

УДК 551.466.3

ОЦЕНКА УШИРЕНИЯ СПЕКТРА КОРОТКИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН ПРИ НАЛИЧИИ ДЛИННОВОЛНОГО ВОЛНЕНИЯ

*Г. А. Байдаков, А. С. Досаев, Д. Д. Разумов, М. Б. Салин**

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Проводится численное моделирование эволюции ветрового волнения, основанное на решении уравнений Эйлера для двумерного потенциального течения и учитывающее таким образом нелинейные эффекты. Анализ полученных реализаций профилей поверхности показал, что предложенное прямое численное моделирование позволяет воспроизводить характерные особенности модуляции коротких поверхностных волн. Подобрана модельная зависимость, описывающая характерное отклонение спектральной плотности от дисперсионной кривой на плоскости частота—волновое число. Сравнение со спектрами волнения, измеренными в естественных условиях, показывает качественное совпадение результатов расчёта и экспериментов.

ВВЕДЕНИЕ

В динамике поверхностных гравитационных волн известно явление модуляции характеристик коротких волн при их взаимодействии с более длинными волнами. Интерес к этому явлению во многом связан с возможностью его приложения к задачам дистанционной диагностики океана. Типовые диапазоны работы радио- и гидролокаторов таковы, что основные энергонесущие ветровые волны оказываются длинными и плавными и плохо рассеивают зондирующий радио- или акустический сигнал. На обратное рассеяние напрямую влияет коротковолновая часть спектра волнения, а косвенным образом — длинные волны, в том числе за счёт модуляционного взаимодействия [1]. Кроме задач дистанционной диагностики, исследование спектра волнения актуально в связи с тем, что процессы генерации [2] и рассеяния [3] подводного звука ветровыми волнами чувствительны к нелинейным компонентам волнения, а генерируемый или рассеиваемый волнением звук создаёт помеху при работе подводной акустической связи и гидролокаторов дальнего действия.

В данной работе проявление модуляционных эффектов исследуется с точки зрения отклонения спектральной плотности на плоскости частота—волновое число (ω и k соответственно) от дисперсионной кривой. Волны, принадлежащие узкой полосе в пространственном спектре, могут иметь довольно широкий частотный спектр (и, соответственно, спектр фазовых скоростей). На ширину спектра коротких волн влияет ряд факторов, например доплеровский сдвиг за счёт присутствующих орбитальных движений (изменение закона дисперсии), модуляция уклонов, генерация высших гармоник (связанных волн) и т. д.

Изучение модуляции поверхностных волн было начато достаточно давно. Интенсивные исследования пространственно-временных спектров морских волн проводились на океанографических платформах в Чёрном море ещё в 70-е годы [4, 5]. В этих работах применялись системы из струнных волнографов. В радиолокации зачастую исследуют эффекты модуляции поверхностного волнения эмпирическим образом, концентрируя внимание на введении поправок к поперечному сечению рассеяния [6].

Простейшее теоретическое описание гидродинамических процессов можно получить, если ввести глобальную функцию фазы и локальное дисперсионное соотношение для коротких волн, которое бы учитывало эффект Доплера в зависимости от скорости подстилающей поверхности [7].

* mikesalin@ipfran.ru

Также иногда применяется приближение Вентцеля—Крамерса—Бриллюэна для описания распространения пакетов волн по слабо варьирующемуся полю течений [8, 9]. Однако моделирование морского волнения, имеющего широкий спектр, является более сложной задачей [10–12], в том числе потому, что ветровое волнение близко к псевдошумовому сигналу и не может быть охарактеризовано комплексной огибающей функцией.

В целом, сам по себе факт влияния скорости орбитальных движений, индуцированных более длинными волнами, на скорость распространения коротких волн и, соответственно, на их пространственно-временной спектр хорошо известен. Открытой темой для исследования остаётся получение численных значений коэффициентов, связывающих амплитуды свободных волн и их гармоник, или функции передачи модуляции.

В данной работе для исследования характеристик волнения применяется метод прямого численного моделирования. Будет показано, что численная модель, построенная из первых принципов, позволяет воспроизводить эффекты модуляции коротких поверхностных волн. В качестве исходных уравнений взяты точные уравнения Эйлера в формулировке Дьяченко [13] для потенциального течения. Таким образом, в модели не требуется введения каких-либо эмпирических поправок или параметризации для учёта нелинейных взаимодействий, что является преимуществом данного подхода. Также удалось избежать недостатков, присущих ряду предшествующих теоретических работ, а именно: не требуется введение малого параметра ни для отношения амплитуд возмущающей и модулируемой волны, ни для их частот. Также описания формы для длинных (воздействующих) волн не требуется упрощений наподобие синусоидальной или уединённой волны. В результате работы расчётной программы, основанной на прямом численном моделировании, получаются реалистичные зависимости профиля взволнованной поверхности от времени, которые далее могут быть использованы для проверки каких-либо радиолокационных алгоритмов.

В последнем разделе работы приводятся предварительные результаты сравнения результатов расчётов со спектрами волнения, измеренными в естественных условиях. Для измерения спектров на плоскости $k\omega$ были использованы распределённые датчики, такие как волнографы с распределённым по площади набором струн или оптические камеры с большим полем зрения.

1. МЕТОД ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В рамках используемой численной модели вода рассматривается как идеальная и несжимаемая жидкость, ее движение считается потенциальным и полагается, что для волн выполняется приближение глубокой воды. Волнение считается одномерным, т. е. возвышение поверхности $\eta(x, t)$ является функцией одной горизонтальной координаты x и времени t . В декартовой системе координат (x, y) , где ось y направлена вверх, динамика такой системы описывается следующими уравнениями:

$$\Delta\varphi = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{1}{2}|\nabla\varphi|^2 \Big|_{y=\eta(x,t)} + g\eta = 0; \quad (2)$$

$$\frac{\partial\eta}{\partial t} + \frac{\partial\eta}{\partial x} \frac{\partial\varphi}{\partial t} - \frac{\partial\varphi}{\partial y} \Big|_{y=\eta(x,t)} = 0; \quad (3)$$

$$\lim_{y \rightarrow -\infty} |\nabla\varphi| = 0. \quad (4)$$

Здесь φ — потенциал поля скорости, g — ускорение свободного падения.

Для решения системы уравнений (1)–(4) широко применяется метод конформных преобразований. Конформное преобразование $x + iy = z(w, t)$ используется для «выпрямления» границы, оно отображает занятый жидкостью объём на полуплоскость $\text{Im } w \leq 0$, где w — новая комплексная координата. Преобразование изменяется во времени вместе с движением поверхности. Введение конформных координат существенно упрощает решение уравнения Лапласа (1). В данной работе использовалась оптимальная форма уравнений в конформных координатах [13], обладающая улучшенной устойчивостью при численном решении. Опуская преобразования, приведённые в работе [13], после введения новых динамических переменных $R = 1/z'$ и $V = i\theta'/z'$ систему можно записать в виде

$$\frac{\partial R}{\partial t} = i(UR' - U'R), \quad \frac{\partial V}{\partial t} = i[UV' - R\hat{P}'(|V|^2)] + g(R - 1), \quad (5)$$

где $\theta = \varphi + i\psi$ — комплексный потенциал, ψ — функция тока, $U = \hat{P}(R^*V + RV^*)$, $\hat{P} = (1 + i\hat{H})/2$, \hat{H} — преобразование Гильберта, штрих означает производную по переменной w , а индекс * — комплексное сопряжение.

Уравнения движения (5) интегрировались численно по времени t с применением схемы Рунге—Кутты 4-го порядка. Стоит отметить, что используемая нами система (5) эквивалентна системе (1)–(4) и не предполагает малости амплитуды волн, т.е. учитывает нелинейность полностью.

Формально в используемой численной схеме не налагается ограничений на крутизну волн, однако по ряду причин она неприменима для моделирования обрушений. Во-первых, в рамках данного подхода невозможно описать изменение топологии свободной поверхности, т.е. не могут возникать брызги и пузыри под поверхностью воды. Во-вторых, оказывается, что в моменты времени, предшествующие обрушению, волна принимает настолько острую форму, что для корректного моделирования требуется постоянное уменьшение шага координатной сетки и шага интегрирования по времени, поэтому продолжение счёта становится невозможным. В то же время обрушение может произойти даже в волновом пакете с изначально небольшой крутизной в результате фокусировки в поле течений более длинной волны. Авторы не ставили задачу физически корректно описать или параметризовать этот процесс. Главной целью было предотвратить образование особенностей и остановку счёта, для чего в эволюционные уравнения (5) было введено затухание в виде «гипервязкости»:

$$\frac{\partial F}{\partial t} \rightarrow \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\nu}{k_h^2} \hat{k}^4 F. \quad (6)$$

Здесь F — динамическая переменная (R или V), \hat{k} — линейный оператор, действующий при разложении Фурье по волновым числам k как $(\hat{k}f)_k = kf_k$, ν — параметр, имеющий смысл кинематической вязкости, k_h — характерное волновое число мелкомасштабных структур, образование которых следует подавить. Для наглядности значение ν выбрано равным кинематической вязкости воды $\nu = 0,01 \text{ см}^2/\text{с}$. Если принять, что в исследуемой задаче можно исключить из рассмотрения волны короче или порядка $2\pi/k_h = 5 \text{ см}$, то можно искусственно демпфировать эту часть спектра для снижения требуемого разрешения координатной сетки и повышения скорости счёта. В проведённых численных экспериментах потери энергии в системе за счёт введённой искусственной вязкости не превышали 0,2 % для 1 минуты эволюции системы.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В работе была проведена серия численных экспериментов. Постановка задачи была следующей. Расчётная область по x считалась периодической с периодом L . Начальное состояние про-

филя поверхности и распределение скоростей выбирались так, чтобы соответствовать спектру Пирсона—Московица для определённой формы поверхности. Далее моделировалась эволюция профиля поверхности за определённый интервал времени, по результатам чего уже оценивался истинный закон дисперсии, который реализовался в данной системе. Начальные условия задавались в виде суперпозиции бегущих в положительном направлении оси x волн

$$\eta(x) = \sum_{n>0} a_n \cos(k_n x - \phi_n) \quad (7)$$

со случайными фазами ϕ_n и амплитудами a_n , определяемыми в соответствии со спектром Пирсона—Московица:

$$S(\omega) = 8,1 \cdot 10^{-3} \frac{W^5}{g^3 \tilde{\omega}^5} \exp\left(-\frac{0,74}{\tilde{\omega}^4}\right), \quad (8)$$

где $k_n = 2\pi n/L$, $\tilde{\omega} = \omega W/g$, ω — циклическая частота, W — скорость ветра на референсной высоте. Таким образом,

$$\frac{1}{2} a_n^2 = S[\omega(k_n)] \frac{d\omega}{dk} \Delta k, \quad (9)$$

где $\omega(k) = \sqrt{g|k|}$ — линейное дисперсионное соотношение для гравитационных волн, $\Delta k = 2\pi/L$.

В проведённой серии расчётов скорость ветра W изменялась в пределах от 2,3 до 8,0 м/с. Таким образом, частота спектрального пика f_p варьировалась от 0,6 до 0,2 Гц. Область расчёта L составляла 40; 75 и 150 м при длине волны спектрального пика 4; 17 и 40 м соответственно. Ниже в качестве идентификатора каждого расчёта используется частота спектрального пика f_p .

В результате каждого расчёта получалась достаточно длинная реализация изменения профиля во времени $\eta(x, t)$. По этой реализации вычислялось оконное преобразование Фурье: реализация разделялась на интервалы по времени, каждый интервал взвешивался окном Хана, в каждом интервале вычислялся двумерный спектр по частотам и волновым числам. Далее, в зависимости от задачи, либо проводилось некогерентное усреднение спектров, полученных в индивидуальных окнах, либо анализировалась динамика этих спектров. Длина интервала (длина временного окна) выбиралась исходя из необходимого разрешения. Если не указано иное, то пространственное окно фурье-анализа по волновым числам соответствовало всей области расчёта L и не требовало весовой функции благодаря периодическим граничным условиям.

Примеры спектров на плоскости $k\omega$, полученных в результате моделирования, представлены на рис. 1. Построенные на нём спектры были определены в численных экспериментах, где начальное распределение амплитуд задавалось согласно выражению (9). Например, в случае рис. 1а зависимость $S(\omega)$ соответствовала спектру Пирсона—Московица (8) при скорости ветра $W = 4,6$ м/с, а в случае рис. 1б использовалась реализация спектра $S(\omega)$, измеренная в эксперименте, о котором пойдёт речь ниже. Частота пика f_p волнения составила 0,3 и 0,4 Гц соответственно. Штриховой линией на графике также представлено дисперсионное соотношение для волн малой амплитуды на глубокой воде.

На приведённых графиках спектр локализован в пределах полосы с конечной шириной на плоскости $k\omega$. Можно показать, что механизмом уширения спектра в численном эксперименте действительно является эффект Доплера и длинная волна играет роль движущейся подстилающей поверхности. Будем выполнять оконный спектральный анализ с достаточно коротким окном по координате и по времени, таким, чтобы оно вмещало менее четверти периода энергонесущей волны. На рис. 2 построены спектры, вычисленные в отдельных окнах, т. е. в различных фазах энергонесущей волны. Здесь $f_p = 0,17$ Гц, $W = 8$ м/с, ширина окна по x составляла 4,5 м, по времени 1 с. Из графиков видно, что в различные моменты времени высокочастотная часть спектра испытывает «красное» или «синее» смещение.

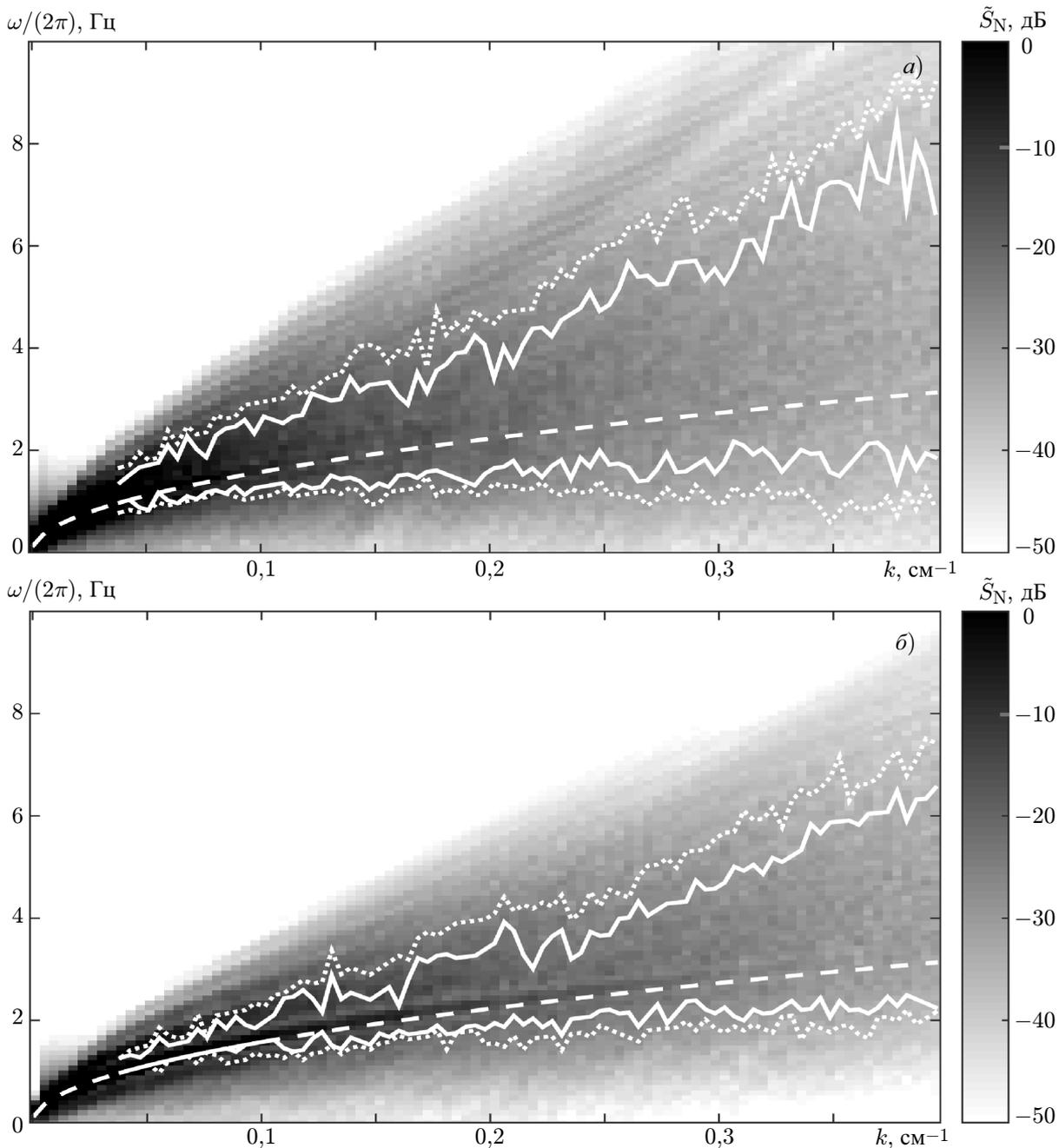


Рис. 1. Спектры высот волнения, полученные по результатам численного моделирования, нормированные на максимум и построенные в децибелах в масштабе по цветовой шкале. Частота пика волнения f_p , заложенная при моделировании: 0,3 Гц (а) и 0,4 Гц (б)

Для того, чтобы количественно оценить уширение «спектральной линии» на усреднённых зависимостях, аналогичных представленным на рис. 1, была применена следующая методика. Для каждого k находится максимальное значение и определяется диапазон частот $\Delta f(k)$, где спектральная интенсивность спадает в заданное число раз. На рис. 1 показаны линии, ограничивающие области спектра, выделенные указанным образом по уровню интенсивности 1/2 (сплошные линии) или 1/4 (пунктирные линии) от максимума (далее будем говорить -3 и -6 дБ соответственно). Зависимости ширины $\Delta f(k)$ распределения спектральной плотности вокруг дис-

Таблица 1. Характеристики уширения спектра волнения

f_p , Гц	γ (при пороге -3 дБ)	γ (при пороге -6 дБ)	u_{STD} , см/с
0,2	$3,0 \pm 0,4$	$4,0 \pm 0,4$	42,7
0,3	$2,8 \pm 0,4$	$4,0 \pm 0,4$	28,5
0,4	$2,6 \pm 0,4$	$3,8 \pm 0,4$	19,6
0,6	$0,8 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,6$	13,6

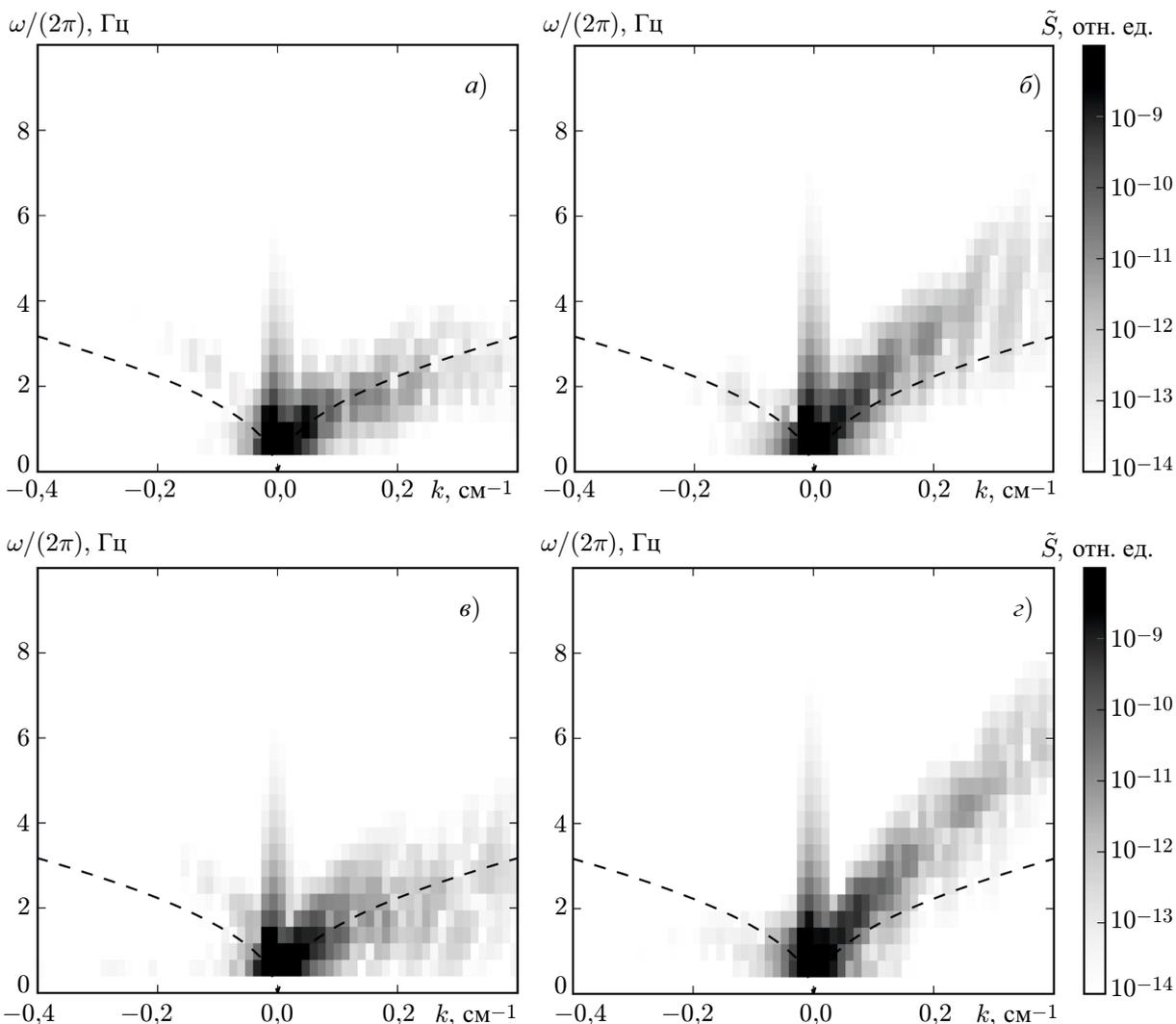


Рис. 2. Результат моделирования: несколько узких оконных спектров, вычисленных с интервалом 3 с (пунктирной линией показано дисперсионное соотношение для линейных волн): $t = 37$ с (а), $t = 40$ с (б), $t = 43$ с (в) и $t = 46$ с (з)

персионного значения частоты, полученные в результате моделирования, построены на рис. 3 маркерами без соединяющих линий.

Результаты серии расчётов были обобщены в виде следующей аналитической зависимости (значения используемых параметров даны в табл. 1):

$$\Delta f = \frac{\gamma}{2\pi} k u_{STD}. \quad (10)$$

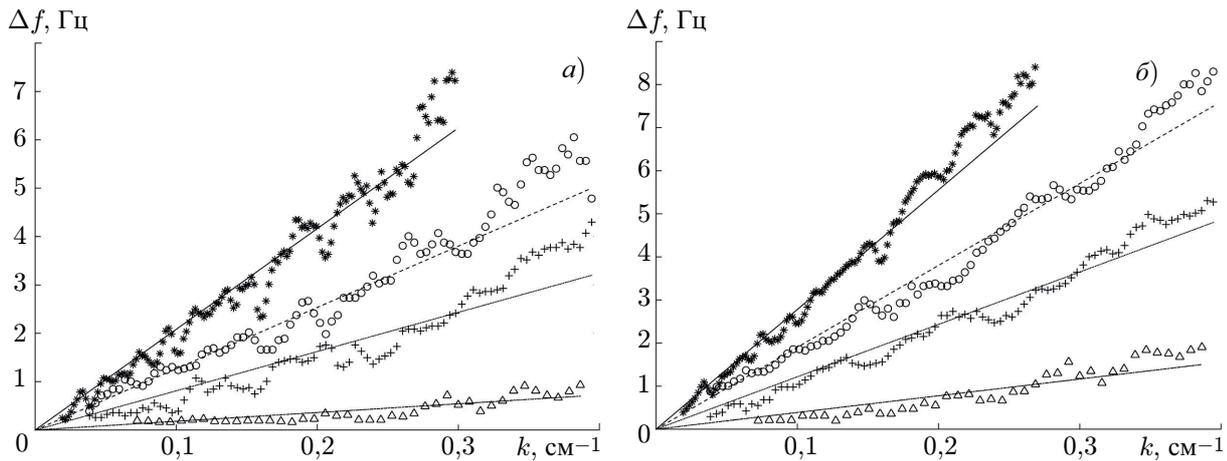


Рис. 3. Зависимость ширины распределения спектральной плотности мощности на плоскости $k\omega$, полученная по результатам численных экспериментов с различной силой волнения (маркеры * соответствуют $f_p = 0,2$ Гц, маркеры \circ — $f_p = 0,3$ Гц, маркеры $+$ — $f_p = 0,4$ Гц, маркеры Δ — $f_p = 0,6$ Гц). Ширина определялась с порогами 3 дБ (а) и 6 дБ (б)

Здесь γ — параметр, $u_{\text{STD}} = \sqrt{\int S(\omega)\omega^2 d\omega}$ — среднеквадратичное значение горизонтальной компоненты орбитального течения на поверхности. Графики зависимости (10) построены на рис. 3 сплошными линиями поверх исходных экспериментальных точек.

Форма зависимости (10) была выбрана по аналогии с доплеровским сдвигом при постоянном течении с введением поправочного коэффициента γ и хорошо аппроксимирует результаты численного моделирования при соответствующих значениях параметров.

3. СРАВНЕНИЕ СО СПЕКТРАМИ ВОЛНЕНИЯ, ИЗМЕРЕННЫМИ В ЕСТЕСТВЕННЫХ УСЛОВИЯХ

Для проверки результатов численного моделирования в первую очередь использовались ранее опубликованные данные. Эффекты уширения спектра поверхностных волн наблюдались многими авторами в естественных [4, 5, 14] и бассейновых [11] условиях, но, к сожалению, соответствующие количественные зависимости, которые бы можно было напрямую сравнить с результатами моделирования, публиковались редко.

В работе [5] был приведён пример спектра на плоскости $k\omega$, измеренного многоканальным волнографом на Чёрном море, который авторы данной статьи сняли по точкам для анализа. Таким образом была получена экспериментальная зависимость ширины распределения спектральной плотности мощности вокруг дисперсионного значения в интервале частот $f = f_p \div 2,5f_p$, где частота пика $f_p = 0,17$ Гц. Экспериментальная зависимость совпала по порядку величины с результатами моделирования, проведённого в данной работе. Точное сравнение оказалось затруднительным, поскольку описанная численная схема обеспечивает недостаточное спектральное разрешение в области длинных волн.

Следующим источником данных являлась работа [14], авторы которой применяли оптический измеритель спектров волнения оригинальной конструкции и также проводили измерения в Чёрном море. Рассматривался спектр с $f_p = 0,25$ Гц и анализировалась ширина распределений в диапазоне $k = 0,4 \div 0,5$ см⁻¹. Результаты измерений, опубликованные в указанной статье, хорошо совпали с проведёнными здесь расчётами.

Далее приводятся оригинальные экспериментальные данные, полученные авторами данной

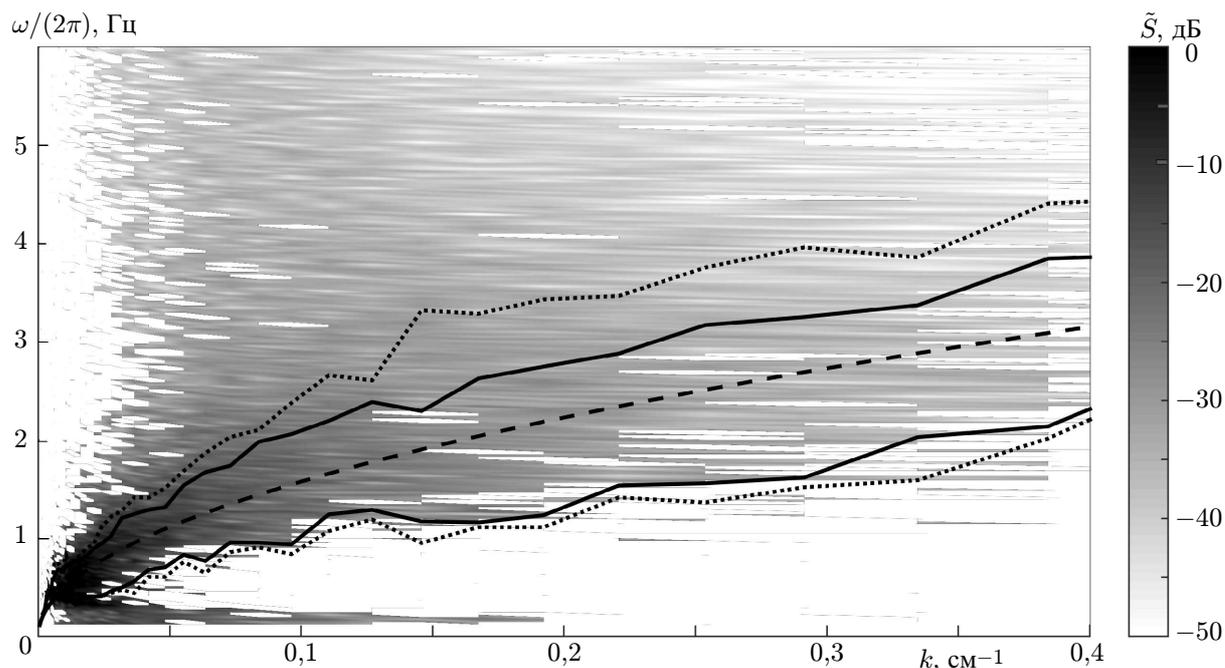


Рис. 4. Нормированный спектр волнения, измеренный в эксперименте на Горьковском водохранилище с помощью трёхканального волнографа. Сплошные и пунктирные чёрные линии проведены с использованием порога соответственно -3 и -6 дБ от максимума для каждого значения k

статьи. Первая серия измерений проводилась на Горьковском водохранилище [15]. В качестве измерителя волнения использовалась вежа Фруда с многоканальным волнографом. Распределение спектральной плотности мощности по частотам, волновым числам и углам оценивалось с помощью разложения Фурье и определения направления (Fourier Directional Method, FDM), как описано в работе [16]. Ранее в [17] применялся аналогичный метод (Wavelet Directional Method, WDM), где вместо оконного фурье-преобразования использовалось вейвлет-преобразование.

В день эксперимента скорость ветра составляла 6 м/с, частота спектрального максимума волнения $0,4$ Гц, существенная высота волн 24 см. Результат измерения спектра на плоскости $k\omega$ приведён на рис. 4. С помощью введённого выше параметра Δf можно сравнить ширину распределения спектральной плотности мощности в расчёте и в эксперименте (см. рис. 5а).

В диапазоне волновых чисел до $0,2$ см $^{-1}$ наблюдается согласие между результатами расчётов и экспериментов. В коротковолновой части спектра моделирование предсказывает более широкий разброс по частоте, чем реализуется в природе. Авторы предлагают следующую гипотезу для объяснения этого расхождения. В моделировании использовалась двумерная модель волнения (одна горизонтальная координата и глубина). В общем случае сравнение реального трёхмерного волнения с двумерным моделированием будет некорректно, поскольку нелинейное взаимодействие оказывается принципиально другим. Однако в диапазоне длинных волн реальное волнение имеет узкий угловой спектр, и поэтому его поведение хорошо описывается двумерной моделью. По мере уменьшения длины волны и увеличения ширины диаграммы направленности применимость двумерной модели нарушается.

Вторая серия измерений проводилась в одном из районов Чёрного моря. Для оценки характеристик волнения применялась видеосъёмка с последующей обработкой результатов и коррекцией спектра алгоритмом, описанным в работе [18]. Заметим, что видеосъёмка является распространённым методом исследования характеристик волнения [14, 19], и в данном эксперименте она использовалась потому, что измерения проводились с борта дрейфующего судна, и так что не могли

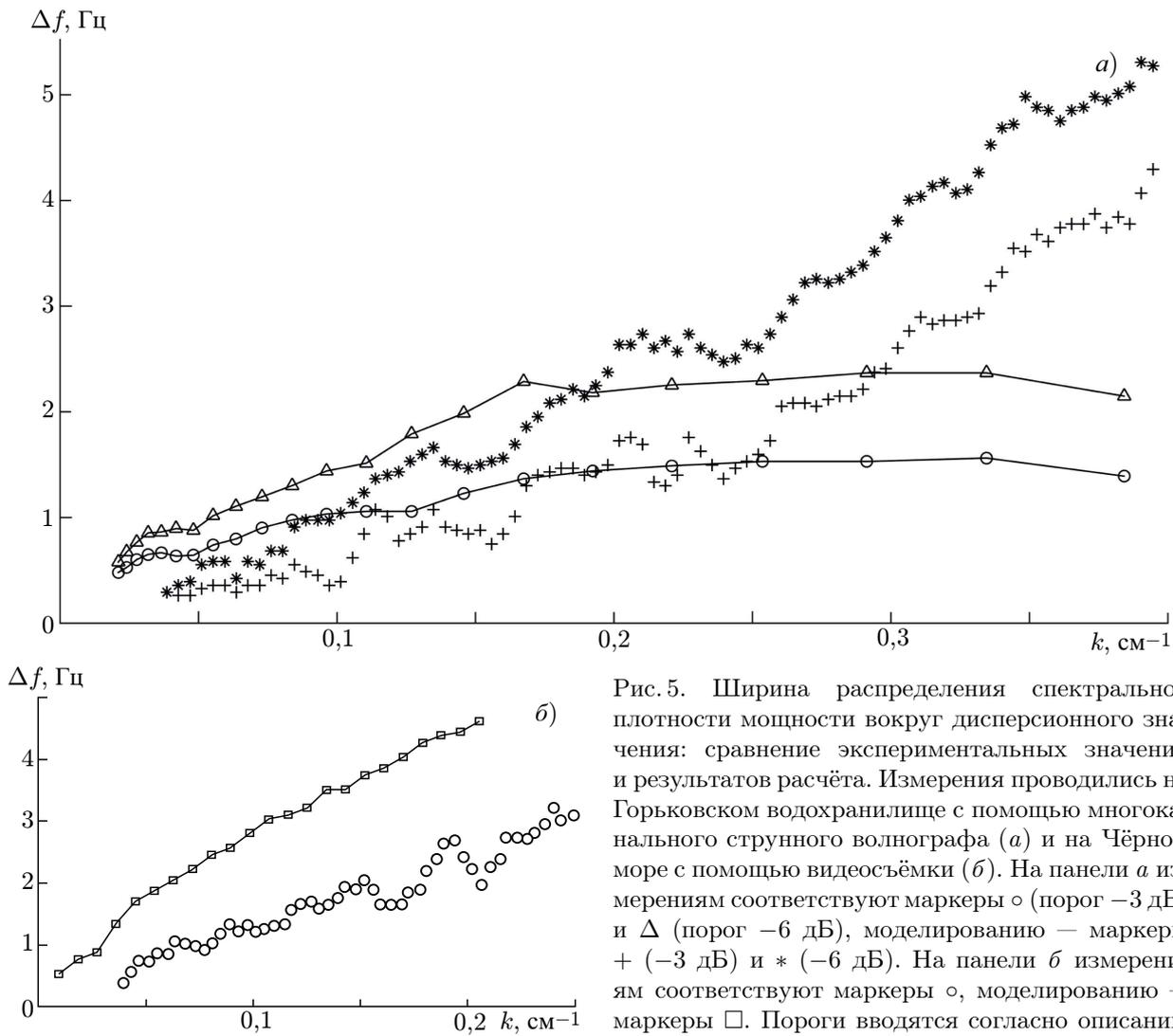


Рис. 5. Ширина распределения спектральной плотности мощности вокруг дисперсионного значения: сравнение экспериментальных значений и результатов расчёта. Измерения проводились на Горьковском водохранилище с помощью многоканального струнного волнографа (а) и на Чёрном море с помощью видеосъёмки (б). На панели а измерениям соответствуют маркеры о (порог -3 дБ) и Δ (порог -6 дБ), моделированию — маркеры + (-3 дБ) и * (-6 дБ). На панели б измерениям соответствуют маркеры о, моделированию — маркеры □. Пороги вводятся согласно описанию в тексте

применяться контактные приборы (скорость дрейфа составляла менее 0,5 узлов, поэтому влияние сноса судна на результаты измерения можно считать пренебрежимо малым).

Скорость ветра составляла 6 м/с, частота пика волнения 0,3 Гц. Распределение ширины распределения спектральной мощности построено на рис. 5б в сравнении с соответствующими расчётными значениями. Из него следует, что экспериментальные и расчётные значения Δf растут линейным образом с ростом k , однако экспериментальная кривая проходит существенно выше. Таким образом, в эксперименте наблюдается большее уширение спектра, чем в расчёте.

Видеосъёмка также позволяет вычислять текущие спектры в коротких временных окнах, что даёт возможность наблюдать изменение закона дисперсии коротких поверхностных волн в зависимости от фазы длинной волны (наподобие расчётных спектров, приведённых на рис. 2). Был выбран размер области обработки 3×3 м и временное окно с длительностью 1 с, реализации взвешивались функцией Хана по времени и синусоидальным окном по координатам. Полученные текущие оконные спектры построены на рис. 6 для разных фаз энергонесущей волны, где действительно можно наблюдать текущее изменение дисперсионного закона. В этом плане результаты эксперимента оказались аналогичны результатам расчёта, представленным на рис. 2.

