

УДК 532.5.031, 532.593, 551.466.2

© А.В. Слюняев, А.В. Сергеева, 2012

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород  
slunyaev@hydro.appl.sci-nnov.ru

## **ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ПОЛЕЙ АНОМАЛЬНЫХ МОРСКИХ ВОЛН**

Описан подход к созданию с помощью численного моделирования и исследованию реалистичных полей сильнонелинейных гравитационных волн, представляющих собой пространственно-временные поля смещения поверхности. Получаемая информация используется для формирования пространственных и временных серий смещения поверхности, исследования пространственно-временной нелинейной динамики волн, анализа характеристик и развития «волн-убийц» в деталях. Приведены результаты предварительной обработки записей, демонстрирующие большое многообразие форм аномальных волн, наблюдающихся в численных экспериментах.

**Ключевые слова:** волны-убийцы, морские поверхностные волны, численное моделирование.

Проблема аномально высоких морских волн – «волн-убийц» (rogue waves, freak waves – англ.) сейчас находится в фокусе внимания многих исследователей, занимающихся морскими волнами, а также нелинейными волнами в других физических средах. Суть явления заключается в неожиданном возникновении очень высоких волн на морской поверхности. Так как сейчас на основе инструментальных наблюдений доказано, что 30-метровые ветровые волны действительно время от времени возникают на поверхности океана, то главные вопросы заключаются в определении вероятности появления экстремальных волн, возможностях долгосрочного (на время шторма) и краткосрочного (минуты) их предсказания, а также в определении воздействия экстремальных волн на суда. Обзор исследований волн-убийц можно найти в работах [1–4], а более популярное изложение проблемы – в публикациях [5–13].

Исследование «волн-убийц» на основе натурных данных до сих пор затруднительно. Статистика измеренных в море волн-убийц определяется с очень плохой достоверностью из-за малого числа их регистраций при значительном количестве испорченных волнограмм. Так, в исследованиях [14] на базе более 600 тыс. волновых записей было первоначально выделено около 22 тыс., содержащих аномальные волны. После контроля их достоверности осталось только 3.5 тыс. записей, так что доля прошедших контроль качества записей аномальных волн составляет менее 20 % доли прошедших этот контроль обычных волн. Кроме того, условия стационарности в открытом море неконтролируемы, поэтому возникает проблема статистической неоднородности получаемых натурных данных.

В настоящее время существует значительное число работ, посвященных численному и лабораторному исследованиям экстремальных поверхностных волн. Лабораторные исследования всегда являются очень затратными с точки зрения потраченного времени и использования дорогих установок.

Численное моделирование рассматривается как более дешевая и удобная альтернатива лабораторным экспериментам. При этом используются гидродинамические модели

различной точности, которых в настоящий момент существует достаточно много – от приближенных до полных уравнений гидродинамики (см., в частности, [15–17]). Обычно рассматриваются детерминистские начальные условия с целью исследовать действие определенного физического механизма либо моделируется эволюция квазислучайных волновых полей. Во многих случаях получаемые данные моделирования случайных волновых реализаций используются только для статистического усреднения и определения статистики волн (так называемое стохастическое моделирование).

Нелинейные эффекты динамики морских волн вызывают большой интерес как наиболее вероятный источник повышенной опасности волн-убийц, а сами экстремальные волны обычно существенно нелинейны. Потому «сильнонелинейные» численные модели все более применимы в приложении к волнам-убийцам.

Рассчитываемые уравнения обычно предоставляют эволюцию профилей волн во времени (в частности, уравнения Эйлера разрешены относительно производных по времени), в то время как в приложении к реальным волнам обычно имеют дело с временными реализациями (натурные и лабораторные измерения). Из-за дисперсии волн на глубокой воде анализ временных и пространственных записей волн может существенно различаться (например, частотные спектры волн уже, чем спектры волновых чисел). Немногочисленные модели, рассчитывающие эволюцию временных записей в пространстве, используют слабонелинейное приближение (пространственная версия уравнений Захарова) либо в дополнение предполагают узость спектра (пространственные версии уравнений для модулированных волн).

Приводимые в настоящей статье результаты во многом мотивированы участием авторов в проекте «Extreme Seas», направленном в конечном итоге на учет эффекта «волн-убийц» как угрозы в отношении крупных судов. Целью настоящей работы является, в частности, получение временных записей волн в результате моделирования сильнонелинейных уравнений гидродинамики. Она объясняет наш подход, когда данные эволюции волн сохраняются с высоким разрешением не только по пространству, но и по времени. В результате могут быть сформированы как временные записи волновых полей, так и пространственные. Получается полная информация о пространственно-временной эволюции аномальных волн, возникающих в поле случайных волн.

В начале статьи кратко сформулирован численный метод, используемый при расчетах; затем обсуждаются начальные условия для моделирования и особенности начального этапа расчета волн. Далее авторы сопоставляют требуемое и моделируемое «состояние моря». И наконец, приводятся предварительные результаты обработки полученных данных и формулируются дальнейшие возможности по их использованию.

**Численная модель.** В настоящей работе использована псевдоспектральная численная схема высокого порядка (High Order Spectral Method, HOSM, [18, 19]) для потенциального течения, которая хорошо себя зарекомендовала при расчете довольно крутых волн (до крутизны порядка  $\varepsilon \equiv kH / 2 = 0.3$ , где  $k$  – волновое число,  $H$  – высота волны). В различных расчетах использовались параметры нелинейности схемы  $M = 3$  и 6, что соответствует учету соответственно 4- и 7-волновых взаимодействий. Рассматривается распространение однонаправленных волн (вдоль оси  $Ox$ ) в условиях глубокой воды.

Система исходных уравнений гидродинамики может быть представлена в форме [20]:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \left( 1 + \left( \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2 \right) \frac{\partial \Phi}{\partial z}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = -g\eta - \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \left[ 1 + \left( \frac{\partial \eta}{\partial x} \right)^2 \right], \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0, \quad z \leq \eta, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} \rightarrow 0, \quad z \rightarrow -\infty. \quad (4)$$

Здесь  $\eta(x, t)$  – смещение поверхности воды;  $g$  – ускорение свободного падения; ось  $z$  направлена вертикально вверх, так что уровень  $z = 0$  соответствует невозмущенной поверхности.

Уравнения (1) и (2) справедливы на подвижной поверхности,  $z = \eta$ , и содержат поверхностный потенциал скорости  $\Phi(x, t) \equiv \phi(x, z = 0, t)$ , вертикальную производную от полного потенциала  $\phi(x, z, t)$  на верхней границе воды. В рамках подхода HOSM потенциал скорости на подвижной границе пересчитывается на невозмущенный уровень  $z = 0$ , что позволяет записать решение уравнения Лапласа (3) явно. Эта процедура выполняется не точно, но с заданным числом членов асимптотического разложения, определяемого параметром  $M$ . Используются периодические условия по  $x$ . Детали реализации схемы см. в [21].

Программный код был ранее верифицирован путем сопоставления с другими моделями поверхностных волн (приближенными и кодом решения исходных уравнений гидродинамики в конформных переменных), а также на материале лабораторных измерений динамики интенсивных волновых групп.

**Задание начальных условий.** Для моделирования рассматривались условия морского волнения («состояние моря»), характеризуемого спектром JONSWAP (см. таблицу):

$$S(\omega) = \alpha \left( \frac{\omega}{\omega_p} \right)^{-5} \exp \left[ -\frac{5}{4} \left( \frac{\omega}{\omega_p} \right)^{-4} \right] \gamma \exp \left[ -\frac{1}{2\sigma^2} \left( \frac{\omega - \omega_p}{\omega_p} \right)^2 \right], \quad (5)$$

$$\sigma(\omega) = \begin{cases} 0.07, & \omega < \omega_p \\ 0.09 & \omega > \omega_p \end{cases}.$$

В таблице  $T_p$  – пиковая частота волнения,  $H_s$  – значительная высот волн и пиковатость  $\gamma$  – параметр модельного спектра (степень узости спектра). В (5) величина  $\alpha$  определяется характерной высотой волн, а циклическая частота связана с периодом  $\omega_p = 2\pi / T_p$ . Выбор условий в таблице определяется типичными параметрами морских волн, а также интересом к вариациям их динамики для различных значений пиковатости. В данной статье рассмотрены только два случая, соответствующие шифрам А и Е.

Характеристики спектра волн, задаваемые в численных экспериментах

Шифр эксперимента	$T_p$ , с	$H_s$ , м	$\gamma$
А	10	3.5	3
В	10	7	3
С	10	9	3
Д	7	3.5	3
Е	10.5	7	3.3
F	10.5	8	6

В качестве начального условия задается поле волн в момент времени  $t = 0$  на периодическом домене размером около 10 км, так что это расстояние соответствует дистанции, которую проходит волна с периодом  $T_p$  за 20 мин. Таким образом, при регистрации в одной пространственной точке за 20 мин записи все проходящие через эту точку волны – *разные*. Разрешение получаемых данных равно 2048 на 2048 точек, что соответствует примерно 0.6 с на 5 м, а область данных имеет размер примерно 120 волновых периодов на 60 длин волн.

Предположение о морских волнах как случайном Гауссовом процессе ведет к естественной идее о задании начальных условий в виде суперпозиции синусоидальных волн со случайными фазами. Для уравнений гидродинамики (1)–(4) необходимо задать два поля: смещения поверхности  $\eta(x, t = 0)$  и потенциала скорости на поверхности  $\Phi(x, t = 0)$ . Из-за нелинейности эти функции связаны нетривиальным образом, так что в случае существенной нелинейности волн и неузкого спектра задание начальных условий с верно связанными между собой  $\eta(x, t = 0)$  и  $\Phi(x, t = 0)$  является трудной задачей.

Часто при задании начальных условий используют связь между полями смещения и скорости, существующую в линейном пределе. Последствия такого грубого задания начальных условий можно видеть на рис. 1, а, где построена зависимость от времени величин потенциальной и кинетической энергии волн –  $E_k$  и  $E_p$ :

$$E_k = \frac{1}{2} \int \frac{\partial \eta}{\partial t} \Phi dx, \quad E_p = \frac{1}{2} g \int \eta^2 dx. \quad (6)$$

В соответствии с линейным соотношением волны изначально задаются с равными долями потенциальной и кинетической энергии. Однако для нелинейных волн характерно превышение доли кинетической энергии. В результате неаккуратно заданных начальных условий возникают не только попутные, но и встречные паразитные волны, видные на  $(\omega, k)$ -диаграммах Фурье (здесь не приводятся, но показаны и обсуждаются далее), а из рис. 1, а видно, что с ними связаны биения значений энергии, характерные для картины стоячих/встречных волн. Взаимодействие со встречными, более длинными волнами иногда может быть заметно даже на записях смещения поверхности.

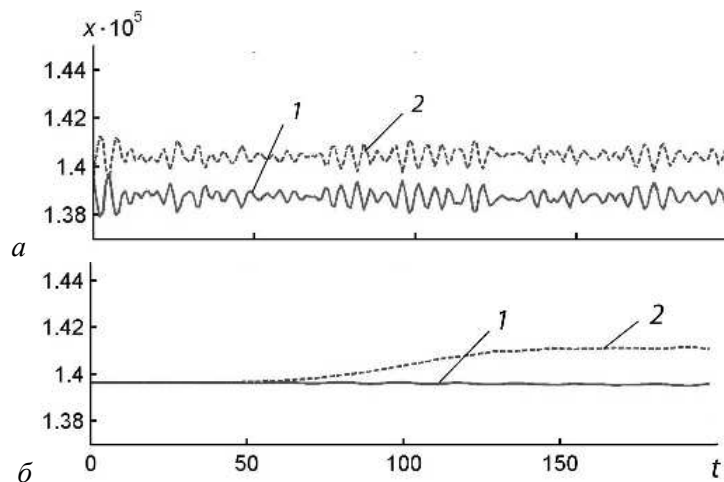


Рис. 1. Временные зависимости кинетической и потенциальной энергии волн при начальном условии с линейной связью между полями смещения поверхности и скорости (а), но медленном включении нелинейности (б). Расчет соответствует условиям А (см. табл.).

1 – потенциальная энергия, 2 – кинетическая энергия.

Для избавления от этого эффекта слагаемые нелинейной части в уравнениях (1)–(4) медленно «включались», чтобы волны успели «приспособиться» к нелинейности. Характерный масштаб такого «приспособления» – период волны. На рис. 1, б показана зависимость потенциальной и кинетической энергии в системе при медленном включении нелинейности (представленная запись соответствует примерно 20 волновым периодам). Видно плавное разделение долей потенциальной и кинетической энергии. При этом на  $(\omega, k)$ -диаграммах доля встречных волн радикально уменьшается.

Кроме установления верных конфигураций индивидуальных бегущих волн начальная стадия эволюции может содержать более медленный процесс, связанный с формированием нелинейных волновых групп, которые свойственны гидродинамическим уравнениям. Этот эффект имеет характерный масштаб  $\epsilon^{-2} T_p$  и много раз наблюдался в лабораторных и численных экспериментах (напр., [22–29]). Он проявляется в переходной стадии, когда спектр уширяется и возрастает доля высоких волн. Затем спектр несколько релаксирует и система переходит в квазиравновесное состояние. Такой переходный процесс наиболее выражен в случаях узкого спектра (большая пиковатость  $\gamma$ ) и не наблюдается при достаточно широком спектре или малых высотах волн. Квазиравновесное состояние достигается за единицы «нелинейных времен»  $\epsilon^{-2} T_p$ .

**Численное моделирование квазистационарной эволюции волн.** Численное моделирование проводилось для набора реализаций (случайный выбор начальных фаз волн). В данной статье используется по 20 реализаций серий А (при  $M = 6$ ) и Е (при  $M = 3$ ). После расчета случайной реализации в течение 20 мин полученные данные использованы для обработки.

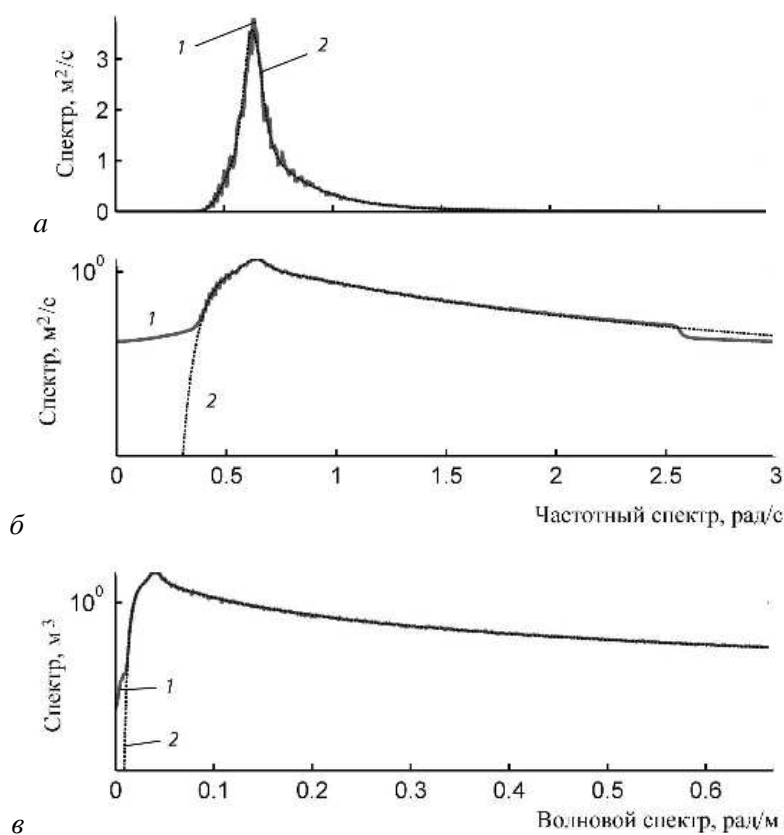


Рис. 2. Частотный спектр в линейных (а) и полулогарифмических (б) осях, а также спектр волновых чисел (в) для состояния А.  
1 – состояние моря; 2 – JONSWAP.

На рис. 2 и 3 построены спектры, характеризующие состояние моря (на основе всех реализаций), для случаев А и Е соответственно. Пунктирной линией на рисунках приведен профиль спектра JONSWAP, используемый для задания начальных условий. Видно, что этот профиль несколько искажен из-за нелинейных процессов (для индивидуальных реализаций спектр изрезан много больше), но соответствие между желаемым и наблюдаемым спектрами на рис. 2 отличное. Судя по отсутствию существенной изменчивости пространственного спектра во времени, моделируемые волновые состояния близки к стационарным. Таким образом, задача моделирования морского состояния с заданным спектром JONSWAP в наших численных экспериментах решена.

На рис. 3, *а* наблюдается некоторое отклонение спектра в область низких частот, это явление хорошо известно и связано с нелинейностью волн. Кроме того, в области коротких волн можно отметить более быстрое спадание расчетного спектра в сравнении с моделируемым. Это связано с эффективным затуханием, введенным в численную схему для подавления процессов обрушения волн (так, как это сделано в работе [30]). Метод HOSM не способен рассчитывать обрушающиеся и просто очень крутые волны (приближающиеся к  $\epsilon = 0.4$ ). Большая интенсивность волн в случае Е и медленный (степенной) закон спада спектра JONSWAP создают условия для появления очень крутых/обрушающихся волн. В результате использования эффективного затухания среднеквадратичное смещение поверхности воды  $\eta_{\text{rms}}$  в течение расчета за 20 мин может уменьшаться на величину порядка 10 %.

