением

$$\omega = \frac{1}{R_c} \sqrt{g \frac{(H+2h+\Delta)(\rho_w+\rho_o)}{(1+\alpha^2)\rho_w-\rho_o}} \quad (2)$$

где  $R_c$  – радиус цилиндра,  $\Delta$  – толщина слоя нефтепродукта на поверхности воды,  $g$  – гравитационное ускорение.

При разработке предлагаемого устройства экспериментально было установлено, что вращение полого цилиндра приводит к формированию вихревой воронки внутри объема цилиндра. В экспериментах использовались различные нефтепродукты и масла – подсолнечное масло, смесь подсолнечного масла и дизельного топлива в равных пропорциях, нефть, дизельное топливо и т.д. Было установлено, что форма и размеры нефтяной части составного вихря зависят от целого ряда параметров – толщины слоя нефтепродукта на поверхности воды, плотности и кинематической вязкости воды и удаляемых нефтепродуктов. В результате аналитической обработки экспериментальных данных удалось установить эмпирические зависимости (1, 2) оптимальных режимов.

На основании предложенного способа было запатентовано «Устройство для удаления нефтепродуктов с поверхности воды» [7], в котором средство создания вихря выполнено в виде упомянутого стакана, снабженного необходимыми механизмами его перемещения по высоте. Выходы блока управления соединены с механизмами перемещения и приводом вращения стакана, а входы – с измерителями плотностей и вязкостей воды и собираемого нефтепродукта, измерителем толщины слоя нефтепродукта и средствами измерения глубины погружения верхней кромки стакана от границы раздела «вода-нефтепродукт».

Опытным путем было установлено, что оптимальное расположение торца приемного патрубка средства откачки нефтепродукта в нефтяной части составного вихря при работающем насосе приводит к отбору только нефти из составного вихря и транспортировку её к месту сбора по гибкому шлангу. Возникающий дефицит нефти в составном вихре восполняется нефтью с поверхности, что приводит к её непрерывному сбору с поверхности воды.

На рисунке 2 представлены полученные экспериментально типичные формы составного вихря при различных скоростях вращения стакана для различных нефтепродуктов.

Видно, как с повышением частоты вращения происходит очистка водной поверхности от нефтепродукта и его локализация вблизи оси вращения стакана. На рисунке 3 представлены блок-схема устройства и механизм перемещения стакана по вертикали. Устройство содержит полый цилиндрический стакан 1, который снабжен приводом его вращения 2 с блоком его управления 3. К входам блока управления подсоединены измерители плотности воды и собираемого нефтепродукта 4, измерители вязкости воды и нефтепродукта 5, измеритель толщины слоя нефтепродукта 6 и средство измерения глубины погружения верхней кромки стакана от границы раздела «вода-нефтепродукт» 7. Кроме того, предусматриваются средства, обеспечивающие перемещение стакана по высоте с тем, чтобы можно было регулировать глубину его погружения. Это может быть вертикально перемещаемый кронштейн 9 с закрепленным на нем устройством, снабженный механизмом 10 его вертикального перемещения, который закреплен на судне-носителе 11. Устройство используется следующим образом. На месте разлива нефтепродуктов на поверхности водоема полый стакан 1 погружается на некоторую глубину с помощью средства 8 и с помощью входящих в состав устройства средств измерения 4, 5, 6, и 7 определяются параметры, необходимые для расчета по соотношениям (1, 2) оптимальных условий эксплуатации. Результаты измерений поступают в блок управления 2, который в соответствии с имеющейся в нем программой производит необходимые расчеты и устанавливает с помощью средства 8 необходимую глубину погружения.

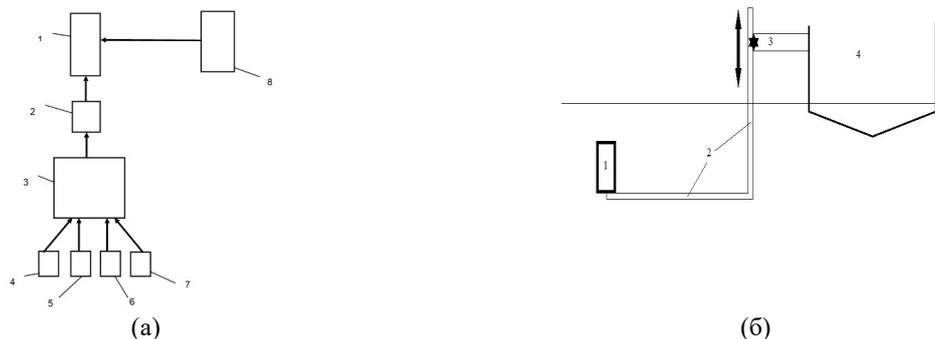


Рисунок 3. Устройство для удаления нефтепродуктов с поверхности воды: а) – блок-схема устройства; б) – механизм перемещения стакана по вертикали

На основании расчета выработывается командное воздействие на привод 2 вращения стакана 1, который и приводится во вращение с расчетной скоростью. Поскольку введенные в состав устройства средства измерения параметров жидкостей и глубины погружения стакана работают в режиме онлайн, то при их изменении блок управления оперативно вносит изменения в режимы вращения стакана и глубину его погружения. В результате в средство откачки нефтепродукта поступает только собираемый нефтепродукт без примесей воды или с минимальным ее количеством.

*Работа выполнена в рамках Госзадания 124012500441-6.*

#### Литература/References:

1. Степанова Е.В., Чаплина Т.О. Моделирование разливов нефти на поверхности воды и метод ликвидации поверхностных загрязнений углеводородами с использованием овечьей шерсти // Теоретическая и прикладная экология. 2015. №2. С. 108–115.
2. Каракеян В.И., Севрюкова Е.А. Мониторинг загрязнения окружающей среды: учебник для среднего профессионального образования. М.: Издательство Юрайт. 2019. 397 с.
3. Владимиров В.А. Разливы нефти: причины, масштабы, последствия // Стратегия гражданской защиты: проблемы и исследования. 2014. № 1, Т. 4. С. 217–229.
4. Предупреждение и ликвидация аварийных разливов нефти и нефтепродуктов // Охрана окружающей среды, природопользование и обеспечение экологической безопасности в Санкт-Петербурге в 2002 году. Спб.: 2003. С. 302 – 313.
5. Белик Е.С., Рудакова Л.В., Калашникова М.Е. Оценка эффективности применения биосорбента на основе карбонизата в процессе деструкции углеводородов нефти // Теоретическая и прикладная экология. 2013. № 1. С. 22–26.
6. Ольшанская Л.Н., Татаринцева Е.А. Сорбенты для очистки поверхностных и сточных вод от нефти и продуктов её переработки // Теоретическая и прикладная экология. 2021. № 4. С. 6–11.
7. Чаплина Т.О., Кистович А.В., Пахненко В.П. Патент на полезную модель «Устройство для удаления нефтепродуктов с поверхности воды», RU 2771862, 13.05.2022.

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЗАДАЧАХ ЭКСПЛУАТАЦИИ ПОДЗЕМНЫХ ХРАНИЛИЩ ГАЗА

**К.Б. Устинов**

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук,  
ustinov@ipmnet.ru*

Подземные хранилища газа (ПХГ) служат цели обеспечения поставки требуемого количества газа, меняющегося в зависимости от сезона и других факторов. В качестве ПХГ часто используются и высокопроницаемые пласты истощенных газовых месторождений, в которые и

производится периодическая закачка и откачка газа. Доклад посвящен моделированию процессов фильтрации флюидов, и процессов деформирования и разрушения пород в прискважинной области и продолжает цикл работ авторов (из последних, отметим [1,2]). При построении модели особое внимание уделено специфическим явлениям, проявляющихся при эксплуатации подземных хранилищ газа (ПХГ), таких как изменение напряженного состояния в пласте-коллекторе в целом при циклах закачки-отбора газа, а также снижение проницаемости в прискважинной области. Также делается акцент на такие факторы, как упругая и прочностная анизотропия, влияние не только касательных, но и нормальных напряжений на переход к неупругому состоянию породы, возможное наличие объемного неупругого деформирования и его нетривиальную связь с напряженным состоянием. Принимаются во внимание и традиционно учитываемые факторы, такие как возможная неравнокомпонентность исходного напряженного состояния.

В качестве основных уравнений модели используются уравнения пороупругости [3,4] и поро-упруго-пластичности [1] с возможным учетом упругой и прочностной анизотропии, являющихся обобщением модули анизотропной упруго-пластичности [5] и модели дилатирующих сред [6].

Используемая система уравнений является существенно связанной: напряженное состояние зависит от распределения порового давления, находимого из решения задачи фильтрации, и при этом проницаемость – параметр, определяющий распределение порового давления – существенно зависит от напряженно-деформированного состояния и его истории.

Алгоритм решения данной связанной задачи основан на методе последовательных приближений.

1. Для рассматриваемой конструкции забоя скважины строится геометрия, конечно-элементная сетка.

2. На основе данных об исходном напряженном состоянии и пластовом давлении и экспериментальных данных свойствах породы задаются упругие и прочностные свойства и граничные условия. Здесь одним из ключевых параметров является экспериментально определенная зависимость проницаемости от напряженного состояния и (возможно) его истории.

3. Строится решение фильтрационной задачи в приближении отсутствия влияния напряженного состояния на проницаемость, и находится распределение порового давления.

4. Для полученного распределения порового давления строится решение задачи пороупругости (использование изотропной либо анизотропной модели определяется экспериментально определенными свойствами пород коллектора). Находится поле распределения напряжений, деформаций, смещений.

5. Осуществляется проверка выхода какой-либо из точек из состояния упругости согласно выбранному критерию пластичности.

6. В случае, если хотя бы одна из точек выходит из упругого состояния, осуществляется перерасчет напряженно-деформированного состояния согласно одной из моделей поро-упруго-пластичности: в рамках изотропной модели типа Друкера-Прагера, либо в рамках анизотропной модели типа обобщенной модели Хилла, в зависимости от того, проявляют ли породы коллектора прочностную анизотропию.

7. Осуществляется модификация проницаемости элементов, согласно рассчитанным данным о напряженно-деформированном состоянии.

8. Для первого цикла осуществляется переход к п. 3, и выполняется следующая итерация. Для последующих циклов проводится сравнение решения с решением, полученным на предыдущем цикле, и в случае отличия менее заданного значения, осуществляется переход к следующему шагу (п. 9), в противном случае осуществляется переход к следующей итерации (п. 3).

9. Нахождение распределений напряжений, порового давления, потоков.

Согласно изложенному алгоритму проведены расчеты для конкретного месторождения ПХГ, и указаны режимы эксплуатации, не приводящие к нежелательным явлениям, таким как вынос песка в скважину и ее разрушение.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, проект № 22-11-00273.

### Литература/References:

5. Klimov, D.M., Karev, V.I., Kovalenko, Yu. F. & Ustinov, K. B., 2013. Mechanical-mathematical and experimental modeling of well stability in anisotropic media. *Mech. of Sol.* 48: 357-363.
6. Karev V.I., Kovalenko Yu.F., Ustinov K.B. *Geomechanics of Oil and Gas Wells*. 2020. Springer International Publishing Cham, Switzerland, ISBN 978-3-030-26608-0, 166 с. DOI <https://doi.org/10.1007/978-3-030-26608-0>.
7. Карев В.И., Коваленко Ю.Ф., Устинов К.Б. Факторы устойчивости скважин в коллекторах подземных хранилищ газа // *Изв. РАН. МТТ*. 2024. (печати) .
8. Biot M.A. Le problème de la consolidation des matières argileuses sous une charge. *Ann. Soc. Sc. de Brux. Ser. B*. 1935. 55: pp.110–113.
9. Желтов Ю.П., Христианович С.А. О гидравлическом разрыве нефтеносного пласта // *Известия Академии наук СССР. Отд. тех. наук*. 1955. № 5. С. 3–41.
10. Hill R. *The mathematical theory of plasticity*, New York, Oxford University Press, 1983. 355 p.
11. Николаевский В. Н. *Геомеханика и флюидодинамика*. М.: Недра, 1996. 448 с.

## НЕЛИНЕЙНАЯ ВОЛНОВАЯ ДИНАМИКА В ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

*В.К. Казанков<sup>1</sup>, С.И. Перегудин<sup>2</sup>, С.Е. Холодова<sup>1</sup>*

<sup>1</sup> *Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>2</sup> *Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия,  
kholodovase@yandex.ru*

Математическое моделирование нелинейных динамических процессов в электропроводящей идеальной жидкости с учетом больших масштабов восходит к работам, описывающих изучаемый динамический процесс в рамках приближения быстрого вращения. В пределах допустимого приближения уравнения движения в должной степени не учитывают инерциальные эффекты. Как следствие этого, инерциальные волны, а именно, волны Россби и волны Альфвена могут быть не учтены в исследуемой модели. Кроме того, в предельном варианте с учетом эффектов быстрого вращения скорость может быть определена с точностью до слагаемого, характеризующего скорость в приближении геострофии. Данное обстоятельство обусловлено эффектами, в которых геострофическая скорость может не удовлетворять уравнению магнитогеострофии. Для разрешения возможных сложностей вычислений можно использовать, с одним случае, искусственное добавление вязких сил, с другой стороны, пренебрежение вязкостных эффектов, в случаях, если это возможно без упрощения в рамках исследуемой модели.

В предыдущих работах исследовалась задача о крупномасштабном движении электропроводящей жидкости в слое между двумя горизонтальными плоскостями в магнитогеострофическом приближении с учетом наличия вязких сил. В представленном исследовании используется предположение о границах слоя, а именно, что они не являются плоскими и недеформируемыми, а представляют собой поверхности, которые могут изменяться в пространстве и во времени. В рамках данного предположения возможно представить решение полной изначальной системы магнитогеострофических уравнений, при этом в уравнениях движения возможен учет сил инерции, а в уравнениях индукции магнитного поля — диффузионных компонент, которые имеют тот же порядок, что и конвективные элементы, то есть, исследуемая задача может быть решена с учетом произвольных значений магнитного числа Рейнольдса. С помощью искусственного введения дополнительных вспомогательных функций

изначальная система уравнений в частных производных может быть редуцирована к одному скалярному уравнению, для которого возможно представить точные решения с дальнейшим количественным и качественным анализом. Результат проведенного качественного анализа позволит сделать вывод о влиянии эффектов диффузии магнитного поля на его генерацию и поддержание в отсутствие динамики внешнего поля.

Результаты проведенного исследования могут быть использованы в астрофизике и геофизике, а именно, при изучении процессов, происходящем в жидком ядре Земли и недрах звезд, а также при рассмотрении процессов самовозбуждения магнитогидродинамического динамо в относительно больших массах жидкого металла и технических устройствах, например, в технологических процессах, использующих напорные камеры реактора на быстрых нейтронах.

Изначально исследуемое физическое явление может быть смоделировано посредством замкнутой системы уравнений в частных производных с соответствующими граничными условиями [1], редуцирование которой к одному скалярному уравнению позволяет произвести качественный анализ с возможностью утверждать, что в случае не замороженного магнитного поля учетные граничные эффекты могут способствовать нарушению устойчивости, а следовательно, и росту магнитного поля.

### **Литература/References:**

1. Холодова С.Е., 2009. Волновые движения в стратифицированной электропроводной вращающейся жидкости. Журнал вычислительной математики и математической физики. 49: 916-922.

### **ПАЛЕОГЕОДИНАМИКА ХРЕБТА ГАККЕЛЯ В ВЕРХНЕМ НЕОГЕНЕ**

*А.А. Шрейдер<sup>1</sup>, А.Э. Сажнева<sup>1</sup>, М.С. Клюев<sup>1</sup>, А.Л. Бреховских<sup>1</sup>, И.Я. Ракитин<sup>1</sup>, Е.И. Евсенко<sup>1</sup>*

*<sup>1</sup>Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН, 117997, Россия, Москва, Нахимовский пр-т, 36  
[alexe@ocean.ru](mailto:alexe@ocean.ru)*

В результате спрединга на хребте Гаккеля происходят тектономагматические процессы. Анализ морфологии дна с одинаковым возрастом формирования несет информацию о палеогеодинамике образования Евразийского бассейна. Восстановление параметров спрединга на хребте несет ценнейшую информацию об особенностях эволюции дна бассейна в прошлом. В результате проведенных исследований удалось впервые восстановить конфигурацию оси палеоспрединга дна в Евразийском бассейне Северного Ледовитого океана во время хрона C2An.3n (3.330 - 3.596 млн. лет). Выявлено, что поверхность оси спрединга вдоль простирания имеет асимметричную куполообразную форму, центрированную на 40 в.д. меридиан, минимумы ее расположены ближе к евразийскому и гренландскому шельфам и приходятся на 20 и 100 в.д. меридианы. Относительная высота купола превышает 500 метров при длине волны в тысячу километров. На фоне этой генеральной закономерности четко прослеживаются локальные магматические образования относительной амплитудой в 20-80 метров и длиной волны вдоль профиля до 10 километров, связанные с вплавлением магмы и формированием новой океанической коры эруптивными аппаратами щелевого типа.

Наряду с этим западнее 40 меридиана в.д. отмечаются три значительных вулканоматических образования относительной высотой до нескольких сотен метров, связанные с пульсационным характером экструзивного вулканизма центрального типа, очаги которого отстоят друг от друга на расстояние до 200 км. В тоже время восточнее 100 меридиана в.д. поступление материала новой океанической коры происходит более равномерно.

На фоне этой генеральной закономерности четко прослеживаются локальные магматические образования относительной амплитудой в 20-80 метров и длиной волны вдоль профиля до 10 километров, связанные с вплавлением магмы и формированием новой океанической коры эруптивными аппаратами щелевого типа.

Проведенное исследование позволяет представить эволюцию новой океанической коры в верхнем неогене, которая раскрывает особенности палеогеодинамики Евразийского бассейна как части эволюции всего Арктического региона.

*Настоящая работа выполнена в рамках Государственного задания № FMWE-2024-0018.*

## **ВИБРАЦИОННОЕ ВЛИЯНИЕ НА ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ВЫРАЩИВАНИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ**

*А.И. Федюшкин*

*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва,*

*[fai@ipmnet.ru](mailto:fai@ipmnet.ru)*

### **1. Введение**

В связи с широким применением полупроводниковых материалов непрерывно растёт потребность к увеличению объёма их производства и предъявляются повышенные требования совершенству монокристаллов (дислокациям, микро - и макро-однородностям распределения примеси при требовании увеличения размеров кристаллов) [1]. Процессы выращивания монокристаллов из расплава чувствительны к характеру конвективного теплопереноса, и имеют сложности и повышенные требования к управлению им. Это связано, во-первых, со спецификой теплофизических свойств расплавов, приводящим к разным конвективным структурам течения, размерам пограничных слоёв, характерным временам (динамическим, тепловым и диффузионным), к разным распределениям примеси и температуры в расплаве и кристалле, во-вторых, это необходимость сохранения стехиометрических требований при нестационарности процесса (тепловыделение скрытого тепла, изменение объёма расплава и кристалла). Для управления теплопереносом первостепенное значение имеют знание, умение и способность управлять структурой конвективного перемешивания, градиентами температуры и концентрации вблизи фронта кристаллизации (концентрационным переохлаждением), и как следствие, управлять скоростью кристаллизации и интенсификацией теплоотвода от растущего кристалла. Управление конвективным теплообменом при росте монокристаллов может быть осуществляться различными методами, например, геометрически, тепловыми, магнитными или вибрационными способами. Эффективным управляющим фактором конвективным теплообменом при выращивании монокристаллов, влияющим на совершенство кристаллов, на распределение температуры (примеси) и на скорость кристаллизации могут быть управляемые вибрации [2]. Они являются более простыми и энерго-экономичными чем, например, гравитация и магнитное поле.

### **2. Математическая модель**

Математические модели основаны на численном решении уравнений Навье-Стокса и уравнений переноса тепла и массы для вязкой несжимаемой жидкости. При моделировании использовались методы: конечных разностей [3, 4], конечно-элементных элементов [5] и контрольных объёмов [6]. В данной работе рассмотрены две модели: 1- без учета перемещения вибратора (для малых амплитуд) и 2 – с учетом перемещения вибратора (для больших амплитуд).

### **3. Результаты моделирования**

Выполнены численные расчеты конвективного теплопереноса для метода Бриджмена с погруженным вибратором (рис. 1), метода Чохральского с поступательными вибрациями кристалла и с погруженным вибратором под растущим кристаллом, а также для жидкой плавающей зоны с реальной криволинейной формы с учетом и без учёта следующих факторов: кривизны фронта кристаллизации и условий Стефана на нём, излучения, вращения, вибраций, гравитационной и термокапиллярной конвекции. Данные расчеты проведены как для расплавов

интерметаллических полупроводниковых материалов (с числом Прандтля  $Pr \ll 1$ ), так и для оксидов ( $Pr > 1$ ). Результаты анализировались на установившемся квазистационарном режиме.

### 3.1. Вертикальный метод Бриджмена

Было подготовлены расчетные модели и проведено математическое моделирование теплообмена при выращивании кристаллов методом Бриджмена (фронт кристаллизации находится внизу – устойчивая температурная конфигурация) с различными формами и расположениями погруженного вибратора, схемы которых представлены на рис. 1. Для расплава  $\text{NaNO}_3$  ( $Pr=5.43$ ) были проведены численные расчеты с и без вибраций. Исследование влияния расположения и формы вибраторов на тепломассоперенос моделировалось на основе двумерной осесимметричной модели. На фронте кристаллизации ставилось условие Стефана. Моделирование было проведено, как с учетом изменения формы фронта кристаллизации, так и для фиксированного плоского фронта кристаллизации.

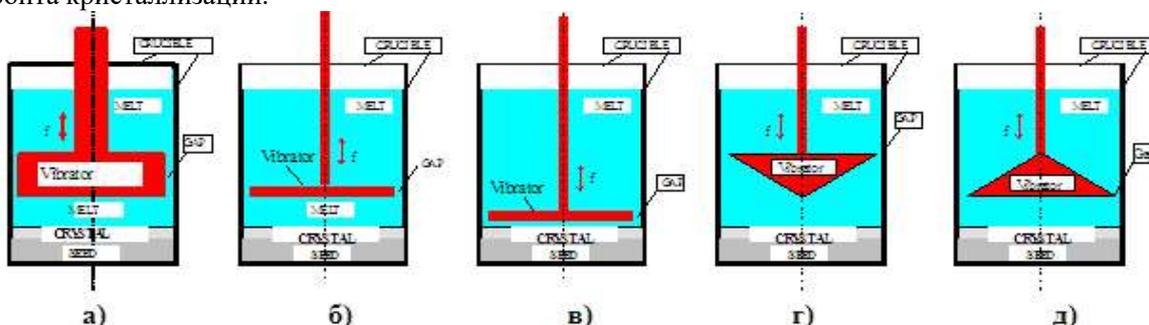


Рисунок 1. Модель вертикального метода Бриджмена с погруженными вибраторами различной формы и расположением.

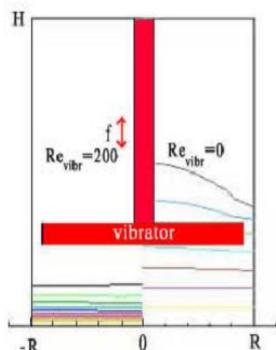


Рис. 2. Изотермы в расплаве  $\text{NaNO}_3$  ( $Pr=5.43$ ), справа – без вибраций, слева - с вибрациями  $Re_{vibr}=200$

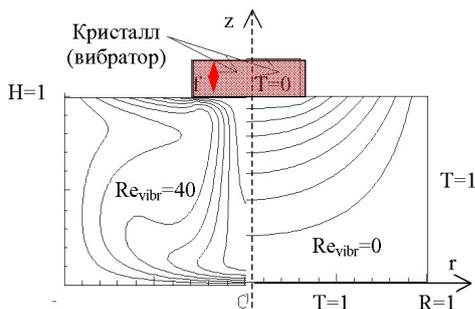
Для различных схем расположения и форм вибратора, изображенных на рис.1 были выполнены численные расчеты для расплава  $Pr=5.43$ , радиус ампулы  $R=1$  см и ее высота  $H=3.2$  см,.

Численные расчеты показали, что с помощью вибрационного воздействия можно уменьшить температурный пограничный слой (увеличить градиент) около фронта кристаллизации, а это открывает возможности управлять кинетикой роста кристаллов, в частности, скоростью роста. На рис. 2 показаны изотермы в расплаве  $\text{NaNO}_3$  ( $Ra= 2 \cdot 10^5$ ,  $Pr=5.43$ ) (справа – без вибраций, слева с вибрациями  $Re_{vibr}=A\omega R/\nu=200$ ) (где  $\omega=2\pi f$ ,  $\nu$  - кинематическая вязкость) для вибратора, изображенного на рис. 1б).

