

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. Н. Пушкарев, В. Е. Захаров, Нелинейное усиление
океанских волн в проливах,
ТМФ, 2020, том 203, номер 1, 119–133

<https://www.mathnet.ru/tmf9804>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 64.106.38.20

29 апреля 2025 г., 17:42:33



© 2020 г.

А. Н. Пушкарев^{*†}, В. Е. Захаров^{*‡}

НЕЛИНЕЙНОЕ УСИЛЕНИЕ ОКЕАНСКИХ ВОЛН В ПРОЛИВАХ

С помощью точного уравнения Хассельмана изучаются глубоководные океанские ветровые волны в проливе в ситуации, когда направление ветра ортогонально берегу. Пролив имеет “диссипативные” берега – какое-либо отражение от береговых линий отсутствует. Показано, что эволюцию волновой турбулентности по времени можно разделить на два различных режима. Сначала волны распространяются вдоль ветра, и ветровое море может быть описано автомодельными решениями уравнения Хассельмана. Второй режим начинается после достаточно значительного накопления энергии волн на подветренной границе. С этого момента начинается формирование ансамбля волн, распространяющихся против ветра. При этом возникают ортогональные к ветру волны, бегущие вдоль пролива. Волновая система в конечном итоге достигает асимптотического стационарного состояния, в котором сосуществуют два типа волновых движений: ансамбль автомодельных волн, распространяющихся по направлению ветра, и квазимонохроматические волны, распространяющиеся почти ортогонально направлению ветра и проявляющие тенденцию к наклону против ветра под углом 15° относительно берега, рядом с которым формируется волновая турбулентность. Эти “вторичные волны” возникают только в результате интенсивного нелинейного волнового взаимодействия. Суммарная энергия волны превышает ожидаемое значение примерно в два раза по сравнению с энергией, рассчитанной при отсутствии берегов. Ожидается, что в присутствии отражающих берегов это усиление существенно возрастает. Предлагается называть такой “вторичный” лазероподобный механизм нелинейным океанским волновым усилителем (сокращенно NOWA).

Ключевые слова: нелинейные волны, слабая турбулентность, поверхностные океанские волны, кинетическое волновое уравнение.

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf9804>

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 19-72-30028. Авторы благодарят фонд за поддержку.

^{*}Сколковский институт науки и технологий, Сколково, Москва, Россия.
E-mail: dr.push@gmail.com

[†]Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

[‡]University of Arizona, Tucson, Arizona, USA

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что геофизические явления оказывают сильное влияние на ход истории человечества. Один из относительно недавних примеров – вторжение союзников в Нормандию в ходе операции “Оверлорд” во время Второй мировой войны в 1944 г., крупнейшее морское вторжение в истории. Для высадки было необходимо, чтобы выполнялись определенные требования к погоде, морским волнам, фазам Луны, приливам и отливам, и всего несколько дней в месяц оказались подходящими. В ходе вторжения частично из-за плохого прогноза бурное море в значительной мере явилось причиной того, что потери союзников достигли по меньшей мере 10 000 человек, причем 4 414 человек погибли.

В настоящем исследовании мы пытаемся пролить свет на специфику развития ветрового моря в океанских проливах. Хотя в океанографическом сообществе широко распространено мнение о том, что уже имеются все необходимые исследовательские инструменты, включая операционные модели прогнозирования волн и параллельные компьютеры, мы показываем, что все еще существуют новые аспекты соответствующей фундаментальной физики, понимание которых крайне желательно для построения правильных моделей прогнозирования волн.

Современное прогнозирование океанских волн началось со статистической теории гравитационных поверхностных ветровых волн, описываемой кинетическим уравнением Хассельмана [1] (далее УХ)

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial \omega_k}{\partial \vec{k}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \vec{r}} = S_{\text{nl}} + S_{\text{in}} + S_{\text{diss}}, \quad (1)$$

где $\varepsilon = \varepsilon(\omega_k, \theta, \vec{r}, t)$ – спектр энергии волн, зависящий от дисперсии волны $\omega_k = \omega(k)$, угла θ , двумерной вещественной пространственной координаты $\vec{r} = (x, y)$ и времени t . В уравнении (1) S_{nl} , S_{in} и S_{diss} суть соответственно члены нелинейного взаимодействия, ветровой накачки и диссипации за счет обрушения волн. Далее рассматривается только случай глубокой воды $\omega = \sqrt{gk}$, где g – ускорение силы тяжести, а $k = |\vec{k}|$ – абсолютная величина вектора волнового числа $\vec{k} = (k_x, k_y)$.

Широко распространено мнение, что уравнение (1) является уже хорошо изученным объектом, особенно в рассматриваемом глубоководном случае, и дальнейшие усилия должны быть направлены на улучшение моделирования в условиях чрезвычайно сильных ураганных ветров, учета влияния донного трения и поправок, связанных с эффектами мелкой воды.

В настоящем исследовании мы показываем, что тем не менее уравнение (1) даже в своей “простой” форме все еще является объектом, заслуживающим дальнейшего детального изучения, которое может выявить неизвестные физические эффекты. Эти особенности связаны с наличием граничных условий в реальном пространстве, таких как береговые линии в проливах, а также с необходимостью учета точного нелинейного члена взаимодействия S_{nl} вместо обычно используемого более эффективного с вычислительной точки зрения суррогатного приближения прямого взаимодействия (direct interaction approximation, DIA). Мы показываем, что обнаруженные эффекты могут существенно изменить кажущуюся уже вполне понятной физическую картину турбулентности ветровых поверхностных волн в ограниченных и неограниченных областях.

1.1. Последние достижения в разработке физически обоснованных функций источника УХ в неограниченных областях. Численное сравнение различных полученных ранее функций источника S_{in} показывает их большой разброс, вплоть до того, что они различаются в пять раз [2], [3]. Не лучше обстоит дело и с функцией источника S_{diss} диссипации энергии волны. Как результат современные операционные модели волнового прогнозирования содержат более двух десятков настроечных параметров. Соответствующий детальный анализ можно найти в [3].