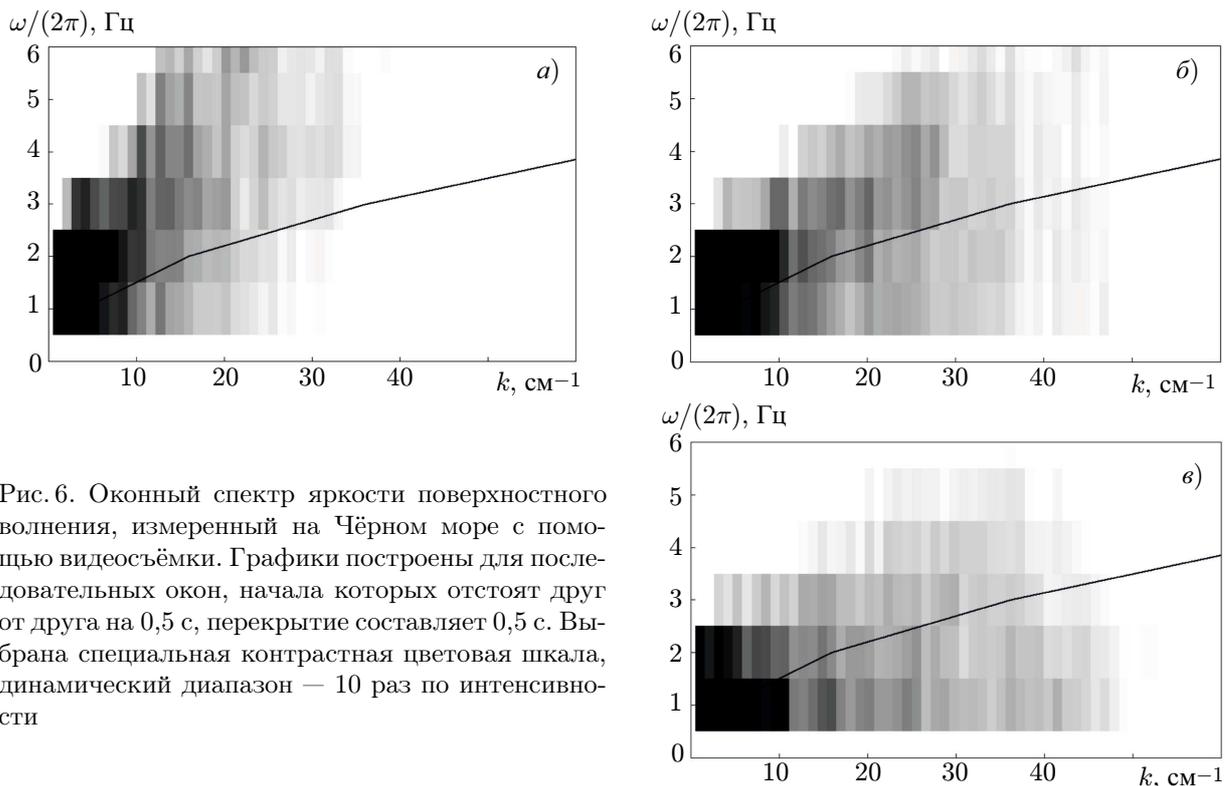


Рис. 6. Оконный спектр яркости поверхностного волнения, измеренный на Чёрном море с помощью видеосъёмки. Графики построены для последовательных окон, начала которых отстоят друг от друга на 0,5 с, перекрытие составляет 0,5 с. Выбрана специальная контрастная цветовая шкала, динамический диапазон — 10 раз по интенсивности

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована модуляция коротких поверхностных волн при наличии длинных волн — явление, используемое при дистанционном зондировании океана. Исследование фокусируется на модуляции фазовой скорости коротких волн за счёт эффекта Доплера.

В первой части исследование проводится путём численного моделирования в рамках полностью нелинейных уравнений движения (уравнений Эйлера) в формулировке Дьяченко для потенциального течения. Расчёты проведены для начальных условий, соответствующих спектру Пирсона—Московица при различных скоростях ветра. Получен набор спектров, построенных в координатах частота—волновое число, которые отражают реальное влияние слабонелинейных эффектов на ветровом волнении со спектром, близким к зависимости Пирсона—Московица. Спектр на плоскости частота—волновое число имеет вид полосы в окрестности дисперсионной кривой. Результаты серии численных экспериментов (полученные в них спектры) обобщены в виде модельной зависимости частотного уширения от волнового числа для разных скоростей ветра.

Во второй части исследования авторы обратились к экспериментальным данным для подтверждения выводов, сделанных по результатам численного моделирования. Использовались данные датчиков различных типов, включая многоканальный струнный волнограф и видеосъёмку в дневном свете. Параметры спектров, полученных путём моделирования и измеренных в естественных условиях, находятся в согласии друг с другом.

Авторы благодарны Ю. И. Троицкой за ценные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 14-17-00667).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Keller W. C., Plant W. J., Petitt R. A., et al. // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99, No. C5. P. 9751.
2. Запелалов А. С., Показеев К. В. // *Акуст. журн.* 2016. Т. 62, № 5. С. 550.
3. Салин М. Б., Потапов О. А., Салин Б. М., Чащин А. С. // *Акуст. журн.* 2016. Т. 62, № 1. С. 70.
4. Ефимов В. В., Соловьев Ю. П. // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1979. Т. 15, № 11. С. 1175.
5. Ефимов В. В. *Динамика волновых процессов в пограничных слоях атмосферы и океана.* Киев: Наукова думка, 1981. 105 с.
6. Hasselman K., Raney R. K., Plant W. J., et al. // *J. Geophys. Res.* 1985. V. 90, No. C3. P. 4659.
7. Басович А. Я., Таланов В. И. // *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.* 1977. Т. 13, № 7. С. 766.
8. Romeiser R., Schmidt A., Alpers W. // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99, No. C5. P. 9785.
9. Hwang P. A. // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111, No. C6. Art. no. C06033.
10. Троицкая Ю. И. // *Приповерхностный слой океана. Физические процессы и дистанционное зондирование: Сб. науч. трудов.* Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1999. Т. 1. С. 35.
11. Taklo T. M. A., Trulsen K., Gramstad O., et al. // *J. Fluid Mech.* 2015. V. 766. P. 326.
12. Слюняев А. В., Сергеева А. В. // *Фунд. и прикл. гидрофизика.* 2012. Т. 5, № 1. С. 24.
13. Zakharov V. E., Dyachenko A. I., Vasilyev O. A. // *European J. of Mech. B/Fluids.* 2002. V. 21, No. 3. P. 283.
14. Титов В. И., Зуйкова Э. М., Лучинин А. Г. // *Сб. трудов МГИ, Севастополь.* 2010. № 21. С. 197.
15. Кузнецова А. М., Байдаков Г. А., Папко В. В. // *Метеорология и гидрология.* 2016. № 2. С. 85.
16. Troitskaya Yu. I., Sergeev D. A., Kandaurov A. A., et al. // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117, No. C11. Art. no. C00J21.
17. Donelan M. A., Drennan W. M., Magnusson A. K. // *J. Phys. Oceanogr.* 1996. V. 26, No. 9. P. 1901.
18. Салин Б. М., Салин М. Б. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2015. Т. 58, № 2. С. 123.
19. Li D. // *Geo-spatial Information Sci.* 2017. V. 20, No. 1. P. 56.

Поступила в редакцию 26 марта 2018 г.; принята в печать 30 мая 2018 г.

ESTIMATION OF BROADENING OF THE SPECTRA OF SHORT SURFACE WAVES IN THE PRESENCE OF LONG WAVES

G. A. Baydakov, A. S. Dosaev, D. D. Razumov, and M. B. Salin

We present a numerical simulation of evolution of the wind waves, which is based on solving the Euler equations for a two-dimensional potential flow and, therefore, allows for the nonlinear effects. Analysis of the obtained realizations of the surface profiles shows that the proposed direct numerical simulation allows one to reproduce the features of modulation of short surface waves. The model dependence, which describes the characteristic deviation of the spectral density from the dispersion curve on the frequency–wave-number plane, is obtained. Comparison with the wave spectra measured under the natural conditions is indicative of the qualitative agreement between the calculated and experimental results.