

УДК 551.466.3+551.46.086+004.932

КОМБИНИРОВАННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ТРЁХМЕРНЫХ СПЕКТРОВ ВОЛНЕНИЯ. II. ПРИМЕРЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ОСНОВНЫХ СХЕМ ИЗМЕРЕНИЙ И АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Б. М. Салин, М. Б. Салин *

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Во второй части работы, посвящённой методам исследования характеристик волнения, приводятся результаты измерений трёхмерных спектров распределения высот водной поверхности, выполненных в закрытых морских и озёрных акваториях с невысоким уровнем волнения. Данные по спектрам волнения получены на основе обработки его видеоизображения с использованием энергетического и корреляционного подходов. В целом, полученная информация по многомерным характеристикам волнения согласуется с теоретическими представлениями и результатами других исследований.

ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] были изложены схемы и методы измерения трёхмерных спектров волнения (зависящих от двух компонент волнового вектора $\mathbf{K} = (K_x, K_y)$ и временной частоты $\Omega/(2\pi)$), основанные на непрерывной записи видеоизображения участка взволнованной водной поверхности и синхронной регистрации временной зависимости высоты волнения в одной или нескольких точках исследуемой акватории. Многомерные спектры волнения находятся путём обработки полученных данных согласно определённым алгоритмам, описание которых представлено в первой части [1] работы.

Указанные алгоритмы были опробованы и использованы для получения трёхмерных спектров волнения в ряде экспериментов на Ладожском озере и Балтийском море. Эксперименты проводились в стационарных условиях вблизи берега, в закрытых заливах, поэтому в основном уровни спектров волнения были невысоки. В табл. 1 представлены основные параметры видеозаписей, результаты обработки которых приводятся в данной статье.

В описанных ниже экспериментах использовались полупрофессиональные видеокамеры: «Sony DCR-DVD405» с размером кадра 1024×576 пикселей и «JVC Everio GZ-NM200» с размером кадра 1900×1600 пикселей. Съёмка проводилась в оптическом диапазоне с использованием штатных объектов. Чувствительность и выдержка камеры настраивались исходя из яркости изображения. Обе камеры работали в режиме линейного преобразования¹ яркости изображения в регистрируемую величину.

Указанная в табл. 1 минимальная измеряемая длина волны $\lambda_{\min}$ не является фиксированным параметром, а определяется расстоянием до камеры и увеличением объектива. Можно говорить о некотором фиксированном отношении максимальной и минимальной измеряемых длин волн на поверхности, определяемым разрешением видеорегистратора и требуемым числом волн максимальной длины в кадре. В экспериментах видеорегистрация ветрового волнения проводилась с

* mikesalin@hydro.appl.sci-nnov.ru

¹ Линейность преобразования яркости не подвергалась специальной проверке, хотя такая возможность есть. В данной работе проведена оценка суммарного влияния нелинейных искажений при преобразовании уклон—яркость—цифровой сигнал.

Таблица 1. Параметры видеозаписей

Место, дата и номер эксперимента	Балтийское море, 21.08.2006 эксперимент I	Ладожское озеро, 19.07.2010 эксперимент II	Балтийское море, 19.08.2006 эксперимент III
Существенная высота волн * H_S , м	0,1	0,06	0,2
Частота спектрального максимума $\Omega_p/(2\pi)$, Гц	0,7	1,0	0,63
Размер области обработки $L_x \times L_y$, м	35×57	8×23	30×40
Размер области обработки в максимальных длинах волн λ_p	9×15	5×14	7×10
Длительность окна анализа T , с	20	40	20
Длительность записи, мин	2	15	2
Минимальная длина измеряемой волны $\lambda_{\min}$, м	0,4	0,2	0,4
Высота расположения камеры относительно водной поверхности, м	18,0	5,8	18,0
Угол съёмки относительно вертикали, градусы	78	81	77

* Определяется как четыре стандартных отклонения уровня поверхности.

относительно небольших высот и под малыми углами к горизонту, поэтому значения $\lambda_{\min}$ оказались разными по осям x и y декартовой системы координат в горизонтальной плоскости (в табл. 1 указано наименьшее значение).

1. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД

В начале данной работы будут представлены экспериментальные результаты по трёхмерным спектрам волнения, полученным с использованием энергетической калибровки (см. соотношения (10)–(12) работы [1]).

Согласно представленной схеме обработки видеоизображение преобразуется в трёхмерный спектр волнения следующим образом. Прежде всего находится квадрат модуля пространственно-временного спектра видеоизображения $I^2(\mathbf{K}, \Omega)$. Затем на каждой частоте Ω зависимость $I^2(\mathbf{K}, \Omega)$ умножается на изотропную (не зависящую от направления волнового вектора $\mathbf{K}$) калибровочную функцию $\Phi_K^2(K, \Omega)$ вида

$$\Phi_K(K, \Omega) = \frac{AK}{K^2 + \max[(\gamma\Omega^2/g)^2; K_{\min}^2]}, \quad (1)$$

где $K_{\min}$, γ и A — свободные параметры, g — ускорение свободного падения. Трёхмерная спектральная плотность мощности волнения записывается в виде $G^2(\mathbf{K}, \Omega) = \Phi_K^2(K, \Omega)I^2(\mathbf{K}, \Omega)$. Для подбора параметров и проверки результата преобразования выполняется интегрирование функции $G^2(\mathbf{K}, \Omega)$ по $\mathbf{K}$:

$$G^2(\Omega) = \iint \Phi_K^2(\mathbf{K}, \Omega)I^2(\mathbf{K}, \Omega) dK_x dK_y.$$

Далее в определённой полосе частот $\Omega_1 < \Omega < \Omega_2$ минимизируется отличие между непосредственно измеренной одномерной спектральной плотностью мощности волнения $G_{\text{buoy}}^2(\Omega)$ и результатом преобразования трёхмерного спектра $G^2(\Omega)$. Таким образом находится неизвестный

