

М.В.Косник, В.А.Дулов

*Морской гидрофизический институт НАН Украины, г.Севастополь***ДВУМЕРНЫЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СПЕКТРЫ
КОРОТКИХ ВЕТРОВЫХ ВОЛН В НАТУРНЫХ УСЛОВИЯХ**

Представлены оценки пространственных спектров коротких ветровых волн диапазона 6 мм – 30 см. Оценки выполнены путем обработки массивов стереофотографий морской поверхности, полученных на океанографической платформе МГИ НАН Украины в ходе экспедиций 2009 – 2010 гг. Применен новый подход к обработке – спектры волн, оцененные из стереопар фотографий, использованы для калибровки спектров, полученных Фурье-преобразованием поля яркости тех же изображений. Продемонстрировано соответствие полученных данных ранее предложенным физическим моделям и ряду экспериментальных результатов. Обсуждены форма спектров кривизны и зависимость спектрального уровня от скорости ветра.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: *спектры коротких ветровых волн, гравитационно-капиллярный интервал, стереофотографии морской поверхности, обработка изображений.*

Натурные измерения мелкомасштабной структуры морской поверхности необходимы для решения множества научных и прикладных задач. Морская поверхность имеет довольно сложную геометрию и динамику из-за присутствия на ней капиллярной и короткой гравитационной ряби, обрушений и микрообрушений волн, других когерентных структур [1 – 3]. Мониторинг океана из космоса с помощью микроволновых и оптических средств осуществляется благодаря рассеянию и излучению электромагнитных волн морской поверхностью. Сигнал радиолокатора зависит, главным образом, от спектрального уровня брэгговской ряби, в то время как наблюдаемая яркость океана существенно зависит от дисперсии уклонов морской поверхности [4]. Обе эти характеристики определяются ветровыми волнами с длинами от миллиметра до десятка сантиметров. Кроме того, волны этого диапазона, формируя шероховатость водной поверхности, влияют на процессы обмена между океаном и атмосферой и управляют потоками импульса и вещества через морскую поверхность [5]. Этот факт, в частности, подчеркивает важность изучения коротких ветровых волн в контексте проблемы изменения климата, поскольку 30 – 40 % производимого углекислого газа поглощается океаном [5].

Существуют разнообразные методы измерения волн на морской поверхности. Измерения *in situ* проводились как в лабораторных лотках, так и в натуральных условиях с использованием волнографов [6], сканирующих лазерных уклономеров [6 – 7], фотосъемки и других оптических средств [8 – 9]. Недостаток лабораторных измерений состоит в трудности воспроизведения условий, достаточно близких к натурным. В частности, в лотке невозможно создать воздушный пограничный слой такой же, как над поверхностью океана. Существенным недостатком натуральных исследований с применением струнных волнографов являются искажения высокочастот-

ных волн из-за влияния эффекта Допплера [10 – 11]. В связи с этим эмпирическая информация о мелкомасштабной структуре морской поверхности остаётся скудной, не смотря на свою чрезвычайную значимость в различных геофизических приложениях [12].

Фотографирование морской поверхности является одним из наиболее удобных для натуральных условий методом исследования волн. Существует два основных подхода к получению двумерных спектров ветровых волн с помощью изображений поверхности моря:

- 1) оценка спектра возвышений поверхности, восстановленной по стереопаре изображений;
- 2) прямое Фурье-преобразование поля яркости фотографий морской поверхности.

Применение стереофотосъемки для восстановления пространственного поля возвышений морской поверхности восходит к началу XX в. и актуально до настоящего времени (см., например, [13 – 15]). Обширная библиография по этой теме, включая обсуждение пространственных спектров энергонесущих ветровых волн, полученных при помощи стереофотосъемки, приведена в работах [14, 16 – 18].

Центральная проблема описываемого метода состоит в нахождении точек на стереопаре фотографий, соответствующих изображению одного и того же объекта морской поверхности, сфотографированного с различных ракурсов. После определения этих точек можно восстановить топографию поверхности, используя разработанную процедуру [16, 18 – 19]. В лабораторных условиях не сложно выделить объекты, создающие текстуру изображения поверхности. Например, в экспериментах [19] в воду добавлялся краситель белого цвета. В натуральных условиях единственными объектами, обеспечивающими яркостный контраст, являются сами волны. Отметим, что барашки, возникающие при обрушениях волн, не могут обеспечить необходимого количества соответствующих точек, т.к. являются достаточно редким явлением даже во время шторма [20]. Таким образом, маркерами для волн исследуемого масштаба в основном служат лишь волны меньших масштабов. Более того, необходимо, чтобы на длине исследуемой волны имелось достаточное количество таких объектов. Этот факт принципиально ограничивает пространственное разрешение стерео метода. Самые короткие волны не могут быть восстановлены при натуральных измерениях, т.к. для них не существует объектов, служащих маркерами.

В отличие от стереофотосъемки, пространственное разрешение метода прямого Фурье-преобразования ограничено лишь разрешением камеры и позволяет различить самые малые объекты на морской поверхности. Оценки двумерного спектра с применением преобразования Фурье участка поля яркости отдельных снимков широко применялись в ранних исследованиях шероховