ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

Научный совет по проблемам фундаментальной и прикладной гидрофизики

2012
том 5
№ 3

Издается с 2008 г.

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

Articles

The results of investigation of the Pechora Sea tidal dynamics sensitivity to variations of the external governing parameters, obtained with the use of the 3D finite-element hydrostatic model QUODDY-4, are considered in this paper. It is shown that the tidal characteristics are weakly sensitive to variations of the critical depth separating the subdomains of rough and incompletely rough bottoms, and are strongly sensitive to variations of hydrodynamic roughness of the bottom.

Key words: hydrodynamically rough and incompletely rough bottoms, modeling, resistance laws, spatial inhomogeneity of the bottom roughness, the Pechora Sea.

This paper considers numerical simulation of a moving ice keel in a two-layer fluid. The immersed boundary method is used for modeling of the non-stationary complex geometry on the rectangular grids. The results of the drag force computations for various Froude numbers are presented in comparison with the laboratory experiments.

Key words: sea ice, two-layer fluid, drag coefficient, immersed boundary method, graphic processors.

Methods of forecasting and detection of rogue waves in numerical experiments are considered. Methods of operational forecast of freak waves, as well as the methods of remote sensing of the sea surface and application of computing experiments to validation of in-situ measurements, are suggested and analyzed.

Key words: rogue waves, computing experiments, mathematical simulations.

The presence of an internal tidal bar and intensive internal wave packets with the period of 10-20 minutes were detected from the in-situ data obtained on the White Sea shelf. Along with the standard methods the wavelet analysis was applied to describe the internal wave characteristics. A well-grounded choice of a wavelet basis and its construction method was carried out. Different options of wavelet transformation are shown while describing nonlinear waves.

Key words: internal waves, contact sensing, wavelet analysis, the White Sea shelf.

An initial stage of high-speed penetration of a needle-shaped metal body into the water and its interaction with the metal target are considered. The calculations are carried out in the frame of the continuum mechanics: for a solid body an elastic-plastic model, with allowance for destruction, is suggested, while for the water fluid mechanics equations are used. Over the considered range of speeds of 1.0□2.5 km/s, when the body is entering the water, a mode of developed cavitation occurs; the plastic deformation of the head part of the striker, and in some cases, its destruction, are observed, which leads to increase of the penetration resistance.

Key words: experimental, mathematical modeling, high-speed interaction, metal, water.

The paper considers a way of weight coefficients optimization for a ship broadside extended multi-element antenna, with allowance for a number of requirements for its parameters, with the non- uniform noise level distribution over the antenna elements.

Key words: hydroacoustic, linear extended array-based antenna, broadsides antenna, not uniform noise, compromise optimization on the number of parameters.

For filtration of the tone echo-signals in the presence of reverberation interference, a narrow-band filter is synthesized, with the AFC being at a low level beyond the passband. The given property of the filter is reached due to introduction of a weighing window in the process of the spectral analysis. A traditional choice of a spectral decomposition interval, as well as the choice of the parameters of a specified window, results in the width of a filter passband being unmatched with duration of an echo-signal. The paper considers a problem of synthesis of an improved filter, with no defect described above.

Key words: filtration, reverberation, echo-signal, window, signal against noise ratio.

Algorithms and results of the calculations of the apparent contrast of oil films on the sea surface are given for the case of observations from space in visual, ultraviolet and infrared spectral ranges (300–800 nm). The calculations were carried out for different water types and optical thicknesses of the maritime atmosphere and for various solar altitudes and wind velocities. It is shown that the oil films on the sea surface can be detected if the wind velocity ranges from 6 to 20 m/s and the solar zenith angle varies from 0 to 45 degrees. The greatest values of the contrast correspond to the highest wind velocities and solar zenith angle.

Key words: oil films, sea surface, contrast.

Scientific Messages

The information on the expedition of St. Petersburg branch of the Institute of Oceanology is provided. The purpose of work is accumulation of meteorological data to study variability of the local hydrophysical fields, produced by the tidal variations, in the White Sea areas differing in hydrological conditions.

Key words: internal waves, probing, satellite radar images,White Sea.

The new version of the program complex intended for numerical modeling of propagation and transformation of internal gravity waves in the ocean, with a finalized unit calculation of a ray of internal waves and with a paralleling of the program, which can significantly speed up the ongoing computation is presented. As a practical example of the proposed study addictive properties of the shelf of the Baltic Sea from the point of view of long internal waves on the basis of the ray approach is offered. The values of the coefficient of capture are calculated and the corresponding maps are constructed.

Key words: numerical modeling, parallel algorithms, wave refraction.

УДК 551.465.557

© *Б.А.Каган*[1], *Е.В.Софьина*[1,2], *Э.Х.А.Рашиди*[2], 2012
[1]Санкт-Петербургский филиал Института океанологии им. П.П.Ширшова РАН
[2]ФГБОУ ВПО «Российский государственный гидрометеорологический университет»
sofjina_k@mail.ru

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ПРИЛИВНОЙ ДИНАМИКИ К ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ШЕРОХОВАТОСТИ ДНА НА ПРИМЕРЕ ПЕЧОРСКОГО МОРЯ

Приводятся результаты исследования чувствительности приливной динамики Печорского моря к вариациям внешних определяющих параметров, полученные в рамках трехмерной конечно-элементной гидростатической модели QUODDY-4. Показано, что приливные характеристики слабо чувствительны к вариациям критической глубины, разделяющей подобласти с шероховатым и неполностью шероховатым дном, и сильно чувствительны к вариациям гидродинамической шероховатости морского дна.

Ключевые слова: гидродинамически шероховатое и неполностью шероховатое морское дно, законы сопротивления, пространственная неоднородность гидродинамической шероховатости дна, моделирование, Печорское море.

Мотивом для исследования чувствительности приливной динамики к пространственной неоднородности гидродинамической шероховатости дна послужили следующие три момента.

Во-первых, ставшая уже канонической оценка коэффициента сопротивления c_D, предложенная Дж.Тейлором [1]. Найденный им коэффициент сопротивления, равный $2.6 \cdot 10^{-3}$ (округленно $3 \cdot 10^{-3}$), нашел применение практически во всех двухмерных и даже в некоторых трехмерных приливных моделях. Тем самым неявно предполагалось, что c_D есть не что иное, как числовая константа. Последующие многочисленные измерения, выполненные в различных частях Мирового океана (их данные были систематизированы в [2]), а также оценки, полученные путем ассимиляции данных наземных и спутниковых измерений уровня [3–9] и из решения сопряженных уравнений приливной динамики [10–12], противоречили этому заключению. Они свидетельствовали о том, что c_D варьирует от одного района к другому, каждый из которых характеризуется своими высотой, формой и взаимным расположением элементов шероховатости, примерно в передах двух порядков величины (от $6 \cdot 10^{-4}$ до $2 \cdot 10^{-2}$), а однозначно связанная с ним гидродинамическая шероховатость морского дна – примерно в пределах пяти порядков величины (от 10^{-4} до 7 см).

Во-вторых, согласно Хизершоу [13], использовавшему собственные измерения в прол. Миней и данные измерений Стернберга [14] в прол. Пюже, значения коэффициента сопротивления в открытых частях проливов и в прибрежных водах при прочих равных условиях (т.е. при сопоставленном составе грунта, одинаковой форме элементов шероховатости и близких значениях скорости) разнятся между собой (в первых они меньше, чем во вторых), а корреляция между гидродинамической шероховатостью морского дна и средней высотой элементов шероховатости в открытых частях проливов на площади с линейным масштабом порядка толщины придонного логарифмического слоя отсутствует. Последнее обстоятельство указывает на то, что дно здесь не является гидродинамически шероховатым. Иная ситуация с корреляцией складывалась бы в противном случае. Другими словами, даже в приливных каналах морское дно вдали от прибрежных районов, скорее всего, является гидродинамически неполностью шероховатым (гладко-шероховатым), нежели шероховатым.

В-третьих, судя по нашим результатам моделирования, полученным с помощью законов сопротивления для осциллирующего вращающегося турбулентного пограничного слоя над различными гидродинамическими типами подстилающей поверхности, учет пространственной неоднородности гидродинамической шероховатости дна, в общем, не приводит к кардинальной перестройке приливной динамики в системе окраинных морей Северо-Европейского бассейна без Белого моря (измерения приливных характеристик оказываются меньшими ошибок вычислений). Вместе с тем ее учет сопровождается весьма ощутимыми изменениями приливной энергетики (изменения энергетических характеристик получаются величиной одного порядка с самими энергетическими характеристиками).

Все это, вместе взятое, стимулировало выполнение настоящей работы, цель которой авторы видели в том, чтобы количественно оценить чувствительность приливной динамики мелководного Печорского моря (юго-восточная часть Баренцева моря) к наблюдаемым вариациям внешних определяющих параметров. За основу была принята модифицированная версия трехмерной конечно-элементной гидростатической модели QUODDY-4. Модификация оригинальной модели сводилась к добавлению модуля, обеспечивающего определение горизонтальной изменчивости коэффициента сопротивления, и учету эффектов статического прилива. В остальном обе версии модели не отличались друг от друга. Модельные уравнения, включающие в случае однородного моря так называемое обобщенное волновое уравнение неразрывности для колебаний уровня, трехмерные нелинейные уравнения движения, записанные в гидростатическом и Буссинесковом приближениях, а также трехмерное уравнение неразрывности, служащее для определения вертикальной скорости, интегрировались до установления квазипериодического режима. Последний определялся как состояние, при котором относительные изменения усредненной (за приливный цикл) плотности баротропной приливной энергии становилось меньше 5%. Для поверхностного M_2 прилива в Норвежском, Гренландском и Баренцевом морях это условие выполнялось за 15 приливных циклов. Затем проводился гармонический анализ полученных временных рядов приливных колебаний уровня и баротропной (средней по вертикали) скорости приливного течения.

Следуя Хизершоу [13], предполагалось, что дно в мелководной прибрежной зоне этих морей является гидродинамически шероховатым, а в глубоководных открытых частях морей – неполностью шероховатым. При этом под гидродинамически шероховатым дном традиционно понималось дно, все элементы шероховатости которого выступают за пределы вязкого подслоя, а под гидродинамически неполностью шероховатым дном – дно, элементы шероховатости которого частично выступают за пределы вязкого подслоя и частично погружены в нем. В последнем случае шероховатость дна определялась из условия, чтобы шероховатость гидродинамически шероховатой и неполностью шероховатой подстилающий поверхностей была соизмеримой. Если дно считалось гидродинамически шероховатым, шероховатость дна определялась минимизацией средней квадратической абсолютной векторной ошибки предсказаний амплитуд и фаз приливных колебаний уровня в пунктах мареографных измерений. Конкретнее, – в случае гидродинамически шероховатого дна она получилась равной 0.1 см, в случае гидродинамически неполностью шероховатого дна – 10^{-3} см. Граница между подобластями с шероховатым и неполностью шероховатым дном полагалась совпадающей с заданной изобатой. В итоге к числу внешних определяющих параметров, подлежащих варьированью, относятся гид-

гидродинамическая шероховатость дна в мелководной прибрежной зоне и критическая глубина на границе между подобластями с шероховатым и неполностью шероховатым дном. Мы уже писали, что, по данным измерений, гидродинамическая шероховатость дна варьирует в пределах 10^{-4}…7 см или с точностью до порядка величины 10^{-3}…10 см. Будем полагать также, что диапазон изменчивости критической глубины составляет 25…100 м. Требуется оценить чувствительность приливной динамики Печорского моря, рассматриваемого в качестве составной части системы окраинных морей Северо-Европейского бассейна, к вариациям гидродинамической шероховатости и критической глубины в пределах, скажем, от 10^{-3} до 10 см и от 25 до 100 м соответственно.

Как обычно (см., напр., [15]), под исследованием чувствительности будем понимать выполнение контрольного эксперимента, воспроизводящего невозмущенное состояние исследуемой системы, и одного или нескольких численных экспериментов с измененными внешними условиями. Нас будут интересовать разности (изменения) решений, отвечающие этим условиям. Контрольные значения гидродинамической шероховатости дна в мелководной прибрежной зоне моря и критической глубины, разделяющей подобласти с шероховатым и неполностью шероховатым дном, положим равными 10^{-1} см и 50 м соответственно, т.е. такими, при которых, как это следует из сравнения предсказываемых и наблюдаемых (на береговых станциях мареографных измерений) амплитуд и фаз приливных колебаний уровня, средняя квадратическая абсолютная векторная ошибка расчета будет минимальна. Помимо всего прочего, принятая критическая глубина приближенно совпадает со средним из приведенного выше диапазона ее значений. Результаты исследования чувствительности представлены на рис.1–4 в виде гистограмм и полей изменений усредненной (за приливный цикл) скорости диссипации баротропной приливной энергии, максимальной баротропной скорости приливного течения амплитуд и фаз приливных колебаний уровня, полученных при вариациях гидродинамической шероховатости дна и критической глубины в указанных выше пределах.

Из рисунков видно, что увеличение гидродинамической шероховатости морского дна с 10^{-1} до 10 см вызывает усиление скорости диссипации баротропной приливной энергии (рис.1, *а*), а оно, в свою очередь, – общее ослабление максимальной баротропной скорости приливного течения (рис.1, *б*), а также уменьшение амплитуд (рис.1, *в*) и увеличение фаз (рис.1, *г*) приливных колебаний уровня. Особенно заметно они проявляются в Чешской губе. Подобного рода изменения, однако, встречаются не везде. В ограниченном числе узлов сеточной области (рис.2) или на части акватории Печорского моря имеют место обратные изменения того же порядка. Обратные изменения скорости диссипации баротропной приливной энергии при указанных выше (закономерных) изменениях других приливных характеристик обнаруживаются в Печорской и Хайпудырской губах.

Напротив, уменьшение гидродинамической шероховатости морского дна с 10^{-1} до 10^{-3} см приводит к ослаблению скорости диссипации баротропной приливной энергии (рис.3, *а*), а оно – к усилению максимальной баротропной скорости приливного течения (рис.3, *б*), увеличению амплитуд (рис.3, *в*) и уменьшению фаз (рис.3, *г*) приливных колебаний уровня. Вновь такие изменения выявляются только в Чешской губе (и то не всюду, а только в ее внутренней части), тогда как в Печорской и Хайпудырской губах вместо ослабления скорости диссипации приливной энергии происходят обратные изменения, сопровождаемые закономерными изменениями других приливных характеристик. Допустимо считать, что, как и при увеличении гидродинамической шероховатости дна, ее уменьшение здесь действительно может обусловливать как положительные (усиление), так и отрицательные (ослабление) изменения скорости диссипации баротропной приливной энергии в зависимости от величины относительного изменения баротропной скорости приливного течения. Не ясно, однако, является ли это объяснение единственным.

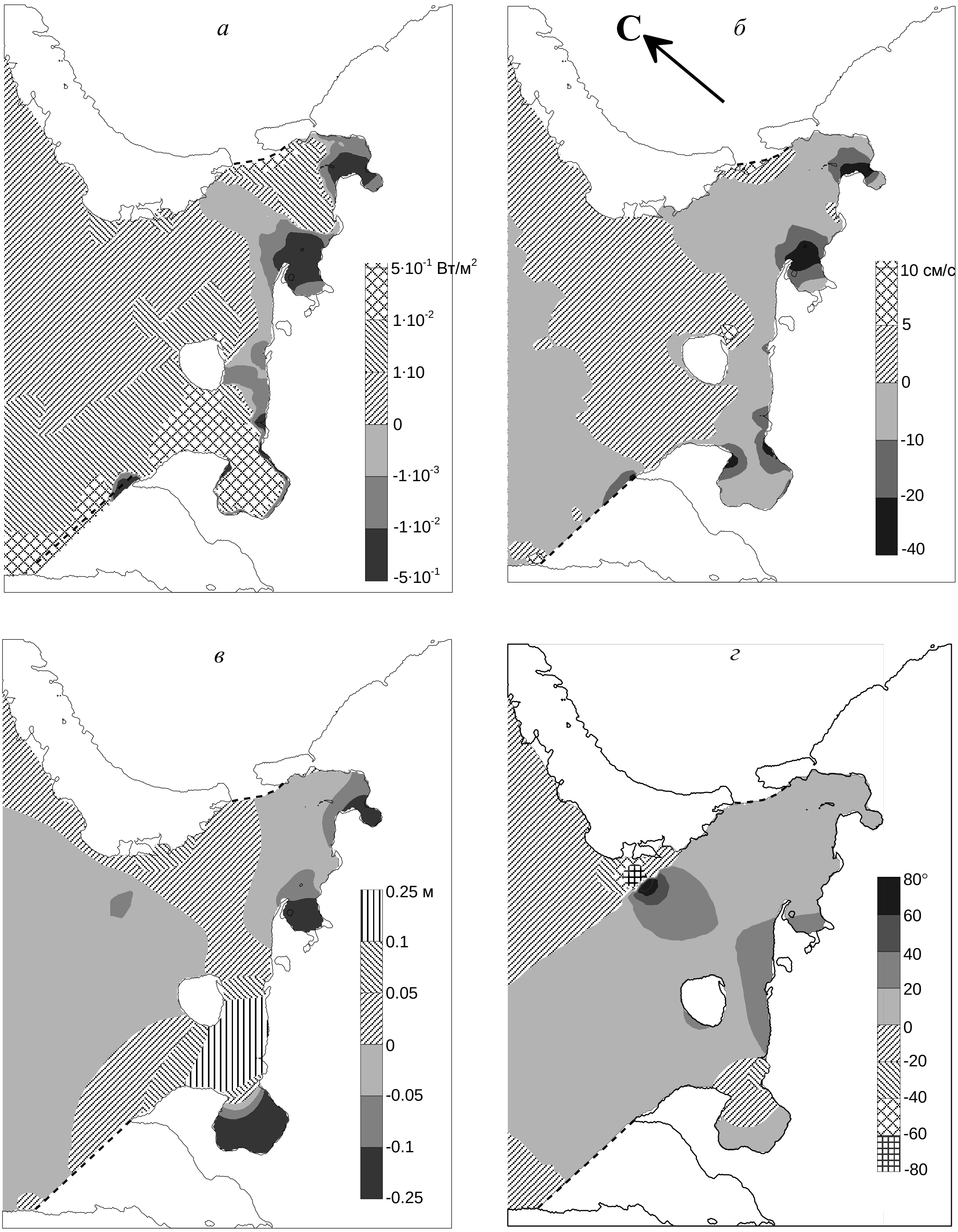


Рис.1. Поле изменений усредненной (за приливный цикл) скорости диссипации баротропной приливной энергии (*а*), максимальной баротропной скорости приливного течения (*б*), амплитуд (*в*) и фаз (*г*) приливных колебании уровня в Печорском море при критической глубине, равной 50 м, и увеличении гидродинамической шероховатости от 10^{-1} до 10 см.

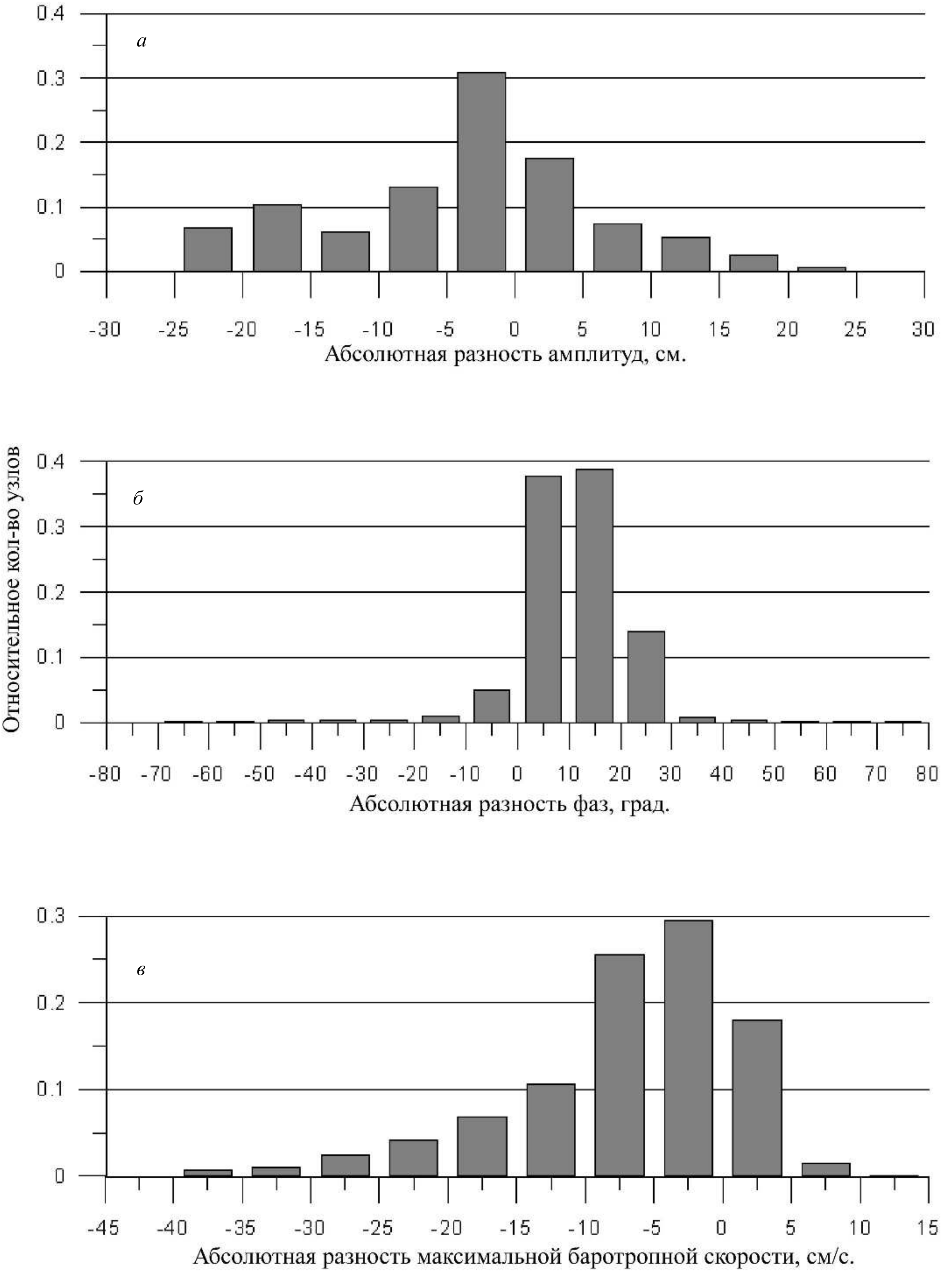


Рис.2. Гистограмма изменений амплитуд (*а*) и фаз (*б*) приливных колебании уровня и максимальной баротропной скорости приливного течения (*в*) в Печорском море при критической глубине, равной 50 м, и увеличении гидродинамической шероховатости от 10^{-1} до 10 см.

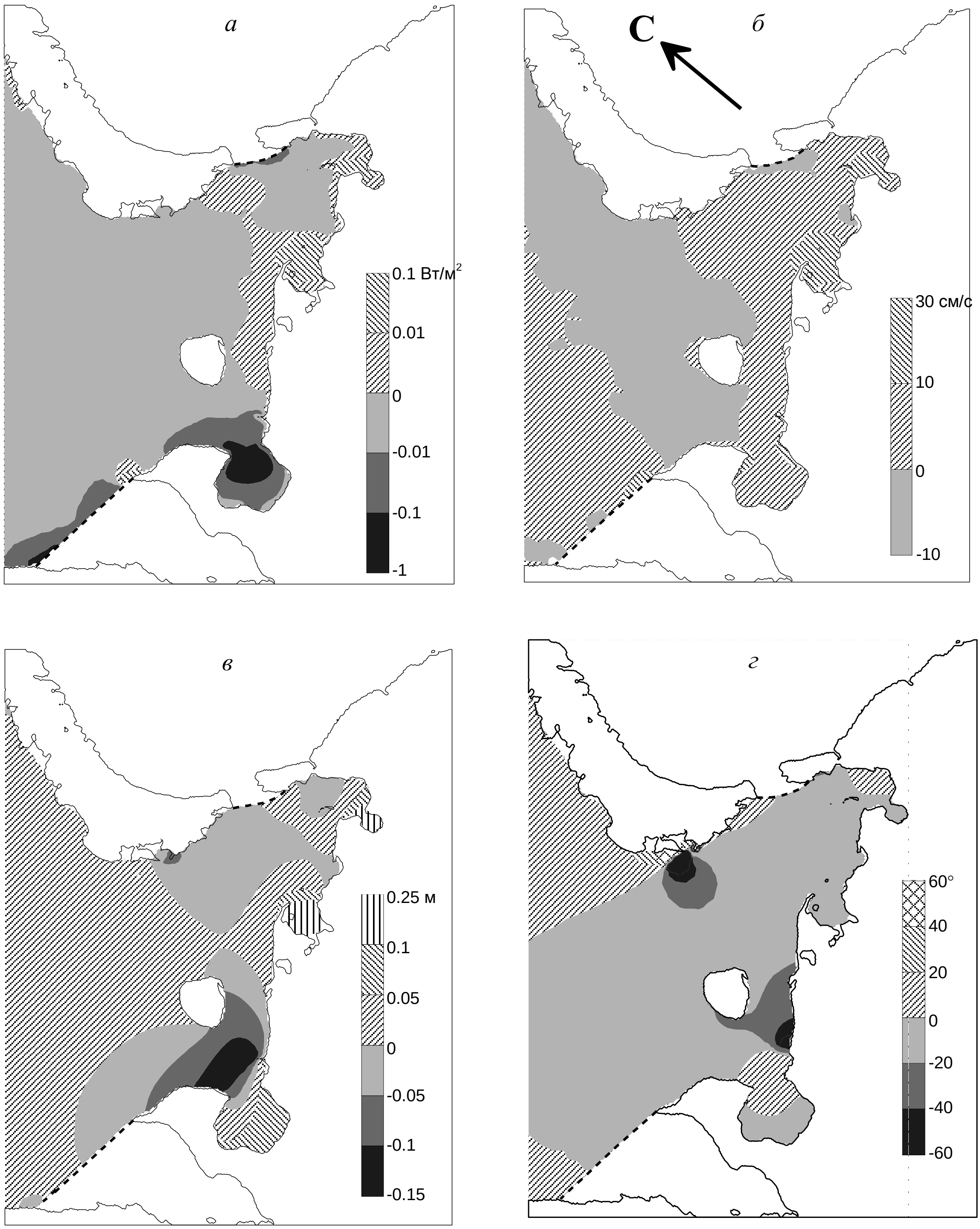


Рис.3. То же, что на рис.1, но при уменьшении гидродинамической шероховатости от 10^{-1} до 10^{-3} см.

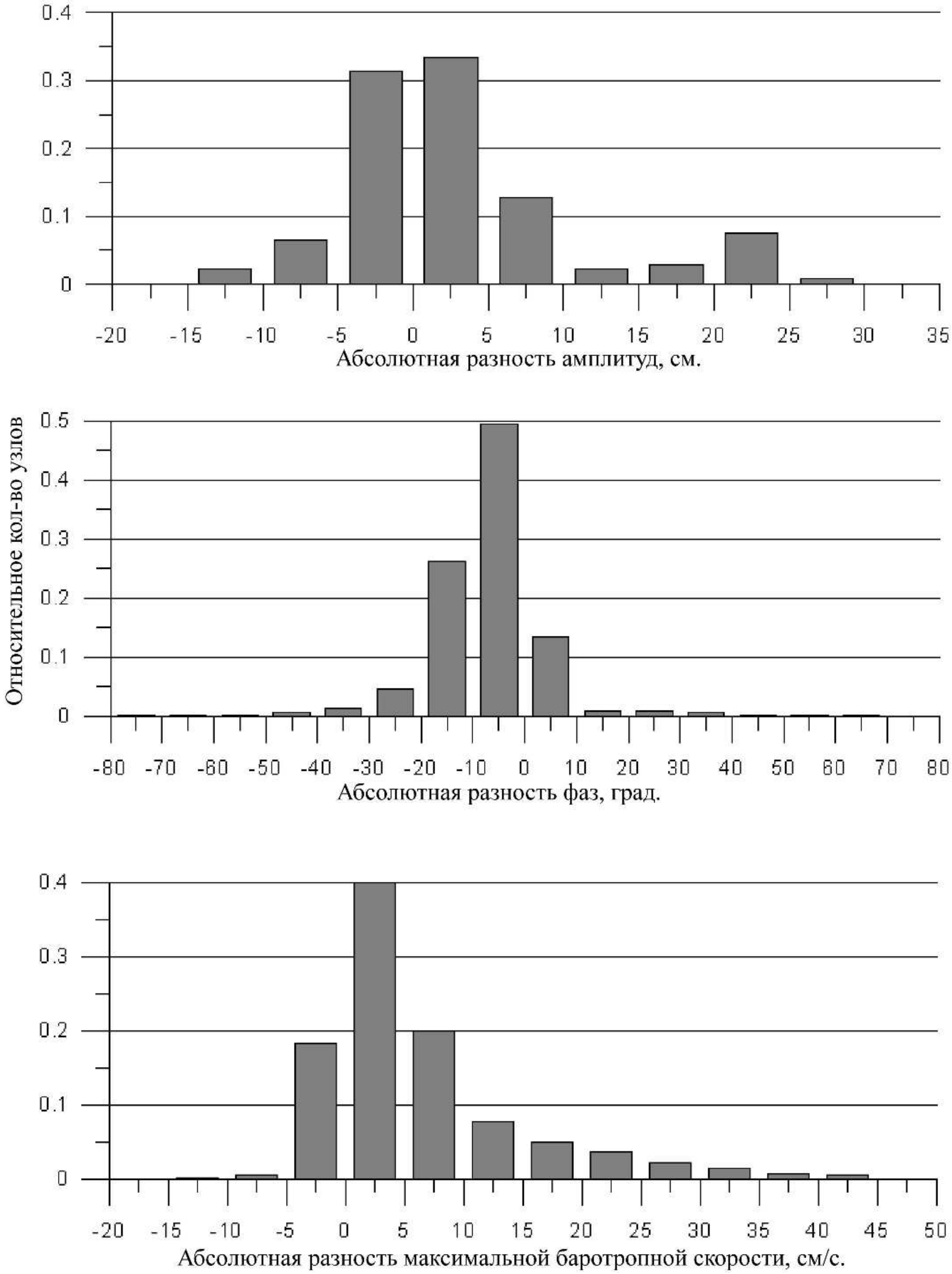


Рис.4. То же, что на рис.2, но при уменьшении гидродинамической шероховатости от 10^{-1} до 10^{-3} см.

Изменения приливных характеристик, о которых идет речь, отнюдь не малы: они могут достигать $\pm 5 \cdot 10^{-1}$ Вт/м^2 для скорости диссипации баротропной приливной энергии, от –40 до 10 см/с для максимальной баротропной скорости течения, ±25 см для амплитуд и ±80° для фаз приливных колебаний уровня при увеличении; соответственно –

от 0.1 до –1.0 Вт/м^2, –10 до 30 см/с, –15 до 25 см и ±60º при уменьшении гидродинамической шероховатости морского дна.

Иначе обстоит дело при вариациях критической глубины (на рисунках не показано). Когда критическая глубина изменяется от 25 до 100 м, изменения скорости диссипации не превышают $\pm 1 \cdot 10^{-3}$ Вт/м^2, а изменения максимальной баротропной скорости приливного течения, амплитуд и фаз приливных колебаний уровня (в порядке очередности) – ±0.25 см/с, ±0.1 см и ±10º. По-видимому, приливная динамика Печорского моря слабо чувствительна к вариациям критической глубины, но сильно чувствительна к вариациям гидродинамической шероховатости морского дна. Этот вывод носит предварительный характер. Дело в том, что перемещение критической глубины неизбежно сопровождается изменением эффективной шероховатости дна, определяемой как средневзвешенное (по площади моря) значение локальной шероховатости. О величине ее изменений можно судить по следующим оценкам: при изменении критической глубины от 25 до 100 м эффективная шероховатость дна Печорского моря варьирует от 0.04 до 0.09 см соответственно.

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг., мероприятие 1.2.2 – Поддержка научных исследований, проводимых группами под руководством кандидатов наук по научному направлению «Науки о Земле» в области «Океанология», а также при финансовой поддержке РФФИ (проект 12-05-00110).

Литература

1. *Taylor G.I.* Tidal friction in the Irish Sea. Philosophical Transactions of the Royal Society. London, 1919, A220: 1–33.
2. *Марчук Г.И., Каган Б.А.* Динамика океанских приливов. Л.: Гидрометеоиздат, 1991. 472 с.
3. *Carrera J., Neuman S.P.* Estimation of aquifer parameters under transient and steady state conditions: 1. Maximum likelihood method incorporating prior information. Water Resource Research, 1986, 22: 199–210.
4. *Thacker W.C., Long R.B.* Fitting dynamics to data. // J. of Geophys. Res. 1988, 93: 1227–1240.
5. *Das S.K., Lardner R.W.* On the estimation of parameters of hydraulic models by assimilation of periodic tidal data // J. Geophys. Res. 1991. 96: 15187–15196.
6. *Das S.K., Lardner R.W.* Variational parameter estimation for a two-dimensional numerical tidal model // Intern. J. for Numerical Methods in Fluids. 1992, 15: 313–327.
7. *Smedstad O.M., O'Brien J.J.* Variational data assimilation and parameter estimation in an equatorial Pacific Ocean model // Progress in Oceanography. 1991. 26: 179–241.
8. *Lardner R.W.* Optimal control of open boundary conditions for a numerical tidal model // Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. 1993. 102: 367–387.
9. *Ullman D.S., Wilson R.E.* Model parameter estimation from data assimilation modeling: Temporal and spatial variability of bottom drag coefficient in the Hudson estuary // J. of Geophys. Res. 1998. 103: 5531–5549.
10. *Heemink A.W., Mouthaan E.E.A., Roest M.R.T., Vollebregt E.A.H., Robaczewska K.B., Verlaan M.* Inverse 3D shallow water flow modelling of the continental shelf // Continental Shelf Res. 2002, 22: 465–484.
11. *He Y., Lu X., Qiu Z., Zhao J.* Shallow water tidal constituents in the Bohai Sea and the Yellow Sea from a numerical adjoint model with TOPEX/Poseidon altimeter data // Continental Shelf Res. 2004. 24: 1521–1529.
12. *Lu X., Zhang J.* Numerical study on spatially varying bottom friction coefficient of a 2D tidal model with adjoint method // Continental Shelf Res. 2006. 26: 1905–1923.
13. *Heathershaw A.D.* Measurements of turbulence in the Irish Sea benthic boundary layer / Ed. Mc Cave I.N. The Benthic Boundary Layer. Plenum Press, N.Y. and L., 1976. P.11–31.
14. *Sternberg R.W.* Predicting initial motion and bedload transport of sediment particles in the shallow marine environment. / Eds.: Swift J.P. et al. Shelf Sediment Transport. Dowden, Hutchison and Ross Inc., Strasburg, Pa., 1972. P.61–82.
15. *Дикинсон Р.Е.* Чувствительность климата / Под ред. Д.В.Чаликова. Динамика климата. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. С.114–146 (пер. с англ.).

Статья поступила в редакцию 28.11.2011 г.

УДК 519.6, 551.46

© *Е.В.Мортиков*, 2012
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт океанологии им. П.П.Ширшова РАН, г.Москва
Научно-исследовательский вычислительный центр МГУ им. М.В.Ломоносова, г.Москва
evgeny.mortikov@gmail.com

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СТРАТИФИКАЦИИ НА СИЛУ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ДВИЖЕНИИ ЛЕДЯНОГО КИЛЯ В ДВУХСЛОЙНОЙ ЖИДКОСТИ

В работе рассматривается численное моделирование движения ледяного киля в двухслойной жидкости. Для описания нестационарной геометрии области на прямоугольных сетках используется метод погруженной границы. Приводятся результаты расчета силы сопротивления для различных значений чисел Фруда в сравнении с данными лабораторных экспериментов.

Ключевые слова: морской лед, двухслойная жидкость, коэффициент лобового сопротивления, метод погруженной границы, графические процессоры.

Одним из параметров, необходимых для численного моделирования динамики морского льда, является коэффициент сопротивления для действия ветра и течения жидкости, определяемый геометрическими характеристиками поверхности льда и динамикой пограничного слоя [1]. Важная особенность, которую необходимо учитывать при параметризации силы действия течения на лед, связана с тем, что высота пограничного слоя сравнима с характерной высотой неоднородностей нижней поверхности льда. Таким образом, влияние геометрии поверхности более существенно для океана, чем для атмосферы, где высота пограничного слоя значительно больше [2].

Данные наблюдений [3–5] свидетельствуют о том, что подводная часть ледяного покрова имеет достаточно сложную структуру и является, в том числе, источником генерации внутренних волн. Характерная черта поверхности – наличие ледяных килей, достигающих в высоту до 35 м [1] при поперечном размере порядка 100 м [6], формирующихся в результате процессов сжатия при вертикальном смещении льда.

Силу сопротивления для системы лед–океан можно разделить на три компоненты [7]: лобовое сопротивление боковой поверхности, сопротивление ледового киля и поверхностное трение для подводной поверхности льда. Современные параметризации [7], как правило, не учитывают стратификацию и пренебрегают влиянием внутренних волн. Однако лабораторные эксперименты [6] и численные расчеты [8, 9] показывают, что данные процессы существенно влияют на коэффициент сопротивления глубоких ледовых килей. Структура течения в пограничном слое также зависит от внутренних волн, а действие волн на возмущенное килем течение может изменять динамику формирования льда в зимний период за счет турбулентного перемешивания [10]. Отметим, что при оценке поверхностного трения также требуется учитывать влияние соседних килей на течение [7].

Цель настоящей работы – выделить влияние стратификации на сопротивление потока движению ледяного киля в жидкости. При этом основное внимание уделяется воспроизведению условий по числу Фруда при дрейфе льда. В качестве стратифицированной жидкости рассматривается двухслойная система. Несмотря на то что такой подход не позволяет воспроизвести все важные волновые процессы, характерные для непрерывно стратифицированных потоков, он представляет удобный способ классификации эффектов течения и влияния потока на коэффициент лобового сопротивления.

Параметры среды, определяющие число Фруда, и скорость передвижения ледяного киля выбирались на основе серии полевых измерений в море Бофорта [11] и лабораторных экспериментов [6]. Число Фруда для данного района Арктики может достигать 0.7 при скоростях льда, достигающих 25 см/с.

Лабораторные эксперименты [6] и численные оценки на основе конечно-разностного метода решения двухмерных уравнений Эйлера [8, 9] проводились для двухмерных профилей киля с учетом указанных условий. Анализ результатов численных расчетов [8] показывает [9], что неточная аппроксимация криволинейной геометрии киля приводит к генерации фиктивной завихренности у границы и появлению области отрыва потока, что тем не менее улучшает согласованность рассчитанных характеристик течения с данными экспериментов. Отметим, что в расчетах [8, 9] рассматривался заданный поток вокруг неподвижной модели ледяного киля.

Численное моделирование течения вокруг подвижного киля на основе вихреразрешающей модели турбулентности приводится в работе [10]. Система уравнений рассматривается в системе координат, фиксированной относительно киля, а для описания геометрии используется метод ступенчатого представления границы. Грубое представление границы приводит к появлению шума и возможным ошибкам при аппроксимации подсеточных процессов. Отмечается, что построение дискретизации на прямоугольных сетках в вихреразрешающих моделях, для которых требуется явная фильтрация, является более предпочтительным, поскольку криволинейные сетки, основанные на преобразовании координат, согласованных с формой поверхности киля, могут нарушать принятые параметризации турбулентных процессов.

В настоящей работе для аппроксимации криволинейной границы ледяного киля используется метод погруженной границы [12, 13]. Основная идея состоит в модификации системы уравнений или численной схемы для повышения порядка аппроксимации по сравнению с методом ступенчатого представления границы. При этом сохраняется возможность дискретизации уравнений на простых прямоугольных сетках. Важным для точности аппроксимации геометрии области в методе погруженной границы являются способы интерполяции/экстраполяции значений в точках криволинейной границы, чем и объясняется большое разнообразие в существующих модификациях данного подхода [14–19]. Методика не зависит от конкретной геометрии области и не требует разработки сложных алгоритмов покрытия области криволинейными сетками, что делает ее более привлекательной для реализации на параллельных вычислительных системах и численного решения задач в областях с нестационарной геометрией.

Численный метод. Систему уравнений, описывающую течение вязкой двухслойной жидкости в приближении Буссинеска в области Ω, соответствующую параллелепипеду с границей Г, включающую область Ω_K с погруженной границей Γ_K $(\bar{\Omega}_K \equiv \Omega_K \cup \Gamma_K \in \bar{\Omega} \equiv \Omega \cup \Gamma)$, можно записать следующим образом:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = \nu \nabla^2 \mathbf{u} - \frac{1}{\rho_0} \nabla p - \frac{\tilde{\rho}}{\rho_0} g \mathbf{e}_z + \mathbf{f}_u, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\tilde{\rho} = \kappa \nabla^2 \tilde{\rho} + f_\rho, \tag{2}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \tag{3}$$

где $\mathbf{u} = (u, v, w)$ – вектор скорости, p – давление, $\tilde{\rho}$ – отклонение плотности от средней величины ρ_0, ν – кинематическая вязкость, g – ускорение свободного падения, $\mathbf{e}_\mathbf{z}$ – единичный вектор по координате z. Вектор $\mathbf{f}_u$ и функция f_ρ – добавочные функции для аппроксимации краевых условий на криволинейной границе Γ_K методом погруженной границы. Уравнения (1)–(3) дополняются начальными и краевыми условиями на вектор скорости $\hat{\mathbf{u}}$ и отклонение плотности $\tilde{\rho}$. На погруженной границе задается условие Дирихле:

$$\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)\,|_{\Gamma_K} = \mathbf{U}_K(t)\,. \tag{4}$$

Подробный вид краевых условий приводится далее при описании вычислительных экспериментов.

Численный метод решения системы (1)–(3) основан на дискретизации системы на прямоугольной сетке $\mathbf{\Omega}_h$ с разнесенным способом размещения потоковых переменных (компоненты вектора скорости определяются на гранях ячеек, скалярные величины в центре ячеек). Рассматриваются сетки с неравномерным шагом для повышения пространственного разрешения вблизи границы Γ_K. Метод дробных шагов [20–22] используется для интегрирования уравнения движения (1) по времени с учетом уравнения неразрывности (3). На первом шаге определяется промежуточное поле скорости $\hat{\mathbf{u}}$:

$$\frac{\hat{\mathbf{u}} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} + \left(\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}\right)^{n+\frac{1}{2}} = \left(\nu \nabla^2 \mathbf{u}\right)^{n+\frac{1}{2}} - \frac{1}{\rho_0} \nabla p^n - \frac{\tilde{\rho}^n}{\rho_0} g \mathbf{e}_z + \mathbf{f}_u^{n+1}, \tag{5}$$

где Δt – шаг по времени. Для аппроксимации нелинейного слагаемого $\left(\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}\right)^{n+\frac{1}{2}}$ и оператора диффузии $\left(\nu \nabla^2 \mathbf{u}\right)^{n+\frac{1}{2}}$ используется явная схема Адамса–Бэшфорта второго порядка: $\chi^{n+\frac{1}{2}} = \frac{3}{2}\chi^n - \frac{1}{2}\chi^{n-1}$. Проекция вектора $\hat{\mathbf{u}}$ в подпространство соленоидальных векторов $(\forall \mathbf{v} \equiv \mathbf{v}(\mathbf{x}) : \mathbf{v} = \mathbf{u} + \nabla\psi$, при этом $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ и слагаемые ортогональны: $\left(\mathbf{u}, \nabla\psi\right) = 0)$ приводит к уравнению Пауссона для поправки к давлению ϕ^{n+1}:

$$\Delta\phi^{n+1} = \frac{\nabla \cdot \hat{\mathbf{u}}}{\Delta t}\,. \tag{6}$$

Тогда значения вектора скорости и давления на новом шаге по времени находятся следующим образом:

$$\mathbf{u}^{n+1} = \hat{\mathbf{u}} - \Delta t \nabla \phi^{n+1}, \tag{7}$$

$$p^{n+1} = p^n + \rho_0 \phi^{n+1}.$$

Дискретизация адвекции на сетке $\mathbf{\Omega}_h$ – консервативная кососимметрическая форма второго порядка [23], оператор диффузии аппроксимируется схемой центральных разностей.

Уравнение Пуассона для поправки к давлению, обеспечивающее выполнение условие неразрывности для скорости (6), численно решается предобусловленным стабилизированным методом бисопряженных градиентов [24], где в качестве предобусловливателя используется геометрический многосеточный метод с V-циклом [25, 26].

Для интегрирования уравнения (2) по времени используется схема Рунге–Кутты 2-го порядка:

$$\tilde{\rho}' = \tilde{\rho}^n + \Delta t \Phi\left(\tilde{\rho}^n\right),$$

$$\tilde{\rho}^{n+1} = \frac{1}{2}\left(\tilde{\rho}^n + \tilde{\rho}'\right) + \frac{\Delta t}{2}\Phi(\tilde{\rho}'),$$

где $\Phi(\rho) \equiv -(\mathbf{u}^{n+1}\cdot\nabla)\rho + \kappa\nabla^2\rho + f_\rho^{n+1}$, вектор скорости $\mathbf{u}^{n+1}$ определяется из решений (5)–(7). Схема центральных разностей применяется для дискретизации диффузии, адвекция поля плотности аппроксимируется схемой WENO 5-го порядка, что позволяет воспроизводить смещение границы раздела в двухслойной жидкости с учетом скачка в поле отклонения плотности $\tilde{\rho}$. Основная идея данной схемы состоит в выборе шаблона в зависимости от гладкости решения, а именно построении линейной комбинации аппроксимаций низкого порядка с нелинейными весами [27, 28].

Требование выполнения условий (4) на погруженной границе обеспечивается за счет добавления функции $\mathbf{f}_u(\mathbf{x},t)$ в уравнение движения. Поверхность Γ_K представляется набором из N_K треугольников и набором точек $\mathbf{X}_i, i = 1\ldots N_K$ – геометрических центров построенной триангуляции, в которых определяется условие (4): $\mathbf{u}(\mathbf{X}_i,t)|_{\Gamma_K} = \mathbf{U}_K(t), i = 1\ldots N_K$. На заданной прямоугольной сетке Ω_h определяются оператор интерполяции L сеточной функции в точки границы Γ_K и оператор проектирования L^* в узлы сетки по значениям в точках $\mathbf{X}_i, i = 1...N_K$:

$$F = Lf:\ F_i = \sum\nolimits_{j\in\Omega_h} f_j D(\mathbf{x}_j - \mathbf{X}_i)\Delta V_j, 1 \le i \le N_K, \tag{8}$$

$$f = L^*F:\ f_j = \sum\nolimits_{i=1}^{N_K} F_i D(\mathbf{x}_j - \mathbf{X}_i)\Delta s_i,\ j \in \Omega_h, \tag{9}$$

где F_i – значения в точке $\mathbf{X}_i$ погруженной границы Γ_K, Δs_i – площадь связанного с точкой $\mathbf{X}_i$ элемента триангуляции, f_j – значения в ячейке сетки Ω_h объема ΔV_j и центром в точке $\mathbf{x}_j$. Функция $D(\mathbf{r})$, где $\mathbf{r} = (r_x, r_y, r_z)$, определяется как сеточная аппроксимация дельта-функции на Ω_h.

Для определения добавочной функции $\mathbf{f}_u(\mathbf{x},t)$ вычисление промежуточного поля скорости $\hat{\mathbf{u}}$ (5) разделяется на несколько шагов:

$$\frac{\tilde{\mathbf{u}} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} + \left(\mathbf{u}\cdot\nabla\mathbf{u}\right)^{n+\frac{1}{2}} = \left(\nu\nabla^2\mathbf{u}\right)^{n+\frac{1}{2}} - \frac{1}{\rho_0}\nabla p^n - \frac{\tilde{\rho}^n}{\rho_0} g\mathbf{e}_z,$$

$$\frac{\hat{\mathbf{u}} - \tilde{\mathbf{u}}}{\Delta t} = \mathbf{f}_u^{n+1}(\mathbf{x}, t^{n+1}) \equiv L^*\mathbf{F}_u^{n+1}(\mathbf{X}_i, t^{n+1}). \tag{10}$$

Применение оператора интерполяции (8) к соотношению (10) приводит к системе уравнений для значений в точках на погруженных границах:

$$\frac{L\hat{\mathbf{u}} - L\tilde{\mathbf{u}}}{\Delta t} = L\mathbf{f}_u^{n+1} \equiv LL^*\mathbf{F}_u^{n+1}(\mathbf{X}_i, t^{n+1}) \equiv A_K\mathbf{F}_u^{n+1}(\mathbf{X}_i, t^{n+1}),$$

где A_K – квадратная матрица с числом строк (столбцов) N_K, структура, которой зависит от распределения набора точек $\mathbf{X}_i$ погруженной границы на фиксированной сетке Ω_h и выбора аппроксимации дельта-функции в определении операторов (8), (9). Значения поля $L\hat{\mathbf{u}}$ скорости в точках $\mathbf{X}_i \in \Gamma_K$ заменяются известными граничными условиями (4) $\mathbf{U}_K(t^{n+1})$ для скорости на $(n+1)$-м шаге по времени. Таким образом, вычисление неизвестной функции $\mathbf{f}_u^{n+1}(\mathbf{x}, t^{n+1})$ сводится к решению системы линейных уравнений с матрицей A_K относительно $\mathbf{F}_u^{n+1}(\mathbf{X}_i, t^{n+1})$ с известной правой частью и нахождения добавочной функции к промежуточному полю скорости применением оператора L^* к полученному решению:

$$\frac{\mathbf{U}_K(t^{n+1}) - L\tilde{\mathbf{u}}}{\Delta t} = A_b \mathbf{F}_u^{n+1}(\mathbf{X}_i, t^{n+1}), \tag{11}$$

$$\frac{\hat{\mathbf{u}} - \tilde{\mathbf{u}}}{\Delta t} = L^* \mathbf{F}_u^{n+1}(\mathbf{X}_i, t^{n+1}).$$

Существование обратной матрицы A_K следует из отсутствия совпадающих точек в определении погруженных границ. Для решения системы (11) используется метод сопряженных градиентов с предобусловливателем Якоби. Отметим, что при близком расположении точек $X_i \in \Gamma_K$ относительно шага сетки наблюдаются проблемы с устойчивостью численного метода решения системы (11).

Способ определения добавочной функции приводит к тому, что краевые условия выполняются точно для промежуточного поля скорости $\hat{\mathbf{u}}$ и лишь приближенно для скорости на $(n+1)$-м шаге по времени, полученной проекцией $\hat{\mathbf{u}}$ (7) на основе ограничения для скорости, выраженного уравнением неразрывности (3). Указанный недостаток наблюдается при совмещении различных вариантов метода погруженной границы [17, 29–31] с проекционными методами [21] интегрирования системы (1), (3). Точность аппроксимации можно повысить проведением нескольких итераций на каждом шаге по времени [17].

Метод погруженной границы легко обобщается для задач со многими погруженными границами (при условия отсутствия пересечений), при этом матрица системы (11) будет иметь блочно-диагональную структуру. При движении Γ_K на фиксированной сетке требуется пересчет операторов интерполяции L (8) и проектирования L^* (9), а также матрицы системы $A_b \equiv LL^*$.

Определение дельта-функции в операторах (8), (9) основано на следующей аппроксимации [19] на сетке с шагом h:

$$D(\mathbf{x} - \mathbf{X}) = \frac{1}{h^3} d\left(\frac{x - X}{h}\right) d\left(\frac{y - Y}{h}\right) d\left(\frac{z - Z}{h}\right), \mathbf{x} \equiv (x, y, z), \mathbf{X} \equiv (X, Y, Z),$$

где
$$d(r) = \begin{cases} \frac{1}{8}\left(3 - 2|r| + \sqrt{1 + 4|r| - 4r^2}\right), 0 \le |r| \le 1 \\ \frac{1}{8}\left(5 - 2|r| - \sqrt{-7 + 12|r| - 4r^2}\right), 1 \le r \le 2 \\ 0, 2 \le |r| \end{cases}. \tag{12}$$

Приведенная формулировка (12) является обоснованной в том случае, если определение операторов (8), (9) приводит к ненулевым коэффициентам только для внутренних узлов сетки. Однако для рассматриваемой задачи допускается возможность пересечения границы Γ_K и границы Γ области Ω, что требует дополнительной модификации (12) с помощью смещения интерполяции во внутренние узлы сетки при близком (относительно шага сетки) расположении точек погруженной границы и границы области [32].

Модификация основана на определение аппроксимаций как функций вида $D(\mathbf{x},\mathbf{X})$, т.е. функций двух переменных, сохранении моментов функции (12):

$$\sum_{\substack{s=2m\\ m\in\{0\}\cup\mathbb{Z}^+}} d(r-s) = \sum_{\substack{s=2m+1\\ m\in\{0\}\cup\mathbb{Z}^+}} d(r-s) = \frac{1}{2}, \tag{13}$$

$$\sum_{s\in\mathbb{Z}} (r-s)d(r-s) = 0, \tag{14}$$

и выполнения следующего условия для точек вдали от границы области:

$$\sum_{s\in\mathbb{Z}} \left(d(r-s)\right)^2 = C \equiv \frac{3}{8}. \tag{15}$$

Тогда аппроксимацию на единичном кубе $[0,1]^3$ можно представить в виде

$$D(\mathbf{x},\mathbf{X}) = d(x,X)d(y,Y)d(z,Z), \mathbf{x}\equiv(x,y,z), \mathbf{X}\equiv(X,Y,Z),$$

где $d(x,X) = \begin{cases} \frac{1}{h}\tilde{d}\left(\frac{x}{h},\frac{X}{h}\right), X < \frac{3}{2}h \\ \frac{1}{h}d\left(\frac{x-X}{h}\right), \frac{3}{2}h \le X \le 1-\frac{3}{2}h. \\ \frac{1}{h}\tilde{d}\left(\frac{1-x}{h},\frac{1-X}{h}\right), 1-\frac{3}{2}h < X \end{cases}$

Коэффициенты разложений (8), (9) для точек вблизи границы можно получить как решение квадратного уравнения, определяемого соотношениями (13)–(15) при условии фиксированного числа узлов сетки, выбранного для интерполяции [32].

Несмотря на приемлемые результаты, полученные для задач воспроизведения течений со стационарными границами, применение метода погруженной границы в задачах с неоднородными условиями (4) ($U_K(t) \neq 0$) приводит к появлению фиктивных осцилляций в интегральных характеристиках течения. Важно отметить, что данные осцилляции значительно уменьшаются при увеличении сеточного разрешения при постоянном числе Куранта [33]. В работе [34] предлагается преобразование $d(r)$ (12), что позволяет повысить порядок гладкости и обеспечить выполнение сохранения моментов высших порядков вида (13), (14) данных функций, что приводит к существенному уменьшению амплитуды осцилляций на заданной сетке.

Программная реализация. Для расчетов использовалась программные реализации численного метода на архитектуре центрального процессора с помощью функций библиотеки MPI и реализация для графических процессоров, где для организации вычислений применялась технология программирования CUDA. Расчеты проводились на суперкомпьютере СКИФ МГУ «Чебышёв» (Intel Xeon 5472) и суперкомпьютере «ГрафИТ!/GraphIT!» на основе графических процессоров (Intel Xeon X5650, Nvidia «Fermi» Tesla M2050). Особенности реализации численного метода для графических процессоров рассмотрены в статье [14].

Численные эксперименты. Параметры среды, конфигурация вычислительной области и геометрия модели ледяного киля выбирались на основе лабораторных экспериментов [6]. Число Фруда можно определить следующим образом:

$$F_0 = \frac{U_0}{c_0}, \tag{16}$$

где U_0 – скорость потока вверх по течению, $c_0^2 = g^{'} h_0$ – фазовая скорость. Характеристическая глубина h_0 и приведенное ускорение свободного падения $g^{'}$ задаются с помощью глубины невозмущенного верхнего и нижнего слоев d_1 и d_2 с плотностями ρ_1 и ρ_2 соответственно:

$$h_0 = \frac{d_1 d_2}{(d_1 + d_2)},$$

$$g^{'} = g(\rho_2 - \rho_1)/\rho_0,$$

где ρ_0 – характеристическая плотность. Рассматривались значения числа Фруда из интервала $0.1 \le F_0 \le 1.7$, что соответствует скоростям U_0 от единицы до 24 см/с.

Поле плотности для случая двухслойной стратификации предполагалось заданным в виде

$$\overline{\rho}(z) = \begin{cases} \rho_2, 0 \le z \le d_2 - \delta, \\ \rho_2 - \Delta\rho \dfrac{(z - d_2 + \delta)}{2\delta}, d_2 - \delta < z < d_2 + \delta, \\ \rho_1, d_2 + \delta \le z \le d_1 + d_2. \end{cases}$$

Толщина промежуточного слоя 2δ выбиралась равной 1 см [6, 9].

Профиль ледяного киля по оси x определяется как функция вида

$$Z_K(x) = \frac{HB^2}{B^2 + x^2} - C, \tag{17}$$

где $H = 6.6$ см, $B = 8.5$ см, $C = 1.1$ см. В поперечном направлении, по оси y, профиль модели не изменяется.

Численные расчеты проводились для двух задач: обтекание неподвижной поверхности (17) заданным потоком и воспроизведение возмущения среды при движении ледяного киля. Первая часть расчетов допускает возможность увеличения разрешения вблизи модели киля и использовалась для оценки влияния разрешения и размера области на силу сопротивления и форму внутренних волн; определения времени интегрирования, достаточного для установления квазистационарного режима и интервала осреднения для вычисления силы сопротивления. На западной части границы Г, $x \equiv \text{const}$, задавался профиль скорости, на противоположной – условия излучения вида [35]

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} + C_\phi \frac{\partial\phi}{\partial x} = 0,$$

где ϕ – потоковая переменная системы уравнений (1)–(3). По оси y рассматривались периодические краевые условия, на поверхности ледяного киля требовалось выполнение условия прилипания.

Вторая часть расчетов состояла в численном воспроизведении среды при движении ледяного киля в периодической по осям x и y области, определяемого условием

$$U_K(t) = -\begin{cases} U_0 t / T_a, 0 \le t \le T_a \\ U_0, t > T_a \end{cases}.$$

Разрешение области выбиралось на основе проведенных расчетов для неподвижного киля и условий на шаг и анизотропность сетки, приведенных в работе [36]. Максимальное число узлов сетки в расчетах составило около 250 млн.

Схема вычислительной области при масштабировании по глубине верхнего слоя d_1 и направление координатных осей представлены на рис.1.

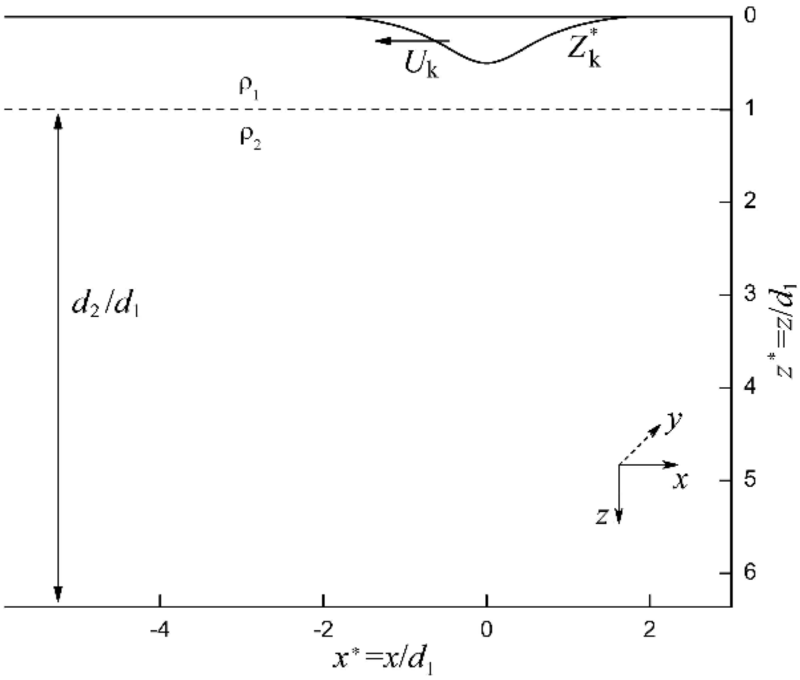


Рис.1. Конфигурация вычислительной области.

На рис.2 приведены результаты расчета (светлые кружки) силы сопротивления при движении ледяного киля в однородной жидкости и сравнение с данными лабораторных экспериментов (темные кружки) [6]. Движение киля приводит к появлению области отрыва потока; при этом сила сопротивления квадратично зависит от скорости, что соответствует коэффициенту лобового сопротивления $C_D \sim 0.62$ [6]. При отсутствии стратификации структура потока, связанная с отрывом течения, нечувствительна к числу Рейнольдса.

На рис.3 представлены значения силы сопротивления при различных скоростях движения киля U_0 для случая стратифицированной жидкости. Дополнительно, приведена ось, содержащая значения чисел Фруда F_0 согласно соотношению (25). Временной ряд для смещения границы раздела при числах Фруда $F_0 = 0.58$, 0.72 и 1.08 приведен на рис.4. Ордината описывает отклонение интерфейса от положения равновесия $z \equiv d_1$ в точке $x_C = x_K^0 - L_C$, где x_K^0 – начальное положение киля (определяемое как значение x, при котором $Z_K \equiv \max$), L_C – расстояние, равное 340 см. Расчетное время, отложенное по оси абсцисс $t' = (x_K - x_C)/U_K$, определяется через координату $x_K \equiv x_K(t)$ текущего положения модели при движении со скоростью U_K.

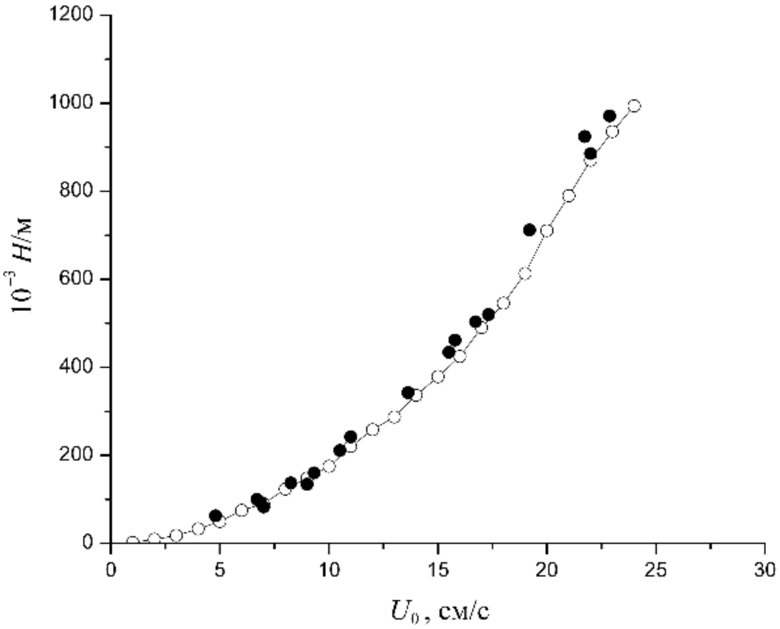


Рис.2. Значение силы сопротивления на единицу длины при движении модели ледяного киля для однородной жидкости.
Условные обозначения те же, что на рис.1 (объяснения в тексте).

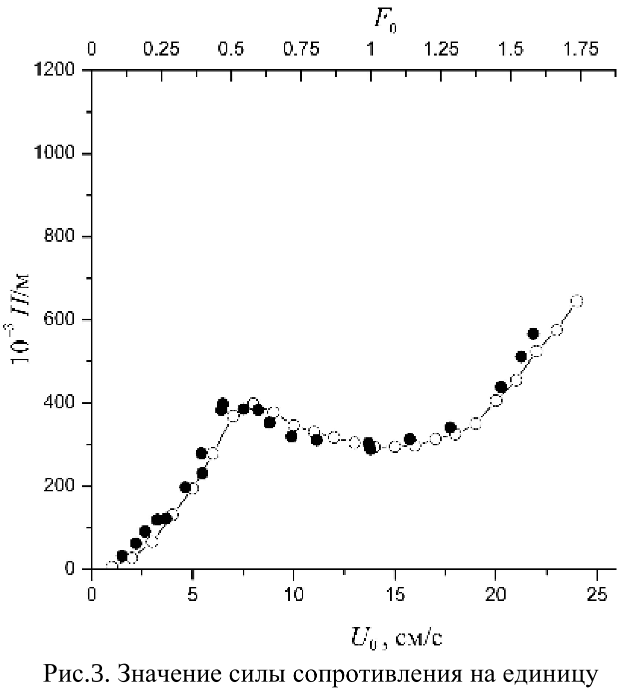


Рис.3. Значение силы сопротивления на единицу длины при движении модели ледяного киля, для стратифицированной жидкости.
Условные обозначения те же, что на рис.1 (объяснения в тексте).

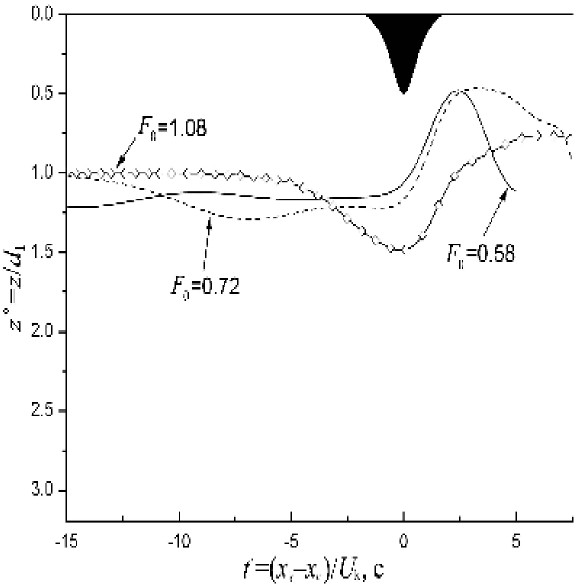


Рис.4. Временной ряд смещения границы раздела в зависимости от числа Фруда F_0 в точке x_C, расположенной на расстоянии 340 см по направлению движения от начального положения киля.

Структура течения, полученная при численном моделировании, в целом согласуется с данными лабораторных экспериментов [6]. Сила сопротивления в двухслойной жидкости соответствует следующей зависимости от скорости движения ледяного киля: резкое увеличение при скорости, соответствующей числу Фруда $F_0 \approx 0.1$, локальный максимум при $F_0 \approx 0.5-0.6$, следующим за ним минимумом, и дальнейшее монотонное увеличение при сверхкритических условиях. Начальный рост силы сопротивления соответствует распространению волнового возмущения впереди препятствия и образованию перехода границы в виде прыжка на задней стороне киля. Дальнейшее увеличение скорости приводит к увеличению сопротивления и нарастанию амплитуды волнового возмущения, дополнительно увеличивая асимметричность границы раздела. Вблизи локального максимума волновое возмущение на подветренной стороне сдвигается вниз по течению, при этом полностью подавляется отрыв потока. Данный эффект также выражается в увеличении среднеквадратичного отклонения для временно́го ряда силы сопротивления, при первоначальном увеличении скорости и резком уменьшении для точки максимума.

Общая структура течения сохраняется до чисел Фруда $F_0 \approx 0.8$, что соответствует появлению частично захваченной волны и образованию области отрыва потока на задней стороне. Для значений числа Фруда $F_0 \approx 1.0$, близких к резонансу, граница раздела принимает форму уединенной волны, частично или полностью захваченной препятствием. Здесь течение может быть нестационарным, с бо́льшим временем установления. При сверхкритических условиях наблюдается монотонное увеличение силы сопротивления при увеличении скорости движения. Тем не менее наличие границы раздела частично подавляет отрыв потока, что выражается в уменьшении силы сопротивления по сравнению со случаем однородной жидкости (см.рис.2).

***

Результаты численных расчетов показывают возможность достоверной оценки силы сопротивления при движении модели ледяного киля в двухслойной стратифицированной жидкости. Для рассмотренных условий стратификация оказывает существенное воздействие как на силу сопротивления, так и на характер течения вблизи препятствия. При этом аналитические модели, как правило, недостаточно достоверно описывают структуру потока вблизи киля для точного расчета силы сопротивления [6].

Структура верхней части Арктического океана, форма подледной поверхности предполагают наличие широкого спектра внутренних волн. Стратификация жидкости приводит к тому, что сила лобового сопротивления для глубоких ледовых килей может составлять наиболее значительную часть коэффициента сопротивления ледового покрова при моделировании динамики морского льда. Необходимость оценки потока стратифицированной жидкости для данной задачи также связана с влиянием на процессы перемешивания тепла и солей на значительных глубинах.

Несмотря на существенный поперечный размер ледяных килей, данные наблюдений свидетельствуют о возможно значимой изменчивости по высоте [11], приводящей к изменению влияния волновых эффектов вдоль поверхности. Интересной задачей представляется применение рассмотренных численных подходов при оценке силы сопротивления для моделей ледяных килей различной геометрии.

Литература

1. *Lepparanta M.* The drift of sea ice. Berlin: Springer, 2005.
2. *Steiner N.* Introduction of variable drag coefficients into sea-ice models // Ann. Glaciol. 2001. V.33, N 1. P.181–186.
3. *Williams E., Swithinbank C., Robin G. De Q.* A submarine sonar study of Arctic pack ice // J. Glaciol. 1975. V.15, N 73. P.349–362.
4. Wadhams P. Sea ice thickness distribution in Fram Strait // Nature. 1983. V.305, N 5930. P.108–111.
5. *Morison J.H., McPhee M.G., Maykut G.A.* Boundary layer, upper ocean and ice observations in the Greenland Sea Marginal Ice Zone // J. Geophys. Res. 1987. V.92, N C7. P.6987−7011.
6. *Pite H.D., Topham D.R., van Hardenberg B.J.* Laboratory measurements of the drag force on a family of two-dimensional ice keel models in a two-layer flow // J. Phys. Oceanogr. 1995. V.25, N 12. P.3008–3031.
7. *Lu P., Li Z., Cheng B., Lepparanta M.* A parameterization of the ice-ocean drag coefficient // J. Geophys. Res. 2011. V.116, N C7. P.19–33.
8. *Jameel M.I., Rowe R.D., Topham D.R.* Stratified flow under an ice keel – a numerical approach // Int. J. Numer. Meth. Fluids. 1993. V.16, N 5. P.353–364.

9. *Cummins P.F., Topham D.R., Pite H.D.* Simulated and experimental two-layer flows past isolated two-dimensional obstacles // Fluid Dyn. Res. 1994. V.14, N 3. P.105–119.
10. *Skyllingstad E.D., Paulson C.A., Pegau W.S., McPhee M.G., Stanton T.* Effects of keels on ice bottom turbulence exchange // J. Geophys. Res. 2003. V.108, N C12. P.3372–3387.
11. *Topham D.R., Pite H.D., Johnston P.J., Richards D.L.* Stratified flows generated by an arctic ice keel // Preprints of Third Int. Symp. On Stratified Flows, ASCE. 1987. P.975–984.
12. *Su S.W., Lai M.C., Lin C.A.* An immersed boundary technique for simulating complex flows with rigid boundary // Computers and Fluids. 2007. V.36, N 2. P.313–324.
13. *Мортиков Е.В.* Применение графических процессоров для численного моделирования течения вязкой несжимаемой жидкости в областях сложной конфигурации методом погруженной границы // Вычислительные методы и программирование. 2012. Т.13, № 1. С.177–191.
14. *Mittal R., Iaccarino G.* Immersed boundary methods // Ann. Rev. Fluid Mech. 2005. V.37. P.239–261
15. *Tseng Y.-H., Ferziger J.H.* A ghost-cell immersed boundary method for flow in complex geometry // J. of Comp. Phys. 2003. V.192, N 2. P.593–623.
16. *Mohd Yusof J.* Combined immersed boundary/B-spline methods for simulation of flow in complex geometries // CTR Annual Research Briefs, Center for Turbulence Research. Stanford: Stanford University Press, 1997. P.317–328.
17. *Fadlun E.A., Verzicco R., Orlandi P., Mohd-Yusof J.* Combined immersed-boundary finite-difference methods for three-dimensional complex flow simulations // J. of Comp. Phys. 2000. V.161, N 1. P.35–60.
18. *Balaras E.* Modeling complex boundaries using an external force field on fixed Cartesian grids in large-eddy simulations // Computers and Fluids. 2004. V.33, N 3. P.375–404.
19. *Peskin C.S.* The immersed boundary method // Acta Numerica. V.11. P.479–517.
20. *Chorin A.J.* Numerical solution of the Navier-Stokes equations // Mathematics of Computation. 1968. V.22, N 104. P.745–762.
21. *Brown D.L., Cortez R., Minion M.L.* Accurate projection method for the incompressible Navier-Stokes equations // J. of Comp. Phys. 2001. V.168, N 2. P.464–499.
22. *Kim J., Moin P.* Application of a fractional-step method to incompressible Navier-Stokes equations // J. of Comp. Phys. 1985. V.59, N 2. P.308–323.
23. *Morinishi Y., Lund T.S., Vasilyev O.V., Moin P.* Fully conservative higher order finite-difference schemes for incompressible flow // J. of Comp. Phys. 1998. V.143, N 1. P.90–124.
24. *Van der Vorst H.A.* Iterative Krylov methods for large linear systems. Cambridge: Cambridge University Press, 2003.
25. *Wesseling P.* An introduction to multigrid methods. New York: Whiley, 1992.
26. *Ольшанский М.А.* Лекции и упражнения по многосеточным методам. М.: Изд-во МГУ, 2003.
27. *Liu X.-D., Osher S.J., Sethian J.A.* Computing interface motion in compressible gasdynamics // J. of Comp. Phys. 1992. V.100, N 2. P.209–228.
28. *Jiang G.-S. Peng D.* Weighted ENO schemes for Hamiltonial-Jacobi equations // SIAM J. Sci. Comput. 1997. V.21. P.2126–2143.
29. *Pourquie M., Breugem W.P., Boersma B.J.* Some issues related to the use of immersed boundary methods to represent square obstacles // Int. J. for Multiscale Computational Engineering. 2009. V.7, N 6. P.509–522.
30. *Domenichini F.* On the consistency of the direct forcing method in the fractional step solution of the Navier-Stokes equations // J. of Comp. Phys. 2008. V.227, N 12. P.6372–6384.
31. *Guy R.D., Hartenstine D.A.* On the accuracy of direct forcing immersed boundary methods with projection methods // J. of Comp. Phys. 2010. V.229, N 7. P.2479–2496.
32. *Griffith B.E., Luo X., McQueen D.M., Peskin C.S.* Simulating the fluid dynamics of natural and prosthetic heart valves using the immersed boundary method // Int. J. of Applied Mechanics. 2009. V.1, N 1. P.137–177.
33. *Seo J.H., Mittal R.* A sharp-interface immersed boundary method with improved mass conservation and reduced spurious pressure oscillations // J. of Comp. Phys. 2011. V.230, N 11. P.7347–7363.
34. *Yang X., Zhang X., Li Z., He G.W.* A smoothing technique for discrete delta functions with application to immersed boundary method in moving boundary simulations // J. of Comp. Phys. 2009. V.228, N 20. P.7821–7836.
35. *Miller M.J., Thorpe A.J.* Radiation conditions for the lateral boundaries of limited-area numerical methods // Quart. J.R. Met. Soc.1981. V.107, N 453. P.615–628.
36. *Breuer M., Peller N., Rapp Ch., Manhart M.* Flow over periodic hills – Numerical and experimental study in a wide range of Reynolds numbers // Computers and Fluids. 2009. V.38, N 2. P.433–457.

Статья поступила в редакцию 23.07.2012 г.

УДК 532.5

© *Р.В.Шамин*[1,2,3], *А.И.Смирнова*[4], *А.В.Юдин*[3,4], 2012
[1]Институт океанологии им. П.П.Ширшова РАН, Москва
[2]Новосибирский государственный университет
[3]Институт морской геологии и геофизики ДВО РАН, Южно-Сахалинск
[4]Российский университет дружбы народов, Москва
roman@shamin.ru

ВОПРОСЫ ОБНАРУЖЕНИЯ И ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ВОЛН-УБИЙЦ В ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Рассматриваются методы прогнозирования и обнаружения волн-убийц в вычислительных экспериментах. Построены и проанализированы методы оперативного прогноза волн-убийц, методы дистанционного зондирования морской поверхности, а также применение вычислительных экспериментов к верификации натурных измерений.

Ключевые слова: волны-убийны, вычислительные эксперименты, математическое моделирование.

Среди катастрофических явлений в океане волны-убийцы занимают особое место. Это одиночные волны, которые возникают внезапно и могут достигать значительной амплитуды (известны случаи до 30 м). Именно внезапность обусловливает серьезность опасности этих волн для судов и морских сооружений. Проблема предсказания и обнаружения волн-убийц в океане является одной из наиболее актуальных при их исследовании. К сожалению, она еще очень далека от решения. В силу объективных причин изучение аномально больших поверхностных волн с помощью натурных и лабораторных экспериментов сильно затрудненно. Поэтому в последнее время для изучения волн-убийц наибольшую актуальность приобретает вычислительный эксперимент. В этой области были достигнуты значительные успехи [1–9].

Мы рассмотрим такие актуальные проблемы, как обнаружение и предсказание возникновения волн-убийц в обработке вычислительных экспериментов. есть три подхода решения: 1) оперативный прогноз по функционалам, характеризующим волнение с точки зрения возможности образования волн-убийц; 2) дистанционное наблюдение за динамикой распространения волн; 3) сравнение статистики обнаружения волн-убийц по полным записям динамики волн и волнограммам.

В первую очередь мы рассматриваем основные динамические уравнения, описывающие волны на воде и плоское потенциальное течение идеальной жидкости с бесконечно глубоким дном. Затем приводим постановки вычислительных экспериментов, на результатах которых апробируем наши методы прогнозирования волн-убийц, рассматриваем методы оперативного прогноза их возникновения. Эти методы основаны на анализе динамики отношения максимальной амплитуды к значительной высоте волнения в каждый момент времени и максимальной крутизны. На этом построен алгоритм SPRW, который позволяет исследовать возможность непосредственного предсказания волн-убийц. Показано, что их возникновение носит стохастический характер и методы простого предсказания оказываются недостаточно эффективными.

Далее анализируем возможность обнаружения волны-убийцы с помощью дистанционного зондирования поверхностных волн. Рассматривается постановка эксперимента, приближенная к реальной ситуации использования идеального дальномера. Разработан алгоритм, который позволяет с помощью этого «прибора» обнаруживать волны-убийцы на расстоянии нескольких километров.

И наконец, проводим сравнительный анализ статистики обнаружения волн-убийц по полной пространственно-временно́й записи и по огрубленной записи – волнограмам, которые используются в большинстве натурных экспериментов. Показано, что использование волнограммы приводит к значительным ошибкам.

Уравнения в конформных переменных, описывающие волны на воде. В настоящей работе моделирование волн-убийц основано на численном решении уравнений, описывающих нестационарное течение идеальной жидкости со свободной поверхностью. Мы рассмотрим плоское течение с бесконечно глубоким дном, по горизонтальной переменной – 2π-периодические условия. Такие предположения являются естественными для моделирования волн-убийц.

Пусть идеальная несжимаемая жидкость занимает область в плоскости (x, y), ограниченную свободной поверхностью $-\infty < y < \eta(x,t), \quad -\infty < x < \infty, \quad t > 0$.

Считая движение жидкости потенциальным, имеем $v(x, y,t) = \nabla\Phi(x, y,t)$, где $v(x, y,t)$ – двухмерное поле скоростей, $\Phi(x, y,t)$ – потенциал скоростей. Всюду в данной работе мы считаем, что операторы градиента, дивергенции и Лапласа применяются лишь по пространственным переменным. Из условия несжимаемости жидкости следует, что потенциал скоростей удовлетворяет уравнению Лапласа $\Delta\Phi(x, y,t) = 0$.

С этим уравнением связываются следующие граничные и начальные условия:

$$
\begin{aligned}
&(\eta_t + \Phi_x \eta_x - \Phi_y)\,|_{y=\eta(x,t)} = 0,\\
&(\Phi_t + \frac{1}{2}|\nabla\Phi|^2 + gy)\,|_{y=\eta(x,t)} = 0,\\
&\Phi_y\,|_{y=-\infty} = 0,\\
&\eta\,|_{t=0} = \eta_0(x), \quad \Phi\,|_{t=0} = \Phi_0(x, y).
\end{aligned}
$$

Здесь g – ускорение поля тяжести.

Будем использовать уравнения в конформных переменных. Идея использовать конформные переменные для описания нестационарного течения идеальной жидкости со свободной поверхностью впервые была предложена в работах [10, 11]. Для численного моделирования уравнения в конформных переменных использовались в работах [12–14] и многих других. Мы рассмотрим вариант этих уравнений, предложенный в работе [15]. Пусть идеальная жидкость занимает бесконечную область в переменных (x, y), ограниченную криволинейной границей. Вводим комплексную плоскость $z = x + iy$. Эту область можно (по теореме Римана) конформно отобразить на нижнюю полуплоскость с переменными $w = u + iv$.

Обратное конформное отображение выражается аналитической функцией $z = z(t, w)$. Эта функция является также функцией времени, поскольку мы рассматриваем нестационарную задачу. Зная функцию $z(t,u)$, можно восстановить профиль свободной поверхности. Для описания потенциального течения идеальной жидкости необходимо также знать потенциал скоростей. Поскольку потенциал является гармонической функцией, то все его значения могут быть описаны значением этого потенциала лишь на границе области. Пусть $\psi(t, x)$ – значение потенциала скоростей на свободной поверхности. Соответственно через $\Phi(t, z)$ обозначим аналитическую в нижней полуплоскости функцию такую, что $\operatorname{Re}\Phi(t, x) = \psi(t, x)$. Будем рассматривать функцию

$\Pi(t,w)=\Phi\big(t,z(t,w)\big)$, которая также будет аналитичной в нижней полуплоскости. Теперь введем новые переменные:

$$R(t,w)=\frac{1}{z'(t,w)},\quad V(t,w)=i\frac{\Pi'(t,w)}{z'(t,w)}.$$

Здесь и далее штрихом мы обозначаем производную по переменной w. Эти функции являются аналитичными в нижней полуплоскости и удовлетворяют следующим краевым условиям:

$$R(t,w)\to 1,\ \mathrm{Im}\,w\to -\infty,$$
$$V(t,w)\to 0,\ \mathrm{Im}\,w\to -\infty.$$

Поскольку мы рассматриваем поверхностные волны 2π-периодические по переменной x, то и функции R и V также будут 2π-периодическими по переменной u. Тогда функции R и V можно представить в виде рядов Фурье:

$$R(w,t)=1+\sum_{k=1}^{\infty} r_k(t)e^{-ikw},$$
$$V(w,t)=\sum_{k=1}^{\infty} v_k(t)e^{-ikw}.$$

Функции R и V полностью описывают динамику поверхностных волн идеальной жидкости. При этом достаточно знать лишь значения этих функций на вещественной оси (при $v=0$), поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать аргумент u вместо w.

Функции R и V удовлетворяют следующей системе уравнений:

$$\begin{aligned}
&\dot R(t,u)=i(U(t,u)R'(t,u)-U'(t,u)R(t,u)),\\
&\dot V(t,u)=i(U(t,u)V'(t,u)-B'(t,u)R(t,u))+g(R(t,u)-1),\\
&0<u<2\pi,\ 0<t<T,\\
&R(t,0)=R(t,2\pi), V(t,0)=V(t,2\pi),\ 0<t<T,\\
&R(0,u)=R_0(u), V(0,u)=V_0(u),\ 0<u<2\pi.
\end{aligned}\tag{1}$$

Здесь функции U и B вычисляются по формулам

$$U=P(V\bar R+\bar V R),\quad B=P(V\bar V),\quad P=\frac{1}{2}\left(I+iH\right).$$

Математическая корректность рассмотренных выше уравнений установлена в цикле работ [16–21], где были выявлены существование и единственность решений уравнений (1), предложены эффективные численные методы и доказана сходимость численных методов.

Вычислительные эксперименты. Мы тестировали наши методы обнаружения волн-убийц на результатах вычислительных экспериментов. Постановка их соответствовала экспериментам из работы [9]. В них рассматривалась динамика поверхностных волн, распространяющихся в одну сторону, что соответствует морской зыби.

В качестве динамической модели мы использовали приведенную выше систему уравнений. Начальные условия определялись как ансамбль бегущих в одну сторону волн со средним значением волнового числа $K_0=25$. Мы предполагали, что начальное возмущение поверхности задается суммой гармоник со случайными фазами:

$$\eta_0(x) = \sum_{-\frac{1}{2}K_{\max}}^{\frac{1}{2}K_{\max}} \varphi(k - K_0)\cos(kx - \xi_k),$$

где $K_{\max}$ – полное число спектральных мод, ξ_k – случайная величина, равномерно распределенная на интервале $-\frac{1}{2}K_{\max} < k < \frac{1}{2}K_{\max}$. Начальные значения поля скоростей предполагались связанными с формулами линейной теории. Функция $\varphi(k)$ определялась по формуле

$$\varphi(k) = \begin{cases} \delta_k, & |k| > K_w; \\ \kappa\exp(-\alpha k^2) + \delta_k, & |k| \le K_w. \end{cases}$$

Здесь δ_k – независимые случайные параметры, равномерно распределенные на интервале $-\frac{1}{2}K_{\max} < k < \frac{1}{2}K_{\max}$. Число $1 \le K_w \le 10$ – спектральная ширина; κ, α – «внутренние» параметры спектра, определенные так, чтобы «внешние» параметры – квадрат средней крутизны $\mu^2 = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}\eta_x^2 dx$ и дисперсия $D = \left(\int_{-K_w}^{K_w} k^2 e^{-\alpha k^2} dk\right) \Big/ \left(\int_{-K_w}^{K_w} e^{-\alpha k^2} dk\right)$ – принимали заданные значения. Вклад в полную энергию случайного шума составлял не более 3 %.

В каждом эксперименте время менялось до 10^4, что соответствовало приблизительно 500 периодам волн. В расчетах полное число гармоник было $K_{\max}$ = 2048 или $K_{\max}$ = 4096 в зависимости от квадрата средней крутизны. Регистрация волн-убийц производилась с помощью амплитудного критерия $\nu(t) = \frac{H_{\max}(t)}{H_s(t)} > 2.1, \mu(t) = \max_{x\in[0,2\pi]} |\eta_x(x,t)| > 0.3,$ где $H_{\max}$ – амплитуда самой высокой волны, а H_s – существенная высота волн, т.е. средняя амплитуда одной трети самых высоких волн.

В работе [9] были получены оценки вероятностей возникновения волн-убийц в зависимости от параметров начального волнения.

Оперативный прогноз волн-убийц. Поскольку в ходе вычислительных экспериментов мы наблюдаем поведение функций $\nu(t)$ и $\mu(t)$, можно построить метод оперативного предсказания возникновения волн-убийц на основе изменения этих функций.

Нами был разработан алгоритм SPRW (Simple Predictor of Rogue Waves), который заключается в следующей схеме. Сигнал о предсказании возникновения волны-убийцы выдается в случае, когда одновременно выполнены следующие условия:

$$\frac{\nu(t+\Delta) - \nu(t)}{\Delta} \ge \alpha,$$

$$\frac{\mu(t+\Delta) - \mu(t)}{\Delta} \ge \beta,$$

где $\Delta > 0$, $\alpha > 0$, $\beta > 0$ суть параметры алгоритма. На основе анализа большого банка данных вычислительных экспериментов наилучший выбор параметров алгоритма SPRW показал точность предсказания, равную 68.94 %, с учетом ошибок первого и второго рода. Под ошибками первого рода понимается несрабатывание критерия при возникшей волне-убийце, а ошибки второго рода, наоборот, есть ложное срабатывание критерия.

На рис.1 приведен рабочий экран программы реализации алгоритма SPRW.

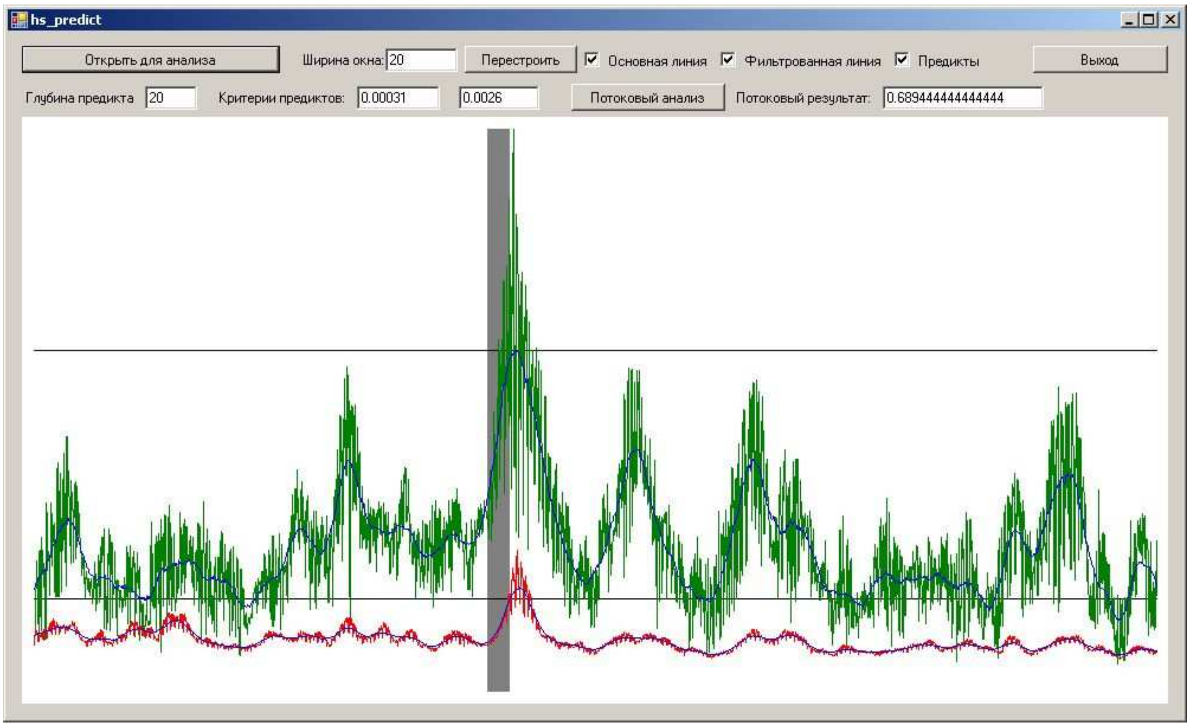


Рис.1. Рабочий экран программы SPRW.

Верхний график – значения функции $\nu(t)$, нижний – значения функции $\mu(t)$. Горизонтальные линии – критические линии: $\nu = 2.1$, $\mu = 0.3$, одновременное пересечение которых означает факт возникновения волны-убийцы в вычислительном эксперименте. Широкая вертикальная линия – это момент времени, в течение которого был выдан сигнал о предсказании волны-убийцы.

Типичная ситуация – когда сигнал выдается в непосредственный момент перед возникновением волны-убийцы, что следует из самого алгоритма SPRW. Из опыта применения этого алгоритма, построенного на анализе поведения функций $\nu(t)$, $\mu(t)$, можно сделать вывод о стохастичности поведения индикаторных функций и соответственно появлении волн-убийц в ходе нелинейной динамики поверхностных волн на воде. Данный вывод во многом совпадает с выводами об отсутствии четких предикторов волн-убийц [1, 22].

Возможности дистанционного обнаружения волн-убийц. В предыдущих разделах мы рассматривали предсказание волн-убийц на основе анализа решений дифференциальных уравнений, описывающих динамику волн на воде. Однако важным является вопрос о возможности дистанционного обнаружения волн-убийц. Мы моделируем ситуацию, когда оперативное наблюдение за волнением ведется с помощью идеального точечного дальномера. Основной вопрос, рассматриваемый здесь, заключается в том, каким образом можно обнаружить появление волн-убийц по показаниям данного «прибора».

Итак, пусть на высоте H установлен неподвижный «прибор», который дает показания о расстоянии от прибора до поверхности волны по лучу, исходящему от прибора под фиксированном углом $(0 < \alpha < \pi/2)$ от оси абсцисс. Описанную схему проиллюстрируем на рис.2.

Пусть в фиксированный момент времени t имеем показание, равное R_t, тогда возвышение поверхности в точке пересечения с лучом над нулевым уровнем y_t выразится по формуле

$$y_t = H - R_t \sin\alpha\,.$$

В дальнейшем удобнее работать с величинами y_t. Будем рассматривать записи вычислительных экспериментов, в которых возникают волны-убийцы. Типичный пример записи показаний прибора приведен на рис.3.

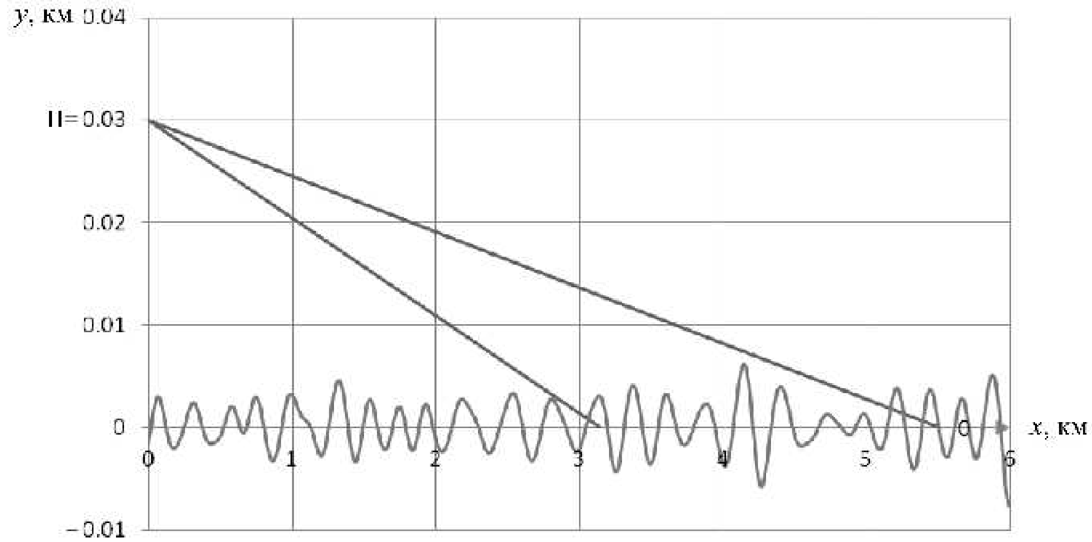


Рис.2. Схема установки прибора.

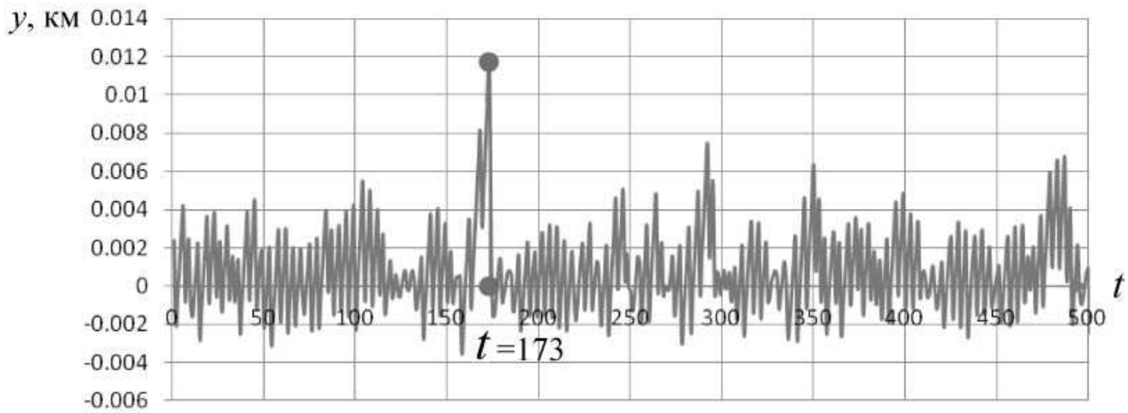


Рис.3. Показания «прибора». При $t = 173$ обнаружена волна-убийца.

На этом рисунке мы можем определить момент возникновения волны-убийцы по резкому возрастанию графика y_t. Для реализации автоматического метода обнаружения волны-убийцы мы будем работать не с функцией y_t, а с функцией квадрата среднего отклонения этой функции от своего среднего значения. Будем считать, что наш прибор дает показания в дискретные моменты времени $t_n = (\Delta t)n,\, n = 0,1,\ldots,N$.

Введем следующие величины:

$$\overline{y}_N = \frac{1}{N}\sum_{n=0}^{N} y_{t_n}, \quad \sigma_N^2 = \frac{1}{N-1}\sum_{n=0}^{N}(y_{t_n} - \overline{y}_N)^2$$

(N – количество обрабатываемых отсчетов).

Анализируя изменения σ_N^2 при увеличении N, можно обнаружить возникновение волны-убийцы. Приведем график этой величины для вычислительного эксперимента, рассмотренного на рис.3.

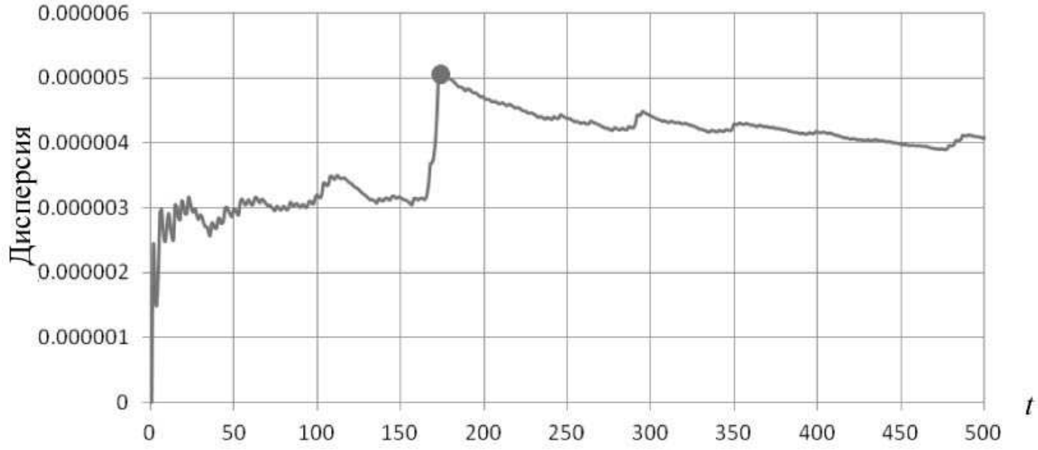


Рис.4. График величины σ_N^2 .