С целью выявления влияния формы и расположения вибратора на распределение примеси (с числом Шмидта  $Sc=50$ ) в расплаве и в кристалле были проведены численные расчеты для модели метода Бриджмена с вибраторами, изображенными на рис. 1б-д),

### 3.2. Метод Чохральского

Рис. 3. Изотермы в расплаве  $\text{NaNO}_3$  ( $Pr=5.43$ ,  $H/R=1$ ,  $R_c/R=0.3$ ). Справа - без вибраций ( $Re_{vibr}=0$ ), слева при вибрациях кристалла с частотой  $f=10$  Гц и амплитудой  $A=100$  мкм ( $Re_{vibr}=40$ ).



В данной работе приводятся результаты численного моделирования конвективного теплообмена в методе Чохральского включая

тепловую, термокапиллярную и вынужденную конвекцию при вибрационном воздействии на расплав со стороны кристалла (рис. 3), а также со стороны погруженных под кристалл вибраторов. Предполагается, что кристалл (или погруженный вибратор) совершает колебательные движения с малой амплитудой  $A=100$  мкм и частотой  $f$  по закону  $z=A\cos(2\pi ft)$ . На рис. 3 показана схема двумерной осесимметричной математической модели метода Чохральского и изотермы в расплаве при  $Pr=5.43$ ,  $H/R=1$ ,  $Rc/R=0.3$ , с условием теплоизоляции на свободной поверхности. Слева на рис.3 показаны изотермы для случая с вибрациями ( $Re_{vibr}=40$ ), справа – без вибраций. На рис. 3 показано, что вибрационное воздействие со стороны кристалла приводит к увеличению нормального градиента температуры под кристаллом.

### 3.3. Метод зонной плавки

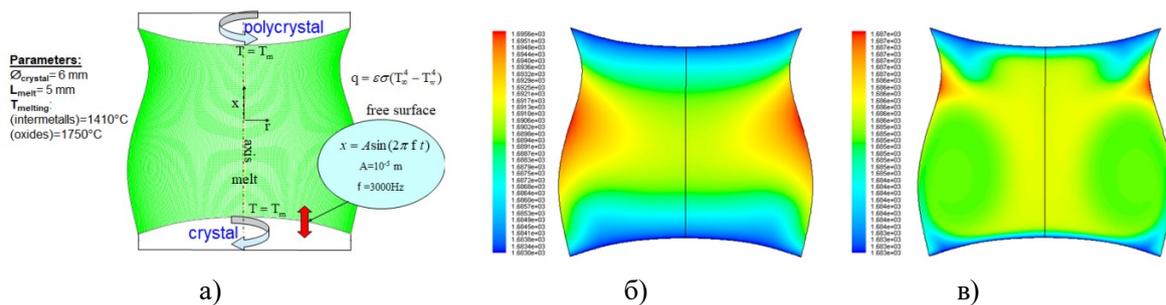


Рисунок 4. Метод зонной плавки кремния, а) – схема модели плавающей зоны, б) – изотермы без вибраций, в) - изотермы при воздействии вибраций на расплав кремния ( $Pr=0.01$ ,  $A=0.01$ мм,  $f=3$ КГц).

На рис. 4 а, б, в) показаны схема модели и изотермы без и при воздействии вибраций на расплав кремния ( $Pr=0.01$ ,  $A=0.01$ мм,  $f=3$ КГц). Результаты расчетов показали, что для зонной плавки вибрационным воздействием возможно увеличить нормальный градиент температуры на фронте кристаллизации для расплава кремния.

## 4. Выводы

Результаты моделирования показали, что вибрации с малой амплитудой могут менять структуру конвективного течения, увеличивать нормальный градиент температуры на фронте кристаллизации, что может интенсифицировать тепло-массообмен и скорость роста кристаллов.

Расчеты показали, что при существенном влиянии вибраций на структуру течения и распределение температуры и концентрации примеси, их влияние на каждом периоде колебаний практически не сказывается на изменениях температуры у фронта кристаллизации. Например, для расплавов с числом Прандтля больше единицы, изменение температуры за один период колебаний не более одного процента.

Для метода плавающей зоны показано, что для малых чисел Прандтля ( $Pr=0.01$ ) вибрации также могут уменьшать температурный пограничный слой и увеличивать нормальный градиент температуры на фронте кристаллизации.

*Данная работа была поддержана грантом РФФ № 24-29-00101.*

### Литература/References:

1. Р. Лодиз, Р. Паркер. Рост монокристаллов. М.: Мир, 1974 540 с.
2. A. Feduyshkin, N. Bourago, V. Polezhaev and E. Zharikov. The influence of vibration on hydrodynamics and heat-mass transfer during crystal growth. *Crystal Growth* v. 275, 2005, p. e1557-e1563
3. Полежаев В.И. и др. Математическое моделирование конвективного тепло и массообмена на основе уравнений Навье-Стокса, М., Наука, 1991.