Шаг к созданию моделей прогнозирования волн без настроечных параметров был сделан в работах [4], [5]. Уравнение (1) в приближении ограниченного разгона волн

$$\frac{1}{2} \frac{g \cos \theta}{\omega} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = S_{\text{nl}} + S_{\text{wind}} \quad (2)$$

было проанализировано для автомодельных решений $\varepsilon = x^{p+q} F(\omega x^q, \theta)$. Здесь x – координата вдоль оси $\vec{x}$, ортогональной к береговой линии (известная в физической океанографии как разгон). Эти исследования в предположении степенной зависимости $S_{\text{in}} \sim \omega^{s+1} f(\theta)$ члена ветровой накачки от частоты дали значения параметров

$$q = \frac{1}{2+s}, \quad p = \frac{8-s}{2(2+s)} \quad (3)$$

и “магическое соотношение” $10q - 2p = 1$. Соотношения (3) являются неполными и нуждаются в дополнительном условии. Для этого вводится экспериментальная линия регрессии [6], с помощью которой получают конкретные значения индексов, определяющие модель Захарова–Ресио–Пушкарева (ЗРП) [4], [5]:

$$s = \frac{4}{3}, \quad p = 1, \quad q = \frac{3}{10}, \quad S_{\text{in}} \sim \omega^{7/3}. \quad (4)$$

Уравнение (2) дает зависимости полной энергии и средней частоты от координаты разгона:

$$E(x) = E_0 x^p, \quad (5)$$

$$\langle \omega(x) \rangle = \omega_0 x^{-q}. \quad (6)$$

Модель ЗРП воспроизводит результаты более десятка полевых экспериментов по ограниченному разгону волн, проанализированных в статье [7], а также автомодельные зависимости (4)–(6) и не требует настройки при изменении скорости ветра от 5 м/сек до 10 м/сек (см. работу [5]). Хотя подход ЗРП, содержащий два настроечных параметра в члене S_{in} ветровой накачки, не является полностью свободным от настройки, его можно рассматривать как шаг вперед к физически обоснованным моделям УХ (1).

Отмеченные факты служат аргументами в пользу модели ЗРП как основы для численного моделирования УХ, представленного в настоящей работе.

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ УХ В ОГРАНИЧЕННЫХ ОБЛАСТЯХ

Вышеописанная автомодельная теория должна применяться с осторожностью для описания турбулентности поверхностных волн в ограниченных областях, таких как океанские проливы. Интуитивно понятно, что изменение знака скорости адвекции энергии волны в сочетании с четырехволновым нелинейным взаимодействием

в условиях концентрации энергии волн в определенных точках может изменять автомодельную картину волновой турбулентности в неограниченных областях. Из-за сложности рассматриваемой проблемы при попытке понимания правильных физических механизмов в таких ситуациях основную роль начинают играть инструменты численного моделирования.

В работах [8]–[10] было показано, что ветер, дующий перпендикулярно к береговым линиям в бесконечно протяженном заливе, в дополнение к традиционному ветровому морю возбуждает квазимонохроматические стоячие волны, ортогональные направлению ветра. При достижении асимптотического турбулентного стационарного состояния превышение амплитуды возбужденных квазимонохроматических волн над максимумом спектрального пика ветрового моря доходит до восьми раз. В настоящем исследовании мы подробно останавливаемся на деталях этого ранее описанного явления, а также приводим его математическую формулировку и пытаемся понять физику, лежащую в основе этого явления.

Сначала мы рассматриваем геометрию задачи и формулируем простые, но физически обоснованные граничные условия соответствующей задачи Коши. Для формулировки и понимания постановки задачи представляется продуктивным привлечение концепции “трубопроводов” в смешанном реальном и фурье-пространстве, на основе которой интерпретируется адвекция энергии в различных направлениях по отношению к дующему ветру. Затем мы описываем модель, используемую для численного моделирования. И, наконец, мы обсуждаем интегральные и спектральные характеристики исследуемой турбулентности поверхностных волн, полученные в результате численного моделирования, а также сходства и различия между уже известными автомодельными и впервые наблюдаемыми режимами волновой турбулентности.

2.1. Формулировка задачи Коши. Рассмотрим задачу Коши для одномерной зависящей от времени версии уравнения (1):

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{g}{2\omega} \cos \theta \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = S_{\text{nl}} + S_{\text{in}} + S_{\text{diss}}. \quad (7)$$

Предполагается, что $\varepsilon = \varepsilon(\omega_k, \theta, x, t)$, где x – разгон, волновой вектор $\vec{k} = (k, \theta)$ является двумерным и определяется модулем $k = |\vec{k}|$ и углом θ между $\vec{k}$ и осью $\vec{x}$. Задача однородна в направлении, ортогональном оси $\vec{x}$. Для удобства мы называем левую береговую линию западным берегом, а правую – восточным берегом. Соответствующая область ширины L в реальном пространстве между западной и восточной береговыми линиями схематично представлена на рис. 1. Скорость ветра $\vec{U}$ предполагается постоянной в направлении $\vec{x}$.

Смешанное реальное и фурье-пространство рассматриваемой системы схематично представлено на рис. 2. Групповая скорость адвекции $(g/2\omega) \cos \theta$ перед пространственной производной в уравнении (7) имеет различные знаки для волн, распространяющихся вдоль и против ветра. Соответствующая область изображена в виде двучетного цилиндра, более темная верхняя часть которого соответствует положительной скорости адвекции (скорость направлена от западной к восточной береговой линии), а более светлая нижняя часть – отрицательной скорости адвекции с направлением, указанным стрелкой. Эта схематическая картина предполагает, что ограниченный разгон волн состоит из трех процессов в реальном и фурье-пространствах:



Рис. 1. Схематическое представление области моделирования в реальном пространстве. Постоянная скорость ветра в направлении оси разгона x равна $U = 10$ м/сек, ширина пролива $L = 40$ км.

- адвекция энергии волны в направлении разгона (темная часть трубки);
- адвекция энергии волны против направления разгона (светлая часть трубки);
- нелинейное взаимодействие волн между темной и светлой частями трубки в фуре-пространстве в любой заданной точке $(\vec{x}, t)$ -пространства.

Такое расщепление по физическим процессам составляет основу нашего численного алгоритма решения УХ.

Рассмотрим граничные условия представленной задачи. Предполагается, что волны, имеющие компоненту волнового вектора $\vec{k}$ в направлении ветра $\vec{U}$ и поэтому распространяющиеся в верхнем темном полуцилиндре, имеют нулевую амплитуду в начале разгона, при $x = 0$ (т. е. на западном берегу или на левом верхнем полукруге торца цилиндра на рис. 2):

$$\varepsilon(\omega, \theta, x, t)|_{x=0} = 0, \quad -\pi/2 < \theta < \pi/2. \quad (8)$$

Мы называем эти граничные условия диссипативными. Волны, имеющие компоненту волнового вектора $\vec{k}$ в направлении, противоположном ветру $\vec{U}$, и поэтому распространяющиеся в нижнем светлом полуцилиндре, имеют нулевую амплитуду в конце разгона, при $x = L$ (т. е. на восточном берегу или на правом нижнем полукруге торца цилиндра на рис. 2):

$$\varepsilon(\omega, \theta, x, t)|_{x=L} = 0, \quad \pi/2 < \theta < 3\pi/2. \quad (9)$$

Нет необходимости определять какие-либо граничные условия на других полукругах торцов цилиндра, так как входящие волны свободно выносятся через соответствующую границу.

Данные граничные условия физически интерпретируются как идеальное поглощение набегающих волн на береговых линиях без отражения от них, таковыми являются, например, волны на пологих галечных пляжах, идеально поглощающие энергию без какой-либо генерации волн или их отражения. Подобный диссипативный тип граничных условий можно наблюдать как в природе, так и в экспериментальных лабораторных волновых резервуарах.

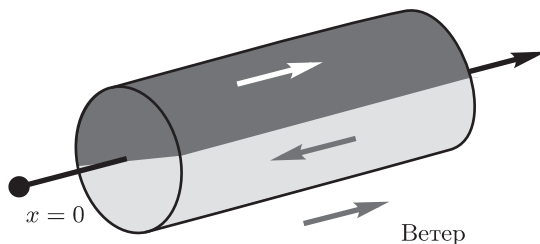


Рис. 2. Схематическое описание распространения потоков волновой энергии вдоль разгона в реальном и фурье-пространстве.

Что касается начальных условий, то мы считаем, что распределение энергии волн, бегущих в направлении ветра, имеет вид низкоуровневого белого шума,

$$\varepsilon(\omega, \theta, x, t)|_{t=0} = 10^{-6}, \quad -\pi/2 < \theta < \pi/2, \quad (10)$$

а для волн, бегущих против ветра в нижнем светлом цилиндре, энергия равна нулю:

$$\varepsilon(\omega, \theta, x, t)|_{t=0} = 0, \quad \pi/2 < \theta < 3\pi/2. \quad (11)$$

Эти начальные условия обеспечивают пренебрежимо малое нелинейное взаимодействие в начале моделирования.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

3.1. Алгоритм дискретизации. Уравнение (7) решалось численно методом расщепления по физическим процессам [11] – адвекции, нелинейного взаимодействия S_{nl} , ветровой накачки S_{in} и диссипации S_{diss} за счет обрушения волн. Соответствующие члены рассматривались как различные физические процессы, определяющие правую часть дискретизированного уравнения, в то время как производная по времени была отнесена в левую часть. Адвекционный член аппроксимировался безусловно устойчивой в пространстве и времени численной схемой “прямоугольник” второго порядка [12], расчет члена S_{nl} проводился с помощью метода Вебба–Ресио–Трейси [13], [14], член ветровой накачки интегрировался аналитически, а высокочастотная диссипация волновой энергии учитывалась в неявном виде как филлипсово продолжение $\sim \omega^{-5}$ динамической части волнового спектра, корректирующееся на каждом временном шаге. Продвижение по времени выполнялось с помощью явной схемы численного интегрирования первого порядка.

Начальные условия для волн, бегущих вместе с ветром (в верхней части цилиндра на рис. 2), задавались как затравочные волны с пренебрежимо малой нелинейностью, имеющие распределение (10) по частотам и углам, и как ноль для волн, бегущих против ветра (в нижней части цилиндра), см. п. 2.1.

В расчетах использовалось точное выражение для члена S_{nl} . Для учета поглощения энергии разрыва волны была введена неявная функция S_{diss} диссипации энергии волны [3]–[5] как спектральное продолжение типа филлипсова хвоста $\sim \omega^{-5}$.

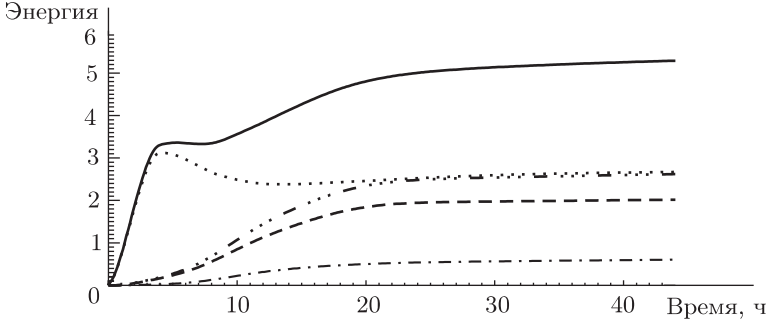


Рис. 3. Полная энергия волны разгона как функция времени – сплошная линия. Энергия волны против ветра (светлый трубопровод на рис. 2) – штриховая линия; в направлении ветра (темный трубопровод на рис. 2) – пунктирная линия; ортогонально к ветру – штрихпунктирная линия; не в направлении ветра – штриховая линия с тремя пунктирами.

3.2. Члены ветровой накачки и диссипации волновой энергии. Член S_{in} источника ветровой накачки был выбран в форме ЗРП [3]–[5]:

$$S_{in}(\omega, \theta) = \gamma(\omega, \theta) \varepsilon(\omega, \theta), \quad \omega = 2\pi f, \quad (12)$$

где

$$\gamma(\omega, \theta) = \begin{cases} 0.05 \frac{\rho_a}{\rho_w} \omega \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^{4/3} q(\theta), & f_{min} \leq f \leq f_d, \\ 0 & \text{в прочих случаях,} \end{cases} \quad (13)$$

$$f_d = 1.1 \text{ Гц}, \quad f_{min} = 0.1 \text{ Гц}, \quad \omega_0 = \frac{g}{U}, \quad U = 10 \text{ м/сек}, \quad \frac{\rho_a}{\rho_w} = 1.3 \cdot 10^{-3},$$

а функция $q(\theta)$ имеет вид

$$q(\theta) = \begin{cases} \cos^2 \theta, & -\pi/2 \leq \theta \leq \pi/2, \\ 0 & \text{в прочих случаях.} \end{cases} \quad (14)$$

Здесь U – скорость ветра на высоте 10 м, ρ_a и ρ_w – плотности воздуха и воды соответственно. Частота $f_d = 1.1$ Гц была взята из работы [6].

Неявная функция S_{diss} диссипации энергии волны задавалась как спектральное продолжение типа филлипсова хвоста $\sim \omega^{-5}$ начиная с частоты $f_d = 1.1$ Гц.

3.3. Численные результаты. Численное моделирование уравнения (7) выполнялось для следующего набора параметров:

- расчеты в фурье-пространстве велись в области частот $0.1 \text{ Гц} < f < 2.0 \text{ Гц}$ на логарифмической сетке из 72 точек по частоте и сетке из 36 равноудаленных точек по угловой координате, покрывающих угловой диапазон 2π ;
- в реальном пространстве было выбрано 40 узлов сетки;
- размер разгона был принят равным 40 км, что отвечает проливу Ла-Манш.

Рис. 3 показывает полную волновую энергию разгона как функцию времени. Графики можно разделить на две части: относительно быстрый рост за время около 5 ч и последующую относительно медленную релаксацию до постоянной асимптотической величины. Весьма удивительно, что система приходит в равновесное

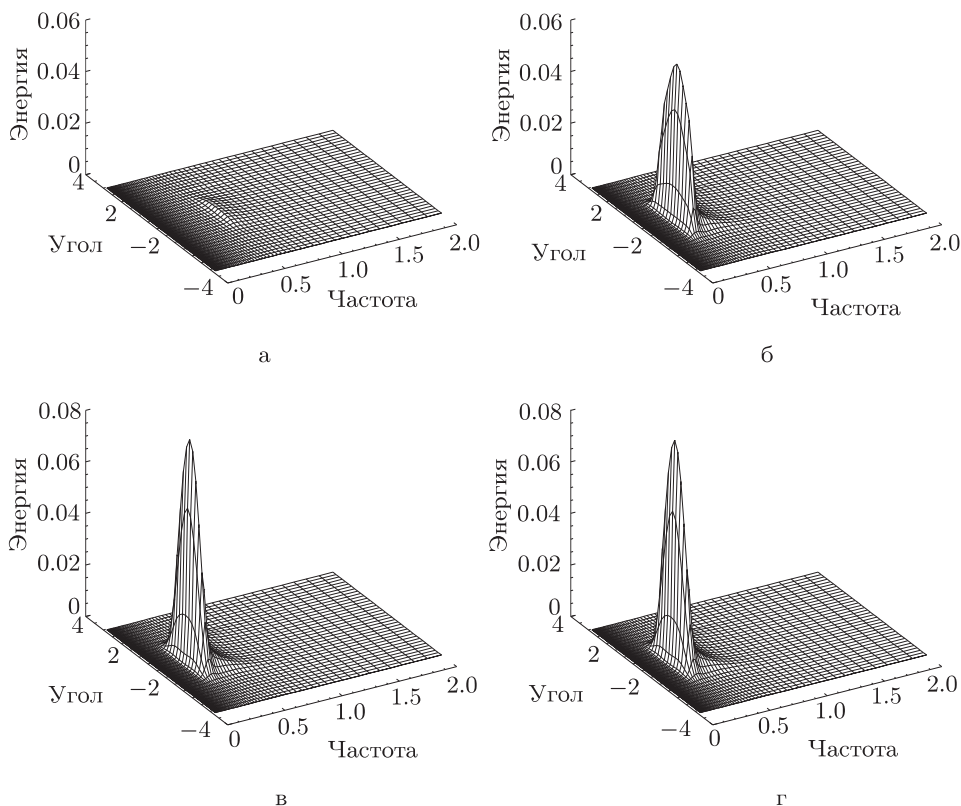


Рис. 4. Спектральное распределение энергии как функции частоты и угла на расстояниях разгона 2 км (а), 14 км (б), 26 км (в) и 38 км (г) для времени 2 ч.

состояние – это означает, что канал поступления энергии волн от ветра уравнивается двумя каналами поглощения энергии волн: за счет обрушения волн и за счет диссипации входящих волн на береговых линиях.

Согласно рис. 3 полная энергия волны во временной асимптотике распределяется в следующих пропорциях: 54% энергии уходит в направлении ветра, 35% – против направления ветра и 11% – ортогонально ветру. Это означает, что половина энергии в состоянии асимптотического равновесия распространяется не в направлении ветра. Поскольку в соответствии с (14) ветровая накачка локализована в диапазоне углов $-\pi/2 < \theta < \pi/2$, появление волновой энергии вне этого углового сектора можно объяснить только за счет нелинейного взаимодействия волн. Следует подчеркнуть, что такая “квазиизотропизация” энергии волн вызвана точной формой члена S_{nl} .

3.4. Временная динамика спектра в фурье-пространстве и в реальном пространстве. Для небольшого времени $t = 2$ ч (см. рис. 4 и 5) спектр энергии имеет форму одиночного горба, растущего с расстоянием от западного берега, причем распределение спектрального максимума как функция разгона имеет форму ступеньки. Для позднего времени $t = 40$ ч, близкому к времени установления квазистационарного состояния волновой системы (см. рис. 6, 7), форма спектра является довольно сложной: кроме центрального одnogорбого энергетического спектра

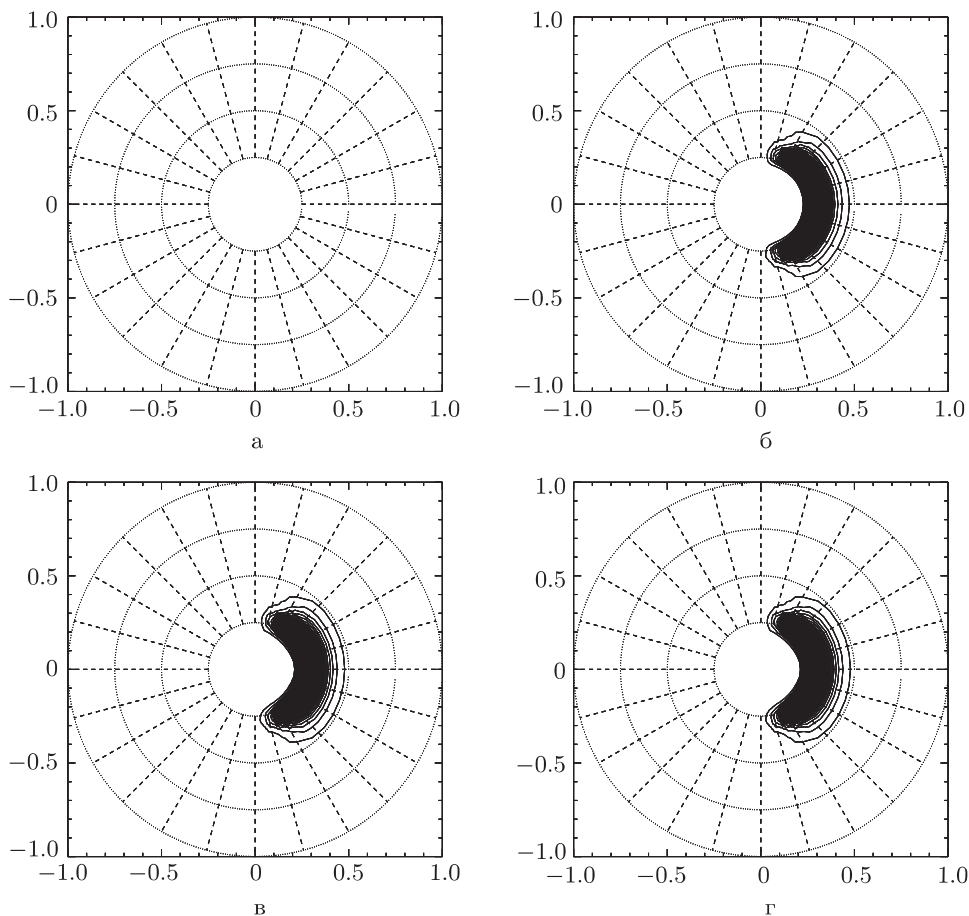


Рис. 5. То же, что на рис. 4, в полярных координатах.

ветрового моря, нарастающего в направлении от западного берега, можно видеть мощные боковые спутники, соответствующие волнам, распространяющимся почти ортогонально ветру.

Данное наблюдение весьма примечательно: оно означает, что достаточно длительное возбуждение волн ветром, дующим перпендикулярно береговой линии пролива, возбуждает асимптотически стационарную волновую турбулентность. В ней имеются две составляющие – волны, распространяющиеся в направлении ветра аналогично классическому автомодельному режиму с одиночным спектральным максимумом и растущие по направлению от западного к восточному берегу (их мы называем ветровым морем), и квазимонохроматические волны, распространяющиеся почти перпендикулярно направлению ветра. У второй волновой системы имеется наклон относительно направления береговых линий, увеличивающийся по мере приближения к западному берегу и достигающий максимума в 15° относительно береговой линии в непосредственной близости от западного берега. Формирование этого наклона может означать, что система подстраивает себя таким образом, что-

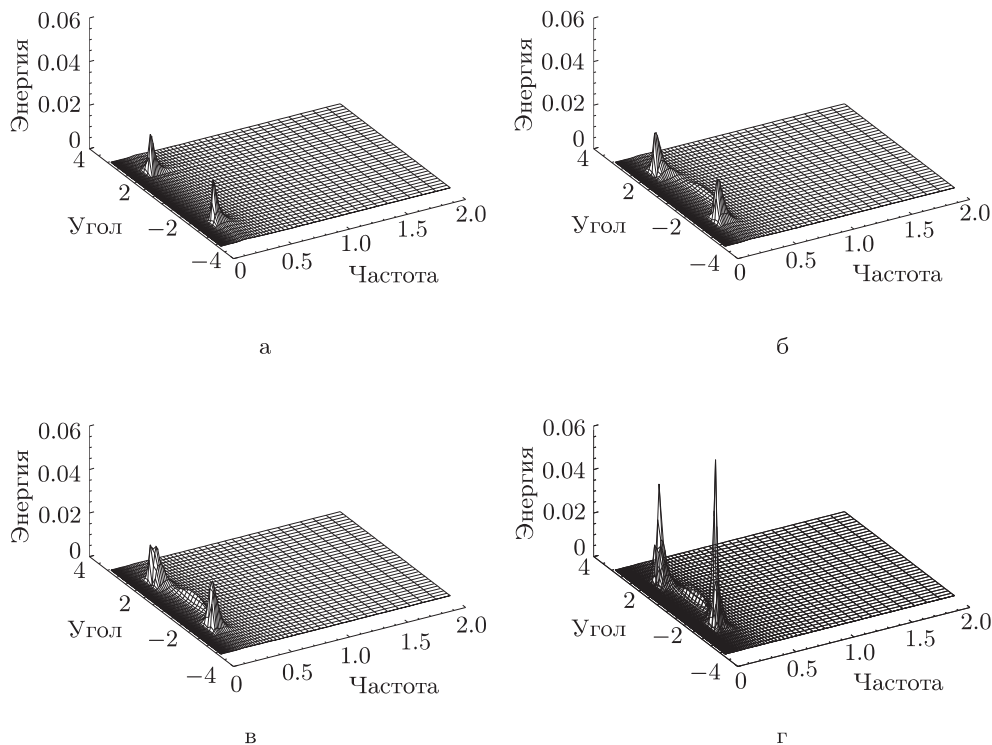


Рис. 6. Спектральное распределение энергии как функции частоты и угла на расстояниях разгона 2 км (а), 14 км (б), 26 км (в) и 38 км (г) для времени 40 ч.

бы возникла дополнительная диссипация для приведения волновой энергетической системы в сбалансированное стационарное состояние.

Все вышеизложенное однозначно подтверждает расщепление системы на подсистемы в пространстве и во времени. Видно, что структура волн существенно различна для разных временных промежутков: она унимодальна с единственным максимумом для $t < 5$ ч и мультимодальна для $t > 8$ ч и в последнем случае состоит из двух квазимонохроматических волн, квазиортогональных ветру, и одиночного горба ветрового моря в направлении ветра.

Мы приходим к выводу, что волновая система в асимптотическом стационарном состоянии состоит из двух подсистем: первой, качественно аналогичной классической неограниченной волновой ситуации без второй границы, которую мы называем ветровым морем, и второй, состоящей из стоячей квазимонохроматической волны, направленной почти перпендикулярно направлению ветра.

Описанная волновая система работает как лазероподобный нелинейный океанский волновой усилитель квазимонохроматических волн, накачиваемых ортогонально дующим ветром (nonlinear ocean wave amplifier, сокращенно NOWA). Следует отметить, что эти квазимонохроматические волны “конденсируются” преимущественно вблизи сепаратрисы профиля скорости адвекции, т. е. в местах, где скорость адвекции равна нулю. Для таких волн нет шансов выйти на границы рассматриваемой области, чтобы быть поглощенными на береговых линиях.

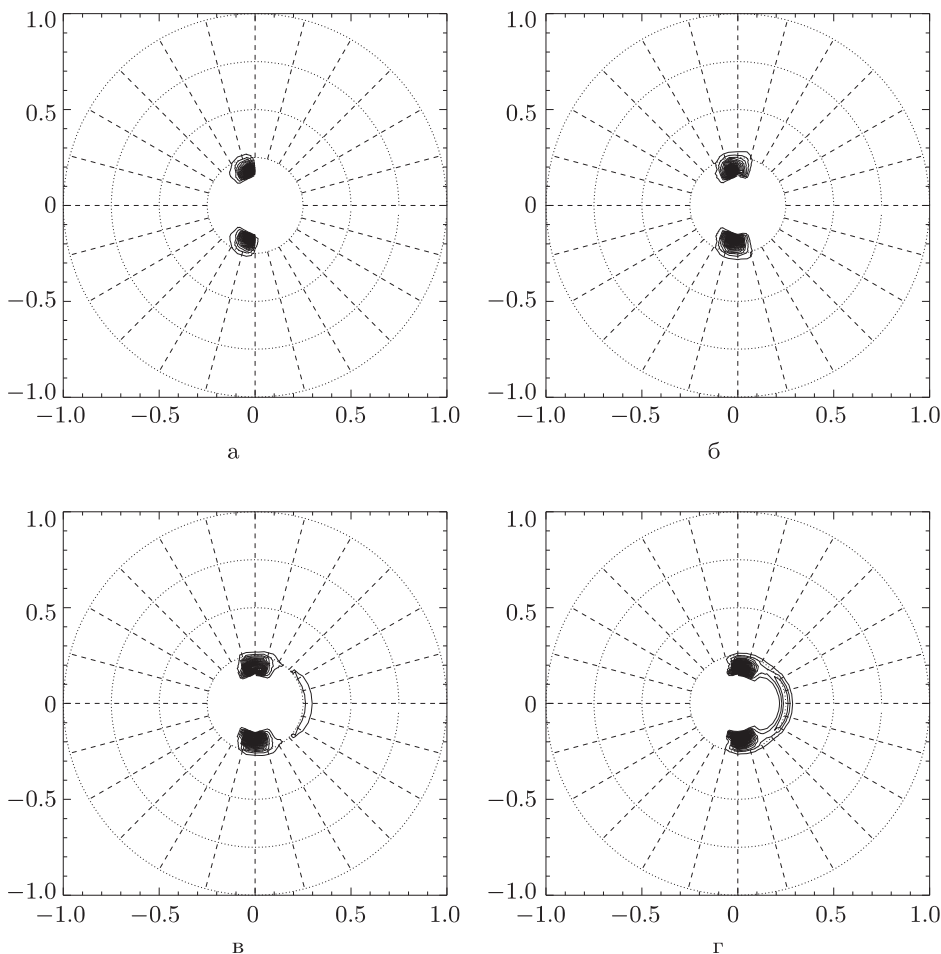


Рис. 7. То же, что на рис. 6, в полярных координатах.

Для $t > 8$ ч мы наблюдаем относительно медленный переход полной энергии волны в асимптотическое состояние, в котором все еще имеется тенденция роста полной энергии волн от западного к восточному берегу, хотя и с гораздо более медленной скоростью, чем для автомодельного режима.

На рис. 8 изображен график десятичного логарифма распределения энергии волны в зависимости от разгона для различных моментов времени, рассчитанный в угловом секторе $-4\pi/9 < \theta < 4\pi/9$. На этом графике учитываются только эффекты волнового моря и не учитываются квазимонохроматические волны. Для $t < 5$ ч эволюция энергии описывается распространяющейся вдоль разгона функцией типа ступеньки, которая состоит из наклонной и горизонтальной линейных частей. Для $t \simeq 5$ ч распределение полной энергии волны вдоль разгона приближается к автомодельной, т.е. линейной, форме в соответствии с уравнениями (4), (5). Далее по времени эта зависимость медленно переходит также в автомодельную линейную форму, но с другим наклоном.

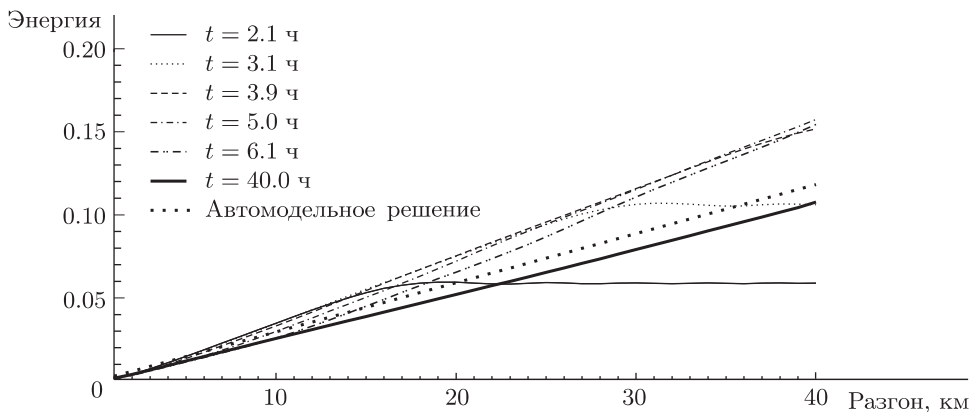


Рис. 8. Десятичный логарифм распределения энергии волн как функция разгона для различных моментов времени, рассчитанный в угловом секторе $-80^\circ < \theta < 80^\circ$ относительно направления ветра θ_{wind} .

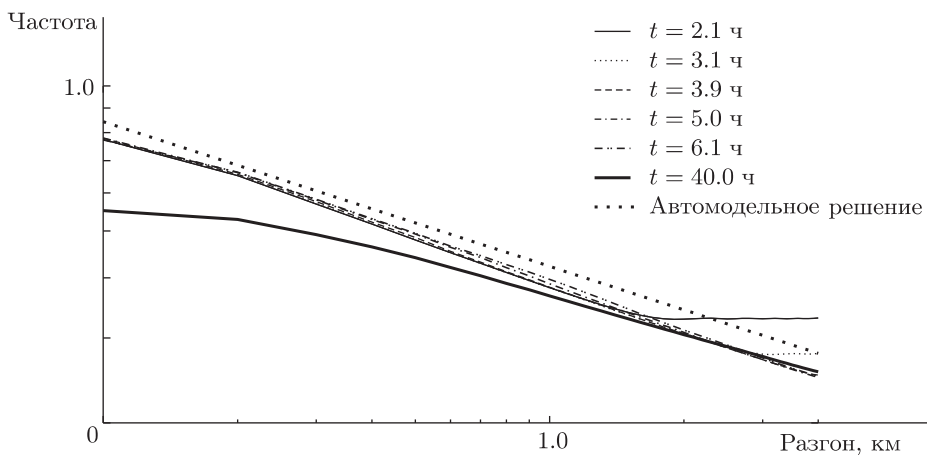


Рис. 9. Десятичный логарифм распределения средней частоты как функция десятичного логарифма разгона для различных моментов времени, рассчитанный в угловом секторе $-80^\circ < \theta < 80^\circ$.

На рис. 9 изображен график десятичного логарифма распределения средней частоты вдоль разгона для различных моментов времени, рассчитанный в угловом секторе $-4\pi/9 < \theta < 4\pi/9$. На этом графике также учитываются только эффекты ветрового моря и не учитываются квазимонохроматические волны. Можно видеть, что наклонная часть ступенчатой функции, распространяющейся от восточного к западному берегу, близка к автомодельным решениям уравнений (4)–(6), хотя полное соответствие с автомодельным решением по всему разгону достигается для более раннего времени $t = 3$ ч. Это отличается от времени $t = 5$ ч достижения того же автомодельного решения для волновой энергии на рис. 8. Можно заметить, что данное распределение ветрового моря асимптотически ближе по времени к клас-

сической автомодельной форме, за исключением близко прилегающей к западному берегу области шириной 3 км. Такой эффект вполне закономерен, так как интенсивность квазимонохроматических волн растет при подходе к западному берегу вместе со степенью их взаимодействия с волновым морем (т. е. взаимодействия темной и светлой частей цилиндра на рис. 2), что приводит к деформации автомодельного поведения.

Подведем итог: ветровое море сначала относительно быстро приводит к промежуточному автомодельному асимптотическому распределению энергии, которое затем относительно медленно эволюционирует в финальное автомодельное состояние.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе изложены результаты численного моделирования турбулентности поверхностных океанских волн в канале при постоянном ветре, дующем перпендикулярно к береговым линиям. Эти результаты показывают, что задача об ограниченном разгоне волн в проливах разделяется в пространстве и времени на различные процессы.

Начальный процесс состоит из распространения фронта энергии волны, имеющего вид ступеньки, которая состоит из наклонной и горизонтальной линейных частей. Этот фронт в спектральном представлении выглядит как одиночный горб, движущийся от западного к восточному берегу за характерные времена, определяемые отношением ширины канала к характерной скорости переноса спектрального пика. Данный режим локализован в той части смешанного реального и фурье-пространства, которая отвечает волнам с положительной скоростью переноса, движущимся в направлении ветра. Он похож на известные автомодельные режимы в случае ограниченного разгона для неограниченных областей.