Для обнаружения возникновения волны-убийцы по графику величины σ_N^2 необходимо определять моменты резкого возрастания этой величины. С этой целью проанализируем поведение конечных разностей величины σ_N^2 :

$$d_{N,\tau} = \sigma_N^2 - \sigma_{N-\tau}^2 .$$

График величины $d_{N,\tau}$ приведен на рис.5.

Горизонтальной линией на рис.5 обозначено критическое значение величины $d_{N,\tau}$, при достижении которого регистрируется волна-убийца. При этом следует рассматривать данную индикаторную функцию после первых 50 отсчетов.

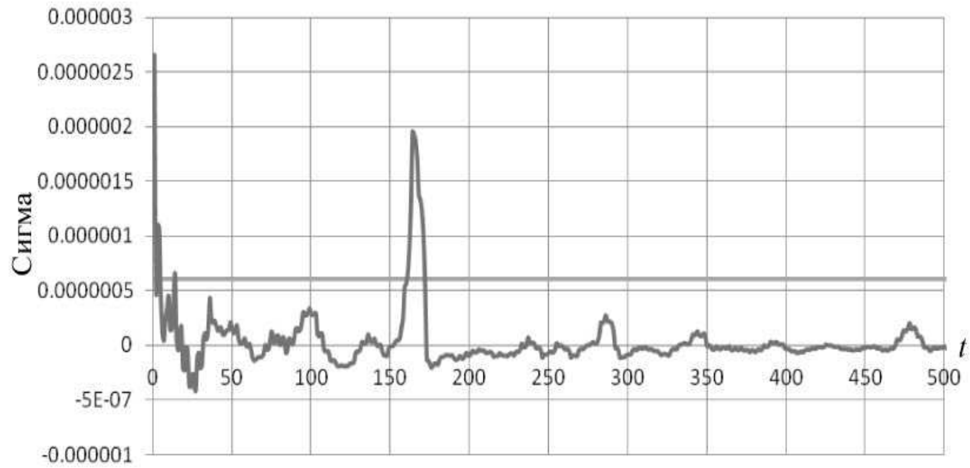


Рис.5. График величины $d_{N,\tau}$, $\tau = 10$.

Уровень критической линии устанавливается эмпирически. Проведенные вычислительные эксперименты по обнаружению волны-убийцы показали свою состоятельность, поскольку позволяют обнаруживать волну-убийцу на расстоянии 4–6 км от регистрирующего прибора.

Вопросы обнаружения волн-убийц с помощью волнограмм. В натурных экспериментах, посвященных обнаружению волн-убийц, часто используется анализ волнограмм – временнáя запись возвышения поверхности свободной поверхности в фиксированной точке. С помощью наших экспериментов покажем, что обнаружение аномально больших поверхностных волн только по волнограмме возможно лишь небольшую часть волн-убийц, возникающих в данном районе.

В вычислительных экспериментах мы наблюдаем динамику свободной поверхности – функцию $y = y(x,t)$. На основании этой функции, используя амплитудный критерий, можно обнаруживать экстремальные волны. И в то же время по этой функции построим функцию – волнограмму, получаемую, например, с помощью донного датчика

$$A_s(t) = y(x_0,t), \quad t \in [0,T].$$

Здесь точка x_0 есть место, в котором установлен датчик возвышения поверхности.

Схема этих экспериментов представлена на рис.6, где через S обозначен донный датчик, по показаниям которого вычисляется возвышение поверхности.

По функции $A_s(t)$ также будем обнаруживать волны-убийцы по амплитудному критерию.

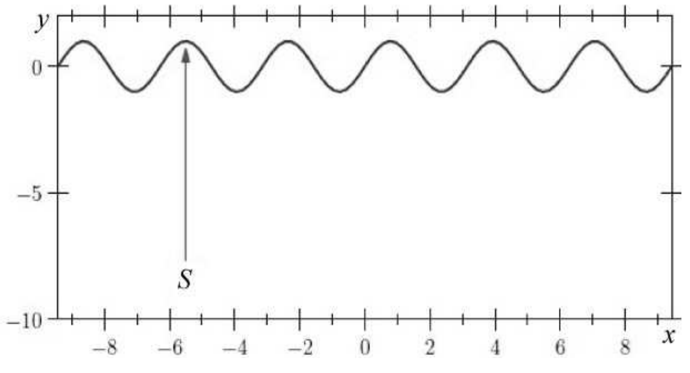


Рис.6. Схема натурных экспериментов.

Методика моделирования натурных экспериментов. Для сравнения возможностей натурных экспериментов с вычислительными используется следующая методика.

1. Проводится большая серия вычислительных экспериментов с различными параметрами начальных волн.

2. В результатах вычислительных экспериментов обнаруживаются волны-убийцы.

3. По полным записям результатов строятся волнограммы – функции $A_s(t)$.

4. По функциям $A_s(t)$ обнаруживаются волны-убийцы согласно правилам обработки данных натурных.

5. Вычисляется процент совпадения обнаружения волны-убийцы в результате обработки вычислительных экспериментов и обработки волнограмм.

Рассмотрим теперь полученные результаты.

Мы провели эксперименты, в результате которых обнаруживаются волны-убийцы. Постановки наших вычислительных оптов соответствовали, описанным выше. Всего было проведено 1056 элементарных экспериментов. Квадрат средней крутизны принимал значения $\mu^2 = 2.06 \cdot 10^{-3}$, $\mu^2 = 3.08 \cdot 10^{-3}$, $\mu^2 = 4.10 \cdot 10^{-3}$, дисперсия $D \in \{0.07, 3, 5, 7, 9, 11, 13, 15, 17, 19, 21\}$. Для каждого фиксированного значения квадрата средней крутизны и дисперсии проводилось по 32 однотипных численных опыта.

Далее по полным записям результатов вычислительных экспериментов были построены волнограммы, которые затем были проанализированы на предмет обнаружения волн-убийц согласно правилам обработки данных натурных.

Для каждого значения квадрата средней крутизны и спектральной ширины процент совпадения обнаружения волны-убийцы в результате обработки вычислительных экспериментов и в результате обработки волнограмм представлен на рис.7. Значения по оси абсцисс соответствуют 11 значениям спектральной ширины, а значения по оси ординат – проценту совпадений обнаружения волны-убийцы в результате обработки вычислительных экспериментов и в результате обработки волнограмм.

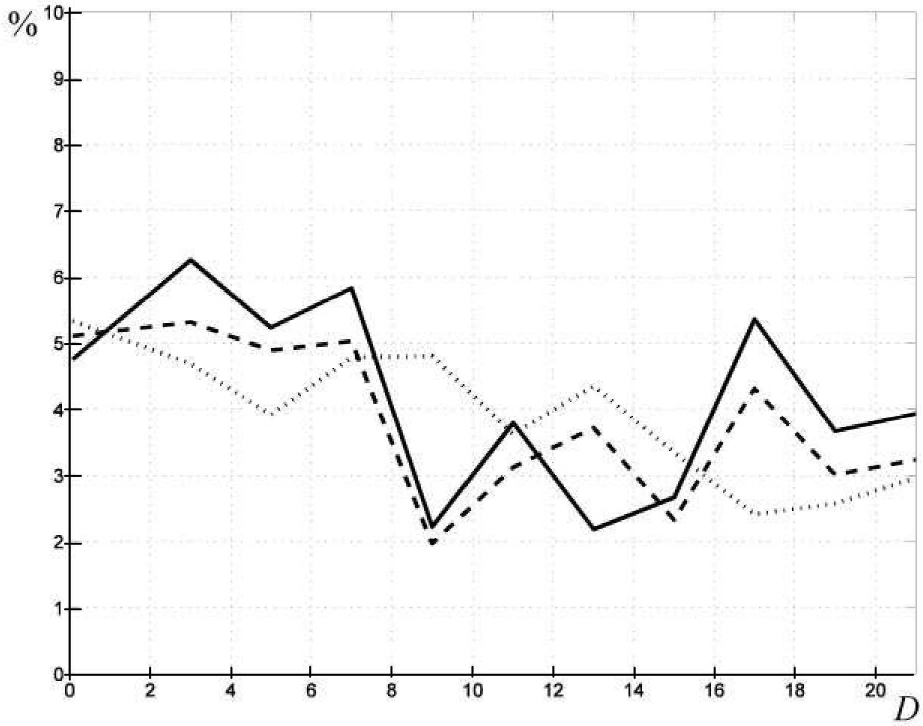


Рис.7. Процент совпадения обнаружения волны-убийцы в результате обработки вычислительных экспериментов и в результате обработки волнограмм.

Мы видим, что вероятность обнаружения волн-убийц по волнограмме оказывается равной 2–6 % в случае наших опытов. При этом использовалась непрерывная запись волнограммы. В реальных экспериментах, как правило, датчики работают с определенной частотой, которая может весьма существенно изменить возможность обнаружения волн-убийц. Сравним теперь результаты обнаружения волн-убийц в вычислительных экспериментах и по прореженным волнограммам (см. таблицу). Будем использовать волнограммы с десятикратным прореживанием (верхняя строчка – дисперсия D).

μ^2	0.07	3	5	7	9	11	13	15	17	19	21
$2.06\cdot10^{-3}$	0.35	1.36	1.00	0.65	0.37	0.67	0	0	1.07	1.41	1.57
$3.08\cdot10^{-3}$	0.10	0.39	0.33	1.23	0.33	0.60	0.30	0.21	0.42	0	0.81
$4.10\cdot10^{-3}$	0.19	1.18	0.45	0.65	0.28	0.75	0.93	0	0.48	0	0

Мы видим, что вероятность обнаружения волн-убийц по прореженным волнограммам редко превышает 1 %.

Таким образом, обнаружение волн-убийц только по волнограммам приводит к существенно искаженным результатам. Отметим, что Специальным конструкторским бюро автоматизации морских явлений ДВО РАН и Институтом морской геологии и геофизики ДВО РАН, начиная с 2009 г., проводятся серии натурных экспериментов на мысах зал. Анива. Измерения осуществляются с помощью автономных донных регистраторов гидростатического давления, изготовленных в КБ г. Углич. Описание прибора и проводимых экспериментов можно найти в работе [23]. При их проведении было обнаружено возникновение волн-убийц. Однако частота их появления оказывалась значительно меньшей, чем это предсказывается теорией. Одним из объяснений такого расхождения является тот факт, что в данных экспериментах волны-убийцы обнаруживались по волнограммам. Как было показано выше, при этом удается распознать лишь небольшую часть волн-убийц. В настоящее время ведутся разработки по модификации методики проведения натурных экспериментов.

***

В данной статье рассмотрены методы обнаружения и предсказания волн-убийц на основании вычислительных экспериментов. Основной вывод, который можно сделать состоит в том, что возникновение волн-убийц, носит стохастических характер. Это совпадает с выводами других авторов. Следовательно, для построения методов прогноза возникновения волн-убийц необходимо использовать методы, основанные на теории случайных процессов и имитационного моделирования. Результаты исследований волн-убийц на основе анализа волнограмм показывают, что имитационное моделирование натурных экспериментов приводит к значительному искажению статистики волн-убийц.

Авторы благодарят акад. В.Е.Захарова за постановку задачи и постоянное внимание к работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта НШ-7550.2006.2 и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Математические методы в нелинейной динамике», а также гранта Правительства РФ для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего профессионального образования (договор № 11.G34.31.0035 от 25 ноября 2010 г. между Минобрнауки РФ, НГУ и ведущим ученым).

Литература

1. *Kharif C., Pelinovsky E., Slunyaev A.* Rogue Waves in the Ocean. Springer, 2009. 216 p.
2. *Henderson K.L., Pelegrine D.H., Dold J.W.* Unstready water wave modulations: fully nonlinear solutions and comparison with the nonlinear Schrodinger equation // Wave Motion. 1999. V.29. P.341–361.
3. *Baterman W.J.D., Swan C., Taylor P.H.* On the efficient numerical simulation of directionally spread surface water waves // J. comput. Physics. 2001. V.174. P.277–305.
4. *Chalikov D.* Freak waves: Their occurrence and probability // Phys. Fluids. 2009. V.21. Issue 7. P.076602-1–076602-18.
5. *Dyachenko A.I., Zakharov V.E.* On the Formation of Freak Waves on the Surface of Deep Water // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т.88, № 5. С.356–359.
6. *Захаров В.Е., Шамин Р.В.* О вероятности возникновения волн-убийц // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т.91, вып.2. С.68–71.
7. *Бухановский А.В., Лопатухин Л.И., Рожков В.А.* Физика и статистика необычных морских ветровых волн // Изв. Рус. геогр. об-ва. 2005. Т.137, вып.6. С.19–28.
8. *Lopatoukhin L.J., Boukhanovhky A.V.* Freak wave generation and their probability // Int. Shipbuild. Progr. 2004. V.51, N 2/3. P.157–171.
9. *Дивинский Б.В., Левин Б.В., Лопатухин Л.И., Пелиновский Е.Н., Слюняев А.В.* Аномально высокая волна в Черном море: наблюдения и моделирование // ДАН. 2004. Т.395, № 5. С.690–695.
10. *Whitney J. C.* The numerical solution of unsteady free-surface flows by conformal mapping // Proc. Second Inter. Conf. on Numer. Fluid Dynamics (ed. M.Holt). Springer–Verlag, 1971. P.458–462.
11. *Овсянииков Л.В.* К обоснованию теории мелкой воды // Динамика сплошной среды: сб. науч. тр. АН СССР, СО, Ин-т гидродинамики. Новосибирск, 1973. Вып.15. С.104–125.
12. *Дьяченко А.И.* О динамике идеальной жидкости со свободной поверхностью // ДАН. 2001. Т.376, № 1. С.27–29.
13. *Chalikov D., Sheinin D.* Modeling of Extreme Waves Based on Equations of Potential Flow with a Free Surface // J. Comp. Phys. 2005. V.210. P.247–273.
14. *Ruban V.P.* Water waves over a time-dependent bottom: Exact description for 2D potential flows // Phys. Let. A. 2005. V.340, N 1–4. P.194–200.
15. *Zakharov V.E., Dyachenko A.I., Vasilyev O.A.* New method for numerical simulation of a nonstationary potential flow of incompressible fluid with a free surface // Eur. J.~Mech. B Fluids. 2002. V.21. P.283–291.
16. *Шамин Р.В.* Описание динамики волн на воде на основе дифференциальных включений // ДАН. 2011. Т.438, № 4. С.453–455.

17. *Шамин Р.В.* Об одном численном методе в задаче о движении идеальной жидкости со свободной поверхностью // Сиб. журн. вычисл. мат. 2006. Т.9, № 4. С.379–389.
18. *Шамин Р.В.* К вопросу об оценке времени существования решений системы Коши–Ковалевской с примерами в гидродинамике со свободной поверхностью // Совр. математика. Фунд. направления. 2007. Т.21. С.133–148.
19. *Шамин Р.В.* Вычислительные эксперименты в моделировании поверхностных волн в океане. М.: Наука, 2008. 133 с.
20. *Шамин Р.В.* Динамика идеальной жидкости со свободной поверхностью в конформных переменных // Совр. математика. Фунд. направления. 2008. Т.28. С.3–144.
21. *Шамин Р.В.* Поверхностные волны на воде минимальной гладкости // Там же. 2010. Т.35. С.126–140.
22. *Чаликов Д.В.* Статистика экстремальных ветровых волн // Фунд. и прикл. гидрофизика. 2009. Т.5, вып.3. С.4–24.
23. *Зайцев А.И., Малашенко А.Е., Пелиновский Е.Н.* Аномально большие волны вблизи Южного побережья о.Сахалин // Там же. 2011. Т.4, № 4. С.35–42.

Статья поступила в редакцию 24.01.2012 г.

УДК 551.466.88

© *А.В.Зимин*[1,2], *Т.А.Пикуль*[2], 2012
[1]Санкт-Петербургский филиал Института океанологии им. П.П.Ширшова РАН
[2]Российский государственный гидрометеорологический университет, Санкт-Петербург
zimin2@mail.ru

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЕЙВЛЕТ-ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДЛЯ ВЫДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ВНУТРЕННИХ ВОЛН

По данным натурных наблюдений, выполненных в шельфовом районе Белого моря, установлено наличие внутреннего приливного бора и пакетов интенсивных внутренних волн с периодом 10–20 мин. Для описания внутренних волн наряду со стандартными методами был применен вейвлет-анализ. Произведен обоснованный выбор базисного вейвлета и его способа построения. Показаны возможности вейвлет-преобразования при описании нелинейных волн.

Ключевые слова: внутренние волны, контактные измерения, вейвлет-анализ, шельф Белого моря.

В мезомасштабной и короткопериодной изменчивости процессов в шельфовых районах Арктических морей значительную роль играют короткопериодные внутренние волны (ВВ) [1]. ВВ оказывают влияние на интенсификацию перемешивания [2], особенности переноса массы, импульса, энергии [3] и т.д. Однако до настоящего времени их исследованию уделялось недостаточно внимания не только в связи со сложностью получения натурных данных, но также из-за сложности интерпретации получаемой информации. Часто в натурных экспериментах на шельфе фиксируются колебания пикноклина или термоклина, далекие от синусоидальных в виде «квазипрямоугольных плато» [4], «зубцов» с разной крутизной подъема [5], неранжированных цугов [6]. Подобные наблюдения обусловливают актуальность дальнейших исследований внутренних волн в шельфовых районах морей, а также требуют применения нестандартных методов обработки результатов наблюдения.

Шельфовый склон создает неоднородность для распространения баротропной приливной волны. Это приводит к образованию внутренних волн с периодами от приливного до минимального, соответствующего максимальным градиентам плотности. По мере движения волн приливного периода по шельфу они сильно деформируются и могут приобретать вид бора. Характерный признак бора – практически отвесный передний фронт. Часто деформация внутреннего прилива заканчивается распадом длинной волны на группу короткопериодных волн [5, 7], по своим характеристикам близким к солитонам.

При обработке данных наблюдений низкоамплитудных внутренних волн чаще всего применяется метод спектрального анализа [8]. Однако его применимость для описания нелинейных ВВ типа «солитонов» и «боров», обладающих значительной перемежаемостью во времени, представляется сомнительной. Например, аппарат Фурье-преобразований не дает информации о преимущественном распределении частот во времени, может дать неверные результаты для нестационарных сигналов с участками резкого изменения. Экспериментальные исследования показывают, что в прибрежной зоне океана цуги короткопериодных внутренних волн могут состоять из небольшого числа интенсивных колебаний разных периодов [9–11]. Это накладывает ограничения на возможность применения стандартной методики спектрального анализа.

Обойти эти ограничения можно, используя метод вейвлет-преобразования, который оказывается эффективным при анализе сигналов с изменяющимися частотно-временными характеристиками [12]. Математический аппарат вейвлет-преобразования находится в стадии активной разработки [13], хотя специальные пакеты вейвлет анализа уже представлены в основных системах компьютерной математики (Matlab, Mathcad и др.) [14]. Форма вейвлета (четность или нечетность), доминирующая частота и степень ее локализации существенно влияют на вейвлет-спектры анализируемых сигналов и на возможности выделения его локальных особенностей. Известно большое количество классов вейвлет-функций, однако нет общепринятых правил и рекомендаций для выбора типа вейвлета и его характеристик для обработки данных о короткопериодных внутренних волнах.

Современные знания о пространственно-временнóй изменчивости гидрофизических полей Белого моря нашли обобщения в монографиях [15, 16]. В частности, показано, что мезомасштабная изменчивость гидрологических характеристик в Белом море обусловлена синоптическими процессами и приливными движениями. Установлено, что прилив M_2 доминирует среди других приливных гармоник. Приливный поток трансформируется под влиянием изменений рельефа дна и конфигурации береговой линии, что приводит к образованию на шельфе внутренних приливных и короткопериодных волн и к периодическим смещениям фронтальных зон в районах проливов с полусуточным периодом. При продвижении внутренней приливной волны по шельфу в районах с хорошо выраженной стратификацией происходит ее нелинейно-дисперсионный распад, приводящий к образованию короткопериодных волн и эпизодической интенсификации перемешивания [17]. В проливах и заливах, где воды однородны по вертикали, колебания температуры и солености обусловливаются лишь горизонтальными смещениями масс воды в течение приливного цикла.

В работе предлагается применить аппарат вейвлет-преобразований для выделения короткопериодных ВВ в шельфовом районе Белого моря и оценки их характеристик.

Материалы для работы были получены с 8 по 11 августа 2010 г. в мористой части прол. Западная Соловецкая салма в точке с координатами 65°11.8´ с.ш. 35°01.3´ в.д., глубина места около 34 м (рис.1). В данном районе были выполнены суточная и полусуточная океанографические станции, где методом сканирования с помощью STD-зонда Т-90 (Sea & Sun Technology GmbH) с заякоренного судна определялись профили температуры, солености и плотности от поверхности до дна с разрешением 0.5 м. Один «спуск» и «подъем» зонда занимали от 1 до 2 мин. Сканирования велись в режиме 2 ч с часовым перерывом. Всего было выполнено 15 серий сканирований. Около точки сканирования на дно на немагнитной платформе устанавливался акустический профилограф течения ADP Sontek 500 kH. Кроме измерений течений он регистрировал колебания придонного давления, на основании которых определялись характеристики колебаний уровня. Подробно результаты эксперимента описаны в [17]. В работе рассматриваются только некоторые из них, для обработки которых целесообразно применять вейвлет-анализ.

По данным STD-зонда, в районе наблюдалась четко выраженная двухслойная структура вод. Согласно имеющимся представлениям [15], их можно интерпретировать как летние поверхностную и промежуточную водные массы Бассейна. Пикноклин прослеживался в слое от 5 до 16 м с интенсивностью до 0.2 у.е./м, а частота Вяйсяля-Брента в этом слое составляла 0.036 1/с. Ниже этого слоя стратификация была устойчивая, но слабовыраженная, а среднее значение частоты Вяйсяля-Брента составляло 0.009 1/с (32 цикл./ч). Плотностная структура практически полностью повторяла ход температуры.

Представление об изменчивости характеристик течения и колебаний уровня в ходе приливного цикла можно получить из рис.2. По данным колебания уровня видно, что баротропная приливная волна имеет несимметричный вид. Рост уровня идет более интенсивно, чем его падение. Общий размах колебаний составляет 1.3 м. Максимальные скорости течения до 48 см/с отмечаются в периоды прилива и отлива. В отлив течения направлены на север, а в прилив на юго–юго-восток.

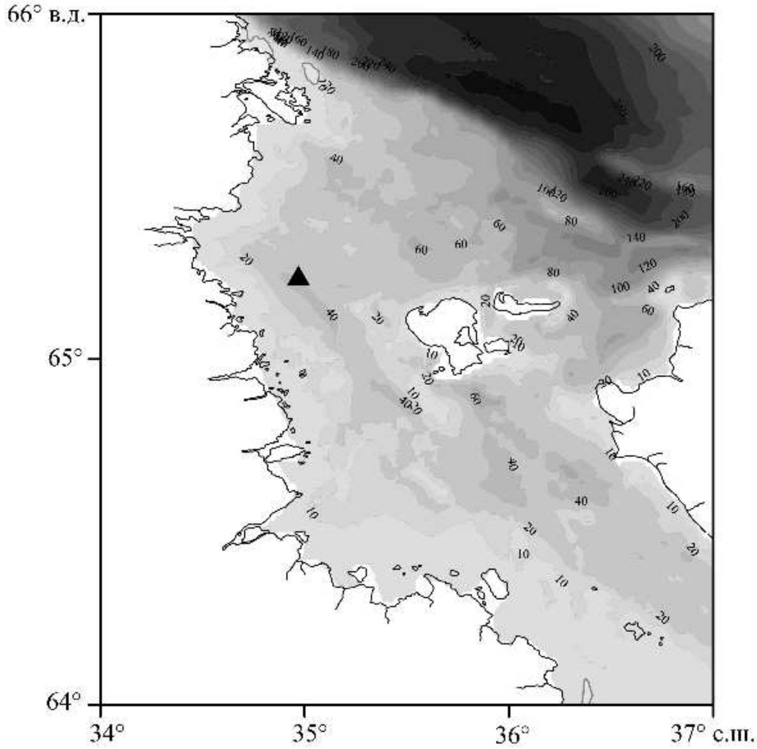


Рис.1. Расположение района работ, выполняемых НИС «Эколог».
Темный треугольник – многочасовая океанографическая станция.

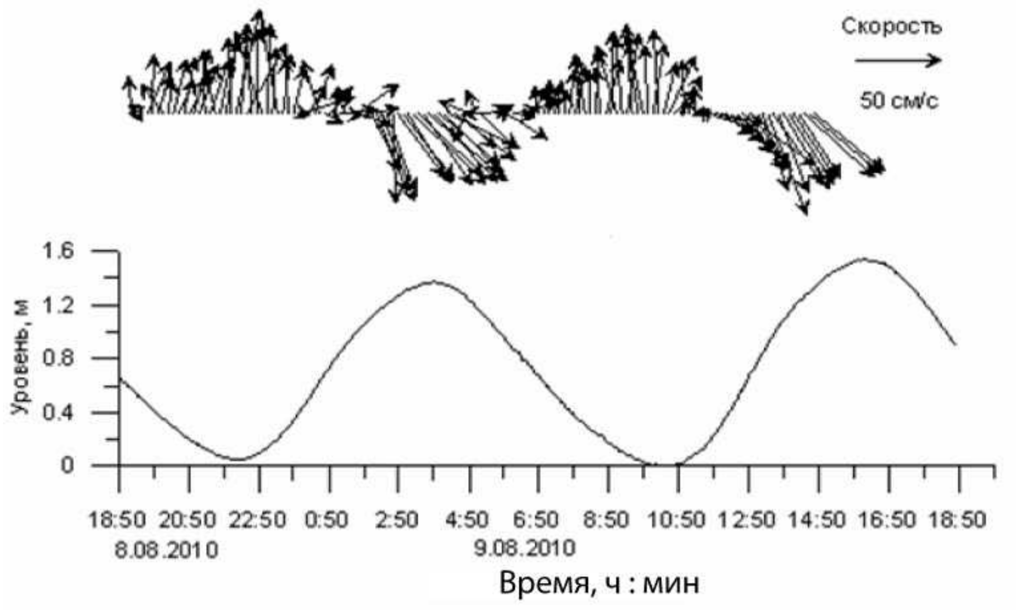


Рис.2. Временна́я изменчивость скорости и направления течения на глубине 14 м
и колебания уровня по показаниям датчика давления с 18.50 8 августа до 19.20 9 августа 2010 г.

По данным сканирования видно (рис.3), что температура испытывает полусуточные вариации, которые имеют несинусоидальную форму.

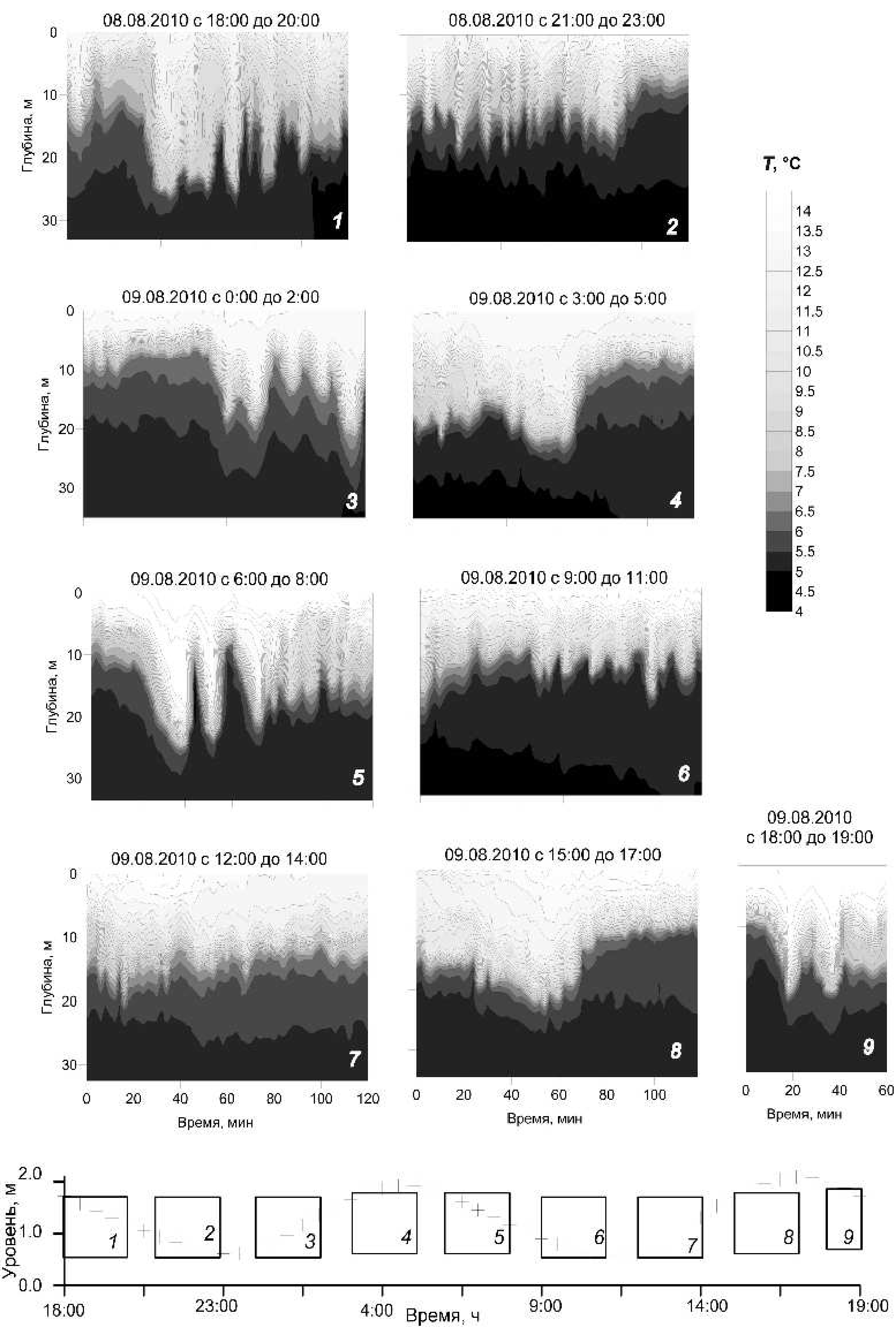


Рис.3. Временнáя изменчивость температуры по данным сканирования на суточной станции с 18.00 8.08.2010 до 19.00 9.08 и колебания уровня по показаниям датчика давления (внизу). Прямоугольники с номерами хода уровня – периоды сканирований.

Полная вода в придонной области характеризуется затоком холодных вод, а в области термоклина резким подъемом последнего к поверхности (рис.3,*4*, 3,*8*), причем перестройка его положения происходила резко, менее чем за 10–20 мин. Перед этим регистрировались изменение направления течения и быстрый рост скорости до максимальных значений (рис.2). Описанный характер колебаний термоклина и течения позволяет утверждать, что в эти моменты времени в районе наблюдается явление внутреннего приливного бора. Высота передней «стенки» внутреннего бора, по данным сканирования, составляет 10–14 м (рис.3,*4*; 3,*8*). Это явление, по данным наблюдений, повторяется каждый прилив. Распределение поля температуры под действием бора испытывает сильное изменение. До его прохождения можно проследить три слоя (рис.3,*4*): поверхностный квазиоднородный слой теплой воды толщиной 10–12 м, под ним – слой термоклина толщиной 8–10 м, содержащий тонкоструктурные прослойки, а ниже – однородный слой холодных вод. Прохождение бора приводит к тому, что толщина верхнего квазиоднородного слоя и термоклина сокращается до 5 и 4 м соответственно. При этом термоклин становится очень интенсивным, перепад температур в нем достигает 2°C/м и тонкоструктурных элементов в нем не наблюдается. Нижний слой холодных вод занимает всю толщу вод с глубины 8–9 м.

Примерно через 2.5 ч после прохождения передней стенки бора скорость течения падает, направление течения начинает меняться на противоположенное, по данным сканирования, наблюдается прохождение цуга нелинейных волн (рис.3,*5*). Четко выделяются три волны высотой 14–17 м, с периодом 10–20 мин, за которыми следует хвост из волн меньшей амплитуды. Головные волны упорядочены по амплитуде, первая из них максимальна. Эту группу волн можно отнести к интенсивным ВВ. Они обладают признаками нелинейности, проявляющимися в вертикальной и горизонтальной асимметрии их формы, большим отношением амплитуд волн к глубине залегания пикноклина (>0.1). Их прохождение повторяется в каждом приливном цикле (рис.3,*1*, 3,*5*, 3,*9*). В это же время на поверхности воды отмечались четкие сликовые полосы. Некоторое отличие колебаний, приведенных на рис.3,*1* от цуговой структуры, объясняется тем, что одна из внутренних волн в пакете, возможно, претерпела обрушение. Так, около 18.45 8.08.2010 наблюдается прохождение инверсии температуры через точку наблюдения. Оценки числа Ричардсона ($Ri \le 0.1$) показали возможное проявление механизма гидродинамической неустойчивости.

В отличие от бора, имеющего сглаженную вершину, эти короткопериодные волны имеют обостренные гребни и цуговую структуру с изменением периода от головы к хвосту цуга (рис.3,*5*). После прохождения пакета интенсивных ВВ термоклин опять начинает терять интенсивность и расслаивается. Фаза малой воды характеризуется увеличением толщины верхнего квазиоднородного слоя и термоклина (рис.3,*2*; 3,*6*). При этом в слое термоклина иногда проявляются волны периодом 10–16 мин амплитудой 2–5 м, обладающие нелинейными признаками.

Анализ экспериментальных данных показывает (рис.3), что основной особенностью внутреннего волнения в данном районе Белого моря можно считать наличие двух нелинейных систем волн: приливного бора и пакета интенсивных короткопериодных внутренних волн. Для их исследования требуется применение методики, отличной от спектрального анализа.

Для определения характеристик ВВ со всех 15 временных разрезов, полученных по данным сканирований, снимались глубины залегания изотерм, соответствовавших середине слоя термоклина, с шагом по времени равным одной минуте.

Для обработки полученных временных реализаций сигналов был использован пакет AutoSignal, который имеет специальные средства для построения спектрограмм сигналов, синтезированных вейвлетами. Преимуществом данной программы является возможность с помощью опции Wavelet Smoothing and Denoising произвести выбор базисного вейвлета и его корректирующих параметров, основываясь на его локализации в частотной и временно́й областях и качестве восстановления исходного ряда.

Базис выбирался на основе оценки среднеквадратичной ошибки точности восстановления исходных данных по используемому вейвлет-спектру. Были рассмотрены вейвлеты: Морле (с номером волны от 6 до 27), Пауля (от 4 до 40), производная функции Гаусса (порядка от 2 до 80). Разложение считалось оптимальным при минимальной ошибке значений восстановленного ряда и сохранении при этом временно́й и частотной локализации вейвлет-функции.

Для исследования качества разложения ряда использовались данные о прохождении цуга интенсивных ВВ (рис.3,5). Точность восстановленного ряда увеличивается с увеличением нулевых моментов вейвлета, т.е. с увеличением корректируемого параметра (номер волны или производная). Это позволяет извлечь информацию об особенностях более высокого порядка, содержащихся в сигнале. Однако с увеличением корректируемого параметра ухудшается временна́я локализация вейвлета, что негативно сказывается на получаемых результатах. Вейвлет Морле имеет четкую локализацию в частотной области, но плохую во временно́й. Противоположностью ему является вейвлет Пауля – он имеет хорошую локализацию во временно́й области, но плохую в частотной. Вейвлет на основе производной функции Гаусса находится между этими двумя вейвлетами и в частотной, и во временно́й области. Наилучшие результаты были получены для производной восьмого порядка функции Гаусса, при котором минимальное значение корректируемого параметра давало точное восстановление ряда. Далее при обработке исходных данных использовалась эта функция.

Пример полученных результатов представлен на рис.4 (исходные данные представлены на рис.3,5): на оси ординат – масштаб колебаний термоклина (частота слева и период справа), на оси абсцисс – время наблюдения, значения вейвлет коэффициентов затонированы: чем больше значение, тем интенсивнее тон. На полученных изображениях колебания выглядят, как цепочка холмов. Изменения положения «вершин» этих холмов описывают особенности сигнала. Если одинаковые «вершины» располагаются на одной линии вдоль оси времени и расстояние между вершинами равное, то колебания представляют постоянно повторяющийся процесс. На рис.4 это – колебание с периодом около 45 мин, прослеживающееся практически на всей длине ряда (адвективный перенос масс воды может приводить к погрешности в пределении частот/перепадов короткопериоднях волн). Если частота колебаний меняется, то «вершины» смещаются в направлении изменяющегося масштаба. На рис.4 с 36 по 78 мин измерений наблюдается колебание с увеличением периода от 10 до 25 мин, а также с 74 по 90 мин затухающие колебания – с периодом 7–9 мин. Резкие изменения исследуемого процесса проявляются на изображении как граница области резкого перепада яркости, выходящая из точки соответствующей времени скачка. В частности, резкое заглубление термоклина на 30–40-й минутах отображается на рис.4 протяженной «вершиной», охватывающей периоды 6–45 мин. Подобные локализованные максимумы функции вейвлет-преобразования и их временна́я последовательность могут учитываться при анализе перераспределения энергии. Если область высоких значений вейвлет-коэффициентов смещается из области больших периодов в область меньших, возможно, идет поток энергии от крупномасштабных внутренних волн к мелкомасштабным. На этом временно́м участке можно ожидать генерации турбулентности, обусловленной динамической неустойчивостью крупномасштабных движений. То есть первая из зарегистрированных волн цуга, изображенных на рис.3,5, может находиться в стадии, близкой к обрушению. Расчеты числа Ричардсона показали, что сразу за фронтом волны наблюдается зона неустойчивости, связанная с увеличением локальных градиентов скорости. Стабильность максимумов функции вейвлет преобразования в моменты прохождения других волн пакета показывает, что они не испытывают трансформации.

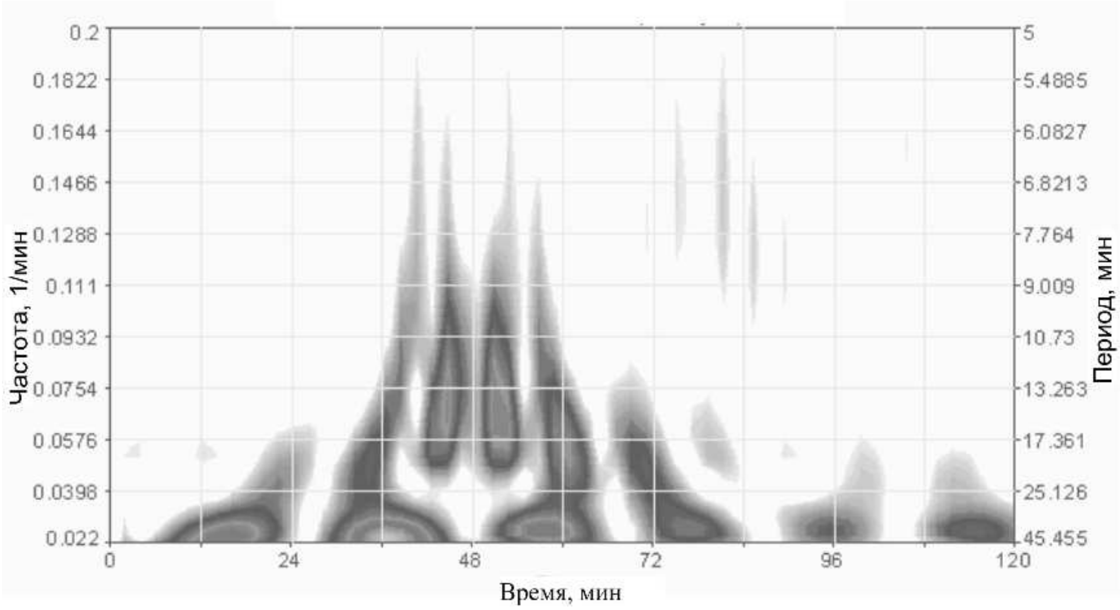


Рис.4. Результаты обработки вейвлет-преобразованием данных о положении термоклина с 6:00 до 8:00 9.08.2010 (в период наблюдения цуга интенсивных ВВ).

Если в области максимумов вейвлет-преобразования наблюдается смещение от меньших масштабов к бóльшим, то, возможно, происходит энергоснабжение крупномасштабных движений от мелкомасштабных. Отметим, что после прохождения интенсивных ВВ с 72-й по 90-ю мин (рис.4) наблюдается пакет из менее интенсивных волн с периодом 7–9 мин, вероятно, предающих энергию движениям бóльших масштабов.

Характерное отображение в картине вейвлет преобразования находит и момент прохождения передней стенки бора, представленное на рис.5 (исходные данные о положении термоклина приведены на рис.3,*4*). Он отражается в виде двух линий локальных экстремумов около 71 мин измерений (рис.5). Таким образом, коэффициенты вейвлет-преобразования резко возрастают при прохождении бора и убывают с ростом масштаба колебания. При визуальном анализе можно выделить два интервала. На интервале 0–70 мин выделяется линейный тренд, на который в начале периода наблюдений накладываются слабые колебания с периодами порядка 7–9 мин. На интервале 73–120 мин высокочастотные колебания не прослеживаются и их энергетика падает. Таким образом, масштабно-временнáя развертка, получающаяся в результате вейвлет-преобразования сигнала, позволяет выявить не только колебания с непостоянным периодом, но и изолированные особенности сигнала типа ступеньки. Соответственно любая изменчивость положения термоклина (пикноклина) имеет свое характерное отображение на схеме коэффициентов вейвлет-преобразования, а его величина отражается яркостью.

Обобщая результаты экспериментальных работ и вейвлет-анализа, можно резюмировать, что главной особенностью внутреннего волнения на шельфе Белого моря можно считать наличие двух основных систем волн, возникающих в каждом приливном цикле. В каждый прилив наблюдается внутренний приливный бор с периодом более двух часов, а в каждый отлив наблюдается пакет из 3–5 интенсивных внутренних волн с периодом 10–20 мин, которые образуют цуг длительностью около 40 мин.

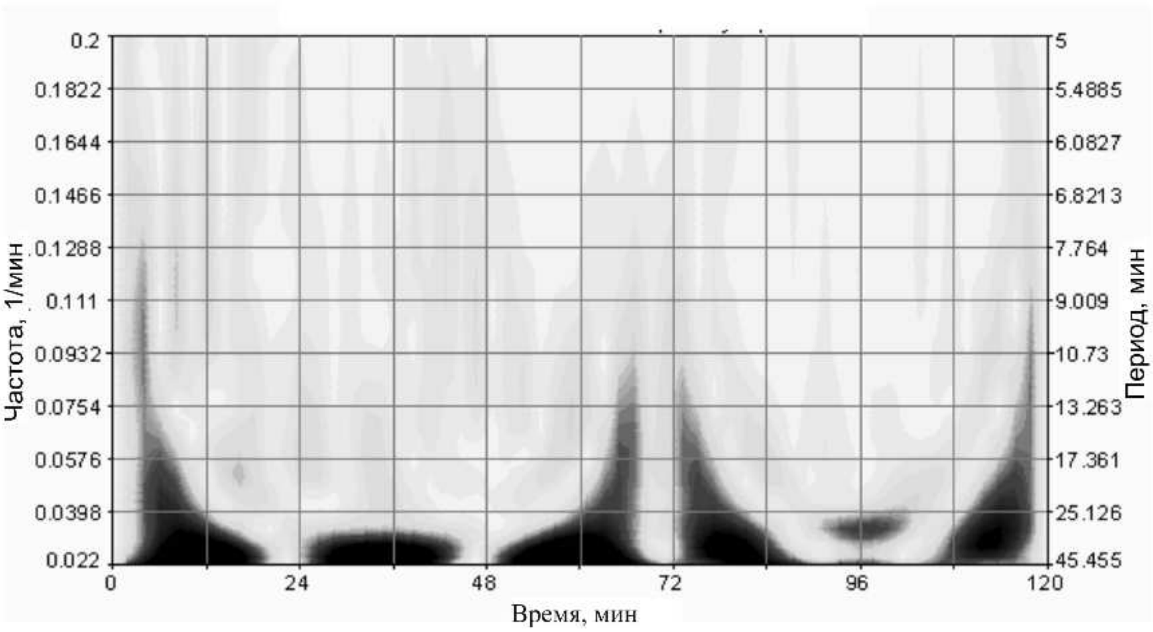


Рис.5. Результаты обработки вейвлет-преобразованием данных о положении термоклина с 3:00 до 5:00 9.08.2010 (в период наблюдения приливного бора).

Проведенное исследование показало, что вейвлет-анализ на основе использования производной восьмого порядка функции Гаусса позволяет просто и наглядно оценивать не только параметры короткопериодных ВВ, но и возможный характер трансформации энергии по масштабам. Подобные колебания характерны для шельфовых районов приливных арктических морей, а их анализ часто затруднен из-за значительного временно́го усреднения на фоне полусуточного прилива. Использование вейвлет-преобразования открывает широкие возможности для исследования характеристик короткопериодных ВВ, возникающих на фоне резких смещений пикноклина.

Работа выполнена при частичном финансировании грантом Правительства РФ для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего профессионального образования (договор № 11.G34.31.0078), а также в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг., мероприятие 1.2.2 – Поддержка научных исследований, проводимых группами под руководством кандидатов наук по научному направлению «Науки о Земле» в области «Океанология».

Литература

1. Поверхностные и внутренние волны в арктических морях / Под ред. И.В.Лавренова и Е.Г.Морозова. СПб.: Гидрометеоиздат, 2002. 363 с.
2. *Munk W., Wunsch C.* Abyssal recipes II: energetics of tidal and wind mixing // Deep Sea Res. 1998. V.45. P.1977–2010.
3. *Серебряный А.Н., Шапиро Г.И.* Наблюдение внутренних волн в Печорском море // Опыт системных океанологических исследований в Арктике. М.: Научный мир, 2001. С.140–150.
4. *Степанюк И.А.* Методы измерений характеристик морских внутренних волн. СПб: изд-во РГГМУ, 2002. 133 с.
5. *Коняев К.В., Сабинин К.Д.* Волны внутри океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1992. 272 с.
6. *Бондур В.Г., Гребенюк Ю.В., Сабинин К.Д.* Внутренние волны на материковом и островном шельфах открытого океана: сравнительный анализ на примере наблюдений на Нью-Йоркском и Гавайском шельфах // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2010. Т.46, № 5. С.694–702.
7. *Серебряный А.Н., Пао К.П.* Прохождение нелинейной внутренней волны через точку переворота на шельфе //Докл. АН. Т.420, № 4. 2008. С.543–547.
8. *Сабинин К.Д., Серебряный А.Н.* «Горячие точки» в поле внутренних волн в океане // Акуст. журн. 2007. Т.53, № 3. С.410–436.

9. *Зимин А.В., Николаев В.Г.* Методика определения разнопериодных внутренних волн // Космогеофиз. и гидрофиз. факторы в морских технологиях / Под ред. проф. И.А.Степанюка. СПб.: Астерион, 2008, С.70–74.
10. *Зимин А.В., Родионов А.А., Николаев В.Г.* Наблюдения короткопериодных внутренних волн в Белом море // Тр. X Всерос. конф. «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». СПб.: Наука, 2010. С.229–232.
11. *Степанюк И.А.* Методы измерений морских внутренних волн. СПб.: изд-во РГГМУ, 2002. 138 с.
12. *Астафьева Н.М.* Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // УФН. 1996. Т.166, № 11. С.1145–1170.
13. *Дьяконов В.П.* Вейвлеты. От теории к практике. М.: СОЛОН-Р, 2002. 448 с.
14. *Дьяконов В., Абраменкова И.* MATLAB. Обработка сигналов и изображений. Специальный справочник. СПб.: Питер, 2002. 608 с.
15. Гидрометеорология и гидрохимия морей СССР. Т.2: Белое море. Вып.1. Гидрометеорологические условия. Л.: Гидрометеоиздат, 1991. 240 с.
16. *Филатов Н.Н., Тержевик А.Ю.* Белое море и его водосбор под влиянием климатических и антропогенных факторов. Петрозаводск: Карельский научный центр РАН, 2007. 335 с.
17. *Зимин А.В.* Внутренние волны на шельфе Белого моря по данным натурных наблюдений // Океанология. 2012. Т.52, № 1. С.16–25.

Статья поступила в редакцию 16.01.2012 г.

УДК 539.3

© *С.А.Афанасьева*[1], *Н.Н.Белов*[1], *В.А.Бураков*[1], *В.В.Буркин*[1], *Е.Н.Зыков*[1], *А.Н.Ищенко*[1], *А.А.Родионов*[2], *В.Г.Симоненко*[1], *М.В.Хабибуллин*[1], *Н.Т.Югов*[1], 2012
[1]Научно-исследовательский институт прикладной математики и механики Томского государственного университета, г.Томск
[2]Санкт-Петербургский филиал Института океанологии им. П.П.Ширшова РАН
ichan@niipmm.tsu.ru

РАСЧЕТ ВЫСОКОСКОРОСТНОГО ДВИЖЕНИЯ ИНЕРЦИОННОЙ МОДЕЛИ ПРИ ВХОДЕ В ВОДУ И ЕЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПРЕГРАДОЙ

Рассматривается начальная стадия высокоскоростного проникания иглообразного металлического тела в воду и взаимодействие его с металлической преградой. Расчет проводится в рамках механики сплошной среды: для твердого тела предложена упругопластическая модель с учетом разрушения, для воды - гидродинамическая модель. В рассматриваемом диапазоне скоростей 1.0–2.5 км/с при входе тела в воду реализуется режим развитой кавитации, наблюдается пластическая деформация головной части ударника, а в отдельных случаях его разрушение, что приводит к повышению сопротивления движению.

Ключевые слова: экспериментальное моделирование, математическое моделирование, высокоскоростное взаимодействие, металл, вода.

При взаимодействии ударников с целями, защищенными слоем воды, существенным фактором является сопротивление воды как в начальной стадии проникания тела, так и при его движении на глубине, что приводит к снижению скорости ударника.

Высокоскоростному прониканию твердого тела в жидкость сопутствует широкая область высокого давления, которая перемещается вместе с телом. Оценки, сделанные с помощью графоаналитического анализа распада разрыва «металл-вода», показывают, что при входе в воду тел со скоростью порядка скорости звука в воде, на границе контакта реализуется давление, которое превышает предел текучести металла, что приводит к пластической деформации тел и изменению их формы [1, 2]. Следовательно, при соответствующих условиях необходимо рассматривать металлические тела, входящие в воду, как деформирующиеся и разрушающиеся.

В данной работе взаимодействие металлического тела и воды моделируется в рамках механики сплошной среды. Для твердого тела предложена упругопластическая модель с учетом разрушения. Вода описывается как среда со сферическим тензором напряжений (гидродинамика), который не определяется формоизменением элемента сплошной среды.

Ниже приводятся математическая модель взаимодействия среды металл–вода и численный анализ начальной стадии высокоскоростного проникания в воду усеченного конуса из стали и сплава ВНЖ-90. Также рассматривается соударение данного конуса с металлическими преградами.

Математическая модель. Универсальными уравнениями, описывающими любые движения всех сплошных сред, являются уравнения неразрывности, движения, моментов количества движения и энергии. В настоящей работе не рассматриваются полярные среды, поэтому из уравнения моментов количества движения следует симметрия тензора напряжений Коши [3]: $\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}^T$.

Предполагается, что отсутствуют массовые силы, подвод тепла и приток нетепловых видов энергии, отличных от работы механических сил [4]. При этих предположениях уравнения неразрывности, движения и энергии для материального объема V сплошной среды, ограниченного поверхностью Σ, записываются в виде [3]

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_V \rho \mathrm{d}V = 0, \ \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_V \rho \mathbf{u} \mathrm{d}V = \int_\Sigma \mathbf{n}\cdot\boldsymbol{\sigma}\,\mathrm{d}S, \ \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_V \rho\left(\frac{\mathbf{u}\cdot\mathbf{u}}{2} + \varepsilon\right)\mathrm{d}V = \int_\Sigma \mathbf{n}\cdot\boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{u}\mathrm{d}S, \tag{1}$$

где t – время, ρ – плотность, $\mathbf{u}$ – вектор скорости, ε – удельная внутренняя энергия, $\mathbf{n}$ – единичный вектор внешней нормали к площадке.

При рассмотрении деформации элемента среды удобно выделить компоненты напряжений, связанные с изменением его объема и формы, т.е. представить тензор напряжений в виде суммы шаровой и девиаторной частей [5, 6]: $\boldsymbol{\sigma} = -p\mathbf{g} + \mathbf{s}$. Вода при ударно-волновом нагружении описывается в рамках излагаемой модели как среда со сферическим тензором напряжений $\boldsymbol{\sigma} = -p\mathbf{g}$.

Аналогично вводится девиаторная часть тензора скоростей деформаций:

$$\mathbf{e} = \mathbf{d} - \frac{1}{3}(\mathbf{d}:\mathbf{g})\mathbf{g}.$$

В приведенных выше соотношениях $p = -\frac{1}{3}\boldsymbol{\sigma}:\mathbf{g}$ – давление, $\mathbf{g}$ – метрический тензор, $\mathbf{s}$ – девиатор тензора напряжений, $\mathbf{e}$ – девиатор тензора скоростей деформаций, $\mathbf{d} = \frac{1}{2}\left(\nabla\mathbf{u} + \nabla\mathbf{u}^T\right)$ – тензор скоростей деформаций.

Указанные скалярные, векторные и тензорные величины являются функциями пространственных координат y и времени t.

Система уравнений (1) замыкается с помощью определяющих соотношений, которые учитывают физические свойства конкретной среды.

При построении модели пластического тела принимается ряд предположений [6–12], основу для которых дают обширные экспериментальные исследования.

В сложном напряженном состоянии переход материала в пластическое состояние определяется условием, представляющим в пространстве напряжений гладкую и выпуклую поверхность, уравнение которой для идеальнопластических тел можно записать в виде $F(\boldsymbol{\sigma}) = 0$, где F – четная функция относительно компонент тензора напряжений и выбрана так, что условие $F < 0$ определяет упругое состояние, а $F = 0$ – состояние пластического течения.

Для изотропного материала имеет место $F(I_1, J_2, J_3) = 0$, где $I_1 = \boldsymbol{\sigma}:\mathbf{g}$ – первый инвариант тензора напряжений, $J_2 = \frac{1}{2}\mathbf{s}^2:\mathbf{g}$ – второй инвариант девиатора тензора напряжений, $J_3 = \frac{1}{3}\mathbf{s}^3:\mathbf{g}$ – третий инвариант девиатора тензора напряжений.

Предполагается, что тензор скоростей деформаций может быть представлен в виде суммы упругой $\mathbf{d}^e$ и пластической $\mathbf{d}^p$ составляющих: $\mathbf{d} = \mathbf{d}^e + \mathbf{d}^p$.

В качестве основного принципа, положенного в основу построения теории пластичности, принимается принцип минимума работы истинных напряжений на приращениях пластических деформаций [12]. Тогда для определения пластической составляющей тензора скоростей деформаций в процессе пластического нагружения ($F=0$, $\mathrm{d}F=0$) получается следующее дифференциальное соотношение: $\mathbf{d}^p=\lambda\dfrac{\partial F}{\partial\sigma}$, где λ – некоторая положительная скалярная величина. Она равна нулю в упругой области ($F<0$) и при упругой разгрузке из пластического состояния ($F=0$, $\mathrm{d}F<0$).

Учитывая, что $\dfrac{\partial I_1}{\partial\sigma}=\mathbf{g}$, $\dfrac{\partial J_2}{\partial\sigma}=\mathbf{s}$, $\dfrac{\partial J_3}{\partial\sigma}=\mathbf{s}\cdot\mathbf{s}-\dfrac{2}{3}J_2\mathbf{g}$, получим

$$\mathbf{d}^p=\lambda\left[\frac{\partial F}{\partial I_1}\mathbf{g}+\frac{\partial F}{\partial J_2}\mathbf{s}+\frac{\partial F}{\partial J_3}\left(\mathbf{s}\cdot\mathbf{s}-\frac{2}{3}J_2\mathbf{g}\right)\right].$$

Для описания упругой составляющей девиатора тензора скоростей деформаций $\mathbf{e}^e=\mathbf{e}-\mathbf{e}^p$ используется зависимость $\mathbf{e}^e=\dfrac{\mathbf{s}^{CR}}{2\mu}$ [13], где $\mathbf{e}^p=\mathbf{d}^p-\dfrac{1}{3}\left(\mathbf{d}^p:\mathbf{g}\right)\mathbf{g}$ – пластическая составляющая девиатора тензора скоростей деформаций; μ – модуль сдвига; $\mathbf{s}^{CR}=\dfrac{\mathrm{d}\mathbf{s}}{\mathrm{d}t}+\nabla\mathbf{u}\cdot\mathbf{s}+\mathbf{s}\cdot\nabla\mathbf{u}^T$ – коротационная производная Коттер и Ривлина девиатора тензора напряжений [8], удовлетворяющая принципу материальной объективности.

Выделяя девиаторную часть тензора $\mathbf{d}^p$, находим искомое определяющее уравнение

$$\mathbf{e}=\frac{\mathbf{s}^{CR}}{2\mu}+\lambda\left[\frac{\partial F}{\partial J_2}\mathbf{s}+\frac{\partial F}{\partial J_3}\left(\mathbf{s}\cdot\mathbf{s}-\frac{2}{3}J_2\mathbf{g}\right)\right].$$

Задание функции $F\left(I_1,J_2,J_3\right)$ позволяет сформулировать конкретный вид определяющих соотношений. Принимая, в частности, условие текучести Мизеса–Шлейхера $F\equiv J_2-f(p)=0$, где f – неубывающая функция своего аргумента $p=-\dfrac{1}{3}I_1$, получаем [14]

$$2\mu\left[\mathbf{d}-\frac{1}{3}(\mathbf{d}:\mathbf{g})\mathbf{g}\right]=\mathbf{s}^{CR}+\lambda_1\mathbf{s}, \tag{2}$$

где $\lambda_1=\begin{cases}\dfrac{2\mu\mathbf{s}:\mathbf{e}-f'(p)\dfrac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t}}{2f(p)} & \text{при}\quad J_2=f(p),\quad 2\mu\mathbf{s}:\mathbf{e}>f'(p)\dfrac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t},\\ 0\quad\text{при}\quad J_2<f(p) & \text{или}\quad J_2=f(p),\quad 2\mu\mathbf{s}:\mathbf{e}\le f'(p)\dfrac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}t}.\end{cases}$

Для металлов в условиях динамических нагрузок можно принять $f=\dfrac{1}{3}\sigma_s^2$. Здесь σ_s – предел текучести при простом растяжении в условии текучести Губера–Мизеса.

Отметим, что в работе рассматривается модель среды, не чувствительной к скорости деформации. Однако в соотношении между напряжениями и деформациями используются динамические характеристики материалов.

С точки зрения математического моделирования проблема разрушения имеет два аспекта. Первый связан с разработкой модели и критерия разрушения, второй – с описанием механического поведения частично поврежденной или разрушенной среды [15–18].

Многочисленные экспериментальные исследования [19, 20] свидетельствуют о том, что разрушение не является критическим событием мгновенной потери сплошности вещества при достижении определенной величиной предельного значения. Необходимо время, за которое параметры напряженного и деформированного состояния, достигшие некоторого критического уровня, воздействуя на структуру материала, накапливают в ней повреждения, в результате чего материал постепенно разрыхляется, его несущая способность падает и наступает полное разрушение [21, 22].

Механизм отрывного разрушения пластичных материалов определяется последовательно развивающимися процессами зарождения, роста и слияния микропор или микротрещин [17, 18, 20, 23, 24] в объемах, находящихся под действием растягивающих напряжений.

Неоднородная пористая среда рассматривается как двухкомпонентный композиционный материал, состоящий из твердой фазы – матрицы и включений – пор. Относительно геометрических характеристик пор предполагается, что их форма близка к сферической, а функция распределения по размерам такова, что они описываются некоторым общим для всего ансамбля пор характерным размером.

Считается, что материал матрицы однороден и изотропен, а поры распределены в нем равномерно по всем направлениям.

Таким образом, внутренняя структура пористого материала определяется относительным объемным содержанием пор и их характерным размером.

Удельный объем пористой среды v представляется в виде суммы удельного объема пор v_p и удельного объема матрицы v_m: $v = v_p + v_m$. Пористость материала характеризуется объемом пустот в единице объема $\xi = v_p / v$ либо параметром $\alpha = v/v_m$, которые связаны очевидными зависимостями $\alpha = \frac{1}{1-\xi}$, $\xi = 1 - \frac{1}{\alpha}$.

При описании механического поведения микронеоднородной пористой среды будем моделировать ее некоторой эквивалентной, макроскопически однородной средой. В этом случае необходимо определить уравнение состояния эквивалентной однородной среды и ее эффективные упругие и прочностные характеристики, учитывающие свойства матричного материала, геометрические параметры пор и их взаимодействие между собой.

Эффективные значения физических характеристик входят в определяющие соотношения (2) и связывают осредненные по материалу поля, образованные полевыми тензорами пористой среды. При вычислении эффективного модуля сдвига и предела текучести используются известные точные и приближенные решения для ряда частных моделей композиционных материалов со сферическими включениями [25, 26], а также различные эмпирические зависимости [27]. Например, согласно [28],

$$\mu(\alpha) = \frac{\mu_m}{\alpha}\left(1 - \frac{6c_0^2\rho_0 + 12\mu_m}{9c_0^2\rho_0 + 8\mu_m}\cdot\frac{\alpha - 1}{\alpha}\right), \; \sigma_s(\alpha) = \frac{\sigma_{sm}}{\alpha}, \tag{3}$$

где $\mu_m, \sigma_{sm}, \rho_0$ – соответственно модуль сдвига, предел текучести, начальная плотность материала матрицы; c_0 – объемная скорость звука в невозмущенном материале матрицы.

Термодинамическое уравнение состояния пористого материала зависит от α. Если известно уравнение состояния матричного материала, то уравнение состояния пористой среды получается на основе p-α модели [29]. Суть данной модели состоит в том, что если пренебречь поверхностной энергией пор и давлением содержащегося в них газа, то уравнение состояния пористого материала имеет тот же вид, что и для материала матрицы, а давление в пористом материале p и давление в материале матрицы p_m связаны соотношением $p = p_m/\alpha$.

Таким образом, если уравнением состояния матричного материала является $p_m = p_m(\rho_m, \varepsilon)$, то уравнение состояния этого материала, содержащего поры, будет иметь вид

$$p = \frac{p_m(\alpha\rho, \varepsilon)}{\alpha}, \tag{4}$$

где $\rho = \rho_m / \alpha$ – плотность пористого материала, ρ_m – плотность материала матрицы.

Для расчетов ударно-волновых явлений без фазовых переходов используется уравнение состояния в калорическом виде [30]: $p_m = p_m(\rho_m, \varepsilon)$. Конкретный вид этого уравнения для твердых тел может быть задан в различной форме.

При построении полуэмпирических уравнений состояния традиционным является разделение давления и внутренней энергии на холодные p_x, ε_x и тепловые составляющие [15, 16, 31]. Если температура не слишком высока и электронным возбуждением можно пренебречь, то уравнение состояния записывается в форме Ми-Грюнайзена:

$$p_m(\rho_m, \varepsilon) = p_x(\rho_m) + \gamma(\rho_m)\rho_m[\varepsilon - \varepsilon_x(\rho_m)].$$

Задача при этом сводится к определению кривой холодного сжатия $p_x(\rho_m) = \rho_m^2 \frac{\mathrm{d}\varepsilon_x}{\mathrm{d}\rho_m}$ и коэффициента Грюнайзена $\gamma(\rho_m)$.

При численном моделировании ударно-волновых явлений определенное распространение получило уравнение состояния [31]:

$$p_m(\rho_m, \varepsilon) = a^2(\rho_m - \rho_0) + n\rho_m\varepsilon. \tag{5}$$

По своему физическому смыслу величина a представляет собой объемную скорость звука c_0, n – термодинамический коэффициент Грюнайзена γ_0. Для увеличения точности расчетов параметры a, n в (5) определяются привязкой к экспериментальной ударной адиабате. Реперные точки выбирались в интервале массовой скорости 0…6 км/с.

В зависимостях (3), (4) появляется дополнительный структурный параметр α, поэтому для полного математического описания развития откольного разрушения необходимо ввести кинетическое уравнение, описывающее его эволюцию. При выводе этого уравнения привлекаются модельные построения [32], основанные на предположении, что поведение исходной среды с пористостью α_0 и характерным размером пор a_0 при динамическом нагружении аналогично поведению отдельной сферической частицы радиуса b_0 из матричного материала, в центре которой находится сферическая пора радиуса a_0. Причем внешний радиус полой сферической частицы b_0 выбирается таким образом, что отношение общего объема частицы с порой к объему матричного материала равно α_0.

Таким образом, модель роста сферических пор [33] основывается на предположении о существовании в материале сферических очагов разрушения и анализе динамики их роста. В качестве меры поврежденности используется скалярный параметр α, введенный ранее. Кинетика разрушения вязкопластической среды получена в виде

$$\frac{\mathrm{d}\alpha}{\mathrm{d}t} = 0 \text{ при } p \geq -\frac{a_s}{\alpha}\ln\frac{\alpha}{\alpha - 1},$$

$$\tau_1^2\sigma_{sm}Q_1\left(\alpha, \frac{\mathrm{d}\alpha}{\mathrm{d}t}, \frac{\mathrm{d}^2\alpha}{\mathrm{d}t^2}\right) = \alpha p + a_s\ln\frac{\alpha}{\alpha - 1} + \frac{2}{3}\cdot\frac{\eta}{\nu}\cdot\frac{\alpha^\nu - (\alpha - 1)^\nu}{(\alpha - 1)^\nu\alpha^\nu}\left|\frac{\mathrm{d}\alpha}{\mathrm{d}t}\right|^{\nu - 1}\frac{\mathrm{d}\alpha}{\mathrm{d}t} \text{ при } p < -\frac{a_s}{\alpha}\ln\frac{\alpha}{\alpha - 1},$$

где

$$Q_1\left(\alpha, \frac{d\alpha}{dt}, \frac{d^2\alpha}{dt^2}\right) = -\frac{d^2\alpha}{dt^2}\left[(\alpha-1)^{-1/3} - \alpha^{-1/3}\right] + \frac{1}{6}\left(\frac{d\alpha}{dt}\right)^2\left[(\alpha-1)^{-4/3} - \alpha^{-4/3}\right],\ \tau_1^2 = \frac{\rho_0 a_0^2}{3\sigma_{sm}(\alpha_0-1)^{2/3}};$$

a_s, η, ν – константы материала, подбираемые сопоставлением результатов численного моделирования с экспериментальными профилями скорости свободной поверхности. Моментом завершения локального макроскопического разрушения твердого тела при таком подходе является достижение пористостью критического значения α_*.

Рассмотренные выше уравнения описывают эволюцию параметра α в диапазоне $1 < \alpha_{00} \le \alpha \le \alpha_*$, где α_{00} – остаточная пористость.

Поврежденная или разрушенная среда математически моделируется эквивалентной однородной сплошной средой.

Процесс разрушения сопровождается изменением структуры материала. Обратное влияние микроструктурных изменений на макроскопическое напряженно-деформированное состояние отражено в уравнении состояния (4) и эффективных характеристиках поврежденной среды (3), зависящих от величины накопленной поврежденности.

При растяжении разрушенный материал описывается как порошок, движение которого происходит в соответствии с уравнениями для среды, лишенной напряжений. Относительное содержание пустот при этом находится из уравнения состояния пористого вещества с нулевым давлением в частицах.

Аналогично ведет себя разрушенный материал и при сжатии, если величина пористости в нем превышает критическое значение α_*.

В качестве критерия сдвигового разрушения пластичных материалов используется критерий, основанный на предельной величине удельной работы пластических деформаций A_*^p. Приращения этой работы в единице объема в терминах некорректированных напряжений (в расчетах применяется процедура приведения напряжений к поверхности текучести [34]) вычисляются по формуле $dA^p = \frac{\sigma_s}{3\mu}(s_i - \sigma_s)$ [35], где $s_i = \sqrt{\frac{3}{2}\mathbf{s}:\mathbf{s}}$ – интенсивность напряжений. Считается, что при $A^p = A_*^p$ элемент материала полностью разрушается.

Разрушение воды происходит при отрицательных давлениях. При динамических нагрузках она выдерживает давления порядка $p = -1.5\cdot10^8$ Па. Для расчета разрушения воды также используется концепция пористости. Пористость в воде характеризуется наличием растворенных в ней пузырьков воздуха. Предполагается, что давление в пузырьках равно нулю. При возникновении отрицательных давлений в воде поры расширяются. Предполагается также, что изменение пористости в воде происходит без усилий, при этом критическое значение пористости $\alpha_* = \alpha_{00}$. Если величина пористости в воде превышает критическое значение α_*, она разрушается.

Полная математическая постановка задачи, кроме выписанных выше уравнений, должна включать начальные и граничные условия.

Начальные условия соответствуют тому факту, что при $t = 0$ j-й материал многообластной среды находится в однородном ненапряженном и недеформированном состоянии:

$$\mathbf{s} = \mathbf{0},\ p = 0, \varepsilon = 0, \mathbf{u} = \mathbf{u}_{0j}, \rho = \rho_{0j}, \alpha = \alpha_{0j}, \frac{d\alpha}{dt} = 0, A^p = 0, \Sigma = \Sigma_{0j}.$$

Внешние границы взаимодействующих тел свободны от напряжений: $\sigma_n = \mathbf{n}\cdot\sigma = \mathbf{0}$.

На контактных границах ($\sigma_n \cdot \mathbf{n} < 0$) реализуются условия скольжения без трения:

$$[\sigma_n] = \mathbf{0}, [\sigma_n \cdot \mathbf{u}] = 0, \sigma_n \cdot \tau = 0, \tag{6}$$

где τ – единичный вектор касательной к площадке. Условия (6) допускают возможность существования разрыва касательной составляющей скорости при переходе через контактную поверхность.

Для численного решения задачи используется методика расчета [36], позволяющая исследовать двухмерные течения сжимаемой (упругопластической и гидродинамической) среды в областях с подвижными свободными и контактными границами. Для описания нерегулярных подвижных границ на фиксированной прямоугольной сетке используются частицы-маркеры, а также предложенный в [36] алгоритм локальной перестройки ячеек, основанный на введении граничных ячеек переменного объема, геометрические параметры которых присутствуют в разностных формулах. Конечно-разностная схема получена при помощи метода контрольного объема.

Результаты расчетов. Рассматривается проникание в воду металлического ударника, представляющего собой усеченный конус высотой 85 мм с диаметром вершины (кавитатора) 1.2 мм и диаметром основания 7.1 мм. Для метания в стволе калибром 30 мм он помещается в ведущее устройство и снабжается поддоном. Предполагается, что на участке внешней траектории, от дульного среза до поверхности воды, поддон и ведущее устройство отделяются от ударника. Эксперименты проведены на баллистической установке. Рис.1 демонстрирует деформацию и разрушение головной части стального конического элемента при входе в воду со скоростью 2.2 км/с.

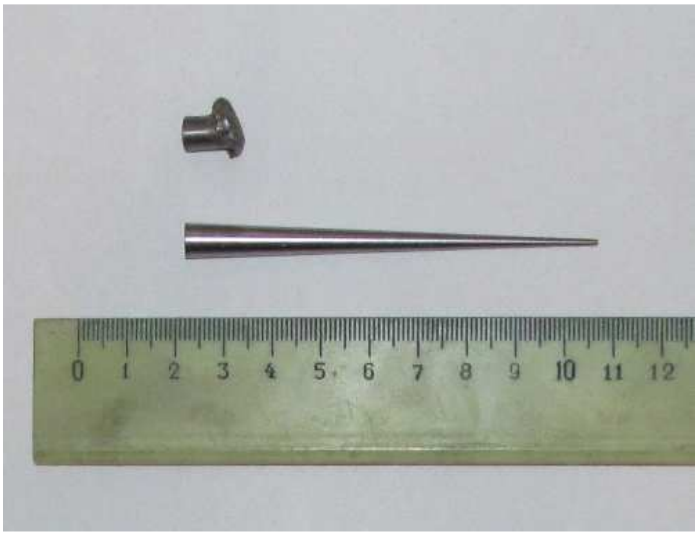


Рис.1. Вид конического элемента до и после (вверху) проникания в воду со скоростью 2.2 км/с.

Ниже представлены результаты численного исследования проникания конических элементов из стали и сплава ВНЖ-90 в полупространство воды – диапазон начальных скоростей u_0 = 1.0…2.5 км/с.

Параметры уравнения состояния (5) и прочностные характеристики исследуемых материалов даны в таблице.

Материал	ρ_0, г/см^3	a, км/с	n	μ_m	σ_{sm}	a_s	α_{00}	α_*
				ГПа				
Вода	1.0	2.02	1.70	–	–	–	1.00001	1.00001
Алюминий	2.71	5.57	1.92	27.7	0.17	0.27	1.0002	1.43
Сталь	7.85	4.91	2.07	79.0	0.64	0.43	1.0006	1.43
ВНЖ	17.11	3.986	1.759	126.0	1.0	0.24	1.0008	1.11

На рис.2, 3 приведены результаты расчетов проникания стального конического элемента в воду со скоростями 1.0, 1.5, 2.5 км/с (p_{max} – максимальное давление, u_x – осевая составляющая скорости центра масс конического элемента в указанный момент времени; оси ординат и абсцисс в сантиметрах).

При входе в воду со скоростью 1.0 км/с (рис.2, *а*) на контактной границе реализуется давление 2.8 ГПа, которое более чем в 4 раза превышает предел текучести стали (0.64 ГПа), что приводит к пластической деформации ударника и изменению его формы. При u_0 = 1.5 км/с (рис.2, *б*) в результате пластической деформации диаметр кавитатора увеличивается почти в 4 раза, что сопровождается увеличением силы сопротивления. При ударе со скоростью 2.5 км/с (рис.2, *в*) выполняются критерии разрушения стали (черная область), вследствие чего движущееся тело разрушается в головной части.

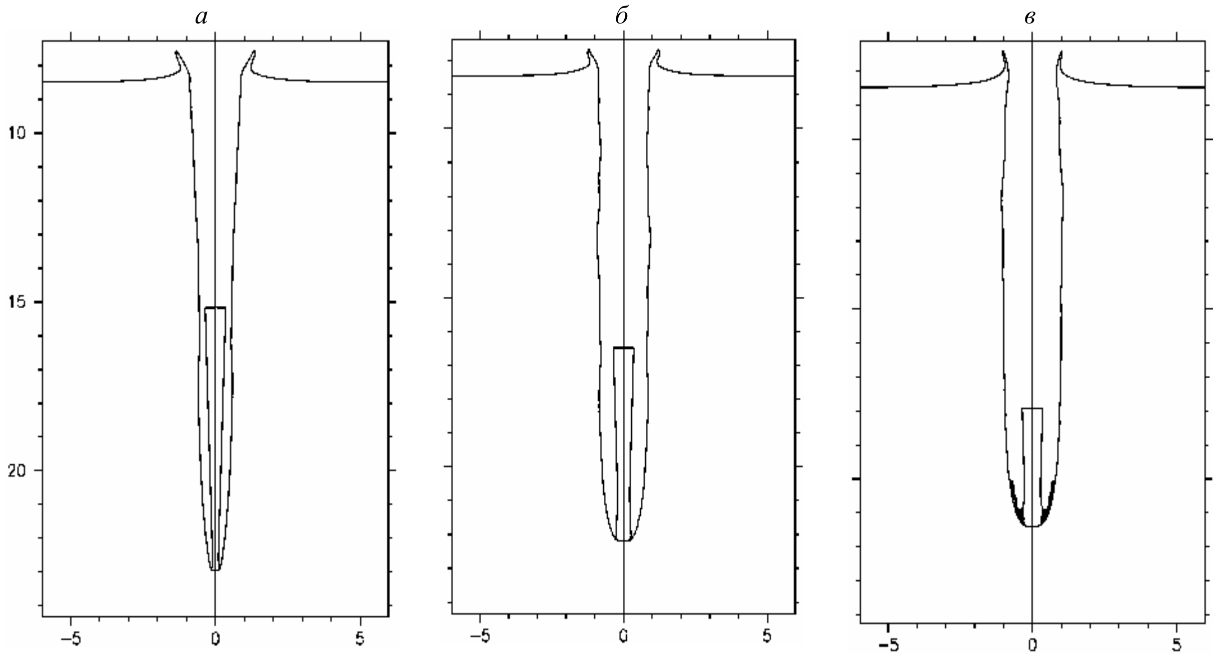


Рис.2. Проникание стального конического элемента в воду.
а – u_0 = 1.0 км/с, t = 153 мкс, p_{max} = 0.8 ГПа, u_x = 0.96 км/с; *б* – u_0 = 1.5 км/с, t = 111 мкс, p_{max} = 1.9 ГПа, u_x = 1.42 км/с; *в* – u_0 = 2.5 км/с, t = 72 мкс, p_{max} = 2.1 ГПа, u_x = 2.21 км/с.

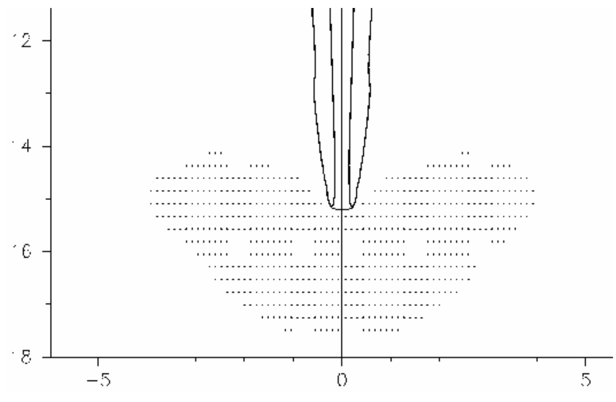


Рис.3. Ударная волна, созданная коническим элементом. u_0 = 1.5 км/с, t = 54 мкс.

На рис.3 точками отмечена зона с давлением 0…0.5 ГПа, характеризующая положение сформировавшейся в воде ударной волны при проникании конического элемента с начальной скоростью u_0 = 1.5 км/с.

Ниже приведена хронограмма проникания конического элемента из сплава ВНЖ-90 при u_0 =2.5 км/с в моменты времени 15, 30 и 67 мкс (рис.4). Максимальное давление p_{max}, реализующееся в области контакта, на протяжении всего процесса проникания держится около 4 ГПа. В момент времени 67 мкс глубина проникания ударника составляет 13.5 см, а скорость центра масс u_x упала до 2.43 км/с. Ударник срабатывается с разрушением до длины 5.5 см.

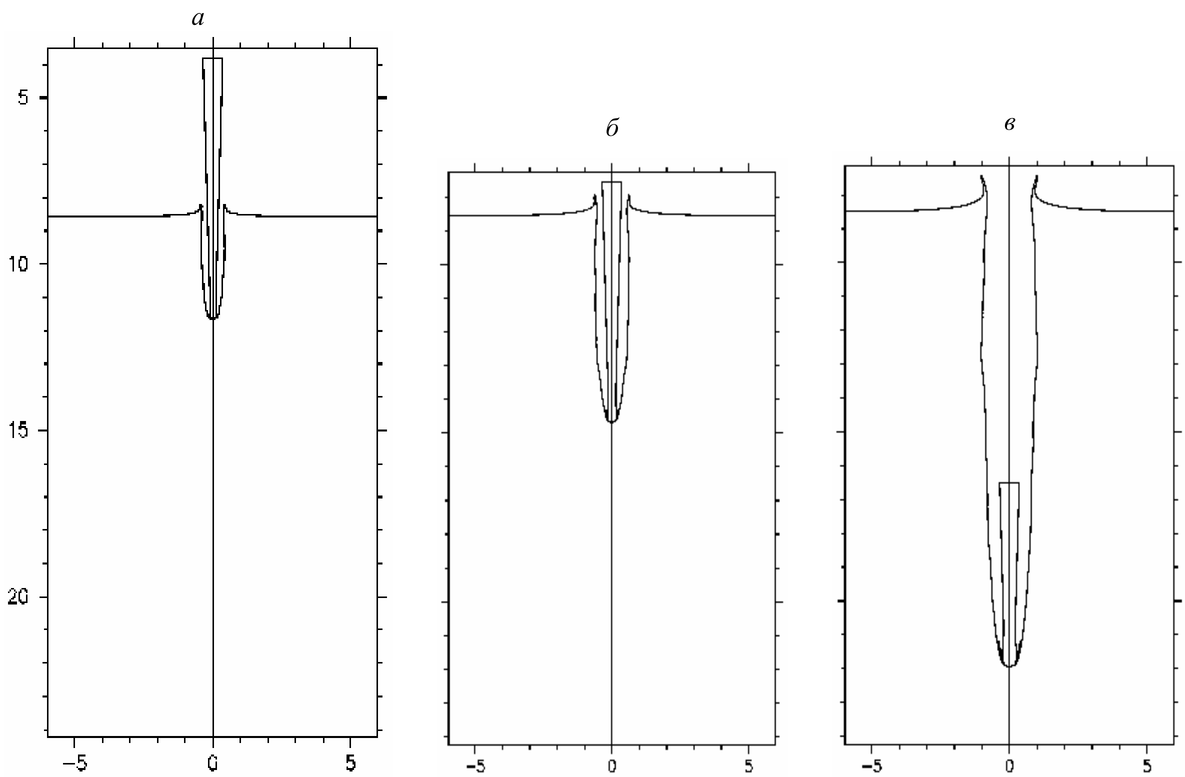
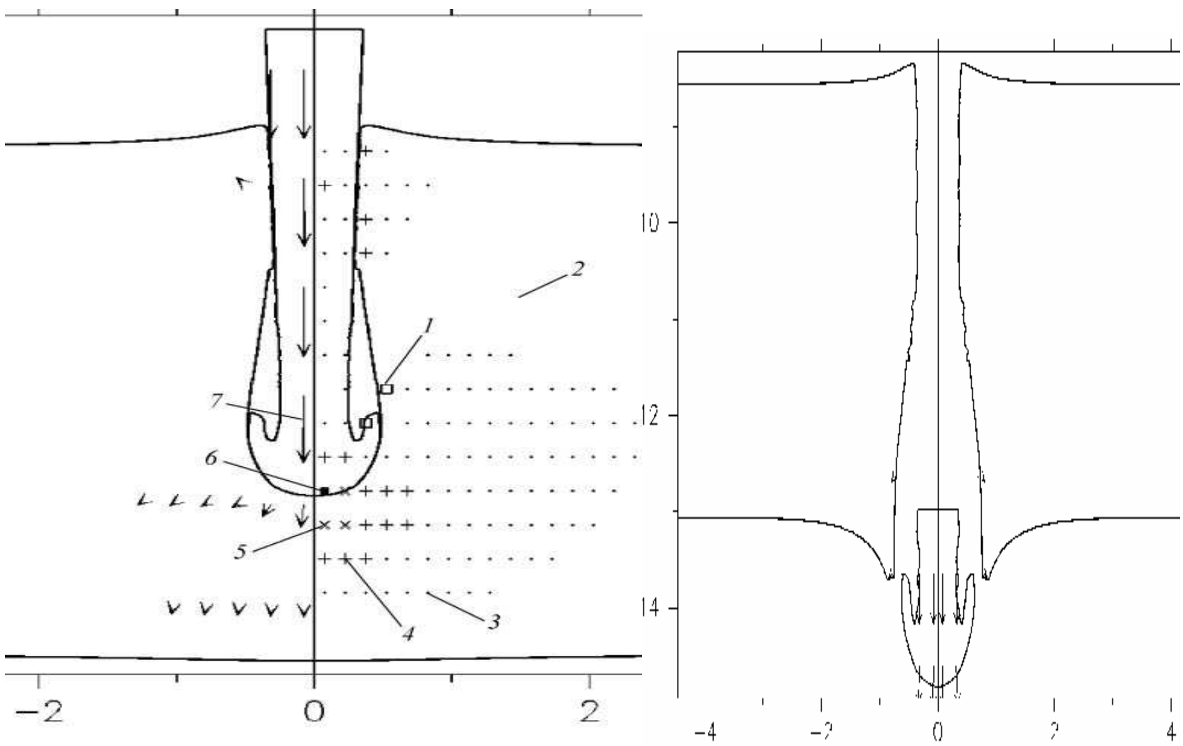


Рис.4. Хронограмма проникания модели из ВНЖ-90 в воду при u_0 = 2.5 км/с.
а – t = 15 мкс, p_{max} = 3.5 ГПа, u_x = 2.49 км/с; *б* – t = 30 мкс, p_{max} = 4.7 ГПа, u_x = 2.48 км/с;
в – t = 67 мкс, p_{max} = 3.5 ГПа, u_x = 2.43 км/с.

Таким образом, показано, что самое начало входа рассматриваемой инерционной модели в воду (≈ 1.6 длины модели) в диапазоне скоростей 1.0…2.5 км/с сопровождается пластической деформацией ее головной части, а при скорости u_0 = 2.5 км/с – и частичным разрушением. В воде формируется ударная волна, распространяющаяся вместе с ударником, при этом образуется развитая каверна (суперкаверна), что исключает контакт боковой поверхности движущегося тела с водой. Вследствие этого на тело действует только сопротивление на его головной части и реализуется так называемый суперкавитационный режим движения. Пластическая деформация и разрушение головной части ударника сопровождаются увеличением диаметра кавитатора, что приводит к повышению сопротивления движению. Падение скорости стального ударника при проникании составляет 4, 5, 11 % при скоростях удара 1.0, 1.5, 2.5 км/с на глубине 23, 22.2, 21.5 см соответственно (рис.2). Скорость ударника из ВНЖ-90 при проникании на 22 см с начальной скоростью 2.5 км/с уменьшается на 3 % (рис.4). Эти значения скорости на 3...5 % больше, чем при ее расчете по известной модели суперкавитационного движения с постоянным коэффициентом кавитационного сопротивления ($C_x = C_{x0}$ = 0.82 [37]).

Ниже для тестирования используемой методики расчета и иллюстрации возможности описания входа ударника в воду, его деформации и разрушения при этом, а также взаимодействия с подводной преградой с единых позиций рассматривается численное решение задачи об ударе со скоростью 2.5 км/с стального конического элемента по стальной бронеплите толщиной h = 45 мм (рис.5) в сравнении с экспериментом (рис.6). В результате удара в бронеплите образовалось сквозное отверстие с диаметром на лицевой поверхности 9 мм, на тыльной – 11 мм. На рис.5 представлена картина пробивания в два момента времени.



t = 30 мкс, u_{max} = 2.46 км/с t = 54.06 мкс, u_{max} = 2.11 км/с

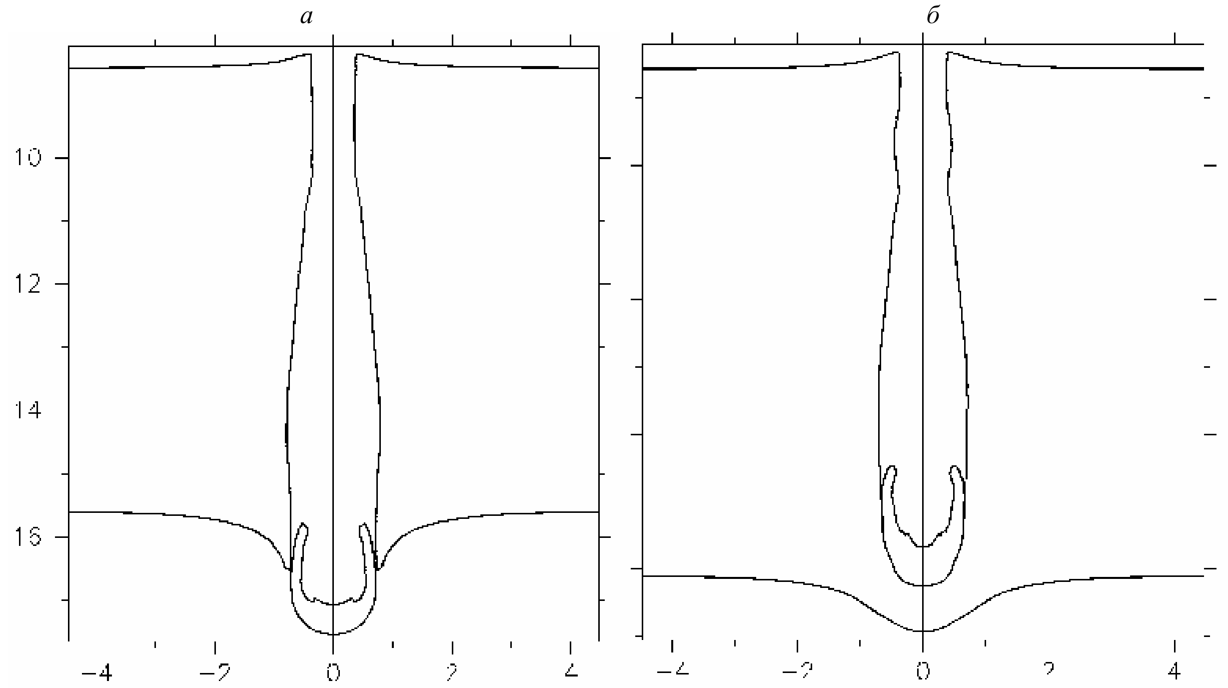
Рис.5. Пробитие стальной плиты толщиной 45 мм
при ударе стального конического элемента со скоростью 2.5 км/с.
Диапазоны изменения давления, ГПа: *1* – -2.6…–0.6, *2* – -0.6…0.3, *3* – 0.3…1.7, *4* – 1.7…3.4, *5* – 3.4…5.0,
6 – 5.0…6.7, *7* – поле вектора массовой скорости (u_{max} – модуль самого длинного вектора).

Численный анализ показал, что стальной конический элемент со скоростью 2.5 км/с пробивает стальную плиту толщиной h = 70 мм (рис.7, *а*) и не пробивает стальную плиту толщиной h = 75 мм (рис.7, *б*).

Рис.6. Вид лицевой поверхности бронеплиты
после пробития.

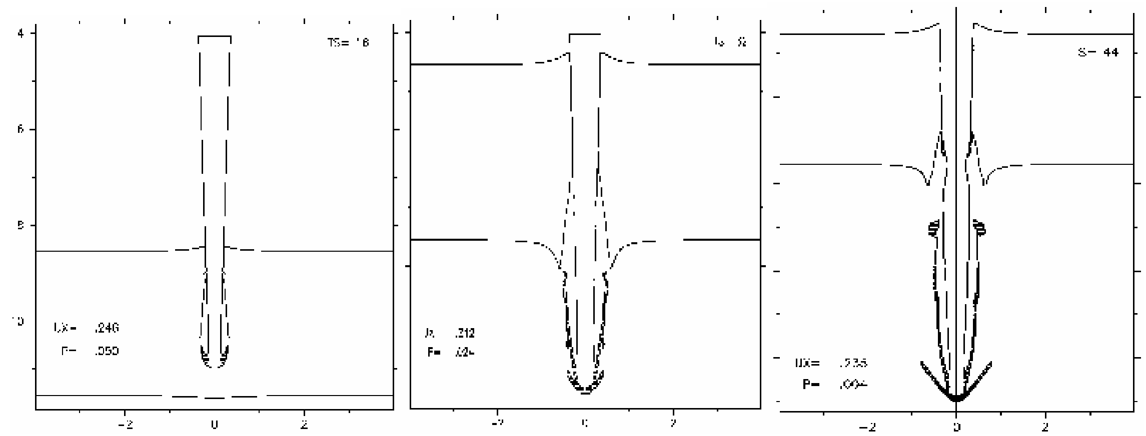
Математическое моделирование пробивания стальным ударником алюминиевой преграды толщиной 30 мм проведено при скорости удара 2.5 км/с. На рис.8 дана хронограмма пробивания в моменты времени 16, 32 и 44 мкс.

При данной скорости удара пробивается преграда с выбиванием «пробки» (часть преграды впереди ударника). На рисунке отчетливо видно, что конический элемент претерпел значительную деформацию и частичное разрушение в процессе проникания. Остаточная длина ударника составляет 58 мм, его запреградная скорость u_x = 2.38 км/с. Диаметр образовавшегося отверстия с лицевой стороны 8 мм, с тыльной – 14 мм. Материал выбитой части преграды полностью разрушен.



t = 120 мкс, h = 70 мм t = 111 мкс, h = 75 мм

Рис.7. Удар стального ударника по стальным плитам толщиной 70 мм (*а*)
и 75 мм (*б*) со скоростью 2.5 км/с.



t = 16 мкс, p_{max} = 5.0 ГПа, u_x = 2.46 км/с
t = 32 мкс, p_{max} = 2.4 ГПа, u_x = 2.42 км/с
t = 44 мкс, p_{max} = 0.4 ГПа, u_x = 2.38 км/с

Рис.8. Хронограмма пробивания алюминиевой пластины стальным ударником.

Расчетно-экспериментальные исследования высокоскоростного взаимодействия металлического тела с водой показали, что удар при скоростях проникания в диапазоне 1…2.5 км/с приводит к следующим последствиям:

– при входе тела в воду возникает суперкавитация, в рассматриваемые промежутки времени схлопывания каверны не происходит;

– ударник претерпевает большие динамические нагрузки, что приводит к изменению его формы и даже разрушению;

– в результате увеличения поверхности кавитатора возрастает сила сопротивления и как следствие падение скорости тела в воде.

Очевидно, для уменьшения данных отрицательных последствий высокоскоростного удара тела при входе в воду необходимо решать вопрос прочности ударника, т.е. использовать для его изготовления композиционные материалы с повышенными физико-механическими характеристиками.

Таким образом, предложенные в данной работе математическая модель и численная методика расчета движения и деформации ударника при входе в воду, позволяющие анализировать результаты и прогнозировать последствия взаимодействия ударников с преградами, защищенными слоем воды, показали хорошее качественное и количественное согласование с экспериментальными данными авторов.

Литература

1. *Афанасьева С.А., Чернышев С.А., Югов Н.Т.* Численный анализ наклонного проникания упругопластического тела со звездообразным поперечным сечением // ДАН СССР. 1991. Т.316, № 3. С.534–538.
2. *Афанасьева С.А., Трушков В.Г.* Численное моделирование метеоритного удара по горной породе и воде // Изв. РАН. МТТ. 1997. № 4. С.77–85.
3. *Седов Л.И.* Механика сплошной среды. Т.1. М.: Наука, 1973. 536 с.
4. *Белов Н.Н., Демидов В.Н., Хабибуллин М.В.* и др. Компьютерное моделирование динамики высокоскоростного удара и сопутствующих физических явлений // Изв. вузов. Физика. 1992. № 8. С.5–48.
5. *Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П.* и др. Физика взрыва. М.: Наука, 1975. 704 с.
6. *Ивлев Д.Д.* Теория идеальной пластичности. М.: Наука, 1966. 232 с.
7. *Новацкий В.К.* Волновые задачи теории пластичности. М.: Мир, 1978. 312 с.
8. *Поздеев А.А., Трусов П.В., Няшин Ю.И.* Большие упругопластические деформации: теория, алгоритмы, приложения. М.: Наука, 1986. 232 с.
9. *Коларов Д., Балтов А., Бончева Н.* Механика пластических сред. М.: Мир, 1979. 304 с.
10. *Майборода В.П., Кравчук А.С., Холин Н.Н.* Скоростное деформирование конструкционных материалов. М.: Машиностроение, 1986. 264 с.
11. *Ильюшин А.А.* Пластичность. М.: Изд-во АН СССР, 1963. 272 с.
12. *Седов Л.И.* Механика сплошной среды. Т.2. М.: Наука, 1973. 584 с.
13. *Грин А., Адкинс Дж.* Большие упругие деформации и нелинейная механика сплошной среды. М.: Мир, 1965. 455 с.
14. *Григорян С.С.* Об основных представлениях динамики грунтов // ПММ. 1960. Т.24. Вып.6. С.1057–1072.
15. *Бушман А.Б., Канель Г.И., Ни А.Л., Фортов В.Е.* Теплофизика и динамика интенсивных импульсных воздействий. Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1988. 200 с.
16. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е.* Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996. 408 с.
17. *Ахмадеев Н.Х.* Динамическое разрушение твердых тел в волнах напряжений. Уфа: БФАН СССР, 1988. 168 с.
18. *Глушак Б.Л., Новиков С.А., Рузанов А.И., Садырин А.И.* Разрушение деформируемых сред при импульсных нагрузках. Н.Новгород: Изд-во ННГУ, 1992. 193 с.
19. Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов / Под ред. М.А.Мейерса, Л.Е.Мурр. М.: Металлургия, 1984. 512 с.
20. *Курран Д.Р.* Динамическое разрушение. Динамика удара. М.: Мир, 1985. С.257–293.
21. *Никифоровский В.С., Шемякин Е.И.* Динамическое разрушение твердых тел. Новосибирск: Наука, 1979. 272 с.
22. *Качанов Л.М.* Основы механики разрушений. М.: Наука, 1974. 312 с.
23. *Курран Д.Р., Симэн Л., Шоки Д.А.* Микроструктура и динамика разрушения. Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов. М.: Металлургия, 1984. С.387–412.
24. *Екобери Т.* Физика и механика разрушения и прочности твердых тел. М.: Металлургия, 1971. 264 с.
25. *Кристенсен Р.* Введение в механику композитов. М.: Мир, 1982. 334 с.
26. *Шермегор Т.Д.* Теория упругости микронеоднородных сред. М.: Наука, 1977. 400 с.
27. Черемской П.Г., Слезов В.В., Бетехтин В.И. Поры в твердом теле. М.: Энергоатомиздат, 1990. 376 с.
28. *Johnson J.N.* Dynamic fracture and spallation in ductile solids // J. Appl. Phys. 1981. V.52, N 4. P.2812–2825.
29. *Herrmann W.* Constitutive equation for the dynamic compaction of ductile porous materials // J. Appl. Phys. 1969. V.40, N 6.P.2490–2499.
30. *Глушак Б.Л., Куропатенко В.Ф., Новиков С.А.* Исследование прочности материалов при динамических нагрузках. Новосибирск: Наука, 1992. 295 с.

31. *Жуков А.В*. Константы и свойства уравнений состояния с линейной p-ρ-ϵ связью // Механика деформируемого твердого тела: сб. статей. Томск, 1990. С.43–46.
32. *Carroll M.M., Holt A.C.* Static and dynamic pore-collapse relations for ductile porous materials // J. Appl. Phys. 1972. V.43, N 4. P.1626–1635.
33. *Белов Н.Н., Корнеев А.И., Николаев А.П.* Численный анализ разрушения в плитах при действии импульсных нагрузок // ПМТФ. 1985. № 3. С.132–136.
34. *Уилкинс М.Л.* Расчет упругопластических течений // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С.212–263.
35. *Майнчен Д., Сак С.* Метод расчета «Тензор» // Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967. С.185–211.
36. *Хабибуллин М.В*. Численное моделирование взаимодействия высокоскоростного ударника с системой пространственно разнесенных мишеней // ВАНТ. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 1997. Вып.3. С.18–24.
37. *Савченко Ю.Н., Зверховский А.Н.* Методика проведения экспериментов по высокоскоростному движению инерционных моделей в воде в режиме суперкавитации // Прикл. гидромех. 2009. Т.11, № 4. С.69–75.

Статья поступила в редакцию 17.05.2012 г.

УДК 681.883.024

© *Г.С.Малышкин, Н.Г.Воронина, А.С.Смирнов, В.Н.Тимофеев,* 2012
ОАО «Концерн «ЦНИИ «Электроприбор», Санкт-Петербург
vigena@yandex.ru

К ВОПРОСУ ОБ ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ КОРАБЕЛЬНЫХ БОРТОВЫХ ПРОТЯЖЕННЫХ АНТЕНН ПРИ НЕРАВНОМЕРНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ УРОВНЯ ПОМЕХИ

Приводится способ оптимизации весовых коэффициентов бортовой протяженной многоэлементной антенны с учетом совокупности требований к ее характеристикам при неравномерном распределении уровня помех по элементам антенны.

Ключевые слова: гидроакустика, линейная протяженная антенная решетка, бортовая антенна, неравномерные помехи, компромиссная оптимизация по совокупности параметров.

В настоящее время широкое распространение получили гидроакустические станции с бортовыми протяженными антеннами. При создании приемных трактов бортовых протяженных антенн одной из основных особенностей является наличие неравномерных корабельных помех, обусловленных приближением части антенны к энергонесущим механизмам и зоне повышенной турбулентности набегающего потока. В связи с этим тенденция распределения помех вдоль антенны заключается в появлении неравномерной компоненты и увеличении уровня помех по мере удаления антенны от носовой оконечности корабля. Между тем для решения функциональных задач общие требования к антенне предполагают:

– обеспечение помехоустойчивости антенны в полях помех носителя и помех внешнего поля;

– минимизация уровня приемных характеристик направленности (ХН) в области бокового поля вне основного лепестка ХН;

– обеспечение максимальной разрешающей способности, что достигается сужением раствора основного лепестка ХН.

Применительно к антеннам, функционирующим в условиях однородных помех, разработаны методы формирования весовых коэффициентов, обеспечивающих совместное выполнение аналогичных требований [1–3]. Как правило, эти требования обеспечиваются распределениями весовых коэффициентов, спадающими к краям антенны, симметричными относительно ее середины и обеспечивающими контроль уровня бокового поля и раствор основного лепестка ХН.

В условиях неравномерных помех включение в состав приемной антенны участков с повышенным уровнем помех приводит к снижению отношения сигнал/неравномерная помеха на выходе антенны. Отключение этих участков означает сокращение размера антенны, что приводит к расширению основного лепестка ХН и увеличению уровня бокового поля, т.е. ухудшению основных функциональных характеристик антенны.

В связи с этим необходимо найти целесообразные пути использования участков антенны, подверженных повышенному уровню помех. Рассматриваемые требования к антенне носят противоречивый характер, т.е. улучшение одного параметра приводит к ухудшению другого и наоборот. Действительно, требование сужения основного лепестка ХН противоречит требованию снижения бокового поля антенны, а оптимизация антенны в поле нарастающих к ее краю помех приводит к асимметричным распределениям, которые противоречат требованиям как снижения бокового поля антенны, так и обеспечения высокой разрешающей способности.

В дальнейшем предполагается, что при размещении антенны на носителе суммарные амплитудно-фазовые ошибки формирования поля на элементах антенны $\Delta = \sqrt{\Delta a^2 + \Delta\varphi^2}$ имеют величину не более 10 % ($\Delta \le 0.1$), где Δa – СКО ошибки по амплитуде, а $\Delta\varphi$ – по фазе (в радианах).

Теоретические основы метода. В качестве основы метода компромиссного удовлетворения противоречивых требований воспользуемся методом оптимизации весовых коэффициентов оптимального пространственного фильтра для приемника с многоэлементной антенной, вычисляющего отношение правдоподобия[1]

$$\mathbf{A}_{\text{опт с}} = \mathbf{Q}_{\text{П}}^{-1}\mathbf{V}_{\text{с}}, \tag{1}$$

где $\mathbf{A}_{\text{опт с}}$ – вектор-столбец размерности $L \times 1$ оптимальных весовых коэффициентов в L элементах антенны; $\mathbf{Q}_{\text{П}}^{-1}$ – нормированная обратная корреляционная матрица помех размерности $L \times L$; $\mathbf{V}_{\text{с}}$ – вектор-столбец (размерности $L \times 1$) направления, обеспечивающий ориентацию максимума оптимизируемой ХН в заданное направление наблюдения.

Соотношение (1) предполагает, что в конкретной ситуации воздействует помеха с корреляционной матрицей $\mathbf{Q}_{\text{П}}$ и максимум отношения сигнал/помеха достигается с использованием весовых коэффициентов (1).

Воспользуемся соотношением (1) и сформируем корреляционную матрицу помех, которая бы способствовала выполнению совокупности перечисленных требований

$$\mathbf{A}_{\Sigma} = \mathbf{Q}_{\Sigma}\mathbf{V}_{\text{с}}, \tag{2}$$

где $\mathbf{A}_{\Sigma}$ – весовые коэффициенты, обеспечивающие совместное компромиссное удовлетворение перечисленным требованиям; $\mathbf{Q}_{\Sigma}$ – нормированная корреляционная матрица помех, сформированная из суммы частных корреляционных матриц, каждая из которых обеспечивает одно из перечисленных требований:

$$\mathbf{Q}_{\Sigma} = \frac{\mathbf{Q}_{\text{Н}} + h_1\mathbf{Q}_{\text{Б}} + h_2\mathbf{Q}_{\text{ИЗ}}}{1 + h_1 + h_2}, \tag{3}$$

где $\mathbf{Q}_{\text{Н}}$ – матрица, учитывающая свойства неравномерного поля корабельных помех; $\mathbf{Q}_{\text{Б}}$ – нормированная матрица помех, поступающих из области бокового поля вне основного лепестка ХН антенны; $\mathbf{Q}_{\text{ИЗ}}$ – нормированная матрица изотропного поля помех дальнего поля (вариант плоско-изотропного поля для антенны с развитым вертикальным размером). Весовые коэффициенты h_1 и h_2 характеризуют относительную значимость рассматриваемых компонентов помех, подбор которых позволяет найти варианты распределений для совместного компромиссного удовлетворения подавления неравномерных корабельных помех, снижения бокового поля и повышения разрешающей способности. Обсудим элементы, входящие в правую часть соотношения (3).

Корреляционная матрица корабельных помех $\mathbf{Q}_{\text{Н}}$, нормированная по первому элементу антенны (где уровень неравномерных корабельных помех минимален), характеризуется двумя параметрами, один из которых определяет корреляцию между элементами антенны, а другой – характер нарастания помехи вдоль антенны. Заметим, что характер

---

[1] Аналогичным соотношением описываются весовые коэффициенты, максимизирующие отношение сигнал/помеха и минимизирующие искажения принимаемого сигнала [3, 4].

корреляционных связей неравномерных помех описывается сложными соотношениями, зависящими от характера возбуждающих колебаний корабельного оборудования, способа его размещения на объекте, вида колебаний, распространяющихся по корпусу корабля и в водной среде.

Адаптивная реализация подавления корабельных помех [5] требует развертывания сложных систем датчиков, фиксирующих возбуждающие колебания, определяющих корреляцию колебаний с помехами, воздействующими на приемные элементы и компенсирующими наведенные помехи с учетом разнообразия источников и режимов их работы. По степени сложности эта система соизмерима с защищаемой системой гидроакустического наблюдения, и вопрос о ее реальной эффективности остается

Меры по кардинальному снижению уровня возбуждающих вибраций и их передачи к приемным элементам бортовой протяженной антенны сопряжены со значительной затратой сил и средств, требуют резкого улучшения акустических и вибрационных параметров всего корабельного оборудования, поставляемого и эксплуатируемого на корабле, а также разработки и внедрения средств защиты акустических антенн на значительной части площади корабля.

При известном характере роста уровня помехи вдоль бортовой протяженной антенны корреляционные характеристики помех ближнего поля трудно прогнозируемы. Во-первых, эти характеристики нестабильны, поскольку зависят от режима работы корабельного оборудования и режима движения корабля. Во-вторых, интервалы пространственной корреляции неравномерной помехи невелики, поскольку они формируются локальными источниками возбуждения (ребра жесткости, локальные источники вибраций), достаточно быстро затухающими при распространении по корабельным конструкциям. В связи с этим выигрыши от адаптивного регулирования весовых коэффициентов могут оказаться невеликими. Кроме того, так как адаптивное регулирование весовых коэффициентов индивидуально для каждого направления наблюдения, то это потребует дополнительного расхода ограниченного вычислительного ресурса цифровой системы пространственной обработки.

Между тем при приемлемом качестве корабельного оборудования и средств защиты от помех возможна реализация бортовых антенн, где уровень помех вдали от носовой оконечности корабля не носит катастрофического характера (рост по сравнению с минимальным уровнем помех – полпорядка, максимум порядок) и использование таких участков антенны может оказаться целесообразным.

В связи с изложенным представляется целесообразным исследовать возможности оптимизации антенны на основе стационарных весовых коэффициентов, обеспечивающих одновременно:

- приемлемые характеристики помехоустойчивости в поле ближних помех и помех дальнего поля;
- снижение уровня бокового поля;
- высокую разрешающую способность ГАС по направлению.

Эти коэффициенты должны быть (по возможности) универсальными по частотным диапазонам и направлениям наблюдения.

Таким образом, при формировании корреляционной матрицы неравномерных помех следует учесть изменение уровня помехи вдоль антенны, но предположить их некоррелированный характер между элементами антенны.

Это предположение о характере неравномерных помех учитывает главный фактор – рост уровня помехи вдоль антенны и обеспечивает возможность снижения веса элементов с бóльшим уровнем помех, что, в свою очередь, снижает уровень этой компоненты на выходе антенны независимо от деталей корреляционных характеристик помехи. Во-вторых, использование некоррелированной модели помех позволит избежать осциллирующего неустойчивого характера весовых коэффициентов, возникающих (как правило) при учете детальных корреляционных связей помехи. Более того, наличие некоррелированных составляющих корреляционной матрицы $\mathbf{Q}_{\Sigma}$ в формуле (2) будет носить характер регуляризации процедуры вычисления весовых коэффициентов.

Применение модели неравномерных помех является важным шагом в формировании устойчивых, стабильных весовых коэффициентов, универсальных для различных направлений наблюдения и используемых частот.

При формировании корреляционной матрицы помех бокового поля воспользуемся моделью линейной антенны (в жестком экране) с размерами бортовой антенны на верхней частоте рассматриваемого диапазона $\frac{d_0}{\lambda} \le \frac{1}{2}$. В этом случае корреляционная матрица модельного интегрального бокового поля определяется соотношениями (согласно рис.1)

$$\mathbf{Q}_{\text{Б}} = \int_{-\Delta\alpha}^{-\frac{\pi}{2}} \text{H}(\alpha) e^{jkd_q \sin\alpha} d\alpha + \int_{\Delta\alpha}^{\frac{\pi}{2}} \text{H}(\alpha) e^{jkd_q \sin\alpha} d\alpha, \quad (4)$$

где $kd_q = \frac{2\pi}{c} f d_0 (q-1)$ – волновое расстояние от 1-го до q-го элемента; d_0 – межэлементное расстояние, м (c – скорость звука; f – частота, на которой производится оптимизация антенны); $2\Delta\alpha$ – полный раствор основного лепестка оптимизируемой антенны; $\text{H}(\alpha)$ – симметричная весовая функция, определяющая область подавления бокового поля (два варианта бокового поля на рис.1).

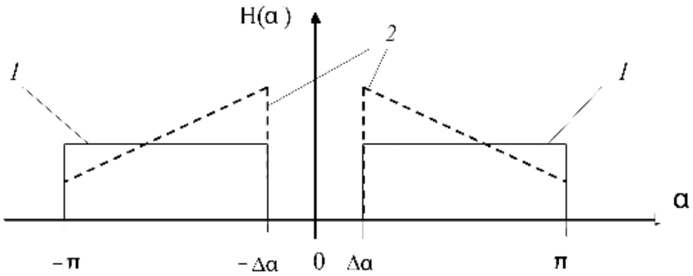


Рис.1. Варианты распределения модельного интегрального бокового поля:
1 – равномерное, *2* – для подавления ближних лепестков.

В результате вычисления интегралов (4) сформируется строка теплицевой корреляционной матрицы (которая нормируется по первому элементу), а квадратная матрица $\mathbf{Q}_{\text{Б}}$ сформируется в результате распространения элементов строки $\mathbf{Q}_{\text{Б}}$ на все соответствующие диагональные элементы квадратной матрицы.

Изотропное поле помех может быть учтено (для линейной антенны) с помощью корреляционной матрицы вида $\frac{\sin(kd_q)}{kd_q}$, где k – волновое число; d_q – расстояние от первого до q-го элемента.

Применительно к бортовой антенне, развитой в вертикальном направлении (вертикальные элементы объединены в гирлянду), для оптимизации антенны можно использовать модель плоско-изотропного поля, для чего в соотношении (4) следует положить $\Delta\alpha = 0$ и $\text{H}(\alpha) = 1$.

Теоретическая оценка помехоустойчивости антенны в поле некоррелированных неравномерных помех. Рассмотрим принципиальный вопрос о том, насколько ухудшается помехоустойчивость антенны с равномерными (или оптимальными) весовыми коэффициентами при появлении роста уровня некоррелированных помех к кормовым элементам антенны.

Используем модель некоррелированных помех, уровень которых растет по экспоненциальному закону

$$S(l) = e^{\Delta(l-1)} \tag{5}$$

так, что уровень помех на первом элементе антенны ($l=1$) равен единице, а на последнем элементе (с номером L) возрастает в B раз:

$$S(L) = e^{\Delta(L-1)} = B$$

и параметр Δ в соотношении (5) определяется соотношением

$$\Delta = \frac{\ln B}{L-1}. \tag{6}$$

В дальнейшем помехоустойчивость антенны с оптимальными и равномерными весовыми коэффициентами в поле неравномерных помех будем сравнивать с помехоустойчивостью антенны при некоррелированной однородной помехе (уровень помехи равен единице на всех элементах), где помехоустойчивость антенны равна числу элементов L.

Составим выражения для помехоустойчивости антенн с равномерными K, оптимальными весовыми коэффициентами G и получим приближенные соотношения для этих параметров:

$$K = \frac{\left(\mathbf{V}_{\text{с}}^{*\text{T}}\mathbf{V}_{\text{с}}\right)^2}{\mathbf{V}_{\text{с}}^{*\text{T}}\mathbf{Q}_{\Pi}\mathbf{V}_{\text{с}}} = \frac{L^2}{\sum\limits_{l=1}^{L} q_l} = \frac{L^2}{\sum\limits_{l=1}^{L} e^{\Delta(l-1)}} = \frac{L^2(1-e^{-\Delta})}{1-e^{\Delta L}} \approx \frac{L\ln B}{B-1}, \tag{7}$$

$$G = \mathbf{V}_{\text{с}}^{*\text{T}}\mathbf{Q}_{\Pi}^{-1}\mathbf{V}_{\text{с}} = \sum_{l=1}^{L}\frac{1}{q_l} = \sum_{l=1}^{L} e^{-\Delta(l-1)} = \frac{1-e^{-\Delta L}}{1-e^{-\Delta}} \approx \frac{(B-1)L}{B\ln B}. \tag{8}$$

В соотношениях (7) и (8) используются свойства геометрической прогрессии модели (5), в соотношении (7) знаменатель прогрессии больше единицы, а в (8) – меньше единицы.

Последние приближенные равенства получены с учетом некоторых упрощений, пренебрегающих краевыми эффектами с несущественной ошибкой при $L > 50$ и $B < 10$. Из соотношений (7) и (8) видно, что в рамках принятой модели коэффициенты K и G определяются числом элементов антенны L и относительным ростом помехи B.

Следует отметить, что относительное уменьшение помехоустойчивости по отношению к варианту однородной помехи равно

$$\frac{K}{L} = \frac{\ln B}{B-1}, \tag{9}$$

$$\frac{G}{L} = \frac{B-1}{B\ln B} \tag{10}$$

и зависит только от параметра B, т.е. относительного увеличения уровня помехи вдоль антенны.

Проведем количественную оценку потерь помехоустойчивости двух вариантов антенн с оптимальными и равномерными весовыми коэффициентами при различных значениях параметра B. Результаты расчетов, выполненные по формулам (9) и (10), обобщены в табл.1 и на рис.2.

Таблица 1

Относительные потери помехоустойчивости (*B*) для неравномерной помехи (в дБ)

	1.5	2	2,23	3	4	5	7	8	10
$10\lg\frac{1}{B}$	–1.76	–3	–3.48	–4.78	–6	–7	–8.5	–9	–10
$\frac{K}{L}$	0.81	0.693	0.652	0.547	0.462	0.402	0.324	0.257	0.256
$10\lg\frac{K}{L}$	–0.9	–1.6	–1.85	–2.60	–3.35	–3.96	–4.90	–5.27	–5.92
$\frac{G}{L}$	0.822	0.72	0.687	0.606	0.54	0.497	0.44	0.42	0.39
$10\lg\frac{G}{L}$	–0.85	–1.42	–1.62	–2.17	–2.7	–3.03	–3.57	–3.76	–4.1

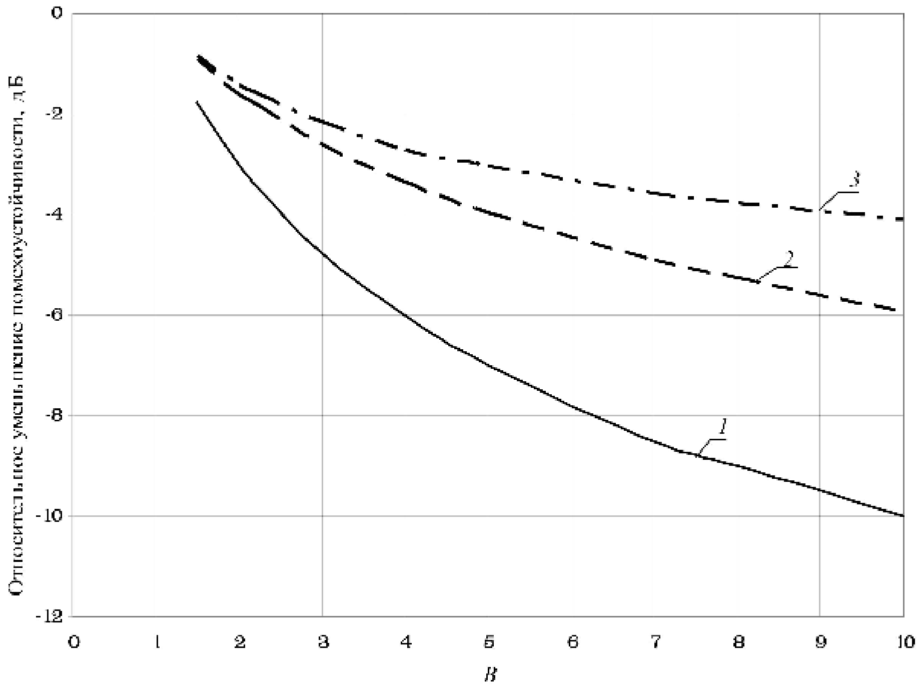


Рис.2. Увеличение уровня помех $10\lg\frac{1}{B}$ (кривая *1*) и рост потерь помехоустойчивости антенны с равномерными (кривая *2*) и оптимальными весовыми коэффициентами (кривая *3*).

Как видно из рис.2 и табл.1, увеличение неравномерной помехи на *B* дБ приводит к росту уровня помехи на (0.52–0.6)*B* (дБ) на выходе антенны с равномерными и (0.48–0.4)*B* (дБ) для антенны с оптимальными весовыми коэффициентами. Следует отметить, что различие между равномерными и оптимальными коэффициентами невелико и составляет ~1дБ при $10\lg B = 7$, ~2 при $10\lg B = 10$ дБ.

Основной результат оценок, полученных в табл.1 и на рис.2, заключается в том, что при росте помехи на *B* дБ на выходе антенны уровень помехи возрастает примерно на *B*/2 дБ даже при использовании оптимальных весовых коэффициентов.

Следовательно, единственно надежным способом снижения помех на выходе антенны является снижение помех на всем ее протяжении либо улучшением условий ее размещения на корабле, либо с помощью компенсации вибрационных составляющих.

Следует отметить, что увеличение размера антенны сопровождается ростом ее помехоустойчивости, несмотря на увеличенный уровень помех. Сравним два варианта антенны при общей величине Δ – относительном росте помехи при смещении на один элемент в формуле (6). Один вариант – антенна меньшего размера, число элементов $L/2$ и относительный рост помехи $B=\sqrt{5}$ (3.48 дБ), другой вариант – число элементов L и $B=5$ (7 дБ).

Используем данные табл.1. Тогда параметры $K=L\left(\frac{K}{L}\right)$ и $G=L\left(\frac{G}{L}\right)$ определятся величинами помехоустойчивости антенны с равномерными и оптимальными весовыми коэффициентами:

$$K_{0.5}=\frac{L}{2}\cdot 0.652=0.326L \text{ и } K_1=L\cdot 0.402=0.402L,$$

$$G_{0.5}=\frac{L}{2}\cdot 0.687=0.343L \text{ и } G_1=L\cdot 0.497=0.497L.$$

При этом в первом случае помехоустойчивость антенны за счет подключения L элементов увеличилась на $10\lg\frac{0.402L}{0.326L}=0.91$ дБ, во втором случае $10\lg\frac{0.497L}{0.343L}=1.61$ дБ и превышение помехоустойчивости оптимизированной протяженной антенны над неоптимизированной «укороченной» антенной равно $10\lg\frac{0.497L}{0.326L}=1.8$ дБ.

Это несколько ниже, чем вариант равномерной помехи, когда увеличение горизонтального размера антенны в 2 раза сопровождается ростом помехоустойчивости антенны тоже в 2 раза (на 3 дБ). Однако необходимо учесть что, кроме того, протяженная антенна может обеспечить улучшение других характеристик антенны: больший коэффициент концентрации в поле изотропных помех, большую разрешающую способность и сниженный уровень бокового поля.

Вернемся к задаче оптимизации антенны с целью компромиссного удовлетворения помехоустойчивости, разрешающей способности и сниженного бокового поля. Для этого приведем конкретный пример расчета антенны в поле неравномерных помех.

Исходные данные и определение весовых коэффициентов. Бортовая антенна содержит $L=240$ элементов, расположенных на расстоянии $d_0=0.5\lambda_в$, где $\lambda_в$ – длина волны на верхней частоте рабочего диапазона антенны.

Уровень помех ближнего поля представлен на рис.3, из которого видно, что на элементы антенны действует неравномерная помеха, уровень которой нарастает к корме от единицы до B. Диагональные элементы корреляционной матрицы помехи рассчитываются по формуле $Q_{Пq}=\frac{B-1}{L-1}(q-1)+1$.

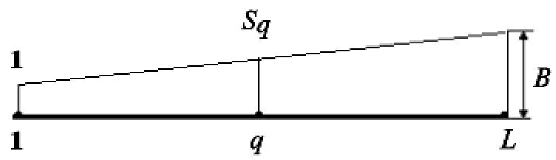


Рис.3. Уровень помех на датчиках решетки.

Весовые коэффициенты рассчитывались по формуле (2) с использованием суммарной корреляционной матрицы помех (3), в которой вес изотропной составляющей $h_2=0.5$, а вес интегральных помех из области вне основного лепестка h_1 взят со значениями 0, 5, 10, 20, 100.

Для сравнения различных вариантов весовых коэффициентов рассматривались такие субоптимальные (частично оптимизированные) весовые коэффициенты, где в отличие от оптимальных (2) используются матрица в степени –0.5

$$\mathbf{A}_{\text{сопт}} = \mathbf{Q}_{\Sigma}^{-0.5}\mathbf{V}_{\text{с}}, \tag{11}$$

случай с равномерными коэффициентами (модуль всех весовых коэффициентов равен единице) и вариант использования половины антенны, при котором задействованы только 120 элементов, расположенных в области минимальных уровней неравномерных помех. При расчетах весовых коэффициентов рассматривались два варианта распределения помех бокового поля – равномерное (кривая *1* на рис.1) и неравномерное, задачей которого была попытка снизить боковые лепестки антенны, расположенные вблизи ее основного лепестка (кривая *2* на рис.1).

Распределение весовых коэффициентов оптимизированной антенны в зависимости от номера элемента при различных значениях весового уровня бокового поля $h_1 = 0$, 5, 10, 20, 100 при равномерной по пространству помехе бокового поля представлено на рис.4, *а*, а при неравномерном распределении бокового поля по пространству – на рис.4, *б*.

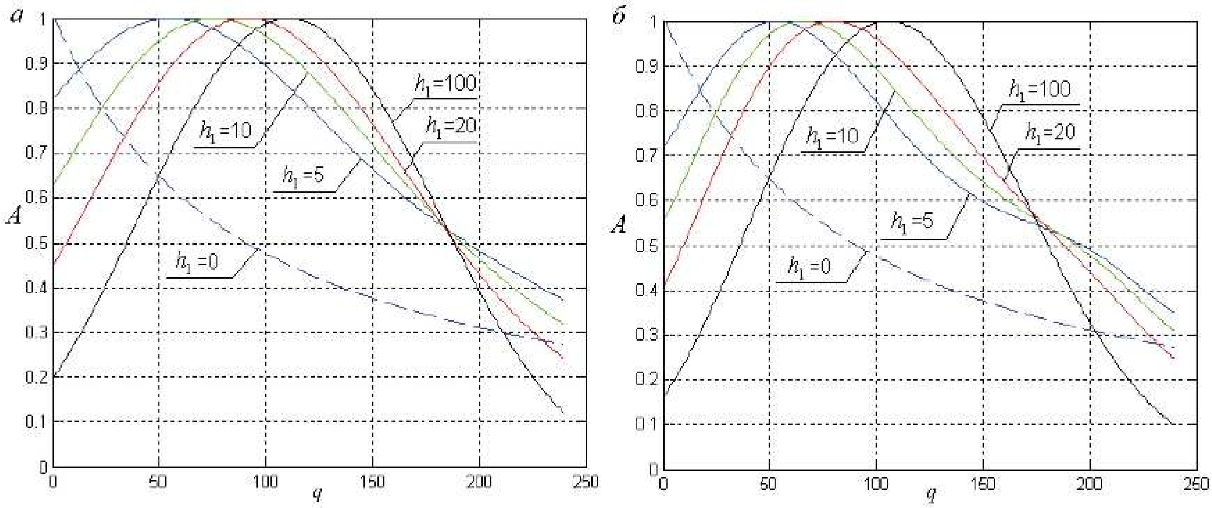


Рис.4. Весовые коэффициенты при разных значениях весового уровня бокового поля h_1.
а – кривая *1*; *б* – кривая *2* на рис.1.

Как следует из рис.4, при оптимизации без учета бокового поля ($h_1 = 0$) распределение весовых коэффициентов существенно неравномерно, при этом их уровень значительно понижается на участках антенны, подверженных большому уровню неравномерных помех.

По мере роста в составе помехи составляющей бокового поля характер распределений видоизменяется так, чтобы сочетать подавление неравномерной помехи с подавлением бокового поля, которое достигается распределениями, снижающими уровень к краям антенны (по мере роста коэффициента h_1 этот эффект усиливается), а ослабление влияния неравномерных помех достигается снижением весовых коэффициентов в области их наиболее высокого уровня. Следует отметить, что различие весовых коэффициентов для двух вариантов бокового поля невелико и поэтому в дальнейшем будет приведен вариант с равномерным уровнем бокового поля.

Расчет помехоустойчивости антенны. Помехоустойчивость антенны рассчитывалась по формулам

$$K_{\text{Н}} = \frac{\left|\mathbf{A}^{*\text{T}}\mathbf{V}\right|^2}{\mathbf{A}^{*\text{T}}\mathbf{Q}_{\text{Н}}\mathbf{A}},\; K_{\text{Б}} = \frac{\left|\mathbf{A}^{*\text{T}}\mathbf{V}\right|^2}{\mathbf{A}^{*\text{T}}\mathbf{Q}_{\text{Б}}\mathbf{A}},\; K_{\text{ИЗ}} = \frac{\left|\mathbf{A}^{*\text{T}}\mathbf{V}\right|^2}{\mathbf{A}^{*\text{T}}\mathbf{Q}_{\text{ИЗ}}\mathbf{A}},\; K_{\text{ИЗП}} = \frac{\left|\mathbf{A}^{*\text{T}}\mathbf{V}\right|^2}{\mathbf{A}^{*\text{T}}\mathbf{Q}_{\text{ИЗП}}\mathbf{A}},$$

где $K_{\text{Н}}$, $K_{\text{Б}}$, $K_{\text{ИЗ}}$, $K_{\text{ИЗП}}$ – коэффициенты, характеризующие помехоустойчивость антенны в неравномерном ближнем поле антенны, в интегральном боковом, изотропном, плоско-изотропном полях соответственно; $\mathbf{A}$ – вектор-столбец используемых весовых коэффициентов для различных вариантов коэффициента $h_1 = 0$, 5, 10, 20, 100, а также равномерных весовых коэффициентов, субоптимальных (11) и весовых коэффициентов при использовании половины антенны; $\mathbf{Q}_{\text{Н}}$, $\mathbf{Q}_{\text{Б}}$, $\mathbf{Q}_{\text{ИЗ}}$, $\mathbf{Q}_{\text{ИЗП}}$ – варианты нормированных корреляционных матриц неравномерных помех, интегрального бокового поля, изотропного и плоского изотропного полей соответственно.

Для последних вариантов корреляционные матрицы рассчитывались по формуле

$$Q_{\text{ИЗ}q} = \frac{\sin(kd_q)}{kd_q},$$

где $k = \frac{2\pi}{c} f$ – волновое число при расчетной частоте f и скорости звука в воде c, $d_q = (q-1)d_0$ – расстояние от первого до q-го элемента антенны, d_0 – межэлементное расстояние;

$$Q_{\text{ИЗП}q} = J_0(kd_q),$$

где J_0 – функция Бесселя нулевого порядка первого рода.

Таблица 2

Основные параметры рассматриваемых вариантов антенн (в дБ)

	$h_1 = 0$	$h_1 = 5$	$h_1 = 10$	$h_1 = 20$	$h_1 = 100$	Равномерные весовые коэффициенты	Субоптимальное возбуждение	1/2
$K_{\text{Н}}$	19.82	19.54	19.35	19.08	18.46	19.03	19.4	17.85
$\Pi_{\text{Н}}$	0	–0.27	–0.47	–0.74	–1.32	–0.79	–0.42	–1.97
$K_{\text{И}}$	22.4	22.68	22.65	22.54	22.23	23.1	22.88	19.84
$\Pi_{\text{И}}$	–0.61	–0.33	–0.36	–0.47	–0.78	0	–0.13	–3.16
$K_{\text{ПИ}}$	24.05	24.33	24.31	24.21	23.89	24.66	24.55	21.56
$\Pi_{\text{ПИ}}$	–0.61	–0.33	–0.35	–0.45	–0.77	0	–0.11	–3.1
$K_{\text{Б}}$	32.6	36.48	38.24	40.34	43.97	35.92	35.86	31.66
$\Pi_{\text{Б}}$	–3.32	0.56	2.32	4.42	8.05	0	–0.06	–4.26
$\Delta^{\circ}_{0.7}$	0.52	0.54	0.56	0.6	0.64	0.5	0.5	1
$\Pi_{\text{РС}}$	–0.34	–0.67	–0.98	–1.58	–2.16	0	0	–6
Σ	–4.88	–1.04	0.86	1.17	3.04	–0.79	–0.67	–18.67

В табл.2 обобщены все исследуемые параметры антенн (помехоустойчивость в поле неравномерных помех ближнего поля, в поле изотропных и плоско-изотропных помех, в поле помех бокового поля в децибелах и раствор основного лепестка ХН на уровне 0.7 в градусах $\Delta_{0.7}$) в зависимости от весового уровня бокового поля h_1, использованного при расчетах весовых коэффициентов. Там же приведены оценки параметров антенны при равномерных весовых коэффициентах, при субоптимальных возбуждениях, рассчитанных по формуле (11) и при использовании половины элементов антенны, расположенных в области, где уровень помехи минимален.

В нижних строках каждой графы табл.2 приведены величины потерь каждого из рассматриваемых параметров (в дБ) по отношению к значению параметра, обладающего наиболее высоким значением (либо наиболее стабильным параметром) $\Pi = 10\lg K_i - 10\lg K_{\max}$.

Максимальное значение помехоустойчивости антенны в поле неравномерных помех $K_{\text{Н}} = 19.82$ соответствует оптимизации антенны без учета бокового поля ($h_1 = 0$), а потери помехоустойчивости в этом поле помех изменяются от 0 до –1.32 дБ при использовании всей антенны и –1.97 дБ при использовании половины антенны.

Максимальное значение помехоустойчивости антенны в поле изотропных и плоско-изотропных помех достигается при равномерных коэффициентах возбуждения (потери 0 дБ) и потери для различных вариантов коэффициентов возбуждения составляют от 0.13 до 3.16 дБ.

Потери величины бокового поля оценивались по отношению к антенне с равномерными коэффициентами возбуждения так, что знак потерь изменяется от -4.26 дБ и -3.32 дБ для половины антенны и антенны, оптимизированной без учета подавления бокового поля, до положительных величин, характеризующих ослабление бокового поля по сравнению с антенной, характеризующейся равномерными весовыми коэффициентами.

Потери разрешающей способности i-го варианта коэффициентов учитывались соотношением

$$\Pi_{\text{РС}i} = 20\lg \frac{\Delta_{0.7i}}{\Delta_{0.7\text{Р}}},$$

где $\Delta_{0.7i}$ и $\Delta_{0.7\text{Р}}$ – растворы ХН на уровне 0.7 для i-го варианта антенны и антенны с равномерными коэффициентами возбуждения.

В последней графе приведены значения параметра, равного сумме частных параметров, рассмотренных выше, который можно условно рассматривать как обобщенный параметр, характеризующий каждый из проанализированных вариантов. Вариант $h_1 = 0$ (оптимальный для неравномерных помех) имеет максимальную помехоустойчивость в поле неравномерных помех, проигрывает по 0.61 дБ в полях изотропных и плоско-изотропных помех, имеет большее на 3.32 дБ боковое поле и небольшие потери по разрешающей способности (–0.34 дБ).

Учет подавления бокового поля приводит к увеличению потерь, нарастающих по мере роста коэффициента h_1, как в поле неравномерных помех, так и в поле изотропных и плоско-изотропных помех, увеличиваются потери разрешающей способности, но происходит снижение бокового поля.

Равномерные весовые коэффициенты имеют наилучшие характеристики по трем параметрам: помехоустойчивость в поле изотропного и плоско-изотропного полей и минимальный раствор ХН на уровне 0.7, но проигрывают по помехоустойчивости в поле неравномерных помех и уровню бокового поля.

Использование половины антенны приводит к значительным проигрышам по всем параметрам и наихудшему обобщенному параметру.

Использование варианта субоптимальных весовых коэффициентов (расчет по формуле (11)) обеспечивает параметры антенн несколько лучшие, чем вариант равномерных весовых коэффициентов.

Наибольший практический интерес представляют варианты, соответствующие $h_1 = 10$, 20 и 100, которые имеют максимальные обобщенные параметры. Вариант $h_1 = 10$ имеет проигрыш по трем видам помех в среднем –0.39 дБ, по разрешающей способности –0.98 дБ, но выигрыш по величине бокового поля +2.32 дБ.

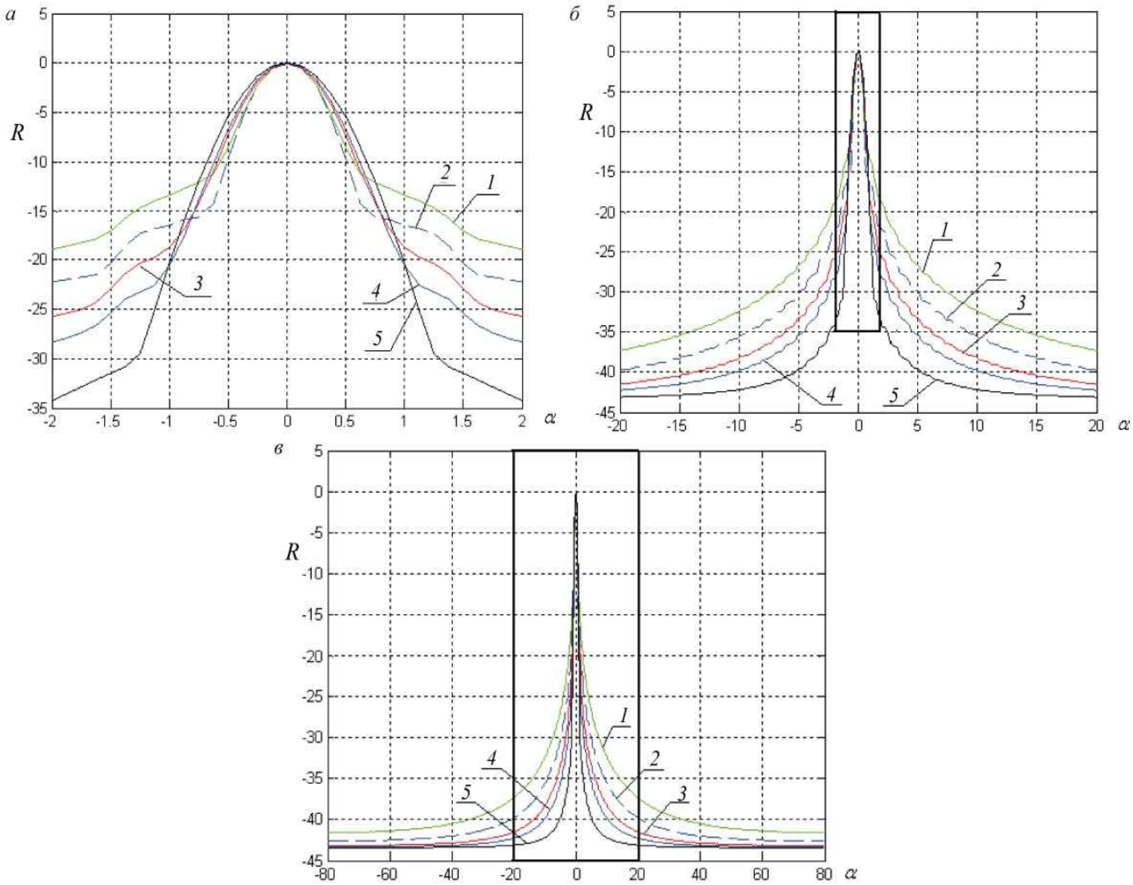


Рис.5. Нормированная ХН антенны (угол компенсации 0°) при равномерных весовых коэффициентах (*2*) и при $h_1 = 0, 10, 20, 100$ (*1, 3, 4, 5* соответственно).

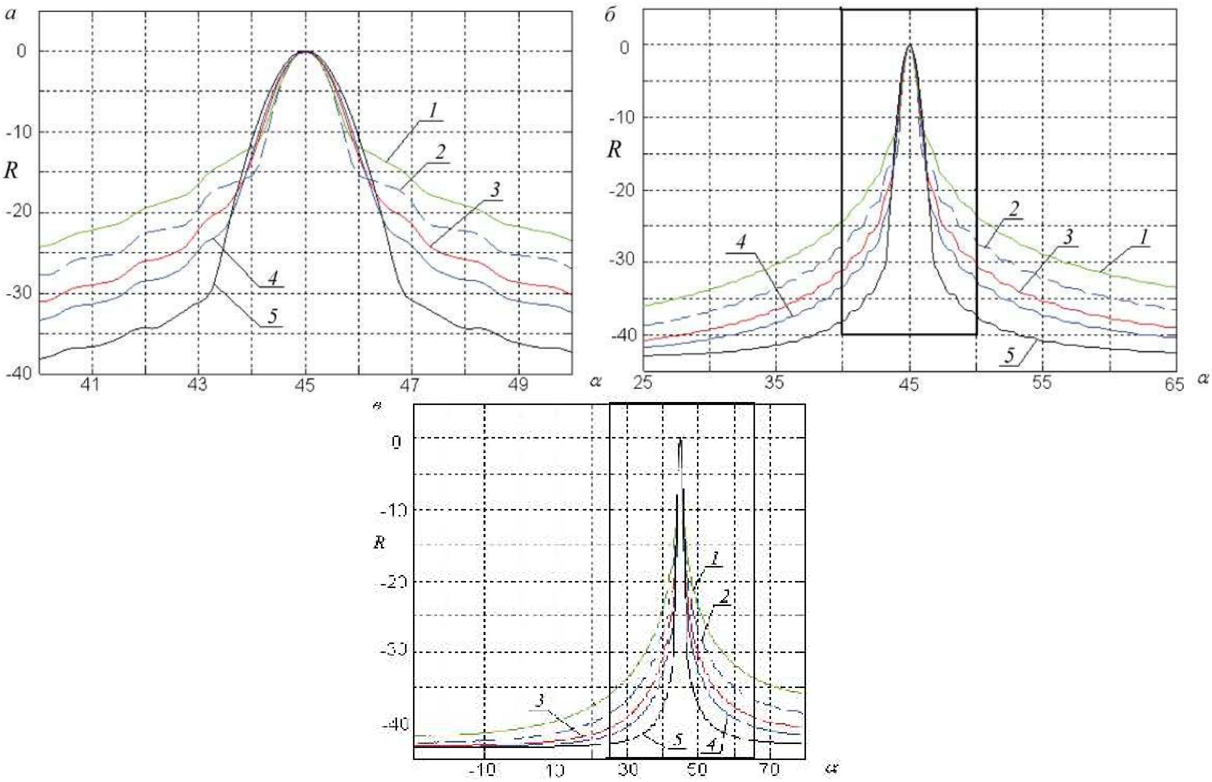


Рис.6. Нормированная ХН антенны (угол компенсации 45°) при равномерных весовых коэффициентах (*2*) и при $h_1 = 0, 10, 20, 100$ (*1, 3, 4, 5* соответственно).

Увеличение весового коэффициента до $h_1 =$ 20 приводит к росту потерь в трех видах помех в среднем до –0.56 дБ, потери разрешающей способности на –1.58 дБ, но выигрышу в величине бокового поля на 4.42 дБ. Дальнейшее увеличение параметра h_1 до 100 приводит к росту потерь помехоустойчивости в трех видах помех в среднем до –0.96 дБ, потерь разрешающей способности на –2.16 дБ, но улучшению подавления бокового поля на 8.05 дБ.

На рис.5 и 6 приведены ХН для пяти из рассмотренных вариантов коэффициентов возбуждения элементов антенны в полосе частот, равной одной октаве при углах компенсации 0 и 45° соответственно. Для удобства различные участки ХН (отмеченные рамками) показаны в разных масштабах.

Расчеты ХН для весовых коэффициентов, представленных на рис.4, выполнены с использованием соотношения

$$R_{\Delta f}(\alpha) = 10\lg\frac{1}{\Delta f}\int\limits_{f_{\text{Н}}}^{f_{\text{В}}}\left[R^2(f,\alpha) + \Delta^2\frac{\sum\limits_{q=1}^{L}A_q^2}{\left(\sum\limits_{q=1}^{L}A_q\right)^2}\right]df\,,$$

где $R(f,\alpha) = \dfrac{\sum\limits_{q=1}^{L}A_q e^{j2\pi f(q-1)\frac{d_0}{c}(\sin\alpha-\sin\alpha_0)}}{\sum\limits_{q=1}^{L}A_q}$ – нормированная ХН на частоте f; d_0 – межэлементное расстояние антенны; q – текущий номер элемента; L – число элементов; α – направление расчета уровня ХН (отсчитывается от нормали антенны); α_0 – направление максимума ХН; $\Delta f = f_{\text{В}} - f_{\text{Н}}$, где f_B – верхняя (при $d_0 = \dfrac{\lambda_{\text{В}}}{2}$) и $f_{\text{Н}} = 0.5 f_{\text{В}}$ – нижняя граница диапазона; A_q – весовой коэффициент q-го элемента антенны (рис.4), а соотношение $\sum\limits_{q=1}^{L}A_q^2 \Big/ \left(\sum\limits_{q=1}^{L}A_q\right)^2$ определяет чувствительность антенны к случайным ошибкам приемного тракта.

Анализ рис.5 и 6 показывает, что уровень бокового поля имеет наибольшее значение при $h_1 = 0$, несколько меньшее при равномерных весовых коэффициентах, постепенно уменьшается по мере роста весового коэффициента h_1. Различие уровней бокового поля (вблизи основного лепестка ХН) примерно соответствует различию расчетных уровней бокового поля в таблице.

Необходимо отметить, что раствор ХН на уровне 0.7 не является единственным критерием разрешающей способности антенны при разрешении целей с существенно разной интенсивностью; лучшую разрешающую способность могут обеспечить антенны со сниженным боковым полем, ХН которых представлены кривыми *3*, *4* и *5* на рис.5, 6.

Особенность расчетных ХН заключается в том, что при больших отклонениях от направления наблюдения их уровень ограничивается фоном, обусловленным случайными ошибками формирования весовых коэффициентов элементов антенны, принятыми в расчетах $\Delta^2 = 0.01$. При этом любые коэффициенты имеют ограниченные возможности снижения бокового поля до уровня, обусловленного их ошибками реализации.

Следует отметить, что рассматриваемая методика предоставляет широкие возможности для определения весовых коэффициентов и компромиссного удовлетворения противоречивых требований, предъявляемых к антенне в условиях неравномерных помех.

Так, вариант при $h_1 = 0$ соответствует оптимальным весовым коэффициентам, вариант весовых коэффициентов при $h_1 = 10$ позволяет получить помехоустойчивость в поле неравномерных помех примерно на 10 % ниже максимально возможной; при этом помехоустойчивость в изотропном и плоско-изотропном полях оказывается на 8 % ниже потенциально возможной, а боковое поле примерно в 1.7 раз ниже, чем для антенны с равномерными весовыми коэффициентами.

Рост параметра h_1 до 20 приводит к снижению помехоустойчивости в поле неравномерных помех на 16 % относительно максимально возможной, при этом помехоустойчивость в поле изотропных и плоско-изотропных помех ухудшается на 10 %, но боковое поле снижается в 2.76 раз по сравнению с вариантом равномерных весовых коэффициентов. Дальнейшее увеличение требований к снижению бокового поля ($h_1 = 100$) приводит к снижению бокового поля антенны, но ценой ухудшения ее помехоустойчивости в поле неравномерных помех ближнего поля, изотропных и плоско-изотропных помех.

Необходимо отметить, что оптимизированные весовые коэффициенты, приведенные на рис. 4, *а* и 4, *б*, сохраняют свои свойства в широком диапазоне частот и углов сканирования, о чем свидетельствуют ХН при компенсации на 45° (рис.6). При этом увеличение раствора ХН и уровня бокового поля обусловлено сокращением проекции размера антенны в направлении наблюдения.

Подводя итоги проведенного анализа вариантов весовых коэффициентов, следует отметить, что при не очень большом росте уровня помех на кормовых элементах антенны (до 7–8 дБ по отношению к элементам с минимальным уровнем помех) использование этих элементов позволит улучшить такие параметры антенн, как сниженный уровень интегрального бокового поля при сохранении разрешающей способности и минимальном ухудшении помехоустойчивости антенны в поле неравномерных помех, изотропном и плоско-изотропном полях.

При уровне помех на кормовых элементах антенны до 3–4 дБ использование рассмотренной методики позволит получить антенны с высокой разрешающей способностью и сниженным уровнем бокового поля при минимальном ухудшении помехоустойчивости в поле корабельных и внешних (изотропных и плоско-изотропных) помех.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 11-08-01097-а).

Литература

1. *Шерман Дж.* Теория апертурных антенн. Справочник по радиолокации. Т.2. М.: Сов. радио, 1977.
2. *Смарышев М.Д.* Направленность гидроакустических антенн. Л.: Судостроение, 1973.
3. *Edelblute D., Fisk J., Kinnison G.* Criteria for optimum-signal-detection. Theory for arrays // JASA. 1967. V.41, N 1. P.189–199.
4. *Малышкин Г.С.* Оптимальные и адаптивные методы обработки гидроакустических сигналов. Т.2. СПб.: ОАО «Концерн «ЦНИИ «Электроприбор», 2011. 375 с.
5. *Клячкин В.И., Селезнев И.А.* Алгоритм подавления вибрационной составляющей поля помех для протяженной бортовой антенны // Науч.-техн. сб. «Гидроакустика». 2000. Вып.2.

Статья поступила в редакцию 06.12.2011 г.

УДК 534.883

© *А.Г.Голубев*, 2012
ОАО «Камчатский гидрофизический институт», г.Вилючинск Камчатского края
agg300@mail.ru

ОБ АЛГОРИТМЕ КВАЗИСОГЛАСОВАННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ТОНАЛЬНЫХ ЭХОСИГНАЛОВ

Для фильтрации тональных эхосигналов в условиях мешающего действия реверберационной помехи синтезируется узкополосный фильтр, амплитудно-частотная характеристика которого имеет низкий уровень вне полосы пропускания. Данное свойство фильтра достигается за счет введения взвешивающего окна при спектральном анализе. При традиционном выборе интервала спектрального разложения и параметров указанного окна ширина полосы пропускания фильтра оказывается рассогласованной с длительностью эхосигнала. В статье рассматривается вопрос синтеза фильтра, лишенного указанного недостатка.

Ключевые слова: фильтрация, реверберация, эхосигнал, окно, отношение сигнал/шум.

При решении задачи синтеза фильтра, предназначенного для обработки тональных эхосигналов в условиях мешающего действия, в частности реверберационной помехи, необходимо обеспечить низкий уровень амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) этого фильтра вне полосы пропускания (т.е. низкий уровень ореола). Реализация оптимального фильтра, АЧХ которого учитывает форму энергетического спектра результирующей помехи (в том числе реверберационной), связана как с проблемой дефицита априорной информации, так и с существенными необходимыми вычислительными ресурсами. Первый из этих факторов предопределен тем, что форма спектра реверберации априорно неизвестна, а ее уровень случаен и является функцией времени, а возможно, и направления наблюдения. Второй фактор обусловлен большим числом каналов обработки (сотни каналов доплеровской фильтрации в каждом из десятков–сотен пространственных каналов), а следовательно, большими необходимыми вычислительными ресурсами средств обработки. Реализация процедур адаптивной временной фильтрации (например, аналогов алгоритма пространственной фильтрации Кейпона), обеспечивающих автоматическое формирование провала в ореоле АЧХ на частотах, «пораженных» реверберацией, в данном случае представляется невозможной, поскольку минимально необходимый интервал накопления корреляционной матрицы обрабатываемого сигнала существенно превышает интервал квазистационарности реверберационной помехи. Кроме того, реализация процедур данного класса связана с еще большими потребностями в вычислительных ресурсах, чем реализация оптимальной процедуры.

В связи с изложенным традиционное проектирование предусматривает реализацию функции многоканальной (по доплеровскому сдвигу частоты) гребенки фильтров на базе процедуры ДПФ. При этом наряду с реализацией спектрального разложения (указанной процедуры ДПФ) на интервале времени τ_a, равном длительности полезного сигнала τ_c, осуществляется умножение (перед спектральным анализом) фрагмента принимаемого сигнала длительностью τ_a на весовое окно. При $\tau_a = \tau_c$ реализация операции ДПФ без весового окна обеспечивает согласованную фильтрацию тонального сигнала; при введении операции умножения обрабатываемой реализации сигнала на указанное окно ширина полосы пропускания фильтра увеличивается, что приводит к ее рассогласованию с шириной полосы полезного сигнала. При этом «платой» за повышение помехоустойчивости обработки по отношению к реверберационной помехе является снижение помехоустойчивости обработки по отношению к компоненте помехи, имеющей равномерный спектр (последнюю далее для краткости называем шумовой помехой).

Представляется целесообразным решение задачи синтеза фильтра, обеспечивающее низкий уровень ореола АЧХ не вместо, а наряду с согласованием ширины полосы его пропускания с длительностью (шириной полосы) обнаруживаемого сигнала. Настоящая статья посвящена решению данной задачи.

О типичных окнах, применяемых при спектральном анализе, и эффективности традиционной квазисогласованной фильтрации. Функцию доплеровской гребенки квазисогласованных фильтров при обнаружении тональных эхосигналов выполняет процедура ДПФ. Обзор известных окон, применяющихся при решении задач спектрального анализа, приведен, в частности, в [1]. Одним из наиболее распространенных среди применяемых при временной обработке гидроакустических сигналов является окно Хеннинга, имеющее следующий вид:

$$w(n,\alpha,N_a)=\begin{cases}\cos^{\alpha}\left[\pi\dfrac{n-0.5(N_{\text{а}}-1)}{N_{\text{а}}}\right] & 0\le n\le N_a-1,\\ 0 & \text{в остальных случаях,}\end{cases} \tag{1}$$

где $N_{\text{а}} >> 1$ – размерность процедуры ДПФ, определяемая традиционно как $N_{\text{а}} = \tau_{\text{c}} f_d$, где f_d – частота дискретизации обрабатываемого сигнала.

Проанализируем сравнительную эффективность обработки тонального эхосигнала при указанном окне в условиях мешающего действия шумовой помехи. Сравнение проведем с вариантом спектрального анализа с прямоугольным весового окном, т.е. окном $w_0(n)=w(n,\alpha=0)$.

Отношение сигнал/шум $q[w(n,\alpha)]$ (здесь и далее имеется в виду отношение по напряжению) на выходе фильтра с точностью до несущественной константы при указанных выше временных параметрах окна определяется как

$$q(\alpha,N_a)=\sum_{n=0}^{N_{\text{а}}-1} w(n,\alpha,N_a)\Big/\sqrt{\sum_{n=0}^{N_{\text{а}}-1} w^2(n,\alpha,N_a)}\,. \tag{2}$$

Потери в помехоустойчивости обнаружения сигнала $\Delta(\alpha)$ при мешающем действии только шумовой помехи определим как

$$\Delta(\alpha)=20\lg\frac{q[w_0(n)]}{q[w(n,\alpha)]}. \tag{3}$$

При проведении расчетов по формулам (2) и (3) с учетом (1) получаем следующие величины потерь, дБ: $\Delta(\alpha=1)\approx 0.9$; $\Delta(\alpha=2)\approx 1.8$; $\Delta(\alpha=3)\approx 2.4$; $\Delta(\alpha=4)\approx 2.9$.

Рассмотренным значениям параметра α = 1, 2, 3, 4, согласно [1], соответствуют величины максимальных уровней боковых лепестков АЧХ: –23, –32, –39 и –47 дБ и скоростей спадания боковых лепестков V = –12, –18, –24 и –30 дБ/окт. В обеспечение необходимого подавления эффекта «просачивания» (в терминологии [1]) реверберационной помехи на выходы фильтров доплеровской гребенки, соответствующих относительно умеренным, а также большим доплеровским сдвигам частоты эхосигнала, необходимо использовать значения параметра α, равные не менее 3. Как показали проведенные расчеты, при указанных актуальных значениях параметра α потери помехоустойчивости по шумовой помехе составляют около 2.5 дБ, т.е. весьма существенны.

Реализация квазисогласованной фильтрации при одновременном обеспечении низкого ореола АЧХ и согласовании полосы пропускания фильтров с длительностью полезного сигнала. Задача синтеза алгоритма фильтрации (или оптимизации параметра этого алгоритма), строго говоря, должна решаться применительно к критерию качества в терминах максимизации если не вероятностных характеристик обнаружения, то хотя бы обеспечиваемого на выходе фильтра отношения сигнал/шум. Однако если учесть имеющий место на практике значительный диапазон изменения параметров, характеризующих помехосигнальную ситуацию, представляется целесообразным ограничиться рассмотрением такого критерия качества, как согласование полосы пропускания фильтра с шириной полосы или (что то же самое) с длительностью обнаруживаемого сигнала.

В обеспечение решения поставленной задачи была эмпирически установлена зависимость относительной ширины полосы пропускания фильтров F (в единицах, равных реализуемому частотному разрешению) на уровне ≈ –3,9 дБ от величины показателя степени косинуса α при выполнении процедуры фильтрации посредством операции ДПФ размерности N с окном рассмотренного выше типа. Данная зависимость аппроксимируется следующей линейной функцией:

$$F \approx (0.241\alpha + 1.15)\frac{f_d}{N_{\text{a}}}. \tag{4}$$

Результаты расчетов по формуле (4) и полученная эмпирически (т.е. путем моделирования) зависимость $F(\alpha)$ приведены на рис.1 при f_d / N_{a} = 1. (Примечание: представленные на рис.1 расчеты ширины полосы $F(\alpha)$ и результаты моделирования относятся к определению этой ширины по уровню –3дБ, что меньше рассчитываемой по формуле (4) ширины полосы по уровню –3.9 дБ в 1.12 раза; указанное обстоятельство на корректность сопоставления результатов расчетов и моделирования не влияет).

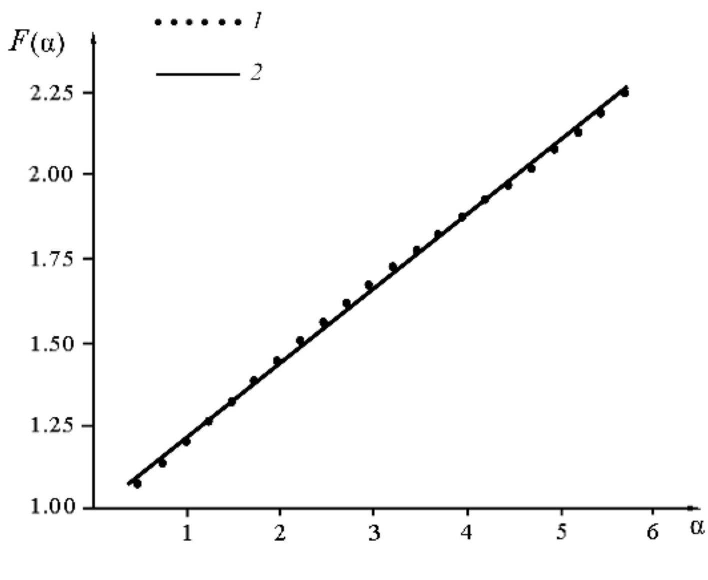


Рис.1. Эмпирическая (*1*) и аппроксимирующая (*2*) зависимости ширины полосы пропускания фильтров $F(\alpha)$ по уровню –3дБ в единицах, равных реализуемому частотному разрешению ДПФ.

Видно, что результаты моделирования и расчетов по формуле (4) практически совпадают. При $\alpha \geq 0.8$ использование аппроксимации (4) обеспечивает погрешность вычисления ширины полосы пропускания не более $0.01\, f_d N^{-1}$ Гц.

Согласование ширины полосы пропускания фильтров с длительностью полезного сигнала обеспечивается выполнением условия $F = \tau_c^{-1}$, откуда имеем

$$\tau_c^{-1} = (0.241\alpha + 1.15)\frac{f_d}{N_a}.$$

Введя обозначение $K_\tau = N_a (f_d \tau_c)^{-1}$ (этот параметр равен отношению длины интервала спектрального анализа к длительности полезного сигнала), получим

$$\alpha = 4.15 K_\tau - 4.65. \tag{5}$$

Для проведения сравнительного (с традиционным вариантом алгоритма фильтрации, рассмотренным выше) анализа эффективности обработки рассчитаем величины параметра K_τ, соответствующие значениям показателя степени α = 1, 2, 3, 4. В соответствии с соотношением (5) искомые величины K_τ составляют примерно 1.36, 1.61, 1.85, 2.09.

Отношение сигнал/шум $q_0[w(n,\alpha)]$ на выходе рассматриваемого фильтра с точностью до той же несущественной константы, что и выше, вычисляется как

$$q_0[w(n,\alpha)] = \frac{\sum_{n=n_1}^{n_2} w(n,\alpha)}{\sqrt{\sum_{n=0}^{N_a-1} w^2(n,\alpha)}}\sqrt{K_\tau}, \tag{6}$$

где пределы суммирования в числителе n_1 и n_2 определяются как

$$n_1 = (N_a/2 - 1)(1 - K_\tau^{-1}), \qquad n_2 = n_1 - 1 + N_a/K_\tau.$$

Множитель $\sqrt{K_\tau}$ «приводит» масштаб длительности сигнала (его энергии) к рассмотренному выше.

Потери в помехоустойчивости обнаружения сигнала $\Delta_0(\alpha)$ при мешающем действии только шумовой помехи определим (по аналогии с вышеизложенным) как

$$\Delta_0(\alpha) = 20\lg\frac{q[w_0(n)]}{q_0[w(n,\alpha)]}. \tag{7}$$

Здесь числитель $q[w_0(n)]$ рассчитан применительно к величине размерности ДПФ $N_a = \tau_c f_d$.

При проведении расчетов по формулам (6) и (7) с учетом (1) получаем следующие величины потерь, (результаты расчетов округлены до 0.05 дБ):

$$\Delta_0(\alpha = 1) \approx 0.35,\ \Delta_0(\alpha = 2) \approx 0.45,\ \Delta_0(\alpha = 3) \approx 0.5,\ \Delta_0(\alpha = 4) \approx 0.5.$$

Из приведенных результатов следует, что эффективность предлагаемого алгоритма от величины параметра α в широких пределах его изменения практически не зависит, что позволяет повышать помехоустойчивость обнаружения на фоне реверберационной помехи не в ущерб помехоустойчивости обнаружения по шумовой помехе. Указанное повышение обеспечивается увеличением отношения длины окна спектрального разложения к длительности обнаруживаемого сигнала при соответствующем выборе параметра α, согласно формуле (5). Данное действие благоприятно влияет как на величину максимальных уровней ореола АЧХ, так и на скорость спадания уровней этого ореола с расстройкой частоты. Из упомянутых результатов также следует, что при значениях параметра α = 1, 2, 3, 4 предлагаемый вариант выбора параметров алгоритма фильтрации обеспечивает выигрыш в эффективности обнаружения в сравнении с традиционным примерно 0.5, 1.3, 1.9, 2.4 дБ соответственно.

При равных значениях параметра α сравниваемые варианты выбора параметров алгоритма фильтрации характеризуются равными значениями максимальных уровней боковых лепестков АЧХ, но эквивалентные скорости спадания этих уровней в сопоставляемых вариантах проектирования различны. Под эквивалентной понимаем скорость спадания АЧХ предлагаемого фильтра, вычисляемую с учетом следующего обстоятельства. Пересчет шкалы частот в логарифмическую для классического фильтра осуществляется применительно к масштабу, определяемому частотным разрешением $\delta f = 1/\tau_c$. При этом те же (что и в случае рассмотрения классического фильтра) расстройки частоты применительно к предлагаемому фильтру (при его частотном разрешении $\delta f_0 = \delta f / K_\tau$) соответствуют $1 - \log_2 K_\tau$ октавы логарифмической шкалы классического фильтра. При таком определении эквивалентная скорость спадания ореола АЧХ при предлагаемом варианте проектирования (V_0) связана со скоростью спадания в классическом варианте (V) соотношением (дБ/окт)

$$V_0 = V(1 + \log_2 K_\tau).$$

Так, при рассматриваемых значениях параметра α = 1, 2, 3, 4 скорость спадания уровней боковых лепестков АЧХ (в дБ/окт) в предлагаемом варианте проектирования фильтра оказывается выше, чем в традиционном, соответственно примерно в 1.45, 1.7, 1.9 и 2.1 раза. То есть, например, если при α = 2 в классическом варианте имеем скорость спадания, равную –18 дБ/окт, то в предлагаемом варианте эта скорость составляет –30 дБ/окт.

Режим фильтрации с динамическим управлением параметрами весового окна. Как показано выше, предлагаемый вариант проектирования процедуры фильтрации (наряду с отмеченными положительными эффектами) в условиях работы на фоне только шумовой помехи характеризуется некоторыми потерями относительно традиционной согласованной фильтрации (реализуемой без использования весового окна). Так, при значении параметра весового окна α = 3 эти потери составляют 0.5 дБ. В обеспечение их нивелирования предлагается следующая процедура динамического управления параметрами весового окна.

В тракте обработки тональных эхосигналов в обеспечение нормирования и центрирования помехи в каждом частотном (доплеровском) канале обработки реализуется текущее оценивание уровня суммарной помехи. Если при этом сопоставлять текущие уровни помехи в частотных каналах, соответствующих центральным (т.е. нулевым и близким к нулевым) доплеровским каналам обработки, с уровнями помехи в периферийных доплеровских каналах, то в процессе хода развертки дальности можно зафиксировать момент примерного равенства этих уровней. Под указанным равенством можно понимать превышение уровня помехи в центральных каналах над уровнями помехи в периферийных каналах не более чем на 6–12 дБ. В последней ситуации применение весового окна с целью подавления бокового поля АЧХ фильтра становится неоправданным. При этом целесообразно переключение окна с косинусного (в степени α) на прямоугольное, согласованное с длительностью сигнала.

В обеспечение стабилизации коэффициента передачи тракта обработки по помехе при таком переключении прямоугольное окно имеет следующий вид:

$$w(n)=\frac{\sqrt{\sum\limits_{n=0}^{N_a-1} w^2(n,\alpha)}}{\sqrt{\tau_c f_d}}=\frac{\sqrt{\sum\limits_{n=0}^{N_a-1} w^2(n,\alpha)}}{\sqrt{N_a K_\tau^{-1}}} \quad \text{при } n_1 \le n \le n_2;$$

$$w(n)=0 \quad \text{при } 0 \le n \le n_1-1 \text{ и } n_2+1 \le n \le N_a-1$$

(величины n_1 и n_2 определены выше).

При работе в условиях зональной структуры поля сигнала (немонотонный закон спадания уровня реверберации со временем в пределах развертки дальности) процедура переключения весового окна может быть автоматически реализована требуемое число раз.

Предлагаемый режим работы тракта обеспечивает эффективную обработку по той компоненте суммарной помехи, которая является определяющей в каждый момент времени. Реализация процедуры динамического переключения весового окна обеспечивает практически полное нивелирование потерь эффективности обработки по отношению к шумовой помехе как «платы» за эффективность обработки по отношению к реверберации.

***

Предложен вариант синтеза квазисогласованного с тональным эхосигналом фильтра, предусматривающий реализацию процедуры спектрального анализа (ДПФ) при интервале разложения, большем длительности обнаруживаемого сигнала. Приведено соотношение, позволяющее оптимизировать параметр (показатель степени косинуса) весового окна при выбранном соотношении интервала спектрального разложения и длительности обнаруживаемого сигнала.

Использование предлагаемого варианта выбора параметров фильтра приводит к существенному повышению качества обработки за счет одновременного согласования ширины полосы пропускания фильтра с длительностью сигнала и обеспечения низкого ореола его АЧХ.

При этом за счет реализации предлагаемых усовершенствований обеспечивается:

– повышение помехоустойчивости фильтрации при мешающем действии помехи с равномерным спектром в практически интересных ситуациях примерно на 2 дБ;

– повышение помехоустойчивости фильтрации при мешающем действии реверберационной помехи за счет обеспечения практически в 2 раза большей (в дБ/окт) скорости спадания ореола АЧХ с увеличением расстройки частоты, а также возможности понижения всего ореола без повышения потерь помехоустойчивости по помехе с равномерным спектром.

Реализация динамического управления параметрами весового окна, основанного на анализе текущего соотношения спектральных плотностей компоненты помехи с равномерным спектром и реверберации, обеспечивает на временно́м интервале, соответствующем финальной части развертки дальности, получение дополнительного повышения в эффективности обработки на 0.5 дБ.

Литература

1. *Хэррис Ф.Дж.* Использование окон при гармоническом анализе методом дискретного преобразования Фурье // ТИИЭР. 1978. Т.66, № 1. С.60–96.

Статья поступила в редакцию 06.09.2011 г.

УДК 551.465

© *И.М.Левин, Т.М.Радомысльская, В.В.Савченко*, 2012
Санкт-Петербургский филиал Института океанологии им.П.П.Ширшова РАН
ocopt@yandex.ru

ВИДИМОСТЬ НЕФТЯНЫХ ПЛЕНОК НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ ИЗ КОСМОСА

Приведены алгоритм и результаты расчета видимого контраста нефтяной пленки на поверхности моря при наблюдении из космоса в видимой, ультрафиолетовой и ближней инфракрасной областях спектра (300–800 нм). Расчеты проведены для различных типов вод и океанической атмосферы различной мутности при изменении высоты Солнца и скорости приводного ветра. Показано, что при использовании нескольких спектральных каналов возможно наблюдение нефтяных пленок на поверхности воды при скоростях ветра от 6 до 20 м/с и зенитных углах Солнца от 0 до 45 градусов. При этом наибольшие значения контраста соответствуют более высоким скоростям ветра и более высокому Солнцу.

Ключевые слова: нефтяные пленки. поверхность моря, контраст.

Проблема лидарного дистанционного зондирования нефтяных пленок на поверхности океана была всесторонне исследована в работах В.Ю.Осадчего, К.С.Шифрина и И.Я.Гуревич [1, 2]. Было показано, что при зондировании в надир эффект гашения волнения пленкой воды приводит к увеличению яркости пленки, так как в нефтяном слике больше перпендикулярных к излучению площадок, чем в незагрязненной поверхности. Соответственно контраст пленка–вода для лидарного наблюдения всегда положительный (коэффициент отражения нефти больше, чем воды).

В случае телевизионного или фотографического наблюдения пленок при естественном освещении картина существенно усложняется. В этом случае гашение волнения пленкой может как увеличить, так и уменьшить яркость отраженного от пленки излучения в зависимости от скорости ветра, зенитного угла Солнца и направления наблюдения. Соответственно контраст может быть как положительным, так и отрицательным. Поэтому важно проанализировать зависимость контраста от этих параметров, с тем чтобы получить возможность выбора оптимальной области спектра для наблюдения нефтяных пленок на поверхности при заданных условиях наблюдения.

Здесь будет рассмотрен видимый контраст пленки на фоне воды при телевизионных или фотографических наблюдениях из космоса в надир в видимой, ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра для океанической атмосферы различной мутности и в различных типах океанских вод. В качестве исходных данных для расчета вклада в контраст яркости выходящего из воды обратно рассеянного излучения используются классические измерения Мореля и Прийера спектральных коэффициентов диффузного отражения (альбедо) воды $R(\lambda)$ в видимой области спектра в различных районах Мирового океана [3]. Пересчет этих данных на УФ и ИК области спектра проводился с использованием оптической модели океанской воды О.В.Копелевича.

На основании этих же спектров $R(\lambda)$ была оценена видимость нефтяных пленок с корабля или низколетящего авианосителя (без учета атмосферы) в работе [4].

Алгоритм расчета яркости восходящего излучения. Выразим контраст нефтяной пленки на поверхности воды в виде

$$C = \frac{L_t^f - L_t}{\max\left\{L_t^f, L_t\right\}},$$

где L_t^f – полная (total) яркость восходящего излучения на верхней границе атмосферы при визировании на пленку; L_t – полная яркость восходящего излучения на верхней границе атмосферы при визировании на чистую поверхность.

Видимая яркость L_t складывается из компонентов, определяемых светом, рассеянным назад толщей воды и ослабленным в атмосфере (L_W), светом, отраженным от поверхности и ослабленным в атмосфере (L_S), и светом, рассеянным назад в атмосфере без взаимодействия с поверхностью (L_A), а видимая яркость пленки L_t^f – той же величиной L_A и светом, отраженным от пленки (L_S^f): $L_t = L_A + L_S + L_w$, $L_t^f = L_A + L_s^f$.

При записи последней формулы предполагается, что нефтяная пленка непрозрачна для выходящего из толщи воды света. Это условие накладывает ограничения на толщину пленки. По данным работы [5], посвященной изучению оптических свойств нефти, в видимой области спектра для «типичной» нефти из Канибадамской скважины показатель поглощения a находится в пределах (1–5)·10^6 м$^{-1}$. Отсюда следует, что условие непрозрачности пленки для восходящего излучения и результаты проведенных расчетов справедливы при толщине пленки, большей 10–20 мкм. При пленках меньшей толщины положительный контраст будет несколько больше, а отрицательный несколько меньше рассчитанного.

Рассмотрим последовательно каждую из составляющих яркости.

Яркость излучения, рассеянного назад толщей атмосферы. Для расчета составляющей L_A – яркости атмосферы с черным дном – мы используем известную формулу В.В.Соболева [6], которую мы уточнили с помощью эмпирических поправок (M_1 и M_2). Эти поправки, как показали расчеты методом Монте-Карло [7], повышают точность формулы Соболева с 15–20 до 1–2 %.

Для общего случая наблюдения в произвольном направлении уточненная формула Соболева имеет вид

$$\begin{aligned}\rho_A = M_1\{\rho_1^0[P(\vartheta) - 3\mu_0^2 + x_1\mu\mu_0] + [0.25(3 - x_1)T(\mu_0)\tau\exp(-\tau/\mu)] + \\ +[0.5(1 + 1.5\mu_0 - T(\mu_0)) - 0.75\mu T(\mu_0)][1 - \exp(-\tau/\mu)]\},\end{aligned} \tag{1}$$

где $\rho_A = \pi L_A / E_0$ – коэффициент яркости атмосферы, учитывающий многократное рассеяние; E_0 – облученность на верхней границе атмосферы; M_1 – эмпирический коэффициент (определяется ниже);

$$\rho_1^0 = \frac{1}{4(\mu_0 + \mu)}\left\{1 - \exp[-\tau(\mu_0^{-1} + \mu^{-1})]\right\} \tag{2}$$

– коэффициент яркости, определяемый только однократным рассеянием (при $P \equiv 1$); $P(\vartheta)$ – индикатриса рассеяния атмосферы, нормированная по условию

$$\int_0^\pi P(\vartheta)\sin\vartheta d\vartheta = 2 \tag{3}$$

и определяемая как аэрозольным, так и рэлеевским рассеянием; x_1 – первый член разложения индикатрисы $P(\vartheta)$ по полиномам Лежандра ($x_1 = 3<\cos\vartheta>$, $<\cos\vartheta>$ – средний косинус индикатрисы, ϑ – угол рассеяния, $\cos\vartheta = -\cos\theta_0\cos\theta + \sin\theta_0\sin\theta\cos\phi$, ϕ – азимутальный угол между солнечным вертикалом и вертикальной плоскостью, содержащей направление наблюдения, θ – угол наблюдения (сканирования), θ_0 – зенитный угол Солнца); $\mu_0 = \cos\theta_0$, $\mu = \cos\theta$; τ – общая оптическая толщина атмосферы;

$$T(\mu) = t(\mu)\cdot M_2(\tau_a,\mu)\,,\quad T(\mu_0) = t(\mu_0)\cdot M_2(\tau_a,\mu_0)\,, \tag{4}$$

$$t(\mu) = \frac{1+1.5\mu+(1-1.5\mu)\exp(-\tau/\mu)}{2+0.5(3-x_1)\tau}. \tag{5}$$

Функции $T(\mu)$ и $T(\mu_0)$ описывают также ослабление яркости и облученности в атмосфере, т.е.

$$T(\mu) = L/L',\quad T(\mu_0) = E/E_0, \tag{6}$$

где L' – яркость изотропного излучателя на поверхности океана; L – видимая яркость этого излучателя в направлении μ, E – облученность на поверхности (без учета поглощения атмосферными газами).

Эмпирические коэффициенты M_1 и M_2 имеют следующий вид:

$$M_1(\tau_a,\mu_0) = 1+0.37(1-\mu_0^3)\tau_a\,, \tag{7}$$

$$M_2(\tau_a,\mu) = \frac{1+0.715\tau_a(1-\sqrt{\mu})}{1+0.12\tau_a}. \tag{8}$$

Монте-Карло-моделирование функций L_A/E_d и $T(\mu)$, на основании которого были найдены эти коэффициенты, проводилось для рэлеевского и аэрозольного рассеяния, экспоненциально уменьшающегося с высотой, и для аэрозольной индикатрисы рассеяния Хеньи–Гринстейна. Оптическая аэрозольная толщина τ_a менялась от 0.05 до 0.4 при зенитном угле Солнца θ_0, равным от 0 до 60°. Рассматривался случай наблюдения в надир ($\mu = 1$). Поэтому коэффициенты M_1 и M_2 справедливы только для этих условий.

Как видно из (1)–(8), для расчета яркости излучения, рассеянного назад в толще атмосферы, при наблюдении в надир необходимо знать зенитный угол Солнца θ_0, облученность на верхней границе атмосферы $E_0 = S\cos\theta_0$ (S – солнечная постоянная), индикатрису рассеяния атмосферы $P(\vartheta)$, ее полную τ и аэрозольную τ_a оптическую толщину. Подробные таблицы солнечной постоянной приведены в [8]. Спектральная оптическая толщина атмосферы представляется в виде суммы аэрозольной и рэлеевской составляющих $\tau(\lambda) = \tau_a(\lambda) + \tau_p(\lambda)$, где, согласно [8], $\tau_p(\lambda) = \left[115.64\lambda^4 - 1.335\lambda^2\right]^{-1}$ (длина волны λ в мкм), а $\tau_a(\lambda) = \tau_a(550)\left(\dfrac{550}{\lambda}\right)^m$.

Величину $\tau_a(550)$ для длины волны 550 нм и параметр Ангстрема m можно определить из оптической модели океанской атмосферы, построенной по данным многолетних измерений функций $\tau(\lambda)$, проведенных лабораторией оптики СПбФ ИО РАН в различных районах Мирового океана и обобщенных К.С. Шифриным [9] (табл.1).

Таблица 1

Значение аэрозольной оптической толщины $\tau_a(550)$ и параметра Ангстрема m в различных океанских районах

Район	$\tau_a(550)$	m
Наиболее чистая океаническая атмосфера	0.05	0.35
Центрально-океанический район	0.07	0.40
Прибрежный район	0.2	0.90
«Море Мрака»	0.4	0.45

Индикатриса рассеяния атмосферы определяется как

$$P(\lambda,\vartheta) = (\tau_a(\lambda)/\tau(\lambda))\,P_a(\vartheta) + (\tau_p(\lambda)/\tau(\lambda))\,P_p(\vartheta),$$

где $P_p(\vartheta) = 0.75(1.017 + 0.948\cos 2\vartheta)$ – рэлеевская индикатриса рассеяния. В качестве аэрозольной индикатрисы используем индикатрису Хеньи–Гринстейна для морского аэрозоля, рекомендованную в [10, 11]:

$$\left.\begin{array}{l} P_a(\vartheta) = \alpha f(\vartheta, g_1) + (1-\alpha) f(\vartheta, g_2) \\ f(\vartheta, g) = \dfrac{1-g^2}{(1+g^2-2g\cos\vartheta)^{3/2}} \end{array}\right\}$$

с параметрами $\alpha = 0.983$, $g_1 = 0.82$, $g_2 = -0.55$;

Величина x_1 для этой индикатрисы равна 2.39.

Яркость излучения, отраженного от чистой и покрытой пленкой поверхности моря. Для расчета составляющей L_s, яркости, обусловленной светом, отраженным от незагрязненной поверхности, мы используем соотношение, полученное в [12]:

$$L_s = \pi^{-1}E^{\text{dif}}\rho_s^{\text{dif}}T(\mu) + \pi^{-1}E^{\text{dir}}R_s^{\text{dir}}[T(\mu) - \exp(-\tau/\mu)] + \pi^{-1}E^{\text{dir}}\rho_s^{\text{dir}}\exp(-\tau/\mu), \qquad (9)$$

где E^{dir} и E^{dif} – составляющие облученности поверхности, обусловленные прямой и диффузной радиацией; ρ_s^{dir} и ρ_s^{dif} – коэффициенты яркости поверхности для прямой и рассеянной радиации; R_s^{dir} – альбедо поверхности для прямой радиации. При выводе формулы (9) предполагалось, что все фотоны, достигшие приемника после отражения от поверхности, можно представить в виде суммы четырех частей: $L_s = L_{00}+L_{01}+L_{10} + L_{11}$. Первый индекс указывает судьбу фотонов на пути к поверхности, второй – на пути от поверхности к приемнику. Значение индекса 1 означает, что фотоны испытали хотя бы одно рассеяние, 0 – фотоны не рассеивались. В формуле (9) первое слагаемое соответствует составляющей яркости, обусловленной фотонами, которые рассеялись не менее одного раза на пути к поверхности ($L_{10} + L_{11}$), второе – фотонами, не рассеянными на пути к поверхности, но рассеянными на пути от поверхности к приемнику (L_{01}), третье – фотонами, дошедшими до приемника вообще без рассеяния (L_{11}). В этой формуле учтены неизотропный характер отражения света от поверхности океана и разное ослабление в атмосфере прямого и рассеянного света.

Учитывая (6) и введя обозначения для ослабления прямой радиации

$$T^{\text{dir}}(\mu) = \exp(-\tau/\mu)$$

и коэффициента яркости поверхности на верхней границе атмосферы

$$\rho_s^A = L_s\pi/E_0,$$

перепишем уравнение (9) в виде

$$L_S = \frac{E_0}{\pi}\rho_S^A; \rho_s^A = [T(\mu_0) - T^{\mathrm{dir}}(\mu_0)]T(\mu)\rho_s^{\mathrm{dif}} + [T(\mu) - T^{\mathrm{dir}}(\mu)]T^{\mathrm{dir}}(\mu_0)R_s^{\mathrm{dir}} + \\ + T^{\mathrm{dir}}(\mu)T^{\mathrm{dir}}(\mu_0)\rho_s^{\mathrm{dir}}. \quad (10)$$

Для чистой поверхности коэффициенты яркости и отражения в видимой области слабо зависят от длины волны и рассчитываются на основе распределения уклонов Кокса–Манка [13] по формулам Мулламаа [14], позволяющими определить ρ_S^{dir} для любых значений скорости ветра (V), зенитного угла Солнца (θ_0) и азимута ветра (φ_V). Для ряда фиксированных значений V, θ_0 и φ_V значения ρ_S^{dir} и R_S^{dir} приведены в книге [15]. Некоторые значения ρ_S^{dir} показаны в табл.2. Для не слишком больших зенитных углов $\theta_0 \le 45^\circ$ и скорости ветра $V > 4$ м/с значения R_S^{dir} и ρ_S^{dif} меняются незначительно: $R_S^{\mathrm{dir}} \cong 0.021 - 0.035$, $\rho_S^{\mathrm{dif}} \cong 0.021$ [14].

Таблица 2

Коэффициенты яркости чистой поверхности ρ_S^{dir}
(усредненные по азимуту ветра)

θ_0, °	V, м/с				
	2	5	10	15	20
0	0.42	0.20	0.10	0.072	0.054
20	0.036	0.064	0.061	0.051	0.043
45	0.0001	0.0016	0.008	0.014	0.018

Видимая яркость пленки на верхней границе атмосферы L_S^f выражается формулой (10) при замене L_S на L_S^f, ρ_s^A на ρ_f^A, R_S^{dir} на R_f^{dir}, ρ_S^{dif} на ρ_f^{dir} и ρ_S^{dir} на ρ_f^{dif}, где R_f^{dir}, ρ_f^{dif}, ρ_f^{dir} – коэффициенты отражения и яркости при прямом и диффузном освещении для поверхности, покрытой пленкой.

Френелевский коэффициент отражения толстой нефтяной пленки в видимой области спектра с точностью около 10 % не зависит от длины волны, и его среднее значение равно 0.04, в то время как для воды в видимой области спектра френелевский коэффициент отражения равен ≈0.02. Известно также [1, 2], что загрязненная морская поверхность может рассматриваться как случайная поверхность, имеющая распределение уклонов Кокса–Манка, но с дисперсией, примерно в 3 раза меньшей, чем в распределении уклонов чистой поверхности. Это соответствует трехкратному уменьшению скорости ветра. Поэтому можно предположить, что

$$\left.\begin{array}{l} R_f^{\mathrm{dir}} \approx 2R_s^{\mathrm{dir}}(\theta_0, V/3 \\ \rho_f^{\mathrm{dif}} \approx 2\rho_s^{\mathrm{dif}} = 0.042 \\ \rho_f^{\mathrm{dir}} \approx 2\rho_s^{\mathrm{dir}}(\theta_0, V/3 \end{array}\right\}.$$

Яркость выходящего из моря излучения на верхней границе атмосферы. Яркость света, рассеянного назад толщей воды и ослабленного в атмосфере L_W, можно записать в виде

$$L_w = 0.533\,\pi^{-1}\,\rho_W\;T(\mu)\;E\,,$$

где 0.533 – коэффициент, учитывающий изменение яркости на границе раздела вода/воздух; ρ_W – коэффициент яркости воды (под поверхностью).

Как показано в [16, 17], коэффициент яркости моря мало зависит от условий освещения и с точностью ±5 % может быть принят равным

$$\rho_w = 0.275X\ , \tag{11}$$

где $X = b_b/(a+b_b)$, a и b_b – показатели поглощения и обратного рассеяния света в воде.

Расчет величины L_W ведется на базе экспериментальных данных Мореля и Приера по спектрам коэффициентов отражения толщи воды, представленных в [3], в виде зависимостей $R(\lambda)$ в видимой области спектра (λ = 400–700 нм) для нескольких типов вод: «голубых» (наиболее чистые воды открытого океана) и «зеленых» – типа 1 и типа 2 по классификации Мореля. Поэтому естественно принять используемую этими авторами модель

$$R = 0.33b_b/a \approx 0.33X. \tag{12}$$

Отсюда требуемая величина ρ_w может быть определена из (11) и (12) как

$$\rho_w = 0.83R\,. \tag{13}$$

Для расчета яркости L_W и контраста в ИК- и УФ-областях спектра мы экстраполировали на эту область экспериментальные данные Мореля и Прийера по $R(\lambda)$, используя формулу (12). Для расчета показателей поглощения a и обратного рассеяния b_b используем модель Копелевича оптических свойств воды [18]:

$$a(\lambda) = a_w(\lambda) + a_y(\lambda) + a_c(\lambda), \tag{14}$$

$$b_b(\lambda) = 0.5b_w(\lambda) + b_{bp}(\lambda), \tag{15}$$

где a_w, a_y, a_c (1/м) – показатели поглощения чистой воды, желтого вещества и хлорофилла соответственно; b_w – показатель рассеяния чистой воды, b_{bp} – показатель обратного рассеяния взвеси. Данные о $a_w(\lambda)$ и $b_w(\lambda)$ мы брали из работ [19, 20] соответственно. Остальные параметры рассчитывались по формулам [18, 21, 22] :

$$a_y(\lambda) = a_y(\lambda_0)\exp\left[-0.014(\lambda-\lambda_0)\right], \tag{16}$$

$$a_c(\lambda_0) = a_c(440\textit{нм})\,a_c^*(\lambda_0), \tag{17}$$

$$a_c(440) = \begin{cases} 0.018C\left(C < 1\,\text{мг}/\text{м}^3\right) \\ 0.07C\left(C > 1\,\text{мг}/\text{м}^3\right), \end{cases} \tag{18}$$

$$b_{bp}(\lambda) = b_{bp}(\lambda_0)(\lambda_0/\lambda), \tag{19}$$

где C – концентрация хлорофилла (в мг/м^3); безразмерные коэффициенты a_c^* для λ = 400–700 нм содержатся в таблицах [21]; λ_0 = 400 нм при экстраполяции на УФ-область и λ_0 = 700 нм при экстраполяции на ИК-область.

Для «зеленых» вод (типа 1 и 2 по классификации Мореля) экстраполяция производилась по следующему алгоритму: из [3] брали экспериментальные значения R

(400 нм), C, a(400 нм) и b_{bp}(400 нм) для различных станций. Далее, следуя [18], предполагали, что $a_c(300 < \lambda < 400) = a_c(400)$. После этого, пользуясь таблицами для $a_w(\lambda)$ [19] и $b_w(\lambda)$ [20] и для $a_c^*(\lambda)$ [21], а также формулами (12)–(19), получали значения R и ρ_w для УФ-области (300 нм < λ < 400 нм).

Для «голубых» (по классификации Мореля) вод алгоритм упрощается, так как в этом случае мы предполагаем, что $a_y = a_c = 0$.

Данные по R на ИК-область экстраполируются по тому же алгоритму с тем же предположением, что $a_y = a_c = 0$, но с той лишь разницей, что значение $\lambda_0 = 400$ нм заменяется на $\lambda_0 = 700$ нм.

Результаты расчетов. Результаты расчетов контрастов в спектральном диапазоне 300–800 нм для различных типов вод, мутности атмосферы, высоты Солнца и скорости приводного ветра по приведенному выше алгоритму показаны на рис.1–6.

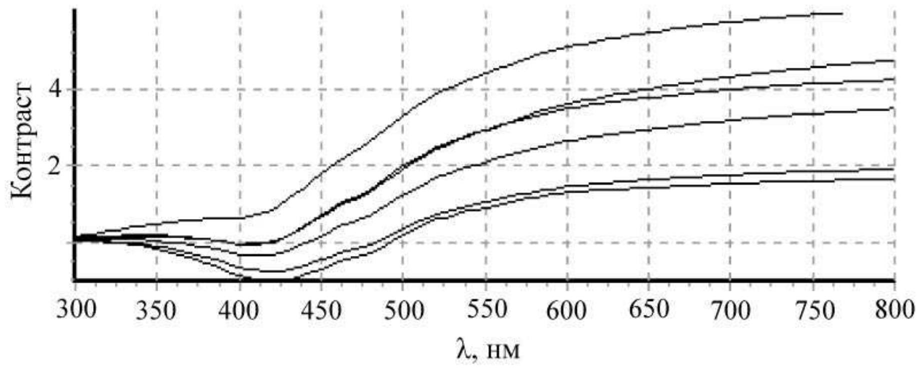


Рис.1. Спектральная зависимость контраста нефтяной пленки при наблюдении из космоса для «голубых» вод. Зенитный угол Солнца 45°.
Кривые сверху вниз (здесь и на рис.2–6) относятся к следующим значениям скорости ветра V и оптической плотности атмосферы τ_a: 1) V = 6 м/с, τ_a = 0.4; 2) V = 10 м/с, τ_a = 0.4; 3) V = 20 м/с, τ_a = 0.4; 4) V = 6 м/с, τ_a = 0.07; 5) V = 10 м/с, τ_a = 0.07; 6) V = 20 м/с, τ_a = 0.07.

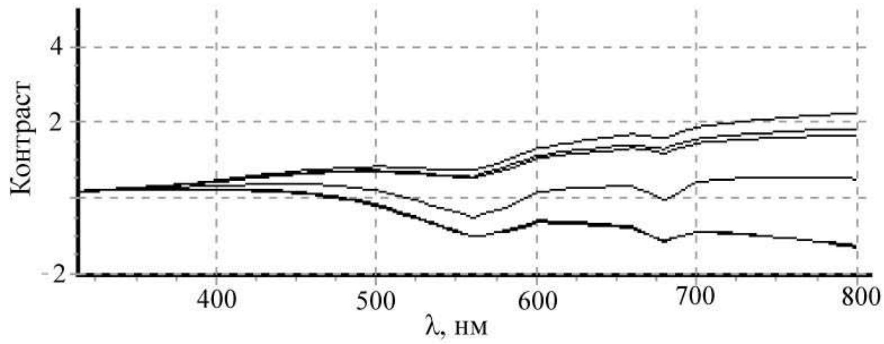


Рис.2. Спектральная зависимость контраста нефтяной пленки при наблюдении из космоса для «голубых» вод. Зенитный угол Солнца 20°.
1) V = 20 м/с, τ_a = 0.07; 2) V = 20 м/с, τ_a = 0.4; 3) V = 10 м/с, τ_a = 0.07; 4) V = 10 м/с, τ_a = 0.4;
5) V = 6 м/с, τ_a = 0.4; 6) V = 6 м/с, τ_a = 0.07.

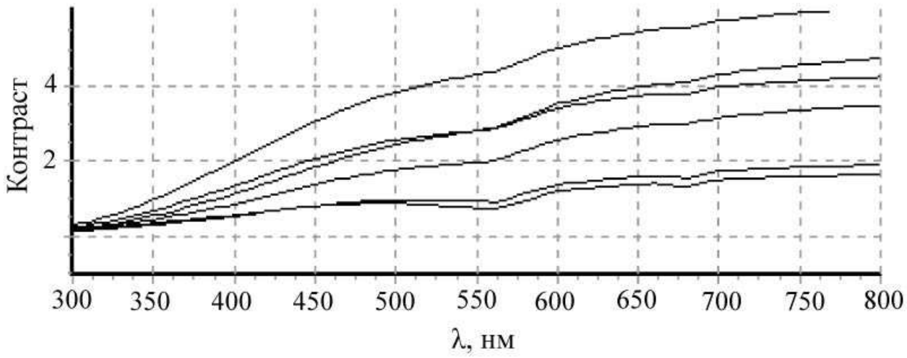


Рис.3. Спектральная зависимость контраста нефтяной пленки при наблюдении из космоса для «зеленых» вод «Case 1» по классификации Мореля и Приера. Зенитный угол Солнца 45°.
1) V = 6 м/с, τ_a = 0.4; 2) V = 10 м/с, τ_a = 0.4; 3) V = 20 м/с, τ_a = 0.4; 4) V = 6 м/с, τ_a = 0.07;
5) V = 10 м/с, τ_a = 0.07; 6) V = 20 м/с, τ_a = 0.07.

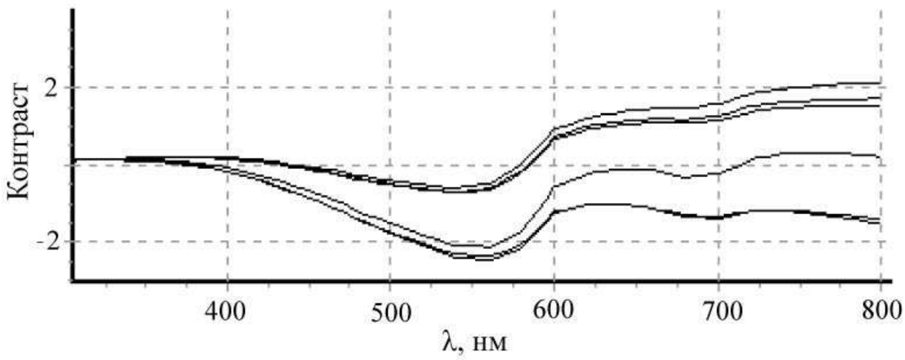


Рис.4. Спектральная зависимость контраста нефтяной пленки при наблюдении из космоса для «зеленых» вод «Case 1» по классификации Мореля и Приера. Зенитный угол Солнца 20°.
1) V = 20 м/с, τ_a = 0.07; 2) V = 20 м/с, τ_a = 0.4; 3) V = 10 м/с, τ_a = 0.07; 4) V = 10 м/с, τ_a = 0.4;
5) V = 6 м/с, τ_a = 0.4; 6) V = 6м/с, τ_a = 0.07.

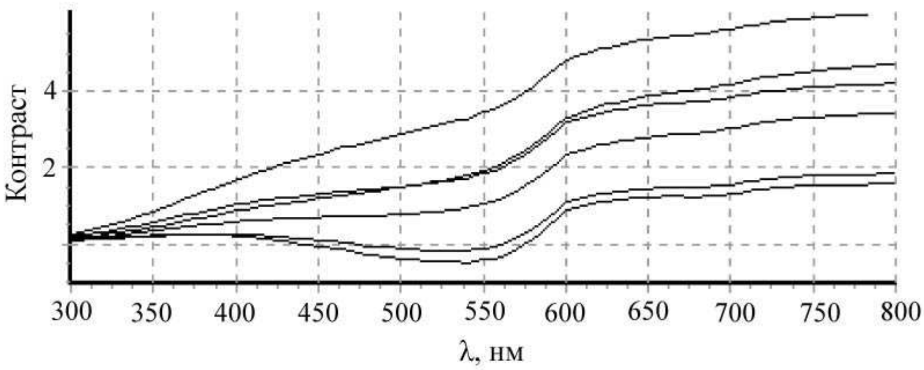


Рис.5. Спектральная зависимость контраста нефтяной пленки при наблюдении из космоса для «зеленых» вод «Case 2» по классификации Мореля и Приера. Зенитный угол Солнца 45°.
1) V = 6 м/с, τ_a = 0.4; 2) V = 10 м/с, τ_a = 0.4; 3) V = 20 м/с, τ_a = 0.4; 4) V = 6 м/с, τ_a = 0.07;
5) V = 10 м/с, τ_a = 0.07; 6) V = 20 м/с, τ_a = 0.07.

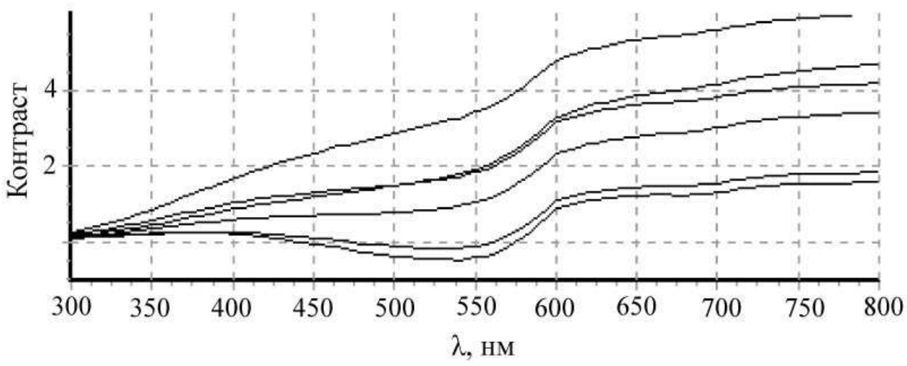


Рис.6. Спектральная зависимость контраста нефтяной пленки при наблюдении из космоса для «зеленых» вод типа «Case 2» по классификации Мореля и Приера. Зенитный угол Солнца 20°. 1) V = 20 м/с, τ_a = 0.07; 2) V = 20 м/с, τ_a = 0.4; 3) V = 10 м/с, τ_a = 0.07; 4) V = 10 м/с, τ_a = 0.4; 5) V = 6 м/с, τ_a = 0.4; 6) V = 6м/с, τ_a = 0.07.