4. Полежаев В.И., Белло М.С., Верезуб Н.А., и др. Конвективные процессы в невесомости. -М., Наука, 1991. 240 с.
5. Burago N.G., Fedyushkin A.I. Numerical solution of the Stefan problem. Journal of Physics: Conference Series. 1809 (2021) 012002. doi:10.1088/1742-6596/1809/1/012002
6. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости Москва, Энергоатомиздат, 1984, 124с.

## **БЫСТРЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ПРИРОДЕ, ТЕХНИКЕ И ПРОБЛЕМАХ ТЕХНОГЕННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ**

*С.Е. Якуш*

*Институт проблем механики им. А.Ю.Ишлинского РАН, Москва, [yakush@ipmnet.ru](mailto:yakush@ipmnet.ru)*

Среди большого многообразия теплофизических, гидродинамических и механических процессов, встречающихся в природных явлениях, технике, промышленных производствах, особое место занимают течения жидкостей с фазовыми переходами, протекающими за короткое время. Испарение жидкости или конденсация пара сопровождаются значительным изменением удельного объема вследствие большой разности плотностей исходной и конечной фаз. В зависимости от соотношения между характерным временем протекания фазового перехода и другими характерными временами системы (гидродинамическими, упругими, периодами собственных колебаний и т.п.), протекание фазовых превращений может быть как квазистационарным, так и носить взрывной, неконтролируемый характер. В последнем случае, когда при быстром вскипании жидкости расширяющийся пар действует как поршень, генерируя в окружающем пространстве ударные волны, говорят о так называемых «физических взрывах», обладающих всеми признаками привычных взрывов химической природы, но не связанных с горением или детонацией. Наоборот, резкая конденсация пара в замкнутом объеме может привести к явлению имплозии («взрыва внутрь») с деформацией или разрушением оболочки резервуара. Быстрые фазовые переходы (в англоязычной литературе – Rapid Phase Transition) привлекают внимание исследований в различных областях науки, инженерных приложениях, исследованиях в области безопасности и предотвращения аварий.

Фазовый переход первого рода, как известно, сопровождается поглощением или выделением определенной энергии на единицу массы вещества (удельная теплота фазового перехода). Резкое вскипание жидкости возможно лишь в условиях, когда значительная энергия выделяется или передается жидкости за короткое время. Источники энергии, вызывающей фазовый переход, могут быть различными – как внешними (контакт жидкости с высокотемпературным объектом, поглощение сфокусированного лазерного излучения, электрический разряд в жидкости), так и внутренними, когда на осуществление фазового перехода затрачивается часть внутренней энергии самой жидкости (взрывы резервуаров высокого давления со сжиженными и сжатыми газами [1]). Целью настоящей работы является анализ причин и механизмов протекания быстрых фазовых переходов на примере природных и техногенных явлений различного масштаба.

Одним из примеров физического взрыва является так называемый паровой взрыв, возникающий при взаимодействии расплава вещества с охлаждающей жидкостью, когда температурой плавления первого вещества значительно превосходит температуру кипения более летучей жидкости (см. обзоры основных механизмов взаимодействия в [2, 3]). При смешении таких жидкостей их прямой контакт невозможен в рамках равновесной термодинамики, поэтому реализуется режим пленочного кипения, когда жидкие фазы разделены пленкой пара летучей жидкости. Однако неустойчивость паровой пленки может приводить к реализации взрывных режимов взаимодействия, сопровождающихся генерацией ударных волн (так называемая термическая детонация).

По-видимому, наиболее крупномасштабными примерами взрывного взаимодействия высокотемпературного расплава с водой являются подводные извержения вулканов, соответствующее явление в вулканологии получило название «взрывной гидровулканизм» [4]. Вследствие редкого характера таких извержений, большинство исследований в этой области проводится пост-фактум, на основе анализа вулканических пород. Однако в январе 2022 г было зафиксировано уникальное явление – катастрофическое извержение подводного вулкана Хунга Тонга-Хунга Хаапай у островов Тонга в Тихом океане. Опасные последствия подводных извержений (помимо непосредственного воздействия на окружающий животный и растительный мир в непосредственной близости) состоят в выбросе значительных масс водяного пара в верхние слои атмосферы, а также в генерации океанских волн цунами [5].

В техногенной сфере явления парового взрыва представляют значительную опасность в металлургической и бумажной промышленности, где имеются случаи взрывов при попадании расплавленной стали на влажную поверхность или в бассейн с водой, либо при загрузке мокрого алюминиевого лома в плавильную печь.

При транспортировке танкерами сжиженного природного газа в случае аварий наиболее очевидные опасности проливов криогенной жидкости в морскую воду связаны с возможным возгоранием газозооной смеси. Однако существуют и другие факторы опасности, среди которых один из наиболее существенных – вскипание жидкого газа (с температурой кипения - 161.5°C) в морской воде, которая играет роль «горячей» жидкости [6].

Однако наиболее востребованы исследования паровых взрывов оказались в связи с проблемами обеспечения безопасности атомных энергетических реакторов, включая оценку опасностей тяжелых аварий с плавлением активной зоны. Температура расплава ядерного топлива (так называемого кориума) может достигать порядка 3000 К, и его взаимодействие с водяным теплоносителем (как внутри, так и вне корпуса реактора) способно вызвать взрывные нагрузки на конструкции реакторного блока и защитного контейнента. В конечном итоге паровой взрыв может стать причиной нарушения целостности контейнента и выхода реактивности в окружающее пространство, поэтому изучение механизмов реализации и опасных факторов паровых взрывов вызывает неизменный интерес исследователей и практиков [7].

Изучение паровых взрывов идет в основном экспериментальными методами (см. обзор в [2,3]), а также путем создания и применения вычислительных моделей взаимосвязанных процессов. Интегральные эксперименты (с массой расплава, достигающей 100 кг) сопровождаются изучением взрывов одиночных капель (массой в несколько грамм), проливающих свет на детали взаимодействия и механизмах взрывной фрагментации расплава, как в волне термической детонации, так и при медленном движении в заполненном холодным теплоносителем пространстве.

В недавних исследованиях ИПМех РАН [8] построена вычислительная модель парового взрыва одиночной капли. Рассмотрена трехфазная система «расплав-вода-пар», описываемая уравнениями механики многофазных сред с отслеживанием межфазных границ известным методом VOF. Трехмерные численные расчеты как неподвижной капли, так и капли, медленно движущейся в воде за счет гравитационного оседания показали, что короткое инициирование импульсом давления приводит к развитию колебаний парового пузыря, ударам воды по поверхности и быстрой фрагментации расплава. При этом был обнаружен эффект возникновения короткоживущей, но высокоскоростной струйки воды при схлопывании асимметричного парового пузыря. Удар этой микроструи приводит к быстрой деформации и распаду капли расплава на мелкодисперсные фрагменты. В явлении парового взрыва фрагментация играет важнейшую роль, поскольку в результате дробления расплава происходит нарастание поверхности теплообмена и, следовательно, скорости вскипания воды.

Проблема быстрых фазовых переходов при контакте горячей и холодной жидкостей сложна для решения, поскольку в ней оказываются тесно связанными гидродинамика, теплофизика, поверхностные явления, а для описания взаимодействия недостаточны линеаризованные постановки задач или задачи пониженной размерности. С физической точки зрения, до сих пор нет

единого мнения о причинах сильной зависимости характеристик паровых взрывов (например, коэффициента конверсии тепловой энергии в механическую энергию взрывной волны, не превышающего несколько процентов) от свойств вещества расплава. Кроме того, не до конца ясна роль образующихся при взаимодействии неконденсирующихся газов (например, водорода) и возможное влияние образования отвержденного тонкого слоя на поверхности капли расплава.

Проблема паровых взрывов сохраняет актуальность и для современных атомных реакторов со свинцовым теплоносителем. Хотя такие реакторы обладают повышенной внутренней безопасностью за счет гораздо более высокой температуры кипения расплава свинца по сравнению с водой, что исключает возможность парового взрыва при плавлении активной зоны, сохраняется опасность взаимодействия расплава свинца с водой при разрыве трубки парогенератора с выбросом воды высокого давления в свинец и образованием трехфазной смеси, в которой потенциально может произойти паровой взрыв.

Таким образом, исследования в области гидродинамики и теплофизики многофазных систем с быстрыми фазовыми переходами представляют интерес для самого широкого круга явлений как природного, так и техногенного характера. Совместное изучение данного явления в тех или иных приложениях экспериментальными и численными методами без сомнения остается актуальным, оно и далее будет привлекать исследователей широкого профиля.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 18-19-00289) и в рамках гос. задания ИПМех РАН (тема 123021700057-0).

## Литература/References:

1. Якуш С.Е., 2020. Расчет ударных волн при взрыве резервуара высокого давления со сжиженным газом. Физика горения и взрыва. Т. 56, № 4, 83–92.
2. Мелихов В.И., Мелихов О.И., Якуш С.Е., 2020. Гидродинамика и теплофизика паровых взрывов. М.: ИПМех РАН, 276 с. ISBN 978-5-91741-259-7.
3. Мелихов В.И., Мелихов О.И., Якуш С.Е., 2022. Термическое взаимодействие высокотемпературных расплавов с жидкостями. Теплофизика высоких температур. Т. 60, № 2, 280–318.
4. Németh K., Kósik S., 2020. Review of explosive hydrovolcanism. Geosciences. V. 10, No. 2, 1–29.
5. Denamiel C., Vasylykevych S., Žagar N., Zemunik P., Vilibić, I., 2023. Destructive potential of planetary meteotsunami waves beyond the Hunga Tonga-Hunga Ha’apai volcano eruption. Bulletin of the American Meteorological Society. V. 104, No. 1, E178–191.
6. Сафонов В.С., 2018. Об особенностях эффекта быстрого фазового перехода при аварийных разливах СПГ на водной поверхности. Вести газовой науки. Т. 36, № 4, 105–114.
7. Berthoud G., 2000. Vapor explosions. Ann. Rev. Fluid Mech. V. 32, 573–611.
8. Yakush S.E., Sivakov N.S., 2023. Numerical modeling of high-temperature melt droplet interaction with water. Annals of Nuclear Energy. V. 185, Paper 109718, 1–13.