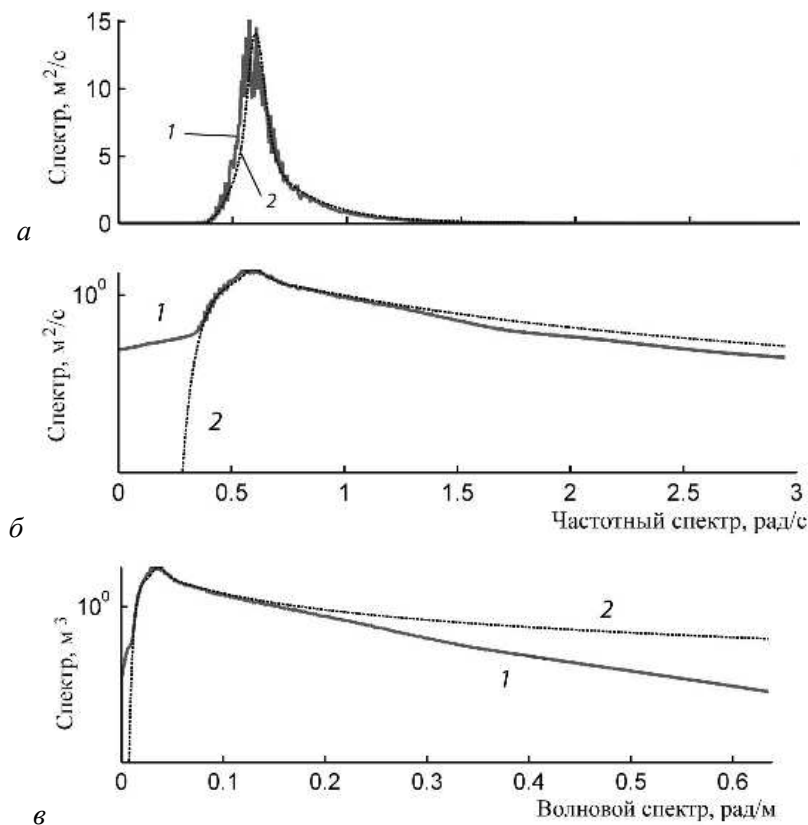


Рис. 3. Частотный спектр в линейных (*а*) и полулогарифмических (*б*) осях, а также спектр волновых чисел (*в*) для состояния Е.  
Условные обозначения см. на рис.2.

**Анализ  $(x, t)$  полей смещения поверхности.** Сохранение данных с высоким разрешением по времени и координате позволяет выполнить анализ, затрудненный или не-

возможный при неполной информации (например, при наличии только временных записей), а также детально рассмотреть процесс формирования и эволюции «волн-убийц».

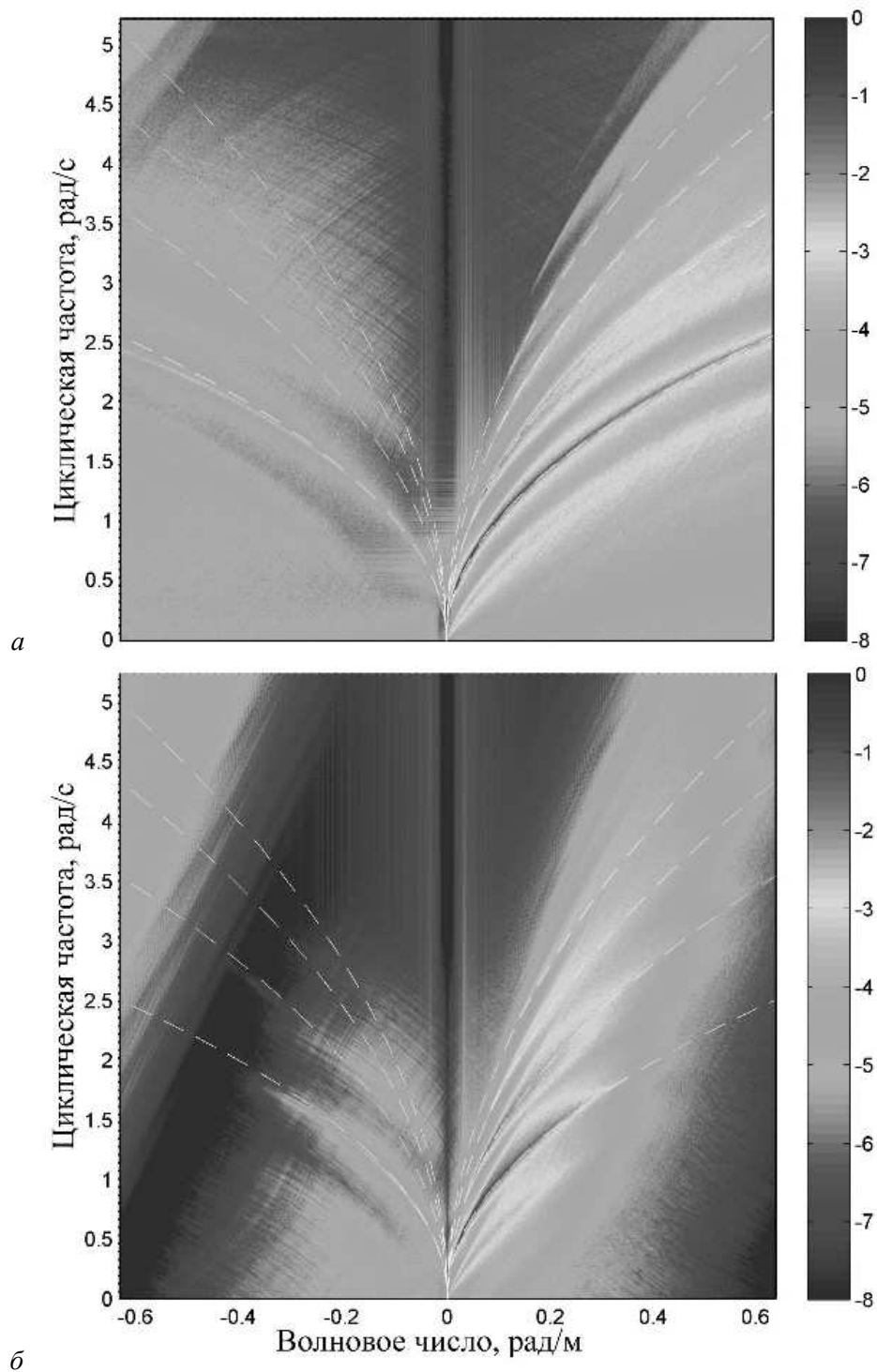


Рис. 4. Примеры спектральных Фурье-диаграмм (пространственно-временной спектр) для моря состояний А (а) и Е (б).

Градация оттенков соответствует значениям функции десятичного логарифма нормированной спектральной энергии (максимум величин равен единице, а минимум соответствует  $10^{-8}$ ).

Диаграммы Фурье ( $\omega$ ,  $k$ ) построены на рис. 4 для реализаций серий А и Е. Пара нижних пунктирных линий на них соответствуют дисперсионным зависимостям для линейных волн на глубокой воде:

$$\omega^2 = g|k|. \quad (7)$$

Энергия свободных волн сосредоточена вдоль этих линий (доминирующая часть волн бежит в одном направлении, за которое ответственна правая часть диаграмм), ей соответствует максимум энергии волн. Связанные волновые компоненты располагаются вдоль линий  $(n\omega, nk)$ , где для  $\omega$  и  $k$  выполняется соотношение (7), а  $n$  – целое либо дробное число (на рис. 4 штрихами показаны линии для  $n = 1, 2, 3, 4$ ). На диаграммах отлично видна компонента, соответствующая  $n = 1/2$ , видны также компоненты для  $n = 5, 6$ .

Области, соответствующие различным компонентам, размыты из-за сильной нелинейности. Из сравнения рис. 4, а и 4, б видно проявление введенного затухания (на мелком масштабе рис. 4, б). На диаграммах видна также слабая компонента встречных волн, которая располагается практически вдоль кривой линейной дисперсионной зависимости (левая сторона диаграмм).

Использование данных двойного преобразования Фурье, примененного для построения диаграмм, позволяет выделять компоненты свободных и связанных волн в сложных случаях широкого спектра и сильной нелинейности. Для этого нужно наложить на рис. 4 маску, фильтрующую нужные компоненты, и выполнить обратное преобразование Фурье. Такой же подход можно использовать для разделения компонентов встречных волн.

Наличие  $(x, t)$  волновых полей позволяет отследить в деталях динамику волн-убийц, в частности определить их время жизни, форму. Так как эффективно поверхность измеряется не в одной точке пространства, а сразу примерно на 10-километровом отрезке, то и вероятность обнаружить волну-убийцу за фиксированное время в получаемых данных существенно выше, чем при моделировании временной записи в одной точке. Так, практически каждая рассчитанная реализация содержит несколько аномальных волн, при том что оценка, следующая из гауссовой статистики, предсказывает встречу волны-убийцы в единственной точке измерений примерно раз в 8 ч [4].

Поиск и анализ волн-убийц в полученных данных выполнены с помощью программ обработки для пространственных записей. Для выделения волны-убийцы можно использовать критерии превышения порогового значения высотой волны, ее гребнем или впадиной. Критерий превышения для высоты волны наиболее общепринятый и требует выполнения  $AI > 2$ , где

$$AI = H/H_s. \quad (8)$$

Здесь  $H_s$  – значительная высота волн (средняя высота трети наиболее высоких волн в моментальном профиле). Для Гауссового поля  $H_s \approx 4\eta_{\text{rms}}$ , что и было использовано в обработке. Нужно отметить, что, по предварительным результатам, значение  $H_s$ , определенное по выборке трети волн с максимальной высотой, оказывается несколько больше, чем определенное через  $\eta_{\text{rms}}$ , что ведет к ужесточению критерия (8).

Пример волновой поверхности и зарегистрированных волн-убийц показан на рис. 5. Превышение порогового значения  $AI$  продемонстрировано с помощью вертикальных отрезков, на вертикальной оси отмерена величина превышения порогового значения  $AI - 2$ .

Из полученных результатов следует, что волны-убийцы могут появляться как на очень короткое время, так и в продолжении нескольких волновых периодов. На рис. 6 отложены значения  $AI - 2$  в зависимости от времени. Видно, что порог (8) может пре-



восходиться волнами неоднократно в течение нескольких периодов, так что это событие представляет собой несколько осцилляций экстремальной волны. Результаты наших предыдущих исследований говорят о продолжительности жизни волн-убийц до 1.5 мин.

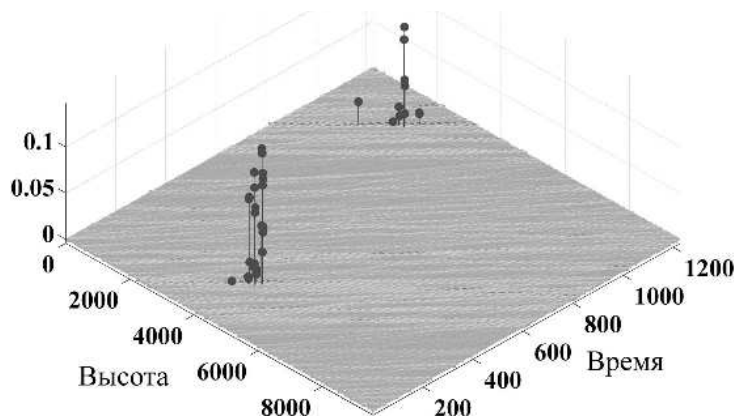


Рис. 5. Волновая поверхность эксперимента A\_04.

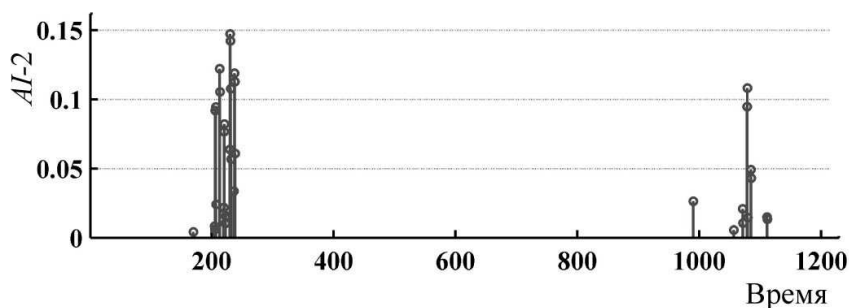


Рис. 6. Зависимость фактора превышения порога волны-убийцы по высоте  $AI-2$  от времени для рис. 5.

На рис. 7 приведены примеры профилей выделенных аномальных волн. Хотя большинство из них имеет вид высокого гребня (рис. 7, а) или перепада (рис. 7, б), в записях присутствуют и экстремальные волны с очень глубокой впадиной («дырки в море») (рис. 7, в).

Большая вариативность зарегистрированных в численном моделировании аномальных волн следует из рис. 8, где построены соотношения асимметрий волн (высота гребня к глубине ложбины по вертикали и отношение длины гребня к длине ложбины по горизонтали) по данным всех регистраций для случаев А и Е. Возможны две ситуации: экстремальному значению высоты волны соответствует гребень слева и ложбина справа (1); ложбина находится слева от гребня волны (2). Очевидно гораздо большее количество выделенных аномальных волн в случае Е, относящемся к более интенсивным волнам.

Из рис. 8 следует, что преобладают экстремальные волны с более высоким гребнем, хотя есть и волны, где экстремальное значение – у глубины ложбины. У экстремальных волн с большой вертикальной асимметрией протяженность гребня короче, чем ложбины. С ростом  $AI$  число волн с глубокой ложбиной уменьшается (рис. 9).

«Волна Лавренова», обсуждавшаяся в работе [31], соответствует первому типу, когда длинная подошва волны находится впереди высокого гребня. На рис. 8 видно значительное количество волн такого типа.

Нужно отметить сложности выделения индивидуальных волн по пересечению невозмущенного уровня воды в полях волн со многими масштабами. Аномальные волны

также могут образовывать группы и нетривиальные структуры, особенно в случае сильной нелинейности. На рис. 10 приведено два таких примера моделирования состояния Е: пара аномально высоких волн, образующая «котел» (рис. 10, *а*), и ситуация, когда почти одинаковые одиночные волны-убийцы сформировались на довольно большом расстоянии друг от друга (десяток длин волн), перемежаясь с волнами значительно меньшей высоты (рис. 10, *б*).

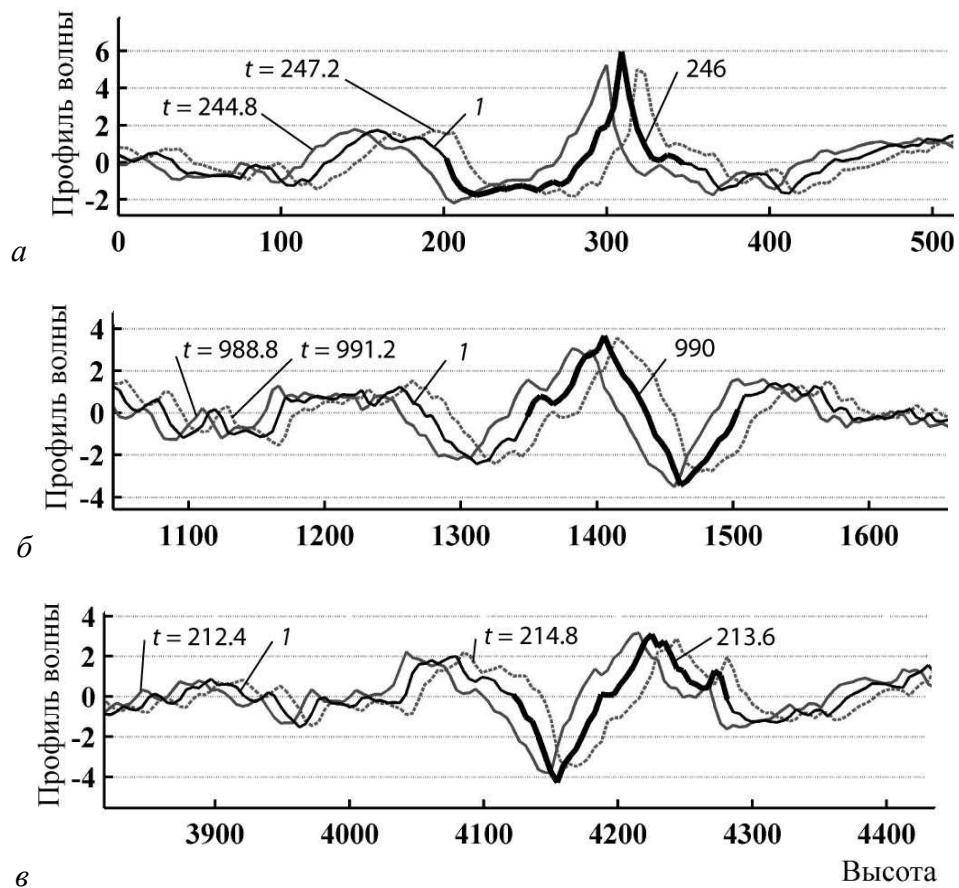


Рис. 7. Примеры профилей волн-убийц (жирным) и смещения поверхности в соседние моменты времени.

*а* – одиночный гребень (реализация А\_11);

*б* – перепад (реализация А\_04),

*в* – глубокая впадина (реализация А\_04).

*l* – смещение поверхности в момент максимальной высоты волны.

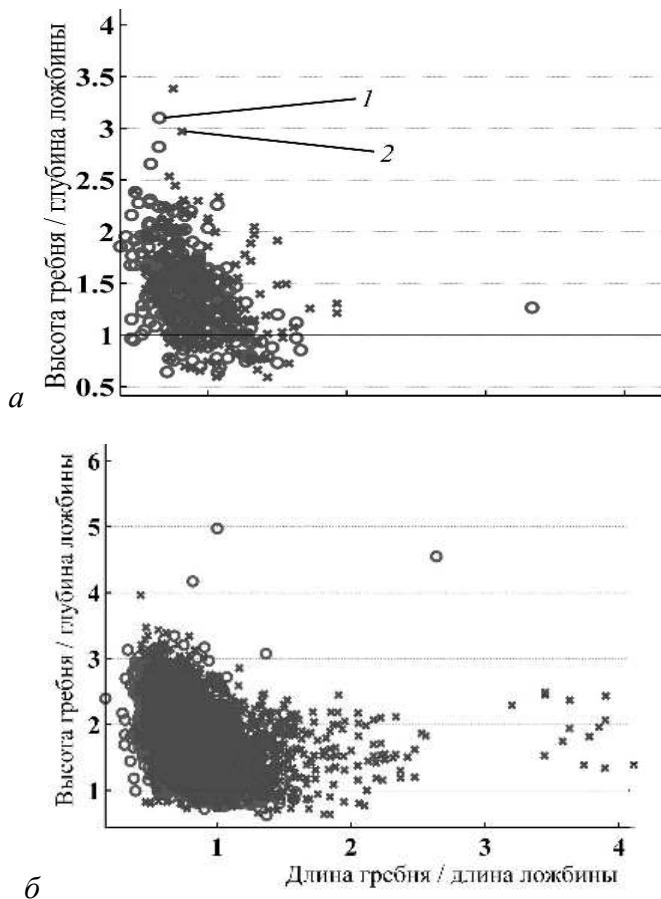


Рис. 8. Диаграммы отношения величин для случаев А (а) и Е (б).  
Отдельно построены значения для волн с расположением гребень-впадина (1) и впадина-гребень (2).

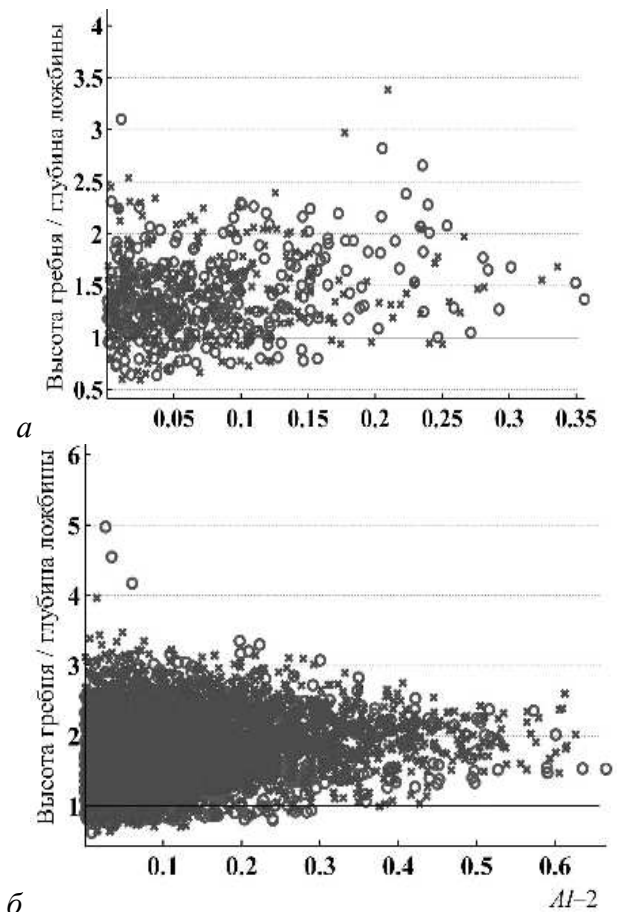


Рис. 9. Диаграммы отношения высоты гребня к глубине ложбины и фактора превышения порога волны-убийцы по высоте AI-2 для случаев А (а) и Е (б).  
Условные обозначения см. на рис. 8.

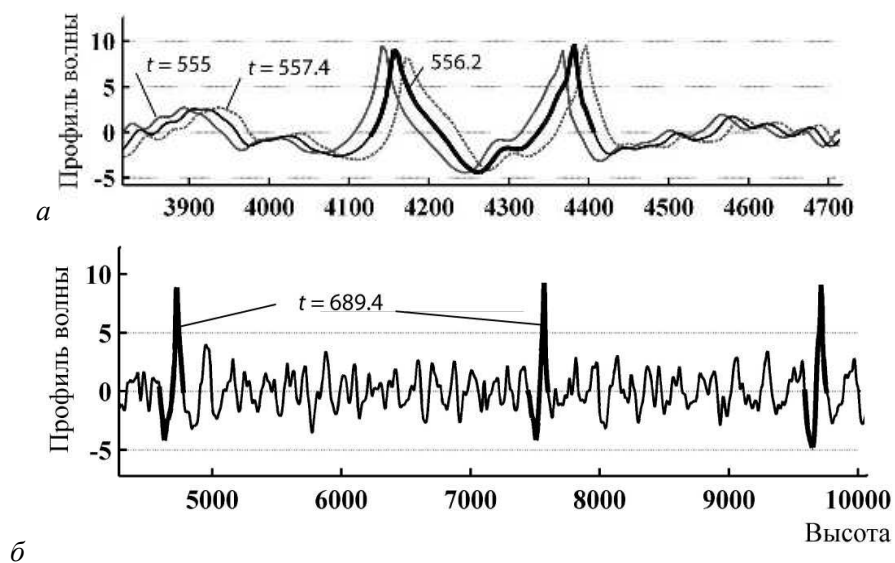


Рис. 10. Профили, содержащие anomalно высокие волны.  
Реализации E\_11 (а) и E\_20 (б).

\*\*\*

В работе описан подход к моделированию интенсивных поверхностных морских волн с модельным спектром (использован профиль JONSWAP). Рассмотрен случай бесконечно глубокой воды и однонаправленного распространения волн. Для расчета использована псевдоспектральная модель высокого порядка HOSM, позволяющая рассчитывать крутые волны. Выходные данные содержат полную информацию о волнах (включая данные поля скоростей, которые планируется исследовать в дальнейшем) в области примерно  $10 \text{ км} \times 20 \text{ мин}$  (что соответствует примерно 60 длин волн на 120 волновых периодов).

Получаемые данные могут быть использованы для генерации временных последовательностей волн либо пространственных записей, и тогда применены для тестирования методов обработки таких записей (типичный случай – запись смещения поверхности в одной точке). Кроме того, хорошее разрешение данных по пространству и времени допускает непосредственную обработку волновых полей, позволяющую наблюдать реальную дисперсионную зависимость волн, разделять волновые компоненты (свободные, связанные, встречные волны).

В настоящей статье рассмотрено два состояния морских волн; другие, приведенные в таблице, моделировались в рамках приближенных моделей и сейчас рассчитываются в рамках HOSM. В случае с большой значительной высотой волны возникает проблема обрушающихся волн, которые не могут быть рассчитаны используемыми моделями. Как следует из лабораторных исследований [32], эпизодическое обрушение волн в первую очередь влияет на вероятность регистрации высоких волн, а не на статистические моменты (включая четвертый момент-экссесс, важный в контексте волн-убийц). Из-за сложности процесса непосредственный расчет обрушения индивидуальных волн в случайных полях выглядит бесперспективным; необходим параметрический учет этого явления. В настоящей работе он выполнен (для серии E), исходя из обеспечения устойчивости численной схемы, а не физических принципов, что, вероятно, требует усовершенствования.

Наконец, полученные поля волн содержат объект нашего исследования – волну-убийцу, которая может быть рассмотрена в деталях. В частности, нами показано, что аномально высокие волны обладают вариативностью форм, но демонстрируют и закономерности в своих геометрических характеристиках. Они могут жить в течение нескольких периодов, повторно возникать на фоне интенсивных волновых групп. Степень «живучести» таких образований в неколлинеарных полях волн не может быть определена в рамках настоящего исследования. Соответствующие исследования возможны и для равномерного случая, хотя влекут большие расчетные затраты. Они важны хотя бы в связи с началом натурной регистрации последовательностей волновых поверхностей [33].

*Исследования поддержаны грантами РФФИ № 11-02-00483, 11-05-92002, 11-05-97006, грантами Президента РФ МК-6734.2010.5, МК-4378.2011.5 и фондом Volkswagen Foundation.*

## Литература

1. Kharif C., Pelinovsky E. Physical mechanisms of the rogue wave phenomenon // Eur. J. mech. / B-Fluids. 2003. V.22. P.603–634.
2. Куркин А.А., Пелиновский Е.Н. Волны-убийцы: факты, теория и моделирование. Н.Новгород: НГТУ, 2004.
3. Dysthe K., Krogstad H.E., Müller P. Oceanic Rogue Waves // Annu. rev. fluid. mech. 2008. V.40. P.287–310.
4. Kharif C., Pelinovsky E., Slunyaev A. Rogue Waves in the Ocean. Springer-Verlag. Berlin Heidelberg, 2009.
5. Lawton G. Monsters of the deep // New Scientist. 2001. N 170(2297). P.28–32.

6. Бадулин С., Иванов А., Островский А. Влияние гигантских волн на безопасность морской добычи и транспортировки углеводородов // Технологии ТЭК. 2005. № 1. С.56–62.
7. Пелиновский Е., Слюняев А. Волны-убийцы // Газ. «Физика». 2006. № 2. С.29–32; № 4. С.35–39.
8. Пелиновский Е.Н., Слюняев А.В. «Фрики» – морские волны-убийцы // Природа. 2007. № 3. С.14–23.
9. Пелиновский Е.Н., Слюняев А.В. Волны-убийцы: какие они? // Сб. научно-популярных статей – победителей конкурса РФФИ 2008 г. / Под ред. А.М. Желтикова. 2009. Вып.12, ч.II. С.97–110.
10. Garrett C., Gemmrich J. Rogue waves // Physics today. 2009. N 62(6). P.62–63.
11. Доценко С.Ф., Иванов В.А. Природные катастрофы Азово-Черноморского региона. Морской гидрофизический институт, Севастополь, 2010.
12. Ridgway A. What causes rogue waves? // BBC Focus Magazine. 2010. N 223. P.51.
13. Slunyaev A., Didenkulova I., Pelinovsky E. Rogue Waters // Contemporary physics. 2011. V.52. P.571–590.
14. Christou M., Ewans K. Examining a comprehensive dataset containing thousands of freak wave events. Part 1 – description of the data and quality control procedure // Proc. OMAE. 2011. Paper 50168.
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. Chalikov D., Sheinin D. Modeling extreme waves based on equations of potential flow with a free surface // J. Comp. phys. 2005. V.210. P.247–273.
17. Ruban V.P. Quasipolar steep water waves // Phys. Rev. E. 2005. V.71. P.055303(R).
18. Dommermuth D., Yue D.K.P. A high-order spectral method for the study of nonlinear gravity waves // J. Fluid mech. 1987. V.184. P.267–288.
19. West B.J. et al. A new numerical method for surface hydrodynamics // J. Geophys. Res. 1987. V.92. P.11803–11824.
20. Miles J.W. On Hamilton's principle for surface waves // J. Fluid mech. 1977. V.83. P.153–164.
21. Таланов В.И. Отчет о НИР «Радиофизические методы диагностики природных сред: фундаментальные основы, моделирование, натурные эксперименты». ИПФ РАН, 2010.
22. Onorato M. et al. Freak waves in random oceanic sea states // Phys. Rev. Lett. 2001. V.86. P.5831–5834.
23. Dysthe K.B. et al. Evolution of a narrow-band spectrum of random surface gravity waves // J. Fluid. mech. 2003. V.478. P.1–10.
24. Janssen P. Nonlinear four-wave interactions and freak waves // J. Phys. oceanogr. 2003. V.33. P.863–884.
25. Annenkov S.Y., Shrira V.I. Evolution of kurtosis for wind waves // Geophys. Res. Lett. 2009. V.36. L.13603.
26. Shemer L., Sergeeva A. An experimental study of spatial evolution of statistical parameters of unidirectional narrow-banded random wave field // J. Geophys. Res. Oceans. 2009. V.114. P.C01015.
27. Shemer L., Sergeeva A., Liberzon D. Effect of the initial spectral shape on spatial evolution of the statistics of unidirectional nonlinear random waves // J. Geophys. Res. 2010. V.115. P.12039.
28. Shemer L., Sergeeva A., Slunyaev A. Applicability of envelope model equations for simulation of narrow-spectrum unidirectional random field evolution: experimental validation // Phys. fluids. 2010. V. 22. P. 016601.
29. Слюняев А.В., Сергеева А.В. Стохастическое моделирование однонаправленных интенсивных волн на глубокой воде в приложении к аномальным морским волнам // Письма в ЖЭТФ. 2011.
30. Chalikov D. Statistical properties of nonlinear one-dimensional wave fields // Nonlin. Proc. Geophys. 2005. V.12. P.671–689.
31. Талипова Т.Г., Пелиновский Е.Н. Моделирование «волны Лавренова» на поверхности неглубокого моря // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2009. № 2 (4). С.30–36.
32. Sergeeva A., Shemer L., Slunyaev A. Effects of occasional wave breaking on extreme wave statistics in stochastic modeling // EGU General Assembly Geophysical Research Abstracts. 2011. V.13. Paper EGU2011-137.
33. Gallego G. et al. A variational wave acquisition stereo system for the 3-D reconstruction of oceanic sea states // Proc. OMAE. 2011. Paper 49061.

Статья поступила в редакцию 31.08.2011 г.