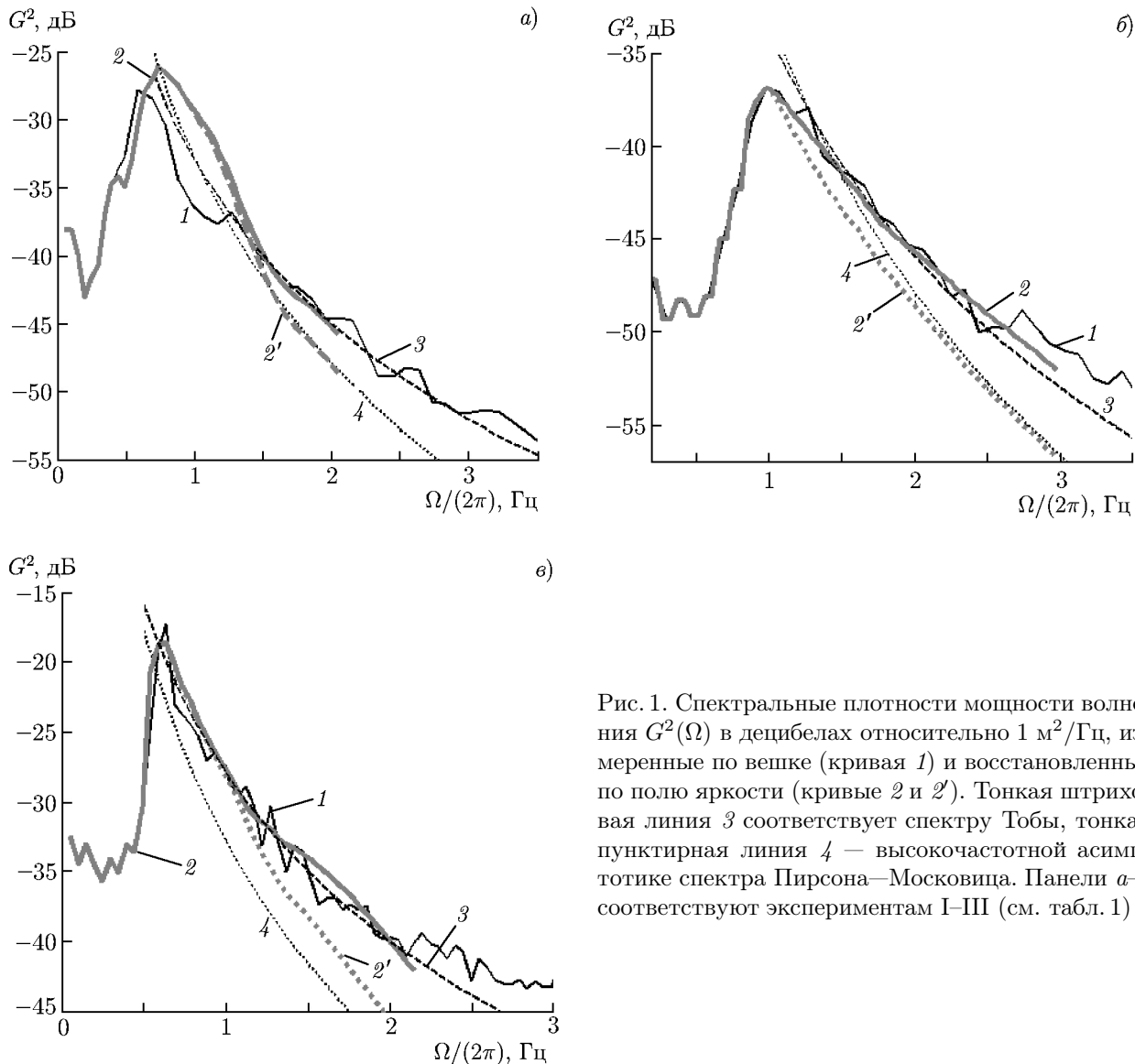


Рис. 1. Спектральные плотности мощности волнения $G^2(\Omega)$ в децибелах относительно $1 \text{ м}^2/\text{Гц}$, измеренные по вешке (кривая 1) и восстановленные по полю яркости (кривые 2 и 2'). Тонкая штриховая линия 3 соответствует спектру Тобы, тонкая пунктирная линия 4 — высокочастотной асимптотике спектра Пирсона—Московица. Панели а–в соответствуют экспериментам I–III (см. табл. 1)

коэффициент трансформации A , а также параметры γ и $K_{\min}$. Два последних параметра регулируют фильтрацию длинноволновой составляющей, которая измеряется с меньшей точностью, в том числе за счёт нелинейных искажений.

Поясним схему энергетической калибровки на конкретном примере. На рис. 1 представлены измеренные, восстановленные и теоретические одномерные спектральные плотности мощности ветрового волнения. Границы Ω_1 и Ω_2 частотного диапазона, в котором проводилась оптимизация параметров, составляли: $\Omega_1/(2\pi) = 0,4 \text{ Гц}$, $\Omega_2/(2\pi) = 2 \text{ Гц}$ для рис. 1а; $\Omega_1/(2\pi) = 0,85 \text{ Гц}$, $\Omega_2/(2\pi) = 3 \text{ Гц}$ для рис. 1б; $\Omega_1 = 0,5 \text{ Гц}$, $\Omega_2 = 2 \text{ Гц}$ для рис. 1в. Значения γ для спектров, восстановленных по полю яркости, равны $1/6$; $1/4$; $1/4$ для рис. 1а–в соответственно; для спектров, восстановленных с подавлением длинноволновых компонент, $\gamma = 1/2$.

Как видно из рис. 1, путём варьирования небольшого числа параметров (A , $K_{\min}$, γ) удаётся достичь хорошего совпадения измеренных и восстановленных частотных зависимостей в широкой полосе частот. Несовпадение максимумов на кривых на рис. 1а вызвано, по-видимому, тем, что видеозаписи «оптической» вешки и поля яркости на площади акватории были сделаны в

различное время, а калибровка проводилась по сопоставлению высокочастотных компонент, которые слабее зависят от скорости ветра. Вообще говоря, небольшие различия спектров могут и должны быть, т. к. восстановленные спектры получены при усреднении по всему пространству, а данные по вешке — в локальной точке.

Частота Ω_1 берётся примерно вдвое ниже частоты Ω_p спектрального максимума. Для $\Omega < \Omega_1$ мы вынуждены применять частотную коррекцию (соотношение (14) в первой части [1] работы), вследствие чего кривые полностью совпадают на частотах ниже Ω_1 . Можно заметить, что эта область не очень информативна с точки зрения исследования волновых процессов.

Для сравнения на рис. 1 также построены теоретические зависимости, обычно описывающие область частот выше $1,5\Omega_p$: спектр Тобы

$$G_{\text{Toba}}^2(\Omega) = 2\pi\alpha_T g u_* \Omega^{-4} \quad (2a)$$

и высокочастотная асимптотика спектра Пирсона—Московитца [2]

$$G_P^2(\Omega) = 2\pi\alpha_P g^2 \Omega^{-5}, \quad (2б)$$

где $\alpha_T = 0,127$ — постоянная Тобы, $\alpha_P = 8,1 \cdot 10^{-3}$ — постоянная Филиппса, u_* — скорость трения ветра; множитель 2π в выражениях (2a) и (2б) введён для того, чтобы соответствующие величины были нормированы на Δf и измерялись в квадратных метрах на герц. Из графиков следует, что результаты измерения лучше согласуются со спектром Тобы.

К сожалению, в экспериментах не измерялась скорость ветра, поэтому значения u_* для построения теоретических графиков были подобраны по экспериментальным графикам спектральной плотности мощности волнения. Для справки приведём скорость ветра U_{10} на высоте $h = 10$ м, пересчитанную из величины u_* по формуле

$$U_{10} = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{hg}{\alpha_{CH} u_*^2}, \quad (3)$$

где $\kappa = 0,4$ — постоянная фон Кармана, $\alpha_{CH} = 0,0144$ — постоянная Чарнока. Для построения графиков спектра Тобы на рис. 1 использовались следующие значения u_* и соответствующие им скорости U_{10} : $u_* = 0,10$ м/с, $U_{10} = 3,4$ м/с на рис. 1a; $u_* = 0,08$ м/с, $U_{10} = 2,8$ м/с на рис. 1б; $u_* = 0,32$ м/с, $U_{10} = 8,9$ м/с на рис. 1в.

На рис. 2 приведены сечения трёхмерной спектральной плотности мощности $G^2(\mathbf{K}, \Omega)$ на отдельных частотах, построенные в координатах (K_x, K_y) . Здесь и далее ось x — горизонтальная ось в кадре, ось y соответствует направлению визирования камеры. Из рис. 2 следует, что поверхностные волны в данном случае приходят с различных направлений (возможно, за счёт отражения от близко расположенного берега). Для эксперимента I (рис. 2a–в) была оценена ширина главного максимума с использованием общепринятой интерполяции угловой зависимости функцией вида $[(1 + \cos(\theta - \theta_0))^n]$, где θ — угол между вектором $\mathbf{K}$ и осью x , отсчитываемый против часовой стрелки, θ_0 — положение максимума, n — параметр, значение которого составило приблизительно 20.

Как следует из рис. 2, максимумы пространственных спектров на фиксированной временной частоте расположены в большинстве случаев вблизи кольца, удовлетворяющего дисперсионному соотношению для гравитационных поверхностных волн на глубокой воде:

$$K_{\text{theor}} = \Omega^2/g. \quad (4)$$

Аналитическая оценка ширины колец, изображённых на рис. 2, зависит от разрешения спектрального анализа как по волновому числу (ΔK), так и по частоте ($\Delta\Omega/(2\pi)$) и составляет $K = K_{\text{theor}} \pm \pm \max(\Delta K/2, \Omega \Delta\Omega/g)$. Для представленных графиков справедливо неравенство $\Delta K/2 < \Omega \Delta\Omega/g$.

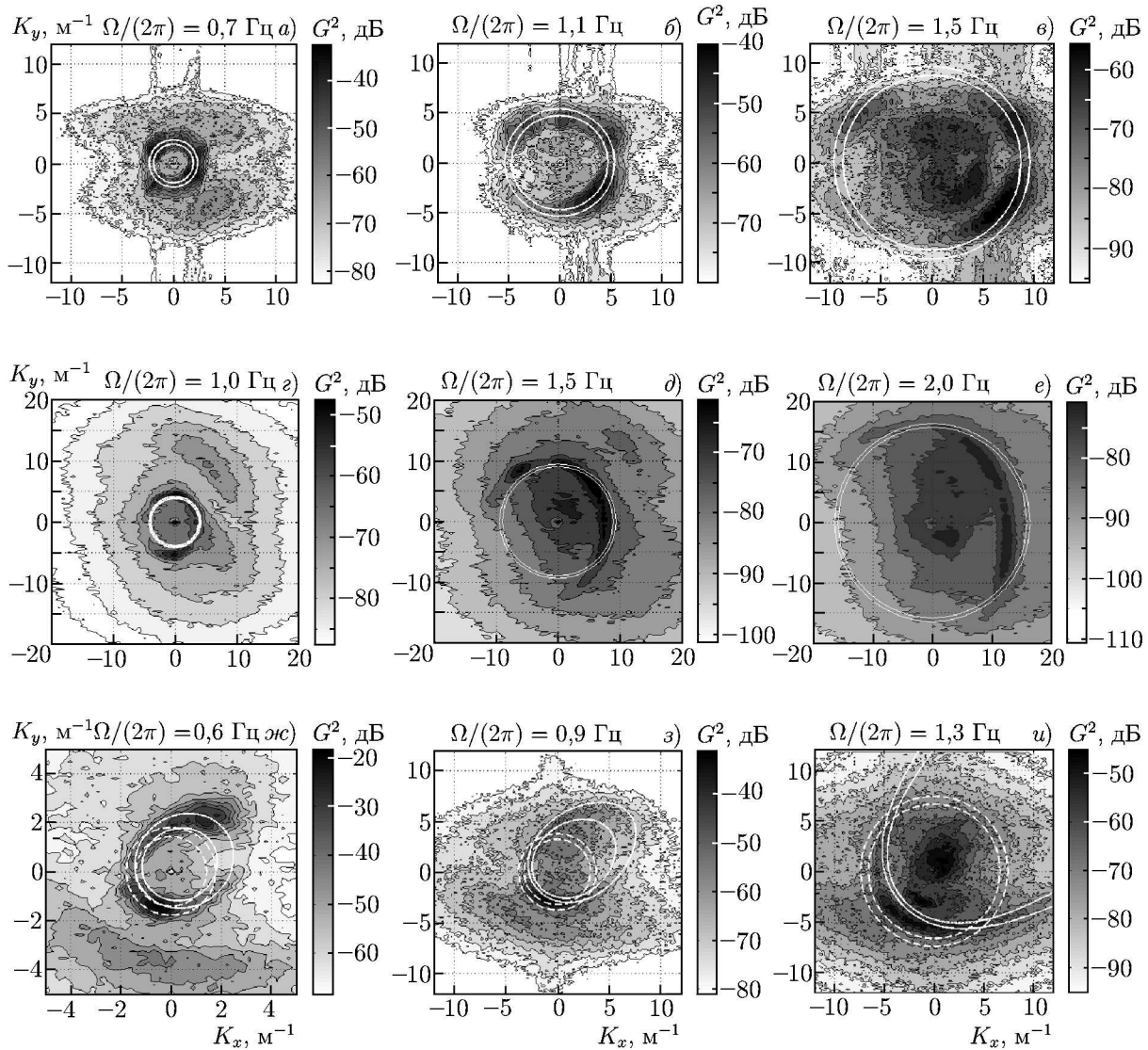


Рис. 2. Сечения трёхмерной спектральной плотности мощности поверхностного волнения $G^2(\mathbf{K}, \Omega)$ (в дБ относительно $1 \text{ м}^4/\text{Гц}$ при заданных частотах Ω); белые круги (эллипсы) ограничивают значения $\mathbf{K}$, удовлетворяющие дисперсионным соотношениям (4), (5) или (6) в пределах разрешения временного спектрального анализа. Линии равного уровня спектров проведены через 5 дБ

На примере эксперимента III (рис. 2ж–и) можно наблюдать эффект искажения дисперсионной зависимости поверхностных волн за счёт наличия нагонного или другого течения. На рис. 2жс–и измеренные спектры сопоставляются с графиками дисперсионного соотношения для стоячей воды (4) и при наличии течения со скоростью u . В последнем случае соотношение (4) преобразуется к уравнению

$$u^2 K^2 \cos^2 \varphi - (2u\Omega \cos \varphi + g) K + \Omega^2 = 0, \quad (5)$$

определяющему на каждой фиксированной частоте Ω все возможные волновые векторы $\mathbf{K}$ в полярных координатах (модуль вектора K и угол φ между вектором $\mathbf{K}$ и направлением течения). При условии $g/\Omega \gg u$, что фазовая скорость поверхностных волн $v = \Omega/K$ много больше скорости

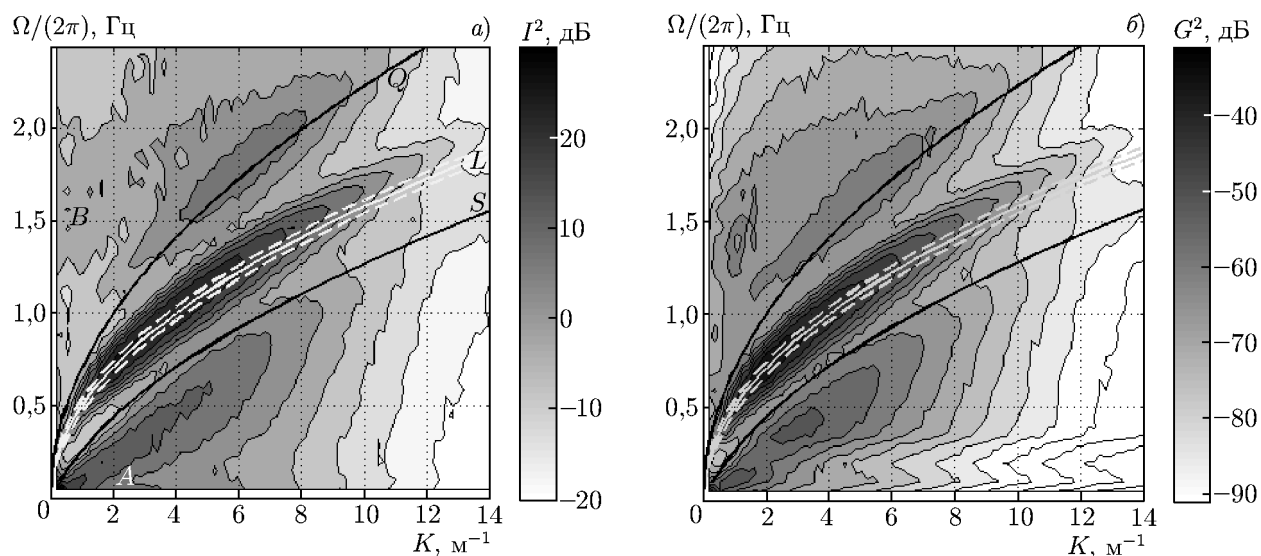


Рис. 3. Усреднённые по углу θ распределения спектральной плотности мощности яркости поверхности $I^2(K, \Omega)$ в децибелах относительно некоторого уровня (а) и поверхностного волнения $G^2(K, \Omega)$ в децибелах относительно $1 \text{ м}^4/\text{Гц}$ (б)

течения u , выражение (5) преобразуется к более простому виду

$$K = \frac{\Omega^2}{g} \left(1 - 2 \frac{\Omega}{g} u \cos \varphi \right). \quad (6)$$

На рис. 2 ж–и путём подбора скорости ($u = 0,38 \text{ м/с}$) и направления течения были построены дисперсионные зависимости (5) и (6), наилучшим образом совпадающие с экспериментальными двумерными спектрами. И в теории [3], и в эксперименте наблюдается качественный эффект — начиная с критической частоты $\Omega = g/(4u)$ кривые на плоскости (K_x, K_y) перестают быть замкнутыми.

2. ОБСУЖДЕНИЕ ПРИРОДЫ НЕЛИНЕЙНЫХ КОМПОНЕНТ СПЕКТРА

На рис. 2 спектр волнения отличен от нуля в точках, координаты которых не удовлетворяют дисперсионному соотношению. Это может быть обусловлено рядом причин, в том числе нелинейными эффектами.

Для детального изучения этих явлений удобнее всего построить усреднённые по некоторому интервалу углов θ спектры в зависимости от модуля волнового числа K и частоты $\Omega/(2\pi)$. Для эксперимента I такие распределения спектральной плотности мощности приведены на рис. 3а для яркости поверхности и на рис. 3б для волнения, чтобы отделить эффекты, привнесённые калибровкой. Спектры усреднялись в интервале углов θ от -60° до -30° .

Основываясь на двумерных спектрах, подобных приведённым на рис. 3, нетрудно построить распределения энергии поверхностных волн по их фазовым скоростям ($v = \Omega/K$) на фиксированных пространственных частотах. Такие распределения необходимы, например, для оценки спектральных характеристик обратного брэгговского рассеяния на ветровом волнении электромагнитных [4] или акустических [5] волн с фиксированным волновым числом k , удовлетворяющим соотношению $k = 2K$. На рис. 4 для двух секторов углов θ и четырёх волновых чисел K построена зависимость спектральной плотности мощности волнения от фазовой скорости волн. Из рис. 4 видно, что для каждого значения K кроме выделенной скорости движения, определяемой дис-

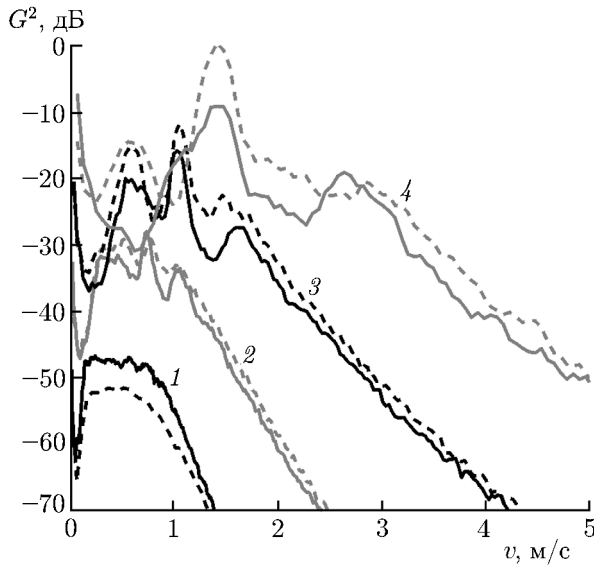


Рис. 4. Зависимости усреднённого спектра волнения (относительно некоторого уровня) от фазовой скорости v волн при фиксированных волновых числах $K = 42 \text{ м}^{-1}$ (кривые 1), $K = 21 \text{ м}^{-1}$ (кривые 2), $K = 10,5 \text{ м}^{-1}$ (кривые 3) и $K = 52 \text{ м}^{-1}$ (кривые 4). Усреднение выполнено в секторе углов θ от -45° до -15° (сплошные линии) и от 30° до 60° (пунктирные линии) по данным эксперимента П

Ω_p и более высокочастотных собственных волн среды; кривая S построена по формуле (П1.1) приложения;

5) область быстрых волн B — результат нелинейного суммирования основных энергонесущих волн с различными направлениями; из-за содержащейся в калибровочной функции (1) зависимости K^{-2} данный локальный максимум более заметен после калибровки (рис. 3б), чем на исходном спектре яркости (рис. 3а).

В принципе, указанные эффекты могут отражать реальные физические процессы в ветровом волнении, но могут быть обусловлены ошибками измерения. Так, поверхностные волны конечной амплитуды являются нелинейными, и, более того, высокочастотные волны находятся в состоянии, близком к обрушению. Однако и зависимость яркости изображения от уклона водной поверхности изображения, на которой основаны измерения, также является, вообще говоря нелинейной.

В Приложении 2 сделана оценка уровня искажений, обусловленных нелинейностью зависимости яркости от уклона, если последняя задаётся формулой Френеля. Оценка относительного уровня второй гармоники в спектре волнения для условий эксперимента оказалась ниже, чем наблюдаемый в эксперименте уровень (см. рис. 3а). Это говорит о том, что механизм, приводящий к формированию второй гармоники в экспериментальном спектре, отличен от влияния нелинейности в формуле Френеля.

Кроме того, видеосъёмка велась под малыми углами к горизонту (около 10°), поэтому следует оценить, имело ли место затенение впадин волн их гребнями. Оценим максимальный наклон профиля энергонесущей волны:

$$\alpha_{\max} = \arctg\left(\frac{H_s}{2} \frac{\Omega_p^2}{g}\right),$$

персионным соотношением для поверхностных волн $v = \sqrt{g/K}$, существует целый набор волн, движущихся с большими и меньшими скоростями.

Видимые на рис. 3 и 4 отличия измеренного и рассчитанного по дисперсионному соотношению спектров можно классифицировать и описать феноменологически без обсуждения природы явлений следующим образом:

1) конечная ширина полосы около дисперсионной кривой L (рис. 3), превышающая разрешение спектрального анализа (пунктирные линии);

2) ненулевой фоновый уровень спектра;

3) наличие локального максимума интенсивности около кривой Q (вторая вынужденная гармоника, рис. 3), построенной по точкам $(2K, 2\Omega/(2\pi))$, где K и Ω удовлетворяют дисперсионному соотношению (4); дисперсионное уравнение второй вынужденной гармоники можно записать в виде $\Omega^2 = 2Kg$, при этом фазовые скорости основной и второй гармоник равны;

4) область медленных волн A (рис. 3), которые могут быть интерпретированы как разностная гармоника энергонесущей волны с частотой

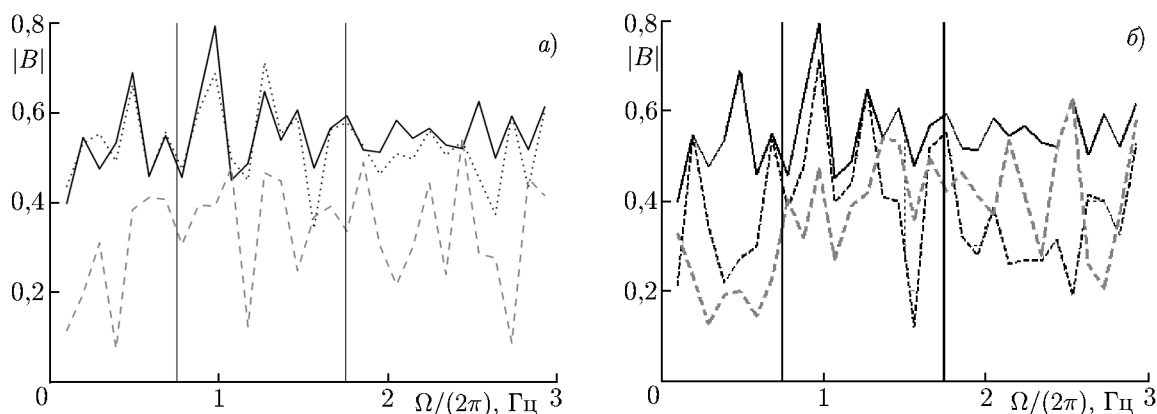


Рис. 5. Частотная зависимость модуля коэффициента корреляции колебаний поверхности в эксперименте II, измеренных по «оптической» вешке и рассчитанных по полю яркости видеоизображения с использованием различных калибровочных функций (а) и калибровочной функции $\Phi(\mathbf{K}, \Omega) \propto i/(\mathbf{K}\mathbf{s})$ при фиксированном и зависящим от частоты направлении вектора $\mathbf{s}$ (б). Вертикальные линии ограничивают диапазон частот, где уровень спектра волнения превышает -10 дБ от максимума

где H_S — существенная высота волнения. На основании данных табл. 1 получены максимальные углы наклона волны: $\alpha_{\max} = 5,5^\circ$; $6,8^\circ$ и $8,9^\circ$ для экспериментов I–III соответственно, что оказалось меньше соответствующих углов съёмки. Значит, все точки профиля волны видимы для камеры. Если бы затенение действительно имело место, оно могло бы искажать результаты измерения как нелинейность второго и более высоких порядков. В последующих экспериментах планируется увеличивать угол съёмки, при этом для сохранения большой площади обзора требуется также увеличивать высоту установки камеры.

К настоящему моменту авторы, проанализировав и оценив различные факторы, склоняются к мнению, что наблюдаемые нелинейные эффекты имеют физическую природу, за исключением, быть может, локального максимума в области B (см. рис. 3а).

Примечательно, что другие исследователи получали схожие трёхмерные спектры волнения, содержащие качественно такие же нелинейные компоненты, с помощью радарных измерений [6, 7] и в результате численного моделирования [8]. К сожалению, при измерении системой близко расположенных волнографов с использованием метода наибольшего правдоподобия невозможно зарегистрировать одновременно две волны с одинаковыми частотами и разными волновыми векторами (и по направлению, и по модулю). Поэтому на спектрах [9–11], измеренных с помощью волнографов, видна только одна ветвь на плоскости K, Ω , однако по наблюдаемым отклонениям этой ветви от дисперсионного соотношения (4) можно предположить наличие таких же нелинейных компонент в волнении. Отметим, что радиолокационные (как и оптические) средства наблюдения могут вносить нелинейные искажения в результаты измерений, однако численные модели и волнографы свободны от этих недостатков.

Окончательные выводы относительно нелинейных компонент спектра ветровых волн будут сделаны в результате дальнейших исследований, предполагающих повышение точности экспериментов и анализ фазовых соотношений между основными и высшими гармониками.

3. КОРРЕЛЯЦИОННЫЙ ПОДХОД

В ходе эксперимента II осуществлялись синхронная видеозапись изображения поверхности и запись осциллограммы волнения (изменение уровня) в точке расположения «оптической» вешки,

что позволило в дальнейшем использовать калибровочную функцию в виде

$$\Phi(\mathbf{K}, \Omega) \approx \frac{-iA}{\mathbf{K}\mathbf{s}} \quad (7)$$

(где A — некоторая постоянная) для случая² $\mathbf{K}\mathbf{s} \gg \varepsilon > 0$ или в общем случае в виде соотношения (15) из работы [1]. В систему вводится новый свободный параметр — направление единичного вектора $\mathbf{s}$. Его следует находить из уровня максимума коэффициента корреляции $B(\Omega)$ между измеренным напрямую в точке (x', y') расположения вешки ($H_{\text{buoy}}(t_n, \Omega)$) и рассчитанным по видеоизображению ($H_{\text{video}}(t_n, x', y', \Omega)$) текущими комплексными амплитудами спектров волнения:

$$B(\Omega) = \frac{\sum_n H_{\text{buoy}}^*(t_n, \Omega) H_{\text{video}}(t_n, x', y', \Omega)}{\sqrt{\sum_n |H_{\text{buoy}}(t_n, \Omega)|^2 \sum_n |H_{\text{video}}(t_n, x', y', \Omega)|^2}}. \quad (8)$$

Здесь t_n — время начала n -го окна, использованного при оконном преобразовании Фурье, индекс «*» обозначает комплексное сопряжение. Кроме того, алгоритм позволяет ввести в модель слабую частотную зависимость параметров $\mathbf{s}(\Omega)$ и $A(\Omega)$ путём нахождения максимума коэффициента корреляции на каждой частоте Ω .

На рис. 5а изображена частотная зависимость модуля коэффициента корреляции (8) для различного вида калибровочных функций. Кривые соответствуют данным эксперимента II, длительность окна анализа составляла 10 с, усреднение проводилось по 16 окнам. Оптимальным видом калибровочной функцией здесь считается соотношение (15) из работы [1], которое имеет асимптотическую зависимость (7). При использовании такой калибровочной функции коэффициент корреляции $|B|$ лежит в пределах от 0,5 до 0,8, его зависимость представлена сплошной линией на рис. 5а. Чёрным пунктиром построены значения коэффициента корреляции для калибровочной функции, имеющей асимптотическую зависимость $\Phi(\mathbf{K}, \Omega) \propto i \text{sign}(\mathbf{K}\mathbf{s})/K$. Эта функция является более удобной для использования в цифровой обработке изображений, поскольку в отличие от (7) её знаменатель не обращается в нуль при $K > 0$. Серой штриховой линией построены значения коэффициента для изотропной калибровочной функции, имеющей асимптотическую зависимость $\Phi(\mathbf{K}, \Omega) \propto i/K$.

Следует отметить, что наличие зависимости только фазы калибровочной функции $\Phi(\mathbf{K}, \Omega)$ от угла $\widehat{\mathbf{K}\mathbf{s}}$ не приводит к значительному уменьшению коэффициента корреляции, в то же время полное отсутствие угловой зависимости калибровочной функции значительно снижает коэффициент корреляции до уровня 0,2÷0,4.

На рис. 5б представлены результаты исследования эффективности оптимизации направления вектора $\mathbf{s}$ в зависимости от частоты. Сплошная линия на рис. 5б соответствует случаю, когда направление вектора $\mathbf{s}$ зависит от частоты Ω , штриховая и пунктирная линии — случаю, когда угол между вектором $\mathbf{s}$ и направлением визирования составляет 5° и 70° соответственно. Как видно из рисунка, фиксированное (среднее для всех частот) направление вектора $\mathbf{s}$ снижает коэффициент корреляции на величину 0,1÷0,4.

На рис. 6 представлены зависимости модуля коэффициента корреляции от направления вектора $\mathbf{s}$, построенные для трёх частот. Как видно, угловая зависимость коэффициента корреляции качественно соответствует функции $|(\mathbf{s}, \mathbf{y}_0)|$, где $\mathbf{y}_0$ — орт оси y , однако наблюдается большая изрезанность главного лепестка. Максимумы угловой диаграммы вблизи углов 70° и 250° приблизительно соответствуют прямому и противоположному направлениям визирования камеры

² Здесь параметр ε соответствует отношению уровня полезного сигнала, ослабленного в результате преобразования высота—уклон—яркость, и уровня шума. Выбор данного критерия описан в первой части [1] работы.

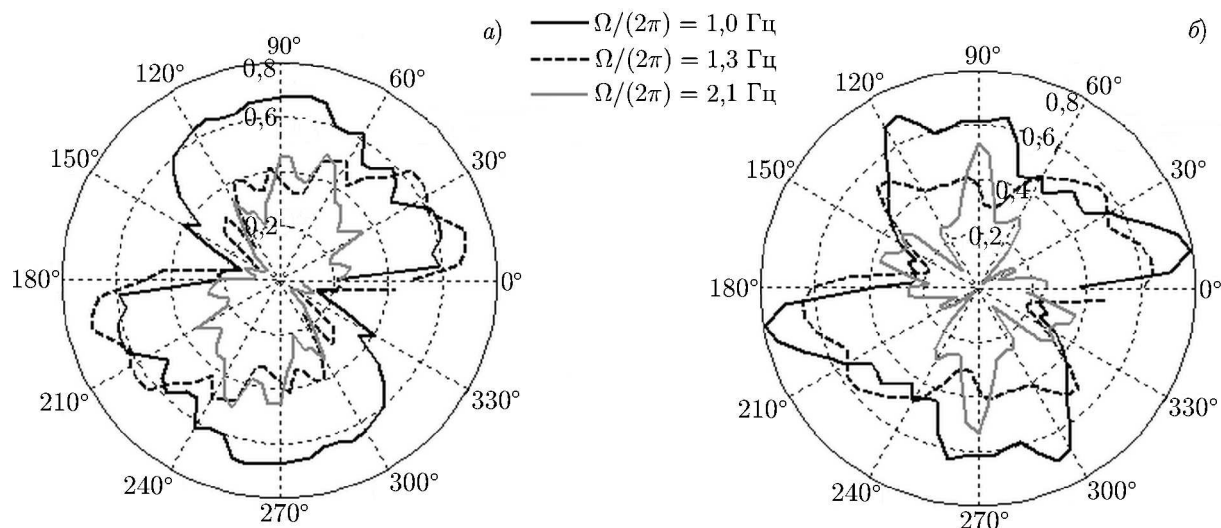


Рис. 6. Зависимости модуля коэффициента корреляции $|B(\Omega)|$ между измеренным и восстановленным спектрами колебаний поверхности в зависимости от направления вектора $\mathbf{s}$, входящего в калибровочную функцию. Калибровочная функция выбрана в виде $\Phi(\mathbf{K}, \Omega) \propto i \operatorname{sign}(\mathbf{Ks})/K(a)$ и $\Phi(\mathbf{K}, \Omega) \propto i/(\mathbf{Ks})$ (б); 0° соответствуют направлению, ортогональному оси визирования камеры

(90° и 270°), минимумы диаграммы лежат вблизи углов 160° и 340° . Это в целом подтверждает правильность используемой модели преобразования видеоизображения в поле высот волнения.

Отметим, что первоначально нами оценивалась возможность использования тривиальной связи локальной яркости изображения и возвышения поверхности, без применения пространственной фильтрации изображения. Получившийся в этом случае коэффициент корреляции в среднем составляет около 0,25, его зависимость не приведена на рисунке, но качественно соответствует штриховой линии на рис. 5а. Следует заметить, что в экспериментах в лабораторных бассейнах (каналах), где волны имеют одно направление, «тривиальный» комплексный коэффициент корреляции яркости и возвышения достигал 0,9 по модулю со сдвигом по фазе до $\pm\pi/2$. В реальных условиях спектр волнения имеет достаточно большую угловую ширину (см. рис. 2г). Как было показано, на плоскости (K_x, K_y) неизбежно существует линия, где коэффициент связи яркости и возвышения поверхности меняет знак. Части пространственного спектра, расположенные по разные стороны от этой линии, могут заключать в себе приблизительно равные доли энергии.

На основании результатов экспериментальных исследований, изложенных в данном разделе, можно утверждать, что современная схема обработки изображения поверхностного волнения должна включать переход к пространственным спектрам и использованию специальных фильтров, параметры которых подбираются (находятся) по максимуму коэффициента корреляции восстановленных профилей волн и исходных экспериментальных данных.

4. ВОЗМОЖНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ ПОСЛЕДУЮЩИХ РАБОТ

Авторы полагают, что в последующих работах необходимо устранить нелинейные искажения, вносимые схемой измерения из-за неточного знания функциональной зависимости яркости изображения от уклона поверхности. Это направление работ представляется актуальным, поскольку есть опасность, что нелинейные искажения измерительной системы могут замаскировать несомненные (вынужденные) компоненты спектра волнения, параметры которых представляют самостоятельный интерес.

Описанный выше комбинированный оптический метод измерения спектров волнения использовался в работе [11] в режиме энергетической калибровки. В серии экспериментов [11] удалось показать, что нелинейные компоненты измеренного спектра действительно вызваны вынужденными (несобственными) волнами, а не обусловлены нелинейными искажениями измерительной схемы. Для этого полученные оптическим методом данные сравнивались с данными трёхканального струнного волнографа и исследовалась зависимость пространственного спектра уклонов от временной частоты.

Линейная модельная зависимость яркости поверхности от её наклона, использованная в данной работе (см. [1]), может быть дополнена квадратичными членами с неопределёнными коэффициентами. Значения данных коэффициентов также могут быть определены из условия максимума коэффициента корреляции восстановленного профиля волнения с эталонными данными. Однако определение большего числа параметров, несомненно, потребует повышения точности измерений. Кроме этого, в некоторых случаях нелинейные поверхностные волны и нелинейные оптические искажения можно отличить по фазовым соотношениям между основными и высшими гармониками.

Что касается энергетического метода калибровки, для него также имеется перспектива расширения области применимости на слабо нелинейную модель волнения. Напомним, что калибровочная функция (1) содержит параметр γ , обеспечивающий подавление части спектра, лежащей выше дисперсионного соотношения по волновому числу. Существует возможность определить оптимальное значение γ для конкретных экспериментальных условий. Для примера на рис. 1 жирным пунктиром $\mathcal{J}$ построена зависимость $G^2(\Omega)$, рассчитанная при завышенном значении γ , и эта зависимость существенно расходится с эталонной (кривая 1). При заниженном значении γ на графиках $G^2(\Omega)$ наблюдается боковой максимум на удвоенной частоте основного максимума волнения (здесь такие графики не приводятся).

Можно отметить возможные пути развития предложенной схемы измерения с технической точки зрения. Во-первых, для увеличения площади обзора и регистрации волн с большими периодами планируется устанавливать камеру на радиоуправляемую воздушную платформу (например, квадрокоптер) с применением стабилизации изображения по неподвижным объектам в кадре, например по тем же вешкам. Во-вторых, рассматривается возможность совместной работы видеокамеры и лидара с совмещёнными оптическими осями, что позволило бы проводить полностью бесконтактные измерения. При этом, правда, потребуется надёжная стабилизация платформы или стационарная постановка комплекса (например, на пролётах мостов, маяках и береговых сооружениях).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе излагается метод измерения пространственно-временных характеристик поверхностного волнения — усреднённых трёхмерных спектров и текущих профилей поверхности. Метод основан на регистрации поля яркости взволнованной поверхности с помощью видеокамеры и синхронном (с видеоизображением) измерении колебаний поверхности в одной или нескольких точках. В работе приводятся примеры результатов измерений многомерных характеристик волнения, которые, в целом, согласуются с теоретическими представлениями и результатами других исследований.

Ряд наблюдаемых эффектов, связанных с нелинейными (несобственными) компонентами спектра, требуют проведения дополнительных исследований. Проведение таких исследований стало возможным благодаря предложенному методу количественной оценки погрешностей.

Авторы благодарят коллектив отдела физической акустики ИПФ РАН за помощь в проведении морских и озёрных экспериментов. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 14-17-00667).

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Построим аналитическую зависимость, задающую кривую S на рис. 3, — границу области медленных нелинейных гармоник A . Место расположения области A позволяет предположить, что волны в этой области — это результат генерации разностной частоты вследствие нелинейного взаимодействия волн, удовлетворяющих дисперсионному соотношению. Если суперпозиция двух плоских волн с частотами и волновыми векторами $\Omega_1, \mathbf{K}_1$ и $\Omega_2, \mathbf{K}_2$ (пусть $\Omega_2 > \Omega_1$) подвергается преобразованию с квадратичной нелинейностью, то результирующий сигнал содержит различные гармоники исходного сигнала, в том числе и разностную волну с параметрами $\Omega_{\text{sub}} = \Omega_2 - \Omega_1$ и $\mathbf{K}_{\text{sub}} = \mathbf{K}_2 - \mathbf{K}_1$. При этом нелинейность может содержаться как в измерительном тракте, так и в среде распространения волн.

Наибольшая величина нелинейного отклика наблюдается, когда волна с меньшей частотой принадлежит спектральному максимуму: $\Omega_1 = \Omega_p$. Наименьший модуль разностного волнового вектора $K_{\text{sub}, \text{min}}$ достигается при сонаправленных векторах $\mathbf{K}_1$ и $\mathbf{K}_2$. Для сравнения с наблюдаемыми спектрами найдём $K_{\text{sub}, \text{min}}$ в виде зависимости от разностной частоты Ω_{sub} . Учитывая, что исходные волны удовлетворяют дисперсионному соотношению (4), можно получить следующее соотношение:

$$K_{\text{sub}, \text{min}}(\Omega_{\text{sub}}) = (2\Omega_p\Omega_{\text{sub}} + \Omega_{\text{sub}}^2)/g. \quad (\text{П1.1})$$

По данной формуле была построена кривая S на рис. 3а, которая достаточно точно ограничила область A . Заметим, что кривая (П1.1) выходит из нуля под углом $2\Omega_p/g$, что соответствует групповой скорости для частоты Ω_p . В работе [7] приведена аналогичная кривая на радарном спектре, названная «групповой линией».