Из рис.1–6 можно сделать следующие выводы.

1. Для всех типов вод контраст при уходе в УФ-область уменьшается и стремится к нулю при $\lambda \to 300$ нм. Причина этого очевидна: сильное возрастание атмосферной составляющей сигнала при уменьшении длины волны.

2. Максимальные значения контраста во всех случаях находятся в длинноволновой области спектра (600–700 нм), причем для зенитных углов Солнца 20°, как правило, контраст выше, чем для 45°.

3. При зенитных углах Солнца 45° изменение мутности аэрозольной атмосферы от τ_a = 0.07 до 0.4 в длинноволновой области спектра приводит к изменению знака контраста, т.е. при некоторой мутности атмосферы контраст окажется равным нулю.

***

Результаты расчетов показали, что при наблюдении нефтяных загрязнений поверхности моря из космоса во всех случаях предпочтение следует отдавать наблюдению при высоком Солнце. Контраст пленка–вода меняет знак при изменении скорости ветра и при изменении мутности атмосферы либо в длинноволновой, либо в коротковолновой области спектра, но не одновременно по всему спектру. Поэтому во избежание нулевых контрастов необходимо проводить наблюдения на менее чем в двух областях, например при 600–700 и вокруг 450 нм. Абсолютная величина контрастов хотя бы в одном из участков спектра всегда достаточно велика, поэтому можно утверждать, что при использовании нескольких спектральных каналов возможно наблюдение нефтяных пленок на поверхности воды при скоростях ветра от 6 до 20 м/с и зенитных углах Солнца от 0 до 45°. При этом наибольшие значения контраста соответствуют более высоким скоростям ветра и более высокому Солнцу.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 10-05-00311.

Литература

1. *Osadchy V.U., Shifrin K.S., Gurevich I.Ya.* Remote sensing and measurement of the thickness of oil films on the sea surface using the reflectivity contrast// SPIE Proceed. Ocean Optics XII. 1994. V.2258. P.747–758.
2. *Osadchy V.U., Shifrin K.S., Gurevich I.Ya.* The airborne identification of oil films at the Caspian sea surface using CO_2 lidar //Oceanol. Acta. 1999. V.22, N 1. P.51–56.
3. *Morel A., Prieur L.* Analisys of variation in ocean color // Limnol. Oceanogr. 1977. V.22, N 4. P.709–722, 1977.

4. *Levin I.M.* Spectral contrast of oil films on the sea surface: influence of water type, wind velocity, and solar altitude // SPIE proceed. Ocean Optics XII. 1994. V.2258. P.759–767.
5. *Золотарев В., Китушина И., Сутовский С.* Оптические постоянные нефтей в диапазоне 0.4–15 мкм // Океанология. 1977. Т.17, № 6. С.1113–1117.
6. *Соболев В.В.* Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. М.: ГИТТЛ, 1956.
7. *Levin I.M., Radomyslskaya T.M., Sheberstov S.V.* Simple optical model of atmosphere radiance for the problem of bottom imaging from air // Proc. of III International Conf. «Current Problems in Optics of Natural Waters». St. Petersburg, 2005. P.164–169.
8. *Gregg W.W., Carder K.L.* A simple spectral solar irradiance model for cloudless maritime atmospheres // Limnol. Oceanogr. 1990. V.35, N 8. P.1657–1675.
9. *Шифрин К.С.* Оптические свойства атмосферы над океаном // Рассеяние и поглощение света в природных и искусственных дисперсных средах. Минск, 1991. С.277–288.
10. *Gordon H.R., Castano D.J.* Aerosol analysis with the Coastal Zone Color Scanner: a simple method for including multiple scattering effects // Applied Optics. 1989. V.28, N 7. P.1320–1326.
11. *Ignatov A.* Estimation of the aerosol phase function from simultaneous satellite and sun-photometer measurements // J. Appl. Meteor. 1997. V.36, N 6. P.688–694.
12. *Левин И.М., Радомысльская Т.М., Шифрин К.С.* К расчету яркости системы океан–атмосфера при дистанционном зондировании // Исследования Земли из космоса. 1987. № 5. С.25–29
13. *Cox C., Munk W.H.* Slopes of the sea surface deduced from photographs of sun glitter// Scripps Inst. of Oceanogr. Bull. 1956. V.6, N 9. P.401–479.
14. *Мулламаа Ю.-А.Р.* Атлас оптических характеристик взволнованной поверхности моря. Тарту, 1964.
15. *Долин Л.С., Левин И.М.* Справочник по теории подводного видения. Л.: Гидрометеоиздат, 1991.
16. *Левин И.М.* Коэффициент яркости моря: оценка точности квазиоднократного приближения // Океанология. 1998. Т.38, № 6. С.946–949.
17. *Dolin L., Gilbert G., Levin I., Luchinin A.* Theory of imaging through wavy sea surface. N.Novgorod: Institute of Applied Physics publ., 2006.
18. *Копелевич О.В.* Малопараметрическая модель оптических свойств морской воды // Оптика океана. М.: Наука, 1983. С.208–236.
19. *Pope R.M., Fry E.S.* Absorption spectrum (380–700 nm) of pure water. II. Integrating cavity measurements // Applied Optics. 1997. V.36, N 33. P.8710–8723.
20. *Smith R.C., Baker K.S.* Optical properties of the clearest natural waters (200–800 nm) // Appl. Opt. 1981.V.20, N 2. P.177–184.
21. *Prieur L., Sathyendranath S.* An optical classification of coastal and oceanic waters based on the specific spectral absorption of phytoplankton pigments, dissolved organic matter and other particulate materials // Limnol. and Oceangr. 1981.V.26, N 4. P.671–689.
22. *Sathyendranath S., Prieur L., Morel A.* A three-component model of ocean colour and its application to remote sensing of phytoplankton pigments in coastal waters // Int. J. Remote Sensing. 1989. V.10, N 8. P.1373–1394.

Статья поступила в редакцию 24.02.2012 г.

Научные сообщения

УДК 551.465

© *А.В.Зимин*[1,2], *А.А.Родионов*[1], *Р.Э.Здоровеннов*[3], *Д.А.Романенков*[1], *О.И.Шевчук*[2], *М.А.Родионов*[1], *Г.В.Жегулин*[1,2], 2012
[1]Санкт-Петербургский филиал Института океанологии им. П.П.Ширшова РАН
[2]Российский государственный гидрометеорологический университет, Санкт-Петербург
[3]Институт водных проблем Севера КарНЦ РАН, г.Петрозаводск
zimin2@mail.ru

ЭКСПЕДИЦИОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КОРОТКОПЕРИОДНОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В БЕЛОМ МОРЕ В ИЮЛЕ–АВГУСТЕ 2012 г. С НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО СУДНА «ЭКОЛОГ»

Приводятся сведения об экспедиции Санкт-Петербургского филиала Института океанологии им. П.П.Ширшова РАН. Цель работ экспедиции – сбор гидрометеорологических данных для изучения локальной изменчивости гидрофизических полей, связанной с приливными колебаниями, в различных по гидрологическим условиям районах Белого моря.

Ключевые слова: внутренние волны, контактные измерения, спутниковые радиолокационные снимки, Белое море.

Экспедиционные исследования на НИС «Эколог» проводились в Онежском, Двинском заливах, бассейне и Горле Белого моря с 17 июля по 8 августа 2012 г. Работы выполнялись Санкт-Петербургским филиалом Института океанологии им. П.П.Ширшова РАН (СПбФ ИО РАН) совместно с Российским государственным гидрометеорологическим университетом (РГГМУ) и Институтом водных проблем Севера КарНЦ РАН (ИВПС РАН).

Научная программа рейса была утверждена руководством СПбФ ИО РАН и направлена на изучение локальной изменчивости гидрофизических полей, связанной с приливными колебаниями, в различных по гидрологическим условиям районах Белого моря. В рамках программы выполнялись судовые наблюдения и дистанционный спутниковый мониторинг акватории моря. Кроме того, ведущими специалистами СПбФ ИО РАН и лаборатории спутниковой океанографии РГГМУ был проведен научно-образовательный семинар для студентов, проходящих производственную практику.

Экспедиционные исследования выполнялись в двух районах моря: южном, включающем проливы Западная и Восточная Соловецкие салмы, южную часть бассейна и Онежский залив, и северном, охватывающем район по границе бассейна и Горла Белого моря, а также Двинской залив (рис.1). Указанные районы были определены на подготовительном этапе по данным обработки радиолокационных изображений ENVISAT ASAR и анализа результатов предыдущих исследований [1–4]. В этих регионах было зарегистрировано максимальное количество поверхностных проявлений пакетов короткопериодных внутренних волн с июня по август 2010 г.

В ходе экспедиционных работ были выполнены специальные полигонные эксперименты с привязкой данных к фазе приливных колебаний уровня и течений, сочетающие учащенные океанографические станции (сканирования) и буйковые станции с приборами, которые производят измерения с дискретностью близкой к частоте Вяйсяля–Брента на нескольких горизонтах. Всего было выполнено восемь полигонов. На каждом из них выполнялись одна-две мелкомасштабные океанографические съемки и устанавливались буйковые станции.

Каждая съемка состояла из трех-четырех разрезов (9–15 океанографических станций). Время выполнения съемок составляло не более 2–3 ч, что позволило четко привязаться к разным фазам прилива. Всего выполнено 13 съемок, которые включали 154 станции. Измерения выполнялись мультипараметрическим зондом CTD90M (Германия).

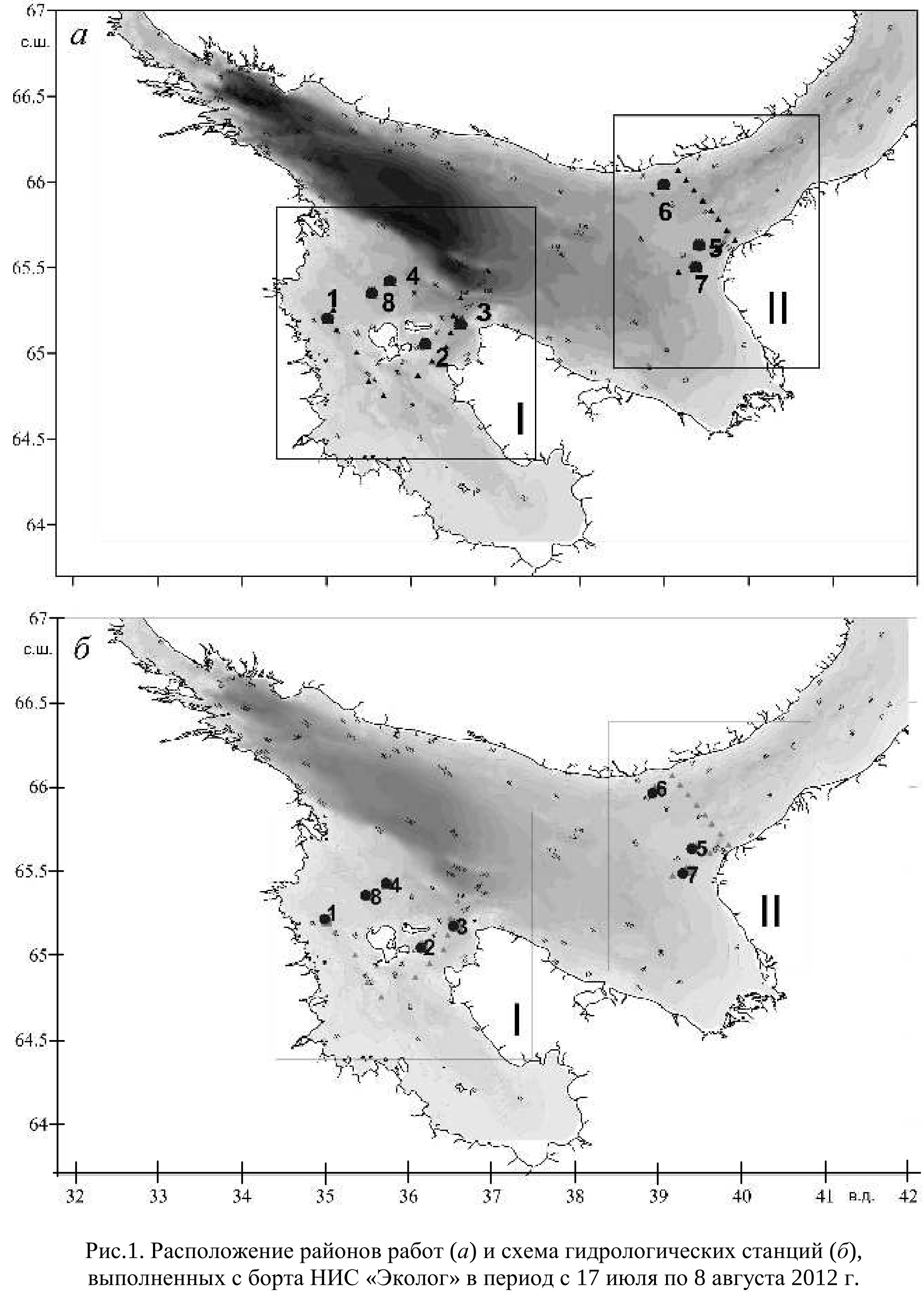


Рис.1. Расположение районов работ (*а*) и схема гидрологических станций (*б*), выполненных с борта НИС «Эколог» в период с 17 июля по 8 августа 2012 г.
1–8 – номера полигонов с суточными стациями; районы: I – южный, II – северный.

Дополнительно на каждом полигоне устанавливались системы из трех буйковых станций, расположенных треугольником со сторонами около 1–2 км. Продолжительность наблюдений составляла более суток, что позволяло охватить 2–3 приливных цикла гармоники M_2. С целью увеличения качества получаемой информации была разработана единая методика выполнения работ на полигонах. На южной и северной границах устанавливались доплеровские профилографы течений ADP SonTek-500 (США) и ADCP WHS-300 (США), оснащенные датчиками давления и температуры. Дискретность измерений составляла 2 мин. На этих же станциях в область термоклина вывешивалось по одному прибору «Вектор-2» (Россия), фиксирующему температуру воды, скорость и направление течений с дискретностью 30 с. В центральной части полигона на горизонтах 9, 12, 15, 18, 21, 24 м с помощью электромагнитных измерителей JFE Alec (Япония) определялись скорость и направление течений с дискретностью 2 мин. В этой же точке сканировалась водная толща от поверхности до дна зондами CTD90M и SBE-25 (США); «спуск» и «подъем» зонда занимал примерно 1–2 мин. Сканирования велись непрерывно в течение 25–26 ч при переменном использовании обоих зондов. Пример регистрации короткопериодных внутренних волн в поле температуры приведен на рис.2.

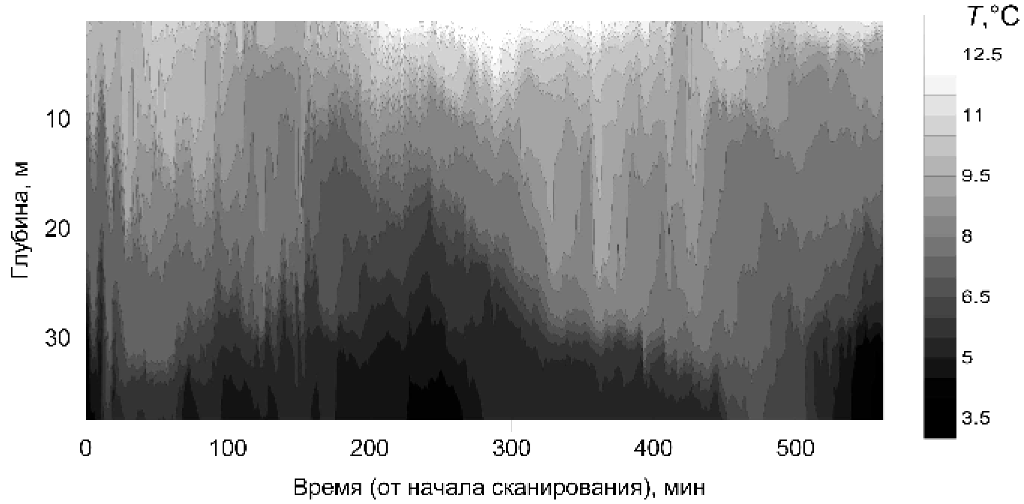


Рис.2. Временная изменчивость температуры по данным измерений СТД-зондом на полигоне № 3 с 6:26 до 15:48 23.07.2012 г.

На разрезе через Горло Белого моря на каждой гидрологической станции и на двух суточных станциях в северном и южном районах были выполнены измерения изменчивости показателя ослабления света морской водой с помощью оптического гидрофизического зонда, разработанного в СПбФ ИО РАН [5]. Измерения на станциях выполнялись с дискретностью 15 мин.

Всего за время экспедиции было выполнено 497 океанографических станций. Поставлено 18 автономных буйковых станций. Общее время сканирований составило 149 ч 11 мин.

Обработка данных выполнялась с помощью специализированного программного обеспечения, созданного в СПбФ ИО РАН [6].

На этапе предварительного анализа результатов экспедиции было установлено, что:

– несмотря на небольшую глубину и сильные приливные течения, в шельфовых районах Белого моря летом наблюдается хорошо выраженный пикноклин (термоклин), в котором генерируются и распространяются внутренние волны;

– на всех исследуемых полигонах поле внутренних волн состоит из двух основных компонент: приливных волн полусуточного периода и короткопериодных волн;

– в глубоководной части шельфа в районе бассейна наиболее интенсивное внутреннее волнение имеет полусуточный период и отмечается в слое придонных вод;

– в мелководной части шельфа бассейна в прилив наблюдаются внутренняя приливная волна в виде бора, двигающаяся к берегу, а в отлив – группы короткопериодных интенсивных внутренних волн;

– вблизи фронтальных зон наблюдаются разнонаправленные пакеты внутренних волн не связанные с фазой приливного цикла.

В ходе экспедиционных работ во второй половине рейса был выполнен подспутниковый эксперимент с использованием данных радиолокатора, снабженного синтезированной апертурой, по дистанционному космическому мониторингу у морской поверхности. На основании полученных в оперативном режиме рекомендаций был развернут гидрофизический полигон, через который наблюдалось прохождение цугов внутренних волн. Результаты подспутникового эксперимента могут стать основой для совершенствования методов интерпретации спутниковых данных для Белого моря.

Часть работ выполнена в рамках гранта Правительства РФ (договор № 11.G34.31.0078) для поддержки исследований под руководством ведущих ученых, а также в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг. (мероприятие 1.2.2. – Поддержка научных исследований, проводимых группами под руководством кандидатов наук по научному направлению «Науки о Земле» в области «Океанология»).

Литература

1. *Волженский М.Н., Родионов А.А., Семенов Е.В., Филатов Н.Н., Зимин А.В., Булатов М.Б.* Опыт верификации оперативной модели для мониторинга гидрофизических полей Белого моря в 2004–2008 гг. // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2009. № 3(5). СПб.: Наука, 2009. С.33–41.
2. *Зимин А.В., Николаев В.Г.* Экспериментальное исследование связи внутренних волн с радиационной температурой по данным наблюдений в прибрежном районе Белого моря // Тр. ЦНИИ им.акад. А.Н.Крылова. СПб., 2010. Вып.51(335). С.181–186.
3. *Зимин А.В.* Внутренние волны на шельфе Белого моря по данным натурных наблюдений // Океанология. 2012. Т.52, № 1. С.16–25.
4. *Родионов А.А., Семенов Е.В., Зимин А.В.* Развитие системы мониторинга и прогноза гидрофизических полей морской среды в интересах обеспечения скрытности и защиты кораблей ВМФ // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2012. Т.5, № 2. СПб.: Наука. С.89–108.
5. *Левин И.М., Родионов М.А., Французов О.Н.* Погружаемый измеритель показателя ослабления света морской водой // Оптический журн. 2011. № 5. С.59–63.
6. *Зимин А.В., Родионов А.А., Муравьев Е.В., Покровская Н.Е.* Специализированное программное обеспечение для исследования характеристик внутренних волн // Тр. XI Всерос. конф. «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». СПб.: Наука, 2012. С.311–312.

Статья поступила в редакцию 28.08.2012 г.

УДК 519.6

© *Д.Ю.Тюгин*[1], *А.А.Куркин*[1], *Е.Н.Пелиновский*[1,2], *О.Е.Куркина*[1,3], 2012
[1]Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е.Алексеева
[2]Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород
[3]Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, Н.Новгород
aakurkin@gmail.com

ПОВЫШЕНИЕ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ ПРОГРАММНОГО КОМПЛЕКСА ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН IGW RESEARCH С ПОМОЩЬЮ INTEL® PARALLEL STUDIO XE 2013

Представлена новая версия программного комплекса, предназначенного для численного моделирования распространения и трансформации внутренних гравитационных волн в Мировом океане, с доработанным блоком расчета лучей внутренних волн и с распараллеливанием программы, что позволяет существенно ускорить проводимые вычисления. В качестве практического примера предлагается исследование захватывающих свойств шельфа Балтийского моря с точки зрения длинных внутренних волн на основе лучевого подхода. Рассчитаны значения коэффициента захвата и построены соответствующие карты.

Ключевые слова: численное моделирование, параллельные алгоритмы, рефракция волн.

Внутренние гравитационные волны вносят значительный вклад в процессы обмена в океане. Данный тип волн возникает вследствие неоднородной плотности воды с глубиной, обусловленной разницей температур и солености. Изучение волн этого типа является актуальной задачей с точки зрения как рационального природопользования, так и безопасности водных сооружений. В частности, максимальная нагрузка, вызванная сильнонелинейными внутренними волнами, пиковая горизонтальная скорость потока в которой достигает 2.1 м/с, сравнима с нагрузкой от поверхностной волны длиной 300 м и амплитудой 18 м [1]. На основании данных наблюдений в Южно-Китайском море в работе [2] сделан вывод о том, что они воздействуют на гидротехнические сооружения по сравнению с поверхностными волнами с гораздо большими нагрузками и изгибными моментами. В Андаманском море они были причиной сдвига буровых установок более чем на 20 м и значительного, до двухкратного, усиления натяжения якорных цепей [3]. Таким образом, при создании элементов опоры водных объектов нужно учитывать влияние на них внутренних волн, так как их воздействие может привести к разрушению опорного материала (4). На рис.1 представлена схема трансформации внутренней волны при движении в прибрежную зону (стрелками указано воздействие на рельеф дна при обрушении).

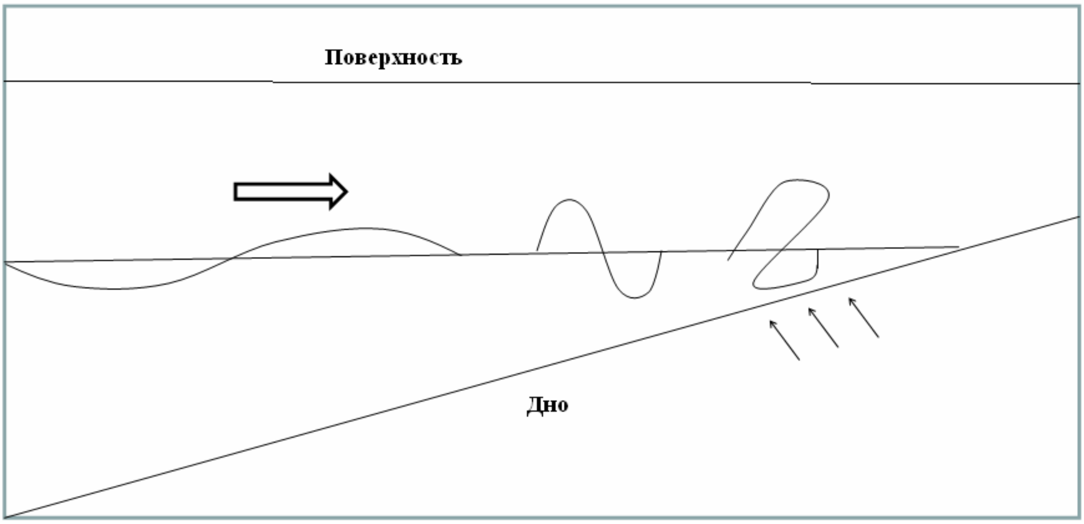


Рис.1. Воздействие внутренней волны на рельеф дна.

С другой стороны, построение более укрепленных структур может оказаться экономически невыгодным. Экспресс-оценки замкнутых акваторий на предмет характеристик поля внутренних волн на основе натурных и среднеклиматических данных позволят выделить безопасные области, где концентрация волновой энергии незначительна.

При изучении волновых явлений важную роль играет знание свойств среды, от которых зависит характер распространения волн. В частности, при исследовании длинных волн в океане большое значение имеет явление захвата волновой энергии горизонтальными неоднородностями среды, определяемое геометрическими особенностями рельефа морского дна и неоднородным фоновым распределением плотности по горизонтали, особенно в зоне шельфа – континентального склона – и прибрежной зоне.

Исследование захватывающих свойств акватории с точки зрения внутренних волн в чисто геометрическом смысле, т.е. без учета индивидуальных свойств источника, представляется особенно важным, в том числе в связи с возможным внедрением автоматизированных систем детектирования сильнонелинейных внутренних волн и информирования о них в режиме реального времени [5], подобных системам оповещения о волнах цунами. Речь идет о том, чтобы определить, какая часть энергии сгенерированных внутренних волн передается вдоль побережья, а какая уходит в открытое море.

Для решения подобных задач численными методами был разработан программный комплекс IGWResearch [6], содержащий реализацию ряда общепризнанных моделей по тематике длинных внутренних гравитационных волн в совокупности с интегрированными наборами данных параметров внутренних волн, полученными на основе международных гидрологических атласов (WOA [7], GDEM [8]) и модельных данных (RCO [9]). Комплекс содержит в себе все необходимые инструменты для проведения численного эксперимента и не требует знания языков программирования для работы с ним. В данной статье представлена новая версия комплекса с доработанным блоком расчета лучей внутренних волн, допускающая распараллеливание, что позволяет существенно ускорить проводимые вычисления. В качестве примера предлагается исследование захватывающих свойств шельфовой зоны Балтийского моря на основе лучевого подхода. Рассчитаны коэффициенты захвата длинных линейных внутренних волн и построены соответствующие карты.

Рефракционная модель. По существу основные идеи для длинных внутренних волн были взяты из теории поверхностных гравитационных волн в однородной жидкости. Простейшим методом описания распространения волн в слабонеоднородном океане является лучевая теория [10–16]. Процесс рефракции внутренних волн в условиях реального океана весьма сложен, поскольку свойства среды неоднородны, анизотропны и изменяются со временем. Сложностью является также то, что для реальных океанских стратификаций дисперсионное соотношение для внутренних волн не имеет явного аналитического выражения и находится из решения основной краевой задачи [17]. Лучевые уравнения [10, 14, 18, 19], описывающие распространение монохроматической волны с произвольной частотой, имеют вид:

$$\frac{d\vec{\mathrm{R}}}{ds} = \frac{c^2}{\omega}\vec{\mathrm{k}}, \qquad \frac{d\vec{\mathrm{k}}}{ds} = -\left(\nabla c\right)|\vec{\mathrm{k}}|, \tag{1}$$

где $\vec{\mathrm{R}} = \{x,y\}$ координаты радиус вектора точки на луче; $\vec{\mathrm{k}} = \{k_x, k_y\}$ – волновой вектор, $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ – модуль волнового вектора; $\omega = ck$ – частота длинных волн; $\nabla = \left\{\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}\right\}$ – дифференциальный оператор; $c = c(x, y)$ – фазовая скорость внутренних волн; s – время на луче. Зависимость фазовой скорости от времени не учитывается в работе, поскольку даже сезонные изменения этого параметра не велики для внутренних волн. Таким образом, при построении модели мы считали, что рефракция внутренних волн определяется преимущественно пространственной неоднородностью вод океана.

Система дифференциальных уравнений (1) решается методом Рунге–Кутта 5-го порядка. В качестве внешних условий задается матрица распределения фазовой скорости на географической сетке рассматриваемой акватории. Разрешение сетки в задаче соответствует исходному разрешению сетки данных температуры и солености из соответсвующего атласа. Выходными данными при решении системы являются траектории лучей, позиции волновых фронтов определяются как линии постоянной фазы (рис.2).

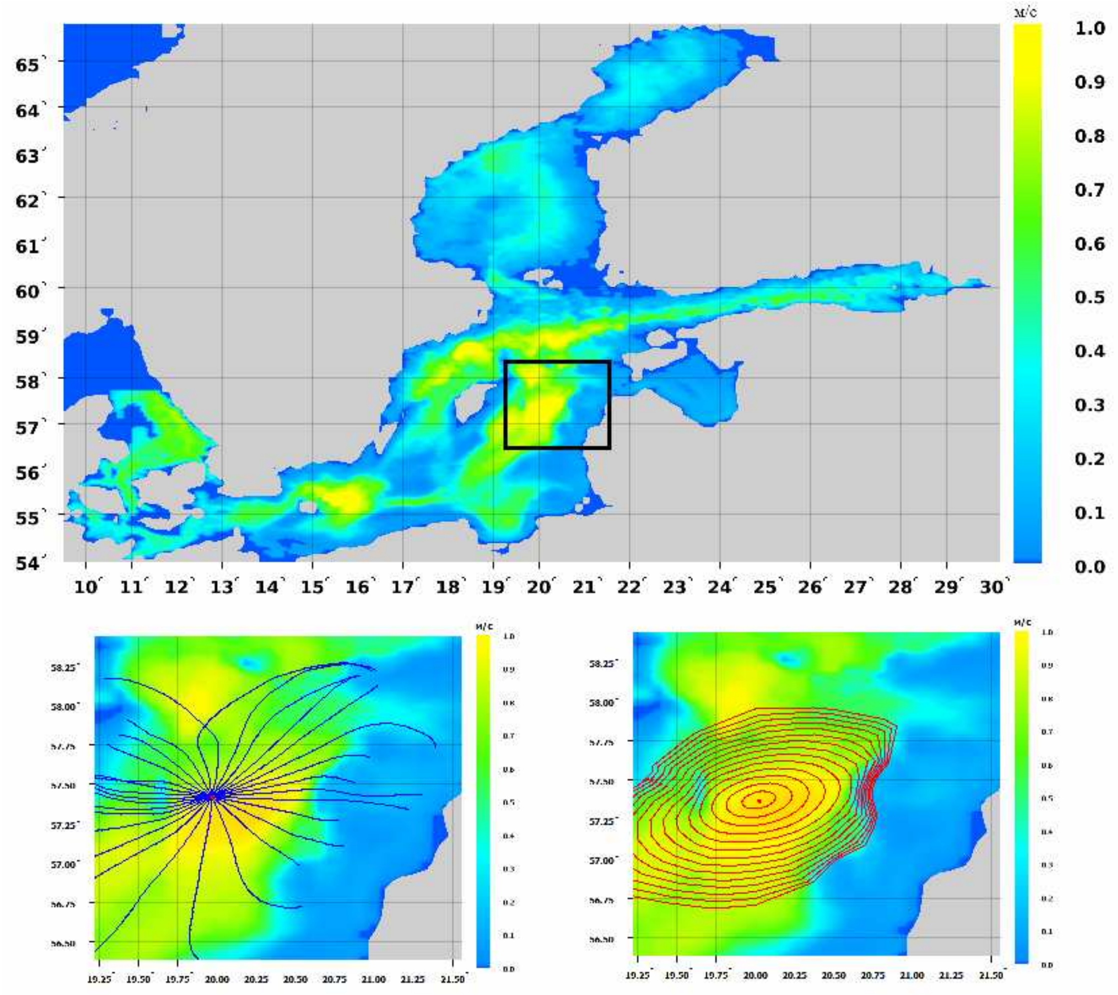


Рис.2. Пример результатов расчета лучевых уравнений.
Вверху – участок акватории Балтийского моря, внизу: слева – траектории лучей, справа – линии фронтов.

Лучевая картина, в частности, дает качественное представление о распределении энергии внутреннего волнового поля в горизонтальной плоскости. Энергия концентрируется, где фокусируются волновые лучи, и уменьшается там, где лучи разрежаются.

Для изучения степени захвата вводится понятие локального коэффициента захвата. Рассматриваются точечные изотропные источники волн в каждом узле сетки, из них с равным шагом по начальному углу выпускается n = 200 лучей (увеличение числа лучей уже не влияет на результат вычислений); лучи рассчитываются до достижения зоны низкой фазовой скорости (критерием прекращения его расчета является то, что он не покидает текущую ячейку сетки за 1000 шагов), и коэффициент захвата определяется как отношение количества захваченных лучей в данной ячейке к общему числу лучей, участвующих в расчетах. Такое определение коэффициента захвата адаптировано нами для внутренних волн в соответствии с введенным в работе [20] при исследовании оценок явления топографического захвата волновой энергии длинных поверхностных волн (волн цунами) на Курильском шельфе. Локальный коэффициент захвата определяется формулой

$$K_{ij} = \frac{\sum_{i=1}^{N} \sum_{j=1}^{M} C_{ij} n_{ij}}{R \cdot N} \cdot 100\% , \qquad (2)$$

где K_{ij} – величина коэффициента захвата для точки (i, j) исходной сетки, C_{ij} – значение фазовой скорости в точке, n_{ij} – число конечных точек лучей в ячейке сетки точки (i, j), R – общее число лучей, N – общее число точек сетки. Ниже описан процесс расчета коэффициента захвата.

Последовательный и параллельный алгоритмы. На рис.3 представлена схема последовательного алгоритма расчета коэффициента захвата (2).

Сетка данных представляет собой двухмерный массив значений фазовой скорости (широта и долгота) с шагом в 1/15 и 1/30° по широте и долготе соответственно. Для каждой точки сетки данных моделируется распространение волны: выбирается число лучей для представления волны (в данном случае 200), задаются координаты исходной точки (Refraction2::setPoint(x,y)) и матрица значений фазовой скорости $c(x, y)$, направление луча; выполняется решение системы уравнений (1) методом Рунге–Кутта для первого луча (RefRaySolver::init(1)), для второго и т.д. Данные траекторий для текущей точки сохраняются в результирующем контейнере. Проводится шаг алгоритма для следующей точки. После расчета всех точек коэффициент захвата вычисляется на основе полученных траекторий по формуле (2).

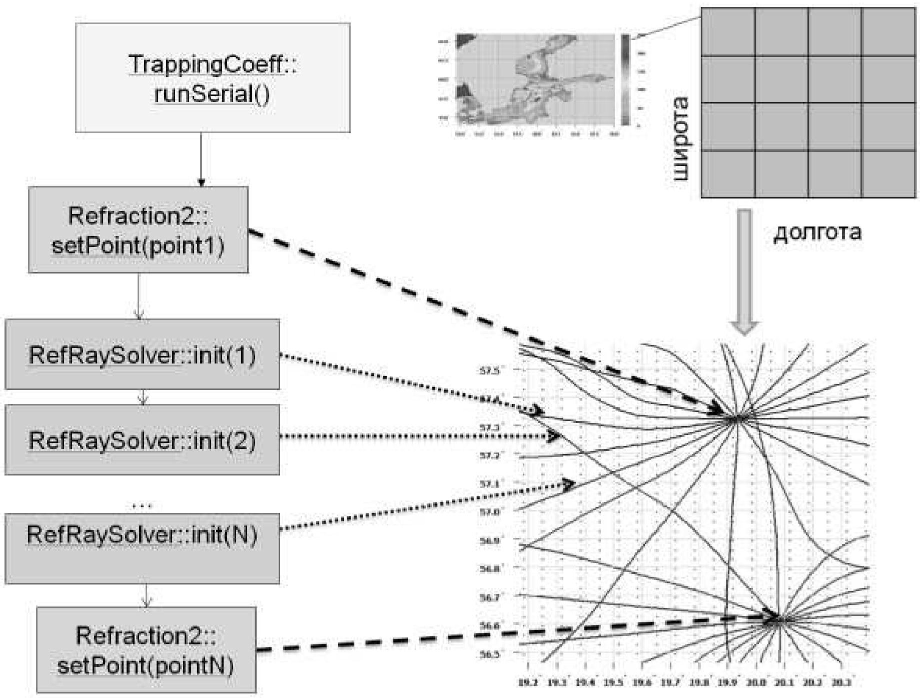


Рис.3. Схема последовательного расчета коэффициента захвата (2).

Как видно из алгоритма, расчет каждого луча в каждой точке независим и может быть проведен отдельно. Расчет большого числа точек и лучей требует длительного времени, и данная схема имеет большой потенциал для параллелизации. Стоит отметить, что вычисление одного луча не является слишком длительной операцией, поэтому параллелизация по точкам предполагается более эффективной.

Для поддержки процесса параллелизации кода в Intel® Parallel Studio XE 2013 имеются все необходимые инструменты, которые позволяют существенно снизить временные и человеческие ресурсы на поиск мест распараллеливания; оценки эффективности, а также поиск и анализ узких с точки зрения производительности мест в коде.

Использование программного продукта Intel® Advisor XE показало место кода, где параллелизация даст наиболее эффективный результат. В данном случае это место соответствует функции TrappingCoeff::runSerial(), реализующей расчет волны для каждой географической точки. На основе области кода для параллелизации была составлена схема параллельного алгоритма (рис.4).

Данная схема предполагает, что расчеты точек будут проводиться параллельно.

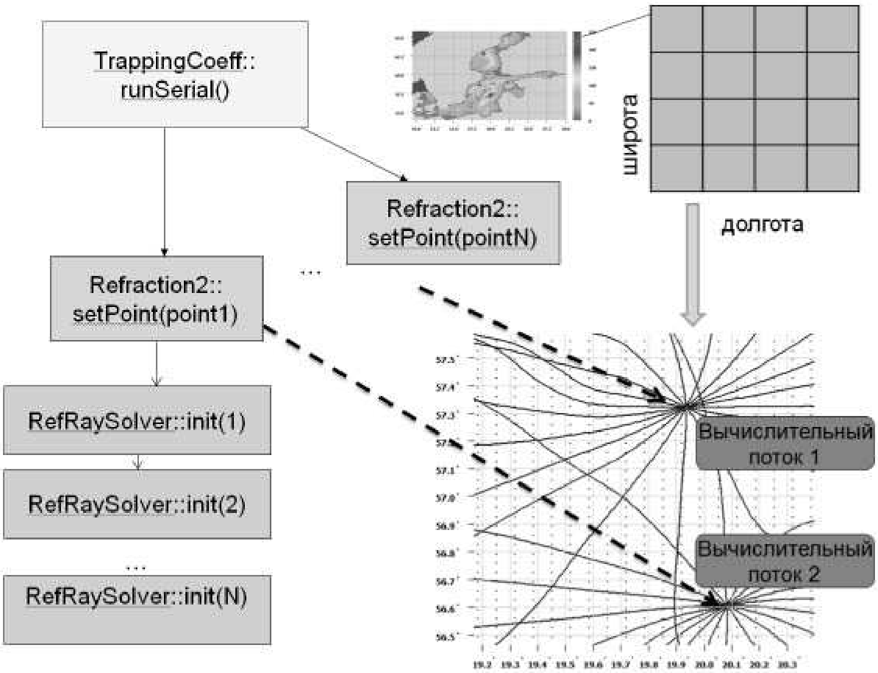


Рис.4. Схема параллельного алгоритма.

Анализ достигнутой производительности. Были проведены замеры времени выполнения параллельного и последовательного алгоритмов (рис.5). Замеры проводились на двухпроцессорной машине с процессорами Intel® Xeon® 5570 2.93 ГГц, 16 Гб оперативной памяти, ОС Windows 7.

На основании замеров был построен график ускорения (отношения времени выполнения последовательного алгоритма к времени выполнения параллельного) (рис.6).

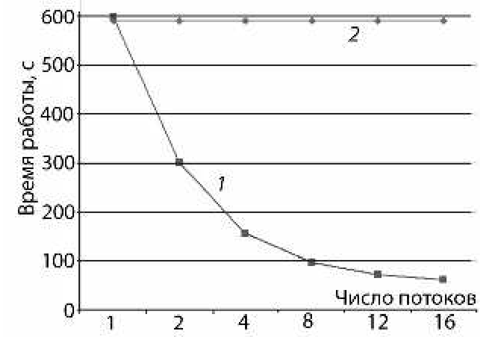


Рис.5. Время выполнения параллельного (*1*) и последовательного (*2*) алгоритмов.

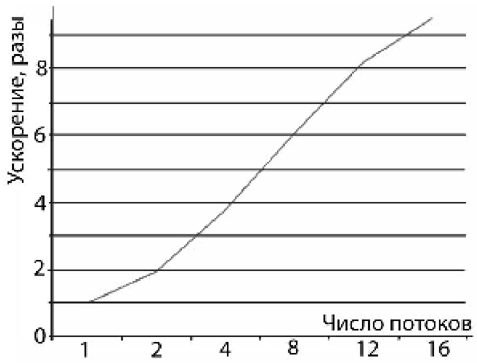


Рис.6. Зависимость ускорения от числа потоков.

Как видно из рис.6, реальное ускорение становится меньше предсказанного (в идеальном случае – ускорение прямо пропорционально числу потоков). Причиной тому могут быть дополнительные синхронизации, которые добавляются в параллельную версию, накладные расходы библиотек Intel® TBB и т.п.

***

Применение Intel® Parallel Studio XE 2013 показало высокую эффективность при разработке параллельных алгоритмов. Инструменты Intel® Parallel Studio XE 2013 позволяют существенно облегчить и ускорить процесс параллелизации кода. Моделирование параллельной версии алгоритма без значительной модификации кода позволяет оценить ускорение на этапе проектирования параллельного алгоритма. Анализ ошибок позволяет найти неочевидные и предотвратить получение неверных результатов или нестабильной работы приложения. Без инструментов анализа производительности практически невозможно определить степень корректности параллельной реализации с точки зрения производительности.

На рис.7 представлен результат расчета коэффициента захвата для акватории Балтийского моря.

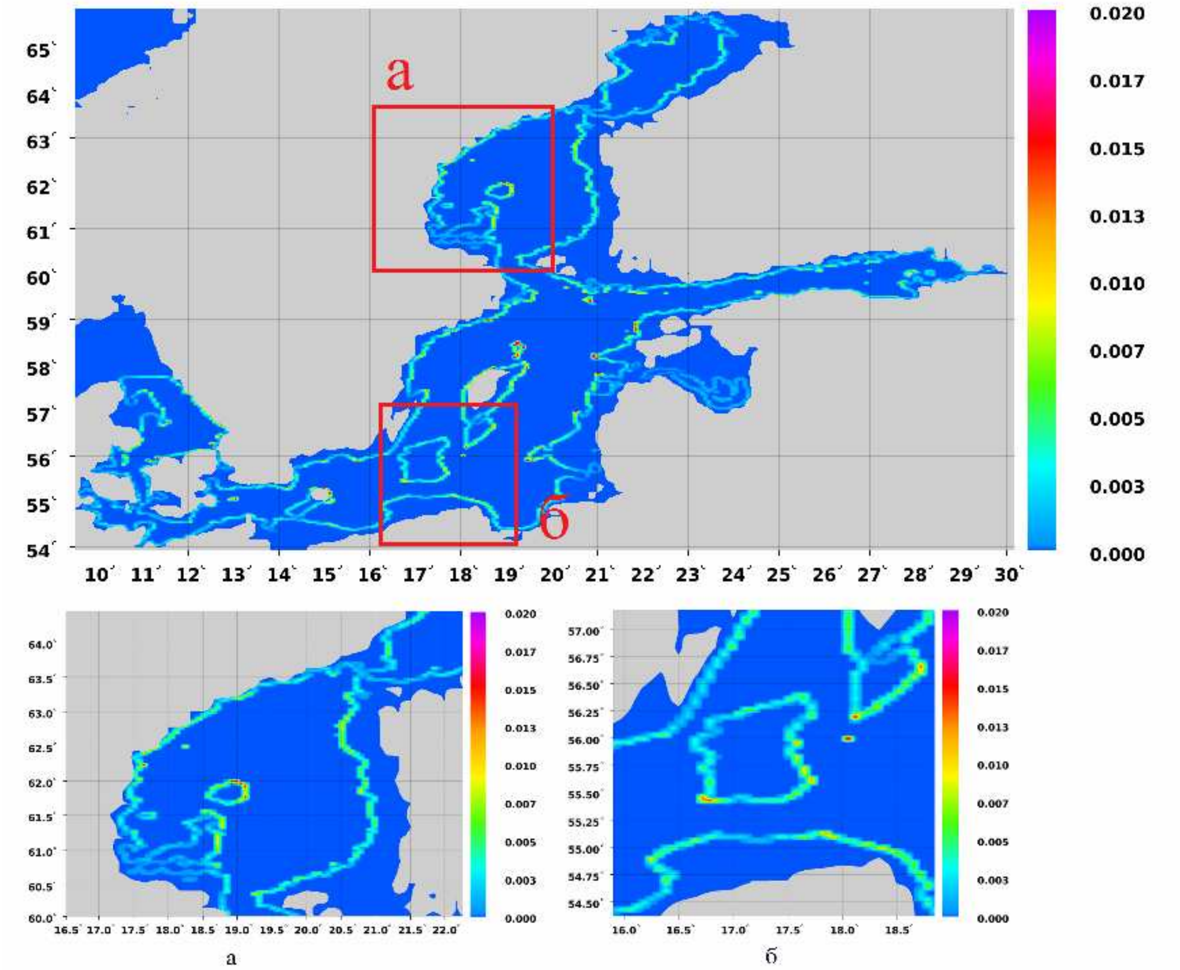


Рис.7. Коэффициент захвата внутренних волн для акватории Балтийского моря.

Разработанная реализация параллельного алгоритма позволила сократить время расчетов в 10 раз на 16-ядерной машине, что позволит в дальнейшем проводить расчеты на более точных сетках с бóльшим числом данных.

Представленные результаты поисковой научно-исследовательской работы получены в рамках реализации Гранта «Применение Intel® Parallel Studio 2013 XE Beta в разработке эффективных параллельных алгоритмов (договор № NN/R&D/56/2012 от 30.03.2012 г.) и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009–2013 годы».

Литература

1. *Du T.* et al. An estimation of internal soliton forces on a pile in the ocean // J. Ocean Univ China. 2007. V.6, N 2. P.101–106.
2. *Cai S.* et al. A method to estimate the forces exerted by internal solitons on cylindrical piles // Ocean Eng. 2003. V.30, N 5. P.673–689.
3. *Osborne A.R.* et al. The influence of internal waves on deep-water drilling // J. Petroleum Technol. 1978. V.30, N 10. P.1497–1504.
4. *Song Z.J.* et al. Comparisons of internal solitary wave and surface wave actions on marine structures and their responses //App. Ocean Res. 2011. V.33. P.120–129.
5. *Stuber U., Moum J.N.* On the potential for automated realtime detection of nonlinear internal waves from seafloor pressure measurements // Ebed. P.275–285.

6. *Тюгин Д.Ю., Куркина О.Е., Куркин А.А.* Программный комплекс для численного моделирования внутренних гравитационных волн в Мировом океане // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2011. № 4(2). С.32–44.
7. *Conkright M.E.* et al. World Ocean Database 2001, V.1: Introduction // Ed. S.Levitus, NOAA Atlas NESDIS 42. U.S. Government Printing Office, Wash., D.C. 2002. 160 p.
8. *Teague W.J.* et al. A Comparison between the Generalized Digital Environmental Model and Levitus Climatologies // J. Geophys. Res. 1990. V. 95. C5. P.7167–7183.
9. *Soomere T.* et al. Patterns of current-inducted transport in the surface layer of the Gulf of Finland // Boreal Environment Res. 2001. V.16. P.49–63.
10. *Бреховских Л.М., Годин О.А.* Акустика слоистых сред. М.: Наука, 1989. 416 с.
11. *Воронович А.Г.* Распространение внутренних и поверхностных гравитационных волн в приближении геометрической оптики // Изв. АН СССР. ФАО. 1976. Т.12. С.519–523.
12. *Доценко С.Ф.* Вычисление времен добегания длинных волн в Черном море лучевым методом // Морской гидрофиз. журн. 1993. № 2. С.39–43.
13. *Доценко С.Ф., Коновалов А.В.* Численное моделирование распространения цунами в Черном море // Морской гидрофиз. журн. 1996. № 5. С.65–77.
14. *Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И.* Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980. 303 с.
15. *Пелиновский Е.Н.* Нелинейная динамика волн цунами. Горький: ИПФ АН СССР, 1982.
16. *Пелиновский Е.Н.* Гидродинамика волн цунами. Н.Новгород: ИПФ РАН, 1996. 276 с.
17. *Миропольский Ю.З.* Динамика внутренних гравитационных волн в океане. Л.: Гидрометеоиздат, 1981. 302 с.
18. *Ле Блон П., Майсек Л.* Волны в океане. Т.1, 2. М.: Мир, 1981.
19. *Broutman D.* et al. Ray methods for internal waves in the atmosphere and ocean // Ann. Rev. of Fluid Mech. 2004. V.36. P.233–253.
20. *Файн И.В.* и др. Исследование лучевым методом захватывающих свойств Курильского шельфа // Океанология. 1983. Т.23, № 1. С.23–26.