Второй режим возникает позже по времени, после того как фронт энергии волны, имеющий форму ступеньки, достигает восточного берега, и начало этого режима вызвано нелинейным взаимодействием волн, содержащихся в области адвекции отрицательной скорости (более светлый трубопровод на рис. 2), с уже сформированным волновым спектром в области адвекции положительной скорости (темный трубопровод). Проявление второго режима заключается в усилении квазимонохроматических волн, распространяющихся ортогонально ветру. Описанная волновая система работает как NOWA, волны возбуждаются в ортогональном ветру направлении, и механизм их возникновения, по-видимому, преимущественно связан с конденсацией энергии волны на сепаратрисе, разделяющей области разного знака скорости адвекции.

Весьма удивительно, что волновая система в конечном итоге достигает асимптотического равновесия (состояния “зрелого моря”) за счет уравнивания энергии, поступающей через канал ветровой накачки, двумя другими каналами ее диссипации: диссипацией волновой энергии за счет обрушения волн и поглощением энергии волн на береговых линиях. Описанный механизм формирования “зрелого моря” является хорошей физически обоснованной альтернативой сомнительной концепции “зрелого моря”, циркулирующей в океанографической литературе. Часть спектра энергии стационарных волн ближе к началу разгона имеет тенденцию наклоняться против ветра под углом 15° относительно береговой линии. Наличие таких волн с противоположной ветру составляющей скорости свидетельствует, в частности, о том, что присутствует генерация нелинейных волн, бегущих против ветра.

Мы также показали, что турбулентность поверхностных волн в каналах разделяется на уже известный автомодельный режим ветрового моря и относительно низкочастотные квазимонохроматические волны, распространяющиеся почти ортогонально ветру.

Асимптотически во времени часть энергии волн, распространяющихся в направлении ветра, приблизительно равна части энергии, распространяющейся перпендикулярно и против ветра. Это важный результат представленных численных экспериментов, демонстрирующий важность корректного учета нелинейного взаимодействия, которое ответственно за обратное рассеяние ветровых волн, а также за генерацию излучения квазимонохроматических волн ортогонально ветру.

Полученные результаты имеют многочисленные следствия. Прежде всего, они являются перспективными с точки зрения объяснения сейшей, представляющих значительную проблему для пришвартованных в портах судов, а также прогнозирования амплитуды и локализации структуры волнового поля в замкнутых бассейнах. Еще один урок представленного исследования заключается в том, что оно подчеркивает важность правильного понимания эффектов граничных условий, неизбежно существующих в моделях волнового прогнозирования; влияние этих условий не должно интерпретироваться как численные артефакты. Наш план дальнейших исследований включает учет отражения от береговой линии, в результате мы ожидаем сильного усиления эффекта NOWA.

Конфликт интересов. Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] K. Hasselmann, “On the non-linear energy transfer in a gravity-wave spectrum. Part 1. General theory”, *J. Fluid Mech.*, **12**:4 (1962), 481–500; “On the non-linear energy transfer in a gravity wave spectrum. Part 2. Conservation theorems; wave-particle analogy; irreversibility”, **15**:2 (1963), 273–281.
- [2] S. I. Badulin, A. N. Pushkarev, D. T. Resio, V. E. Zakharov, “Self-similarity of wind-driven seas”, *Nonlin. Processes Geophys.*, **12**:6 (2005), 891–945.
- [3] A. Pushkarev, V. Zakharov, “Limited fetch revisited: comparison of wind input terms, in surface wave modeling”, *Ocean Model.*, **103** (2016), 18–37.
- [4] V. E. Zakharov, D. Resio, A. Pushkarev, *New wind input term consistent with experimental, theoretical and numerical considerations*, arXiv: 1212.1069.
- [5] V. Zakharov, D. Resio, A. Pushkarev, “Balanced source terms for wave generation within the Hasselmann equation”, *Nonlinear Processes Geophys.*, **24**:4 (2017), 581–597.
- [6] C. E. Long, D. T. Resio, “Wind wave spectral observations in Currituck Sound, North Carolina”, *J. Geophys. Res.*, **112**:C5 (2007), C05001, 21 pp.
- [7] S. I. Badulin, A. V. Babanin, V. E. Zakharov, D. T. Resio, “Weakly turbulent laws of wind-wave growth”, *J. Fluid Mech.*, **591** (2007), 339–378.
- [8] A. Pushkarev, “Nonlinear generation of surface waves against the wind in a limited fetch growth model”, *J. Phys.: Conf. Ser.*, **510**:1 (2014), 012048, 10 pp.
- [9] V. E. Zakharov, A. N. Pushkarev, “Classical and non-classical regimes of the limited-fetch wave growth and localized structures on the surface of water”, ONR grant N00014-10-1-0991 report, 2013, <https://pdfs.semanticscholar.org/d807/9d94d6df29d1e74882a0e2c2593b2d196fbb.pdf>.
- [10] A. N. Pushkarev, V. E. Zakharov, “Nonlinear generation of surface waves against the wind in a limited fetch growth model”, *Proceedings of the 20th meeting WISE* (College Park, MD, USA, April 21–25, 2013), ECMWF, College Park, MD, 2013.

- [11] Р. П. Федоренко, *Введение в вычислительную физику*, Изд-во Моск. физ.-техн. ин-та, М., 1994.
- [12] Н. Н. Калиткин, *Численные методы*, Наука, М., 1978.
- [13] D. J. Webb, "Non-linear transfers between sea waves", *Deep-Sea Res.*, **25**:3 (1978), 279–298.
- [14] B.A. Tracy, D. T. Resio, *Theory and Calculation of the Nonlinear Energy Transfer Between Sea Waves in Deep Water*, U. S. Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, MS, 1982.

Поступила в редакцию 30.08.2019,
после доработки 30.08.2019,
принята к публикации 2.10.2019