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Проверим возможность использования линейного приближения при пересчёте яркости изображения поверхностного волнения в поле его уклонов исходя из следующих предположений: 1) поверхностное волнение задаётся стандартными моделями, 2) изменение яркости в зависимости от локального угла наклона взволнованной поверхности рассчитывается по формуле Френеля [12], согласно которой коэффициент отражения неполяризованного света составляет

$$R_{\text{Fr}}(\theta_i) = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(\theta_i - \theta_t)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)} + \frac{\text{tg}^2(\theta_i - \theta_t)}{\text{tg}^2(\theta_i + \theta_t)} \right], \quad (\text{П2.1})$$

где θ_i — угол падения, отсчитываемый от нормали к поверхности; $\sin \theta_i / \sin \theta_t = 1,33$; θ_t — угол преломления на водной поверхности.

Пусть оптическое наблюдение взволнованной поверхности осуществляется со стандартным отклонением угла наклона σ и средним значением угла падения светового луча α_0 (см. рис. 1 в [1]).

Отношение амплитуд³ отражённых сигналов, связанных квадратичной и линейной зависимостью с наклоном поверхности, может быть оценено путём численного нахождения спектра функции

$$y(t) = R_{\text{Fr}}[\alpha_0 + \sqrt{2} \sigma \sin(\Omega t)] \quad (\text{П2.2})$$

и вычислением отношения амплитуд на частотах Ω и 2Ω . Выражение (П2.2) представляет собой амплитуду сигнала, отражённого от некоторой тестовой поверхностной волны с частотой Ω , если амплитуда падающих световых волн является постоянной (и равной 1) в соответствующем интервале углов падения.

Найдём σ из модельного спектра волнения для состояния моря, соответствующего эксперименту I (см. табл. 1). Поскольку опубликованные данные по зависимости σ^2 от скорости ветра различаются, были рассмотрены две модельные зависимости. Во-первых, согласно формуле Кокса—Манка [13] $\sigma = 9,4^\circ$ при скорости ветра $U_{10} = 3,4$ м/с на высоте 10 м.

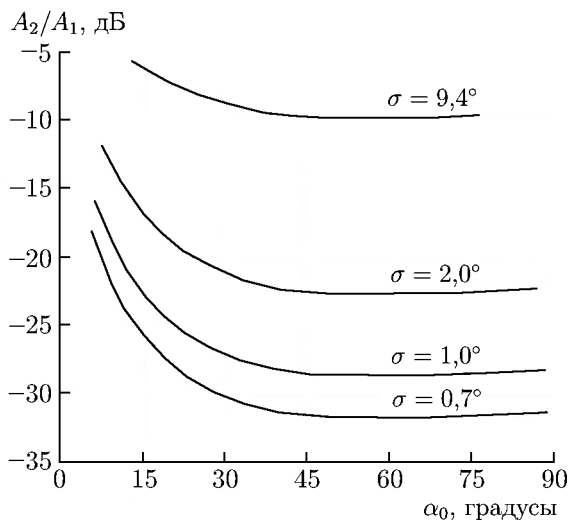


Рис. 7. Оценка отношения амплитуд квадратичной (A_2) и линейной (A_1) гармоник в спектре изображения волны с дисперсией наклонов σ^2 при преобразовании уклон—яркость с помощью формулы Френеля. Кривые обрываются, не достигая точек 0° и 90° , в области, где падающий луч выходит за пределы интервала углов от 0° до 90°

зывается ниже 20 дБ для условий проведённого эксперимента I (по крайней мере, при формировании яркости поверхности за счёт изменения коэффициента отражения по формуле Френеля).

Однако использование полной дисперсии уклонов в данном случае приводит к завышенной оценке. Более точная оценка может быть получена при использовании дисперсии уклонов $\sigma_{\Delta f}^2$ в некоторой полосе частот Δf , в которой фазы волн могут быть согласованными. Подставляя дисперсионное соотношение (4) в спектр Тобы (2а), который согласно рис. 1 хорошо согласуется с экспериментальными данными, можно получить не зависящее от частоты соотношение, согласно которому $\sigma_{\Delta f} = 0,7^\circ$; 1° и 2° соответственно для скорости ветра $u_* = 0,1$ м/с и частотных полос $\Delta f = 0,2$; $0,4$ и $0,6$ Гц (ширина полос в треть октавы с центрами на частотах $0,8$; $1,6$ и $2,5$ Гц).

На рис. 7 изображены результаты расчёта отношения амплитуд квадратичной и линейной гармоник при указанных стандартных отклонениях уклонов σ и различных углах наблюдения α_0 . Из графиков видно, что оптимальный сектор углов наблюдения α_0 составляет от 45° до 75° . Для указанного интервала углов уровень нелинейных гармоник в полосе с шириной в треть октавы оказы-

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Салин Б. М., Салин М. Б. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 2. С. 123
2. Janssen P. The interaction of ocean waves and wind. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2004. Ch. 2.6, P. 32.
3. Басович А. Я., Таланов В. И. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1977. Т. 13, № 7. С. 766.
4. Toporkov J. V., Sletten M. A. // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 2012. V. 50, No. 8. P. 2986.
5. Салин Б. М., Салин М. Б., Spindel R. C. // Акуст. журн. 2012. Т. 58, № 2. С. 258.

³ Здесь имеется в виду амплитуда сигнала на выходе фотодетектора. Для световой волны эта величина пропорциональна интенсивности.

6. Dankert H., Horstmann J., Lehner S., Rosenthal W. // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 2003. V. 41, No. 6. P. 1437.
7. Vicen-Bueno R., Lido-Muela C., Nieto-Borge J. C. // EURASIP J. Adv. in Signal Proc. 2012. Art. no. 2012:84.
8. Слюняев А. В., Сергеева А. В. // Фундамент. и приклад. гидрофизика. 2012. Т. 5, № 1. С. 24.
9. Ефимов В. В., Соловьёв Ю. П. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1979. Т. 15, № 11. С. 1175.
10. Young I. R. // Coastal Engineering. 2010. V. 57, No. 1. P. 30.
11. Байдаков Г. А., Вдовин М. И., Кандауров А. А., Салин М. Б. // Тр. XII Всерос. конф. «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики» (ГА-2014), 27–29 мая 2014 г., Санкт-Петербург. С. 233.
12. Загородников А. А. Радиолокационная съёмка морского волнения с летательных аппаратов. Л.: Гидрометеиздат, 1978. С. 159.
13. Munk W. // Ann. Rev. Mar. Sci. 2009. V. 1. P. 377.

Поступила в редакцию 30 апреля 2014 г.; принята в печать 16 октября 2014 г.

**COMBINED METHOD FOR MEASURING 3D WAVE SPECTRA.
II. EXAMPLES OF USING THE BASIC MEASUREMENT PROCEDURES
AND ANALYSIS OF THE OBTAINED RESULTS**

B. M. Salin and M. B. Salin

In the second part of the work, which is dedicated to the methods of studying the wave characteristics, we present the results of the measurements of the three-dimensional spectra of the water-surface height distributions, which were performed in the closed sea- and lake-water areas with low-level waves. The data on the wave spectra is obtained on the basis of processing the wave video images using the energy and correlation approaches. On the whole, the obtained information on the multidimensional characteristics of the waves agrees with the theoretical concepts and the results of other studies.