Статья поступила в редакцию 07.09.2012 г.

Рецензия на книгу

Г а л и е в Ш.У. Геофизические сообщения Чарльза Дарвина как модели теории катастрофических волн. – Москва: Центр современного образования, 2011. – 655 с.

Весьма интересная книга опубликована нашим соотечественником, работающим в Новой Зеландии. В ней переосмысливаются Чарльза Дарвина, содержащие результаты его долгой экспедиции на «Бигле», с позиций современной теории волн явлений. Прежде всего стоит упомянуть, что Дарвин, известный как открыватель эволюционной теории происхождения видов, сделал большой вклад в геофизику. В частности, он был свидетелем сильнейшего Чилийского землетрясения и цунами 1835 г., пытался понять природу землетрясений, вулканов и цунами. Его идеи проф. Галиевым «переведены» на современный язык, а соотношение «старых» идей и современных представлений о природных явлениях не только представляет исторический интерес, но и позволяет лучше почувствовать связь между различными катастрофическими природными явлениями. Значительное место в книге занимает авторское описание катастрофических океанских волн в переменных Лагранжа. Это представление оказывается в ряде случаев более эффективным, чем Эйлерово. В частности, оно используется в современном популярном численном коде крупных частиц (Smoothed Particle Hydrodynamics), в результате чего в рамках одного кода описываются как потенциальные и вихревые движения, так и процессы обрушения волн. Автор приводит все основные нелинейные модели волн на воде – от ветровых до цунами. Специальное внимание уделено резонансным явлениям в системе нелинейных волн. Выделяется глава по экстремальным ветровым волнам, где обсуждается также проблема моделирования волн-убийц. Стоит отметить и описание эффекта моретрясения, основанное на фарадеевской теории параметрического возбуждения волн.

Книга рассчитана на широкий круг читателей, интересующихся наследием Дарвина, историей науки, методами анализа природных явлений и приложениями математических методов в геофизике. Издание книги поддержано грантом РФФИ. Научное редактирование выполнено проф. В.А.Лазаревым.

© *Т.Г.Талипова, Е.Н.Пелиновский*

Из истории науки

© *Н.Н.Корчагин*, 2012
Институт океанологии им. П.П.Ширшова РАН

Андрей Сергеевич МОНИН

Монин Андрей Сергеевич – выдающийся ученый-физик, академик (2000), иностранный почетный член Американской Академии искусств и наук в Бостоне (1973), иностранный член Национальной академии наук США (1976), почетный доктор Гётеборгского университета (1986), лауреат Государственной премии СССР (1980), лауреат премии им. А.А.Фридмана РАН.

А.С.Монин, обладающий энциклопедической широтой и глубиной научных знаний, внес выдающийся вклад в метеорологию, физику атмосферы и океана (включающую турбулентность, динамику атмосферы, океанские волны, вихри и течения, процессы взаимодействия атмосферы и океана, придонную и прибрежную океанологию), теорию климата, физику земных недр, геофизическую гидродинамику, геомеханику и гидрогеохимию, тектонику плит, а также гео- и биоэкологию.

Андрей Сергеевич родился 2 июля 1921 г. в Москве в семье доцента Московского государственного педагогического института. В 1938 г. поступил на механико-математический факультет МГУ, который окончил в декабре 1942 г. и сразу же был принят в аспирантуру МГУ. Шла Великая Отечественная война. Еще во время учебы Монин неоднократно пытался попасть добровольцем на фронт в действующую армию. Но только в 1943 г. после окончания курсов военных синоптиков его назначили командиром фронтовой метеостанции 3-го Прибалтийского фронта, где он прослужил до конца войны и был награжден медалью «За боевые заслуги». В мае 1945 г. Монин был откомандирован в Центральный институт прогнозов Красной Армии, где в течение года проработал в качестве научного сотрудника.

Дальнейшая научная специализация А.С.Монина определилась в аспирантуре НИИ математики МГУ, где он под руководством выдающегося математика XX в. академика А.Н.Колмогорова, учеником которого он не без гордости себя считал всю жизнь. В период с 1946 по 1949 г. подготовил и защитил кандидатскую диссертацию по атмосферной турбулентности.

В 1951 г. Андрей Сергеевич по конкурсу перешел в Геофизический институт АН СССР, где работал в отделе физики атмосферы, преобразованном затем в Институт физики атмосферы АН СССР (сейчас ИФА РАН им. А.М.Обухова). Работая в этом институте сначала старшим научным сотрудником, а затем заведующим отделом, он в 1956 г. блестяще защитил докторскую диссертацию по теории турбулентной диффузии – одной из сложнейших проблем в гидродинамике, куда вошли его замечательные результаты по лагранжевому описанию диффузии.

В дальнейшем в течение нескольких лет А.С.Монин продолжал активную научную деятельность, успешно совмещая ее с ответственной работой в аппарате ЦК КПСС, где последовательно занимал должности от инструктора до заведующего сектором Отдела науки и вузов.

Динамическая метеорология и теория турбулентности – самые ранние и самые прочные научные увлечения А.С.Монина, начиная с кандидатской и докторской диссертаций, кончая известными монографиями и многочисленными статьями. В этот период А.С.Монин вместе с А.М.Обуховым решили проблему адаптации метеорологических полей, используя закон сохранения адиабатического инварианта – потенциального вихря и уравнения гидродинамики. Показано, что процесс адаптации атмосферы к состоянию геострофического равновесия достигается после генерации и рассеяния быстрых акустических и внутренних гравитационных волн, а также выделена область применения к краткосрочному прогнозу погоды сбалансированных примитивных уравнений и систем в квазигеострофическом и квазисоленоидальном приближениях. Рассчитанные по этим уравнениям синоптические колебания поля высот изобарических поверхностей, т.е. поля давления в атмосфере, позволяют в конечном счете рассчитывать температуру воздуха, ветер, изменчивость облачности, осадки и др.

А.С.Монин дал четкое понимание неадиабатической природы долгосрочных изменений погоды. В таких процессах атмосфера в целом должна рассматриваться не как изолированная энергетическая система, а как часть единой системы «атмосфера – деятельный слой подстилающей поверхности (А–ДС)». При этом атмосфера играет роль малоинерционной системы, а море, наоборот, обладает большой тепловой инерцией. В этом случае наиболее существенным начальным условием для долгосрочного прогноза погоды должно быть поле температуры в деятельном слое Мирового океана. Первичным источником притока энергии к атмосфере и океану является падающий на землю поток солнечного тепла. В этой связи А.С.Монин обратил внимание на важную роль облачности как наиболее эффективного регулятора процессов переработки потока солнечной радиации в неравномерно распределенные в пространстве и во времени притоки тепла к атмосфере (он же предложил упрощенную модель системы А–ДС и дал оценку глобального взаимодействия атмосферы и океана). Основные результаты по метеорологии А.С.Монина были подытожены в его замечательной книге «Прогноз погоды как задача физики» (1969). В этом направлении А.С.Мониным были организованы работы по численному моделированию совместной циркуляции атмосферы и океана Земли, а затем и атмосферы Венеры (Динамика атмосферы Венеры, 1974).

По механике турбулентности А.С.Монин получил ряд фундаментальных результатов. К ним относятся, в частности, построение системы замкнутых уравнений для вторых моментов локально-изотропной и анизотропной турбулентности в термически стратифицированной среде, лагранжево описание турбулентной диффузии с конечной скоростью распространения (в терминах телеграфных уравнений), вывод эволюционных уравнений для конечномерных распределений вероятности поля скорости в турбулентном потоке, аналогичных цепочке уравнений Н.Н.Боголюбова для n-частичных функций распределения скоростей молекул в кинетической теории газов.

Вместе с А.М.Обуховым А.С.Монин изучил влияние стратификации в турбулентном приземном слое. Результаты этого исследования опираются на общие соображения теории размерностей и подобия, а также на физический анализ, приводящий к выводу, что изменения скорости ветра и температуры должны определяться значениями вертикального потока импульса и потока тепла. Этот факт позволяет вертикальные градиенты средней скорости и температуры выразить посредством универсальных функций от безразмерного параметра, представляющего собой отношение высоты к «высоте подслоя динамической турбулентности», называемой «масштабом длины Монина–Обухова». Этот масштаб играет центральную роль во всей современной теории турбулентности в приземном и приводном слоях атмосферы, а также в приповерхностном и придонном слоях моря.

В числе крупнейших публикаций того времени – знаменитый двухтомник «Статистическая гидромеханика», опубликованный им совместно с А.М.Ягломом в 1965–1967 гг. и дважды переизданный в 1992 и 1997 гг., ставший классическим произведением, которое уже более четырех десятков лет во всем мире является настольной книгой любого физика-исследователя по турбулентности.

Выдающиеся организаторские способности, энциклопедичность знаний Андрея Сергеевича Монина наилучшим образом нашли применение на посту директора Института океанологии им. П.П.Ширшова Академии наук СССР. С его приходом в институт резко активизировались исследования по фундаментальным проблемам физики, химии, геофизики, геологии и биологии Мирового океана. Под его руководством (в период с 1965 по 1987 г.) Институт океанологии стал известным и ведущим не только у нас в стране, но и во всем мире, центром притяжения океанологов всех стран. В этот период институт заработал как единый научный комплекс морских исследований по всем направлениям. Были сделаны важные фундаментальные открытия по гидрофизике, морской геологии и биологии, гидрохимии и другим смежным морским наукам. Активно внедрялись сложнейшие технические устройства, вершиной которых стали уникальные глубоководные подводные аппараты.

По инициативе А.С.Монина и под его непосредственным руководством были успешно выполнены эксперименты с подводными аппаратами «Черномор», «Кролик», «Аргус», «Пайсисы», связанные с глубоководными исследованиями в Черном море, о.Байкал, Красном море и в ряде районов Мирового океана. В некоторых из погружений Андрей Сергеевич в роли гидронавта-наблюдателя принимал личное участие. Так, невозможно не восхититься погружениями глубоководных аппаратов «Пайсис» на красноморские рифты, которые, в частности, сопровождались открытием фантастического мира придонных «озер» – горячих донных рассолов с соленостью почти на порядок выше солености океанских вод. В одном из таких погружений перед гидронавтами предстало феерическое зрелище внутреннего прибоя, накатывающегося на подводные «берега» сверхсоленого «озера» и затем струями скатывающегося вниз. Здесь впервые наблюдался необычный эффект проявления процесса спрединга не в открытом океане, а в относительно узком Красном море (*Монин А.С.*, *Корчагин Н.Н.* Десять открытий в физике океана. М.: Научный мир, 2008).

Мировое признание получили результаты международного проекта по исследованию вихревых структур в Мировом океане в ходе экспедиций «ПОЛИГОН-70», «ПОЛИМОДЕ», «МЕЗОПОЛИГОН» и крупнейшего эксперимента «МЕГАПОЛИГОН». Причем активное участие Андрея Сергеевича в этих проектах как идеолога и организатора представляют его как одного из авторов открытия в океанографии – свободных синоптических вихрей в Мировом океане.

Будучи директором, Андрей Сергеевич наряду с воплощением своих научных идей вникал и организовывал решение практически всех проблем в деятельности ИО АН от хозяйственной (строительство нового здания института и новых судов, создание подводных лабораторий и глубоководных обитаемых аппаратов) до разнообразной научной работы. Заседания Ученого совета Института, возглавляемого А.С.Мониным, превратились в государственный научный семинар по комплексным проблемам океанологии. На высоком профессиональном уровне он обсуждал работы по геологии и биологии океана, занимался проблемой проникновения человека в морские глубины. Продолжая фундаментальные теоретические исследования по физике океана, он активно организовывал выполнение численных экспериментов по общей циркуляции атмосферы и океана и уделял большое внимание созданию новой измерительной технике. Благодаря настойчивой целеустремленности директора существенно увеличился флот института – на смену научно-исследовательского судна (НИС) «Витязь» были введены современные НИС («Академик Курчатов», «Дмитрий Менделеев», «Академик Мстислав Келдыш», новый «Витязь», «Академик Сергей Вавилов», «Академик Иоффе») и глубоководные обитаемые аппараты «Мир».

Оставив пост директора Института, А.С.Монин до конца жизни (умер 22 сентября 2007 г.) продолжал научную деятельность, возглавляя Лабораторию синоптических процессов. Всю свою жизнь он был неутомимым тружеником. Им написано и опубликовано 44 книги, 22 брошюры, более 600 статей в отечественных и зарубежных журналах, в том числе свыше 110 статей в научном издании «Доклады Академии наук СССР и РАН», около 35 статей публицистики в газетах и популярных журналах. Почти все книги А.С.Монина переведены на иностранные языки. Он также был переводчиком и редактором более 70 научных книг. Не задаваясь целью подробного описания научных трудов А.С.Монина, отнесем читателей к одной из последних его книг в соавторстве с Н.Н.Солнцевой – «Жизнь и разум» (М.: Наука, 2007), в которой приведена аннотированная библиография его публикаций. Несмотря на недуги, одолевавшие его в последние годы, и почти полную потерю зрения, он активно до последних дней продолжал работать в области построения современной теории климата. Ниже мы кратко остановимся на сведениях общей направленности его научных исследований.

Большой цикл работ А.С.Монина охватывает важнейшие проблемы гидрофизики океанских вод: от исследований мелкомасштабных и мезомасштабных процессов (микро-структура, турбулентность, капиллярные, поверхностные и внутренние волны, циркуляция Ленгмюра, сейши, инерционные и приливные колебания) до крупномасштабных (ринги, меандры, синоптические вихри, волны Россби, циркуляция морей, общая циркуляция океана с идеей глобальной «конвейерной» циркуляции вод). Итоги этого цикла хорошо известны и изложены в ряде монографий с соавторами. Кроме упомянутых выше к ним относится двухтомник «Физика океана» (1978) из десятитомного собрания «Океанология» (т.1–2 – «Физика океана», 3–4 – «Химия океана», 5–6 – «Геология океана», 7–8 – «Геофизика океана», 9–10 – «Биология океана»), создание которого коллективом ученых Института океанологии является большой заслугой А.С.Монина как инициатора и научного руководителя, оказывавшего огромное стимулирующее влияние на всех авторов. В тот период издание «Океанологии» предстало как итог многолетнего развития мировой океанологии – комплексной науки о физических, химических, геологических и биологических процессах в Мировом океане, что дало необходимую научную основу для разработки программ его дальнейших исследований.

Среди других крупных публикаций следует отметить такие книги (с соавторами), как «Изменчивость Мирового океана» (1974), «Океанская турбулентность» (1974), «Синоптические вихри в океане» (1982) (2-е издание, переработанное и дополненное, 1987), «Явления на поверхности океана» (1985), «Амазония» (1988), «Мезоокеанология» (2004).

Значительный цикл исследований А.С.Монина посвящен планетологии: гидродинамическим проблемам эволюции планет и их недр, объемной гравитационной дифференциации Земли и плотностной конвекции в земной мантии, геомагнетизму и динамике полюсов. Продолжая традиции академика О.Ю.Шмидта, он своими фундаментальными работами в последние десятилетия XX в. внес неоценимый вклад в революцию, происходившую в глобальной геологии, давая генетическое объяснение тектонике литосферных плит. Часть результатов этих исследований изложены в монографиях «История Земли и климат» (1977), «Популярная история Земли» (1980), «Перспективы развития современной геологии» (1983), «Ранняя геологическая история Земли» (1987).

А.С.Монин заложил основы геофизической гидродинамики как теоретической науки стратифицированных жидкостей на вращающихся планетах, сформулировав общие принципы гидродинамики атмосферы, океана, жидких недр планет. Эти принципы он изложил в монографиях «Теоретические основы геофизической гидродинамики» (1988) и «Космология, гидродинамика, турбулентность» (1989). Глубоким обобщением результатов работ А.С.Монина является его книга «Гидродинамика атмосферы, океана и земных недр» (1999), логически сформированная на основе геофизической гидродинамики и скомпонованная практически из всех статей, изданных только в «Докладах Академии наук». Содержание этой книги по существу представляет комплекс теоретических и экспериментальных исследований, фундаментально и полно описывающих динамику процессов в основных сферах Земли: атмосфере, океане и ее внутренних слоях.

Фундаментальным результатам по теории климата были посвящены его книги: «Вращение Земли и климат» (1972), «История климата» (1977), «Солнечный цикл» (1980), «Введение в теорию климата» (1982). К этой проблематике А.С.Монин обращался на протяжении всей своей научной деятельности. В продолжение этих исследований уместно несколько подробнее остановиться на его последних работах, посвященных климату Земли.

В первом десятилетии XXI в. Андрей Сергеевич снова обратил внимание на проблему современного глобального потепления климата. Считая, что существующие климатические модели еще недостаточно совершенны, чтобы на их основе сделать заключение о природе этого явления, он посчитал более перспективным анализ инструментальных наблюдений потепления в сравнении с имеющимися косвенными данными об изменениях климата в прошлом. С этой целью были собраны самые разные данные о прошлом климате, начиная с рядов годичных приростов деревьев и кончая вариациями химического состава льда в ледниковых кернах Антарктиды. Как инструмент анализа при этом впервые не только в отечественной, но и мировой практике палеоклиматологов было широко использовано вейвлетное преобразование анализируемых рядов. В результате было продемонстрировано, что климатические колебания, на первый взгляд кажущиеся хаотичными, являются внутренне организованными в широком диапазоне временных масштабов, т.е. динамика климата представляет собой своего рода полифонию. Междугодовые и многодекадные климатические колебания выступают в этой полифонии, как «аккорды» на фоне основной «мелодии», представленной многовековыми и многотысячелетними вариациями климата. Андрей Сергеевич предположил, что основным «движителем» этой полифонии являются долгопериодные вариации активности Солнца, вызываемые его обращением вокруг общего центра масс Солнечной системы. Основной период этого обращения, как было ранее представлено западными исследователями, составляет около 180 лет и имеет весьма сложную внутреннюю структуру (отчего часто называется тройственным или просто тройным). В это время среди специалистов по физике Солнца преобладала точка зрения, что Солнечное динамо хаотично и, следовательно, солнечная активность не может быть чувствительна к гравитационным воздействиям планет на Солнце. Будучи хорошо знаком с проблемой Солнечного динамо, Монин тем не менее посчитал, что тройной цикл обращения Солнца вокруг центра масс Солнечной системы может оказывать существенное влияние на солнечную активность и, в конце концов, на земной климат. Итоги этих исследований были суммированы в книге А.С.Монина и Д.М.Сонечкина «Колебания климата по данным наблюдений. Тройной солнечный и другие циклы» (М.: Наука, 2005). Нельзя не упомянуть в заключение, что в связи с приостановкой глобального потепления в конце XX в., продолжающейся и поныне, резко возрос интерес мирового сообщества климатологов к Солнцу как главному движителю земных изменений. Вышеупомянутые работы Андрея Сергеевича стали очень актуальны. Можно процитировать заключительные фразы из его статьи (с соавторами), опубликованной 8 лет назад (Докл. РАН. 2004. Т.399, № 2. С.253–256): «…глобальный климат вступил в фазу относительного похолодания. Она может продлиться два-три десятилетия, подобно предыдущей фазе похолодания в 1940–1960-х годах. Процессы Ла-Ниньо, отрицательного Северо-Атлантического колебания, уменьшение суммы осадков в зоне Сахеля будут преобладать над процессами Эль-Ниньо, положительного САК и высокого увлажнения Сахеля. Каспий должен стабилизироваться на современном уровне...».

А.С.Монин награжден шестью орденами (среди них два ордена Трудового Красного Знамени, ордена Октябрьской Революции, Отечественной войны, Орден Дружбы народов) и двенадцатью медалями.

Андрей Сергеевич много времени уделял педагогической, научно-организационной и общественной деятельности. Как профессор Московского физико-технического института он читал на протяжении многих лет курсы лекций: сначала лекции по теории турбулентности, а затем – по геофизической гидродинамике. Он создал научную школу по геофизической гидродинамике, удостоенную, начиная с 1996 г., гранта Президентской программы поддержки школ.

А.С.Монин был членом бюро Ассоциации «Экология и мир». Его гражданская позиция ярко проявилась при обсуждении проблем Ленинградской дамбы, Аральского моря, поворота северных рек. Жизнь подтвердила правоту его научного предвидения. Он был членом редколлегий ряда российских и международных научных изданий, а с 1995 г. – членом Бюро Международного союза геодезии и геофизики (IUGG), единственным представителем от России.

Осуществив свою последнюю мечту – написание книги «Десять открытий в физике океана» (М.: Научный мир, 2008), А.С.Монин окончил свой жизненный путь, оставив потомкам богатое научное наследие.

Конференции

Семинар-школа
«Спутниковые методы и системы исследования Земли»[1]

С 28 февраля по 5 марта 2012 г. в г.Таруса (Калужская обл.) состоялся выездной семинар-школа Института космических исследований (ИКИ) РАН «Спутниковые методы и системы исследования Земли».

Подобные семинары-школы уже не первый год проводятся на базе ИКИ РАН, они посвящены обсуждению научных проблем, связанных с созданием и развитием методов и систем дистанционного исследования природных и антропогенных объектов. В этом году в нем принимали участие ведущие специалисты из Москвы, Санкт-Петербурга, Нижнего Новгорода и Германии. Целью их проведения является, с одной стороны, обмен опытом между участниками – специалистами в области дистанционных методов зондирования земной поверхности, с другой стороны, передача опыта и обучение – около половины участников семинара были молодые люди – студенты и аспиранты из МГУ, СПбГУ, РГГМУ.

Руководитель школы-семинара – заведующая лабораторией аэрокосмической радиолокации ИКИ РАН, канд.фаз.-мат.наук, доцент О.Ю.Лаврова

В этом году обсуждались следующие темы: «Спутниковый мониторинг Балтийского, Черного и Каспийского морей в 2009–2011 гг.» (О.Ю.Лаврова, ИКИ РАН); «Наземное лазерное сканирование» (М.В.Никифоров, Государственный университет землеустройства); «Атлас изменчивости северо-западной части Тихого океана на основе спутниковой альтиметрической информации» и «Выделение и анализ стояче-поступательных градиентно-вихревых волн по данным спутниковых измерений» (Т.В.Белоненко, СПбГУ); «Климатическая изменчивость сплоченности морского льда в Южном океане по данным дистанционного зондирования» (С.А.Лебедев, С.Н.Шауро, ГЦ РАН); «Климат Черного и Азовского морей в условиях глобального потепления. Часть I: Температура поверхности и связанные параметры. Часть II: Уровень и связанные параметры» (С.А.Лебедев, А.И.Гинзбург, А.Г.Костяной, Н.А.Шеремет, ГЦ РАН, ИКИ РАН, ИО РАН) «Естественные и антропогенные пленочные загрязнения Черного моря» (М.И.Митягина, ИКИ РАН); «Примеры определения глубины в прибрежных водах 1 типа по спутниковым данным», «Динамические процессы южного побережья Финского залива по спутниковым данным высокого и среднего разрешения» и «25 лет использования программного комплекса ЮНЕСКО БИЛКО для обработки и интерпретации спутниковых данных для обучения и подготовки специалистов» (В.И.Сычев, РГГМУ); «Методы искусственного интеллекта для обработки геофизических данных как возможность обработки данных дистанционного зондирования» (М.Н.Добровольский, ГЦ РАН); «Система удаленной работы с данными дистанционного зондирования для исследований Мирового океана – спутниковый сервис See the Sea» (И.Уваров, ИКИ РАН); «Подспутниковые акустические измерения в северо-восточной части Черного моря» (А.Н.Серебряный, АКИН/ИКИ РАН); «Статистический анализ субмезомасштабных вихрей Балтийского, Черного и Каспийского морей по данным спутниковой радиолокации» (С.С.Каримова, ИКИ РАН).

Часть заседаний проводилась на английском языке с участием немецких специалистов. Были заслушаны следующие доклады: «Radar Remote Sensing of Exposed Intertidal Flats: Synthetic Aperture Radar Data Help Improving Sediment Classification on the German North Sea Coast», «Analyses of Scatterometer and Synthetic Aperture Radar Data at the University of Hamburg: Wind, Waves, Surface Films, and Rain» и «The Wind-Wave Tank of the University of Hamburg: An Overview of Four Decades of Studies» of Air-Sea Interactions (M.Gade, Institut fur Meereskunde, Universit¨at Hamburg, Germany); «On Physical Basis of Radar Probing of Algae Bloom» (S.A.Ermakov, I.A.Sergievskaya, T.N.Lazareva, I.A.Kapustin, O.Yu.Lavrova and N.V.Andrijanova, IAP RAS, IKI RAS); «Multispectral remote sensing image processing and analysis» (L.Dreschler-Fischer, University

[1] Материал предоставлен Т.В.Белоненко.

of Hamburg); «DTeddie data and data processing chain» (B.Seppke, University of Hamburg); «Black Sea subsatellite experiments, schedule, measurements to be performed» (O.Lavrova, A.Serebryany, M.Gade, Dreschler-L.Fischer, B.Seppke Future); «Retrieval of currents and wind related informations from SAR data» (B.Seppke, University of Hamburg).

На семинаре-школе большое внимание было уделено молодым ученым, многие из них сделали презентации, их результаты были внимательно заслушаны на заседаниях и горячо обсуждались специалистами. Будущие ученые получили бесценный опыт и замечательное общение в научной среде, которые, бесспорно, сыграют не последнюю роль в их становлении как ученых. Из молодых участников семинара хотелось бы выделить следующих: Д.А.Петренко (РГГМУ) «Применение различных алгоритмов восстановления хлорофилла для оценки первичной продукции в Арктике к данным спектрорадиометров MODIS и SeaWiFS»; Н.В.Ямананева (РГГМУ) «Характеристики динамики ледяного покрова в Финском заливе по спутниковым данным»; К.Г.Евграфова (РГГМУ) «Физические свойства вихревых структур и их влияние на динамику верхнего слоя моря по спутниковым данным»; Е.В.Платонова (РГГМУ) «Оценки характеристик внутренних волн по данным MODIS и Landat ETM+ и TM»; С.В.Михальцева (РГГМУ) «Некоторые характеристики нефтяных пятен в Мексиканском заливе по спутниковым данным»; А.Недоспасов (МГУ) «Наблюдения внутренних волн в Черном море»; Е.В.Белоненко, (СПбГУ) «Анализ точности проекционных преобразований в ГИС MapInfo Professional и GeoMedia Professional»; М.Р.Пономаренко (СПбГУ) «Разработка учебного пособия по изучению Quantum GIS для представления результатов исследования Земли из космоса».

С кратким описанием семинара-школы, а также можно также познакомиться на сайте ИКИ: http://www.iki.rssi.ru/earth/index.htm, http://d33.infospace.ru/d33_conf/tarysa2012.html.

Научно-практическая конференция «Гидрография в России в начале XXI в.: исследования, инновации, технологии, проблемы и перспективы»[2]

21 июня 2012 г. в конференц-зале Управления навигации и океанографии Минобороны России (УНиО МО РФ) (11 линия, д.8) состоялась Научно-практическая конференция «Гидрография в России в начале XXI в.: исследования, инновации, технологии, проблемы и перспективы», посвященная Всемирному дню гидрографии.

С коротким приветственным словом перед участниками Конференции (65 чел.) выступил начальник УНиО МО РФ А.В.Шеметов. Затем прозвучали доклады зам. начальника УНиО МО РФ капитана 1 ранга О.Д.Осипова («Роль и место Гидрографической службы в новом облике Вооруженных Сил РФ»), президента Гидрографического общества (ГО) проф. Н.Н.Неронова («20 лет Гидрографическому обществу: итоги и перспективы»), главного инженера ФГУП «Гидрографическое предприятие» В.В.Суворова («Состояние и основные направления гидрографических исследований на акватории Северного морского пути»), начальника гидрографического управления ОАО «ГНИНГИ» канд.техн.наук А.М.Шаркова («Современные средства изучения Мирового океана. Преимущества и недостатки»), руководителя международной группы УНиО МО РФ В.М.Соболева («Международная деятельность УНиО МО РФ»), заместителя директора департамента проектно-конструкторских работ – начальника отдела навигационно-гидроакустических комплексов ЗАО «Морские навигационные системы» Р.А.Андреюка («Комплексы многолучевых эхолотов»), начальника 280 Центрального картографического производства ВМФ В.И. Коваленка («Морское картографическое производство России на современном этапе»), начальника кафедры гидрографии Санкт-Петербургского военно-морского института, кенд.техн.наук, капитана 2 ранга К.Г.Руховца («Подготовка кадров для ГС ВМФ: состояние и перспективы»), начальника картографического производства ФГУП «Гидрографическое предприятие» А.О.Станкевича («Перспективное развитие картографирования Северного морского пути»), административного директора ЗАО «Ромона» (г. Москва) А.М.Корноухова («Гидрогра-

[2] Материал предоставлен В.Г.Смирновым.

фические исследования в районе острова Сахалин»). Затем выступили Э.С.Зубченко, который представил свой труд «Основы создания и использования морских геоинформационных систем», С.В.Капран (он преподнес президенту ГО Н.Н.Неронову его живописный портрет во времена флотской юности) и Г.Ф.Баранов, подчеркнувший насущную необходимость обсуждения проблем навигационно-гидрографического обеспечения деятельности ВМФ.

После принятия резолюции итоги конференции подвели Н.Н.Неронов и О.Д.Осипов. Тексты резолюции конференции были отправлены в Совет безопасности РФ (Н.П.Патрушеву), Совет Федерации (В.А.Озерову), Государственную Думу (В.П.Комоедову) и Правительство РФ (Д.О.Рогозину).

Конференция Европейского геофизического союза (European Geosciences Union – General Assembly)[3]

С 22 по 27 апреля 2012 г. в Вене (Австрия) проходила ежегодная конференция Европейского геофизического союза (European Geosciences Union – General Assembly). В конференции приняли участие 11 275 ученых из 95 стран. Было представлено 4436 устных докладов, 9092 постерных презентаций. Конференция Европейского геофизического союза объединяла работу 530 секций, в которых, в частности, рассматривались фундаментальные вопросы гидрофизики; динамика и гидродинамика морских объектов; физические поля морских объектов, океана, атмосферы и их взаимодействие; методы и средства регистрации гидрофизических полей океана и морских объектов; информационные технологии в задачах гидрофизики, проектирования и эксплуатации морских объектов; экология гидросферы; гидробионика. 295 человек представляли Россию (для сравнения: число участников из Германии – более 2 000 чел.). Конференцию сопровождала выставка, на которой можно было ознакомиться с современными периодическими и непериодическими изданиями по геофизическим наукам.

Более подробную информацию можно получить на сайте: http://www.egu2012.eu.

[3] Материал предоставлен Т.В.Белоненко.

Поздравляем!

Поздравляем с юбилеем *Иосифа Марковича ЛЕВИНА!*

20 сентября 2012 г. исполнилось 75 лет со дня рождения Левина Иосифа Марковича.

И.М.Левин окончил Ленинградский институт точной механики и оптики (ЛИТМО) в 1960 г.; после окончания более 20 лет работал в Институте телевидения и внес существенный вклад в область теории подводного видения – раздел прикладной оптики, требующий глубокого знания и умения применять достижения фундаментальной гидрооптики. Иосиф Маркович – признанный в нашей стране и в мире специалист в этой области. В 1968 г. он защитил кандидатскую диссертацию. С 1981 г. работает в Лаборатории оптики океана и атмосферы Санкт-Петербургского филиала Института океанологии им. П.П.Ширшова РАН (СПбФ ИО РАН) в должности старшего научного сотрудника, а с 1991 г. – заведующего лабораторией. В 1983 г. Ученым советом ИО РАН ему присуждена ученая степень доктора физико-математических наук.

Имеет более 200 опубликованных научных работ, в том числе 4 монографии и 7 патентов. Работа в институте океанологии позволила Иосифу Марковичу в полной мере реализовать широту научных интересов, что привело к получению новых оригинальных результатов в оптике океана и океанической атмосферы. Он является одним из ведущих создателей современной теории подводного видения, теории переноса импульсного излучения в трехслойной среде (атмосфера, облачный слой, вода); им получен ряд новых результатов в области разработки оптических моделей океана и океанической атмосферы и методов дистанционного определения концентрации оптически активных веществ в океане на основе теории оптимального планирования оптического эксперимента.

Реализации замыслов способствовали блестящие организационные способности Иосифа Марковича – в течение 1994–2011 гг. он был руководителем 13 проектов Российского фонда фундаментальных исследований и двух международных проектов. Под руководством И.М.Левина лаборатория филиала вела совместные исследования в тесном сотрудничестве с Лабораторией оптики института и Отделом гидрофизики Института прикладной физики РАН (Н.Новгород), а также с Санкт-Петербургским государственным университетом, Санкт-Петербургским государственным морским техническим университетом, Институтом океанологии Польской АН (Сопот), Морским институтом (Сан-Диего, США), Кафедрой математической статистики Мичиганского университета (Анн Арбор, США), Национальным институтом океанографии (Индия, ГОА) и Технологическим институтом (Дальян, Китай).

Особо следует отметить организацию и проведение с 2001 г. в качестве председателя шести международных конференций «Современные проблемы оптики естественных вод», в которых приняли участие ученые из 15 стран. Эти конференции продолжили традиции пленумов по оптике океана, проводившихся в СССР с 1975 г., способствовали взаимообогащению идеями специалистов разных научных центров и продемонстрировали достойное в этой области место российской науки, настоящим патриотом которой является И.М.Левин.

Иосиф Маркович является членом Научного совета по проблемам фундаментальной и прикладной гидрофизики Санкт-Петербургского научного центра РАН и членом редколлегии журнала «Фундаментальная и прикладная гидрофизика». В 1999 г. награжден Почетной грамотой Президента РАН за многолетнюю плодотворную работу в Академии наук. В 2010 г. вместе с коллегами из Института прикладной физики РАН А.Г.Лучининым и Л.С.Долиным награжден премией им. Д.С.Рождественского Президиума РАН, присуждаемой раз в три года за лучшие работы в области оптики (цикл работ «Теория инструментального видения подводных объектов»).

Поздравляем Вас, дорогой Иосиф Маркович, с юбилеем, желаем Вам крепкого здоровья, творческого долголетия и успехов в работе!

Коллектив Санкт-Петербургского филиала Института океанологии им. П.П. Ширшова РАН и редакция журнала

Хроника

«Летопись Российского флота»

31 мая 2012 г. в Доме ученых Российской академии наук состоялось представление новой книги «Летопись Российского флота», выпущенной в апреле 2012 г. Санкт-Петербургской издательской фирмой «Наука».

На представлении книги присутствовали академики РАН, руководители и представители научно-исследовательских институтов РАН и Военно-морского флота, архивов Министерства обороны и ВМФ, военных академий и военно-морских учебных заведений, библиотек, Санкт-Петербургского морского собрания, общественных организаций ветеранов ВМФ, в том числе участники описываемых в «Летописи...» событий. В торжественном мероприятии принял участие председатель Комитета по науке и высшей школе Администрации Санкт-Петербурга А.С.Максимов. Вел собрание руководитель секции научных исследований Дома ученых акад. А.Д.Ноздрачев.

В последние годы выпущен ряд книг, посвященных истории ВМФ. Представленный труд существенно отличается от них. В «Летописи Российского флота» день за днем, с зарождения древнерусского государства до нашего времени, прослеживается и боевая деятельность флота, и его многогранная жизнь. Русские суда выходили в море не только воевать, отстаивая свои интересы, но и устанавливать торговые и культурные связи.

Книга содержит богатейший фактический материал, полученный из архивов, исторических трудов, справочной литературы, периодических изданий. Подготовка рукописи заняла более 15 лет. Авторами-составителями книги являются высокопрофессиональные неравнодушные люди, в биографии которых флот сыграл заметную роль. Это военные моряки капитаны 1 ранга В.И.Корякин и С.В.Вальчук, прослужившие в Военно-морском флоте более 30 лет, председатель редакционного совета «Летописи Российского флота» – акад. Ж.И.Алфёров, зам.председателя – акад. вице-адм. А.А.Саркисов.

В «Летописи…» приведены даты не только крупных боев и сражений, но и кругосветных плаваний, географических открытий, гидрографических исследований, научных достижений, закладка и вступление в строй головных в сериях и памятных кораблей и многое другое, что способствовало созданию мощного военного флота, достойного великой державы.

Важным и полезным в «Летописи…» является рассказ (в датах) о реформах на флоте, строительстве военно-морских баз, судостроительных верфей, заводов, создании профильных НИИ, КБ, опытовых бассейнов и полигонов.

Много внимания в книге уделено военно-морскому образованию. Прослеживается постепенное совершенствование системы подготовки кадров в связи с изменениями потребностей флота.

Впервые в исторической литературе приведены в хронологической последовательности даты принятия на вооружение образцов оружия (баллистические ракеты, артиллерийские и зенитные установки, торпеды, мины, бомбы и др.) и технических средств (гидроакустические, навигационные комплексы, системы связи, радиолокация и др.). Это позволяет проследить, как постепенно совершенствовалось вооружение и корабельная техника на протяжении всей истории флота.

Впервые в литературе по истории ВМФ в одном труде сведены все основные памятники, воздвигнутые в разных городах страны в честь подвигов моряков, славных флотоводцев, героических экипажей кораблей.

В «Летописи…» нашлось место и для рассказа об истории флагов, применявшихся на флоте; об орденах и медалях, которыми награждались моряки в разные периоды; истории воинских званий.

Ценными и полезными представляются и приложения к трехтомнику. Впервые вместе собраны все военачальники, руководившие флотом, командующие флотами, Сибирской военной флотилии и Кронштадтской военно-морской базы, а также начальники Главного и Генерального морских штабов. В приложении приведен список праздников и памятных дат, к которым ВМФ имеет отношение.

В своем выступлении на представлении «Летописи…» вице-президент РАН акад. Ж.И.Алфёров, высоко оценивая новую книгу, подчеркнул, что достижения ВМФ были бы немыслимыми без тесной связи флота с наукой. Немало славных страниц в историю флота вписали русские и советские ученые, многие из них выросли в среде моряков. В интересах ВМФ работали такие ученые, как Л.Эйлер, Д.Бернулли, М.В.Ломоносов, Д.И.Менделеев, С.О.Макаров, А.Н.Крылов, А.И.Берг и др. В летописи приведены биографические данные и заслуги многих выдающихся ученых, изобретателей и инженеров, работавших на флоте и для флота. В создании современного Российского флота значительный вклад внесли академики А.П.Александров, И.А.Глебов, С.Н.Ковалев, И.В.Курчатов. Большую роль в ряде научных исследований по флотской тематике сыграли ученые Физико-технического института РАН. В успешном решении проблемы размагничивания кораблей принимали участие сотрудники ЛФТИ А.П.Александров, Б.А.Гаев, И.В.Курчатов, В.Р.Регель, П.Г.Степанов, В.М.Тучкевич и др. А.П.Александров и И.В.Курчатов были привлечены к работам по созданию атомного оружия. Физико-технический институт для сотрудничества с флотом выдвигал свои лучшие силы.

Академик вице-адмирал А.А.Саркисов в своем выступлении отметил, что «Летопись...» совершенно правильно зафиксировала в хронологическом разрезе все наиболее значимые события и факты более чем трехсотлетней славной истории нашего отечественного флота. Он особо подчеркнул роль российской науки в создании кораблей и морского оружия. Именно благодаря тесному взаимодействию науки и флота создавались выдающиеся по своим параметрам корабли и образцы вооружения. Построенные еще перед Первой мировой войной эсминцы типа «Новик» были признаны лучшими кораблями данного класса в мире. Эти эсминцы, впервые преодолевшие 36-узловой рубеж скорости, стали эталоном на последующие десятилетия и оставались на вооружении отечественного ВМФ до 1950-х годов. В ряду многих достижений советского периода можно назвать создание мощного атомного подводного флота, а также единственного в мире атомного ледокольного флота. К выдающимся достижениям отечественного кораблестроения следует также отнести создание принципиально нового типа кораблей для ВМФ – экранопланов. Это был подлинный научно-технический прорыв в развитии морских вооружений. К сожалению, по ряду объективных причин это направление ограничилось созданием единичных образцов экранопланов двух проектов – 903 («Лунь») и 904 («Орленок»), которые во время испытаний продемонстрировали свои выдающиеся боевые и технические возможности. В области вооружения кораблей ВМФ можно назвать направление, признанное нашим выдающимся национальным достижением. Это, не имевшее аналогов в мировой практике оружие – противокорабельные крылатые ракеты морского базирования. В настоящее время данное направление получило всеобщее признание, и универсальные крылатые ракеты стали одним из главных видов оружия ВМС США и других флотов ведущих зарубежных стран. Эти и многие другие достижения отечественного кораблестроения достойно отмечены в «Летописи…». Авторы проделали огромную творческую работу. Издание представляет не только исторический интерес. Своевременность и актуальность обоснования концепции создания флота будущего делает «Летопись…» уникальной.

Директор Санкт-Петербургского фил. Института истории естествознания и техники РАН д-р филос. наук, проф. Э.И.Колчинский оценил громадную работу по поиску и анализу иногда противоречивых первоисточников.

Адм. В.П.Иванов зам.председателя Санкт-Петербургского морского собрания высоко оценил содержание «Летописи...». Он высказал свою точку зрения на некоторые события на флоте, участником которых он был, возглавляя Оперативное управление ГШ ВМФ.

Президент Гидрографического общества РФ капитан 1 ранга, д-р техн. наук, проф. Н.Н.Неронов выразил удовлетворение, что в трехтомнике значительное внимание уделено роли навигационно-гидрографического и гидрометеорологического обеспечения Российского флота, начиная с основания древнерусского государства и до нынешних дней. Отражен вклад первооткрывателей и исследователей Мирового океана С.И.Дежнева, А.И.Чирикова, И.Ф.Крузенштерна, Ю.Ф.Лисянского, Ф.П.Литке, Г.И.Невельского, С.О.Макарова, а таже современных ученых Б.В.Давыдова, О.Ю.Шмидта, М.В.Шулейкина, Ю.М.Шокальского, В.А.Снежинского, А.И.Сорокина, В.П.Монтелли, Ю.И.Максюты, В.А.Фуфаева и многих других.

Директор Санкт-Петербургского филиала Института океанологии им. П.П.Ширшова РАН, заслуженный деятель науки РФ, д-р техн. наук, проф., капитан 1 ранга А.А.Родионов остановился на освещении в «Летописи...» исследований гидрофизических параметров Мирового океана, учет которых в значительной мере обеспечивает скрытность и живучесть кораблей. Отметил важную инициативу издательства «Наука» по выпуску нужной книги.

В заключение акад. Ж.И.Алфёров и адм. В.П.Иванов вручили благодарственные грамоты Санкт-Петербургского научного центра РАН и награды Санкт-Петербургского морского собрания всем участвовавшим в издании «Летописи Российского флота».

Правила представления материалов в редакцию

1. Статьи, сообщения и другие материалы, представляемые в редакцию, должны соответствовать **тематической направленности** сборника научных трудов (фундаментальные основы гидрофизики; динамика и гидродинамика морских объектов; физические поля морских объектов, океана, атмосферы и их взаимодействие; методы и средства регистрации гидрофизических полей океана и морских объектов; информационные технологии в задачах гидрофизики, проектирования и эксплуатации морских объектов; экология гидросферы; гидробионика).

Публикуются также **обзоры**, характеризующие современное состояние основных направлений исследований, **сообщения** о наиболее интересных научных конференциях и памятных датах, **материалы** научных дискуссий, **рецензии** на новые книги, **материалы** по истории гидрофизики.

2. В соответствии с п.2 ст.1286 гл.70 («Авторское право») Гражданского кодекса РФ между автором и редколлегией заключается **устный договор** о предоставлении права использования произведения, согласно которому автор, направляя свой матерал в редакцию, автоматически передает редколлегии право на него до момента выхода в свет (с содержанием договора можно ознакомиться на сайте **www.nsgf.narod.ru**). В обязательном порядке к рукописи должно быть приложено **экспертное заключение** о возможности публикации материала в открытой печати.

3. В редакцию материалы следует представлять в электронном виде (в редакторе **Word**), предпочтительно по электронной почте или на любом электронном носителе и в распечатанном виде в двух экземплярах, один из которых подписывается автором (всеми авторами). Объем статьи не должен превышать **20 страниц**, научных сообщений – **8 страниц**, обзоров – **30 страниц** машинописного текста при печати **через 1.5 интервала шрифтом Times New Roman, кегль 12**.

4. Первая страница статьи должна содержать: индекс **УДК**; фамилии и инициалы всех авторов; полное название учреждения, от имени которого выступает каждый из авторов; название города, в котором находится учреждение; название статьи; **аннотацию** (не более 600 знаков).

5. Формулы в текстовом файле должны быть выполнены в формульном редакторе MathType или Equation. Написание греческих и русских букв, цифр, математических операций и функций – **прямое**, латинских букв – **курсивное**, векторов – **прямое полужирное**. Рекомендуется сквозная нумерация формул, номер формулы ставится по правому краю листа в круглых скобках. Формулы не нумеруются, если на них отсутствуют ссылки в тексте.

6. Таблицы и рисунки должны помещаться в тексте по мере упоминания. Файлы рисунков (в одном из форматов ***.tif**", ***.jpg** или ***.pcx**) и подрисуночные подписи должны быть представлены **дополнительно**. Обозначение осей (надписи **на русском языке** и цифры) не мельче 10 кегля.

7. Литература в библиографическом списке приводится в порядке упоминания в едином формате, установленном системой Российского индекса научного цитирования. В тексте ссылки даются в квадратных скобках.

Примеры оформления цитированной литературы

Книга:

1. *Понтрягин Л.С.* Обыкновенные дифференциальные уравнения. М.: Физматгиз, 1961. 350 с.
2. Теория управления. Ч.I. Теория линейных систем / Под ред. А.М.Воронова. М.: Высш. шк., 1986. 440 с.
3. *Gelenbe E., Mitrani I.* Analyzing and synthesis of computer systems. London: Academic Press, 1980. 280 p.
4. *Уиттекер Е.Т.* Аналитическая динамика. М.;JL: ОНТИ, 1937. 500 с. / Пер. с англ. *Whitaker E.T.* Treatise on the Analytikal Dinamics. Cambridge; Cambridge Univ.Press, 1927. 430 p.

Статья в журнале:

5. *Земляков С.Д.* и др. Функциональная управляемость и настраиваемость систем // АиТ. 1986. № 2. С.21–30.
6. *Alkhatib K.* An analytical scheme for flight control systems // Aero J. 1985. V.89, N 889. P.353–361.

Сборник трудов конференции:

7. *Ray A.* A new methodology // Proc. 20th IEEE Conf. On Decision and Control. San Diego, 1981. P.1363–1369.
8. *Ахов Б.Г.* Создание блоков // Тр. 7-й Междун.конф. «Прикладные технологии». СПб.: Наука, 2006. С.21–25.

Препринт, депонированная рукопись и т.п.:

9. *Глумов В.М.* и др. Программное обеспечение блока. Препринт. М.: Ин-т проблем управления, 1989. С.17–21.
10. *Шмелев В.В.* Метод точных штрафных функций. М., 1988. Деп. в ВИНИТИ 9.03.1988, № 1904-В88. 18 с.

Авторское свидетельство:

11. *Суворов Н.В.* Методы оценки эффективности ресурсов: А.С. 163514 СССР // Б.И. 1986. № 13. С.44.

8. Решение о публикации материала редакция принимает после отработки автором замечаний рецензентов. Откорректированная рукопись должна быть подписана всеми авторами и выслана в адрес редакции почтой или представлена лично.

9. Дополнительно к рукописи представляются **на русском и английском языках** в распечатанном и электронном виде: сведения о каждом из авторов (фамилия, имя, отчество, год рождения, место работы, должность, ученая степень и ученое звание, контактный телефон, e-mail); название статьи; аннотация; ключевые слова (до 7 слов); библиографический список.

10. Рукописи, не соответствующие правилам редакции, к рассмотрению не принимаются. Рукописи не возвращаются.

Адрес редакции: 199034, г. Санкт-Петербург, Университетская наб., д.5.
Учреждение Российской академии наук Санкт-Петербургский научный центр РАН
Научный совет по проблемам фундаментальной и прикладной гидрофизики
Тел./факс: (812) 328-26-12, e-mail: **nsgf2008@yandex.ru**.

Научное издание

Фундаментальная и прикладная гидрофизика
2012. Том 5, № 3

Утверждено к печати 14.09.2012 г.

Редактор *Т. П. Жукова*

Лицензия ИД № 02980 от 06.10.2000 г.

Формат 60×84 ⅛. Уч.-изд.л. 10,0. Тираж 150 экз.

Печатается с оригинал-макета, подготовленного в СПбНЦ РАН
Н. Е. Покровской

Санкт-Петербургская издательская фирма «Наука»
199034, Санкт-Петербург, Менделеевская лин., д.1.
E-mail: main@nauka.nw.ru
Internet: www.naukaspb.com

Заказ № 2936

Отпечатано в типографии «Нестор-История»
Санкт-Петербург, ул.Розенштейна, д.21.
E-mail: nestor_historia@list.ru

ISBN 978-5-02-038197-1
9785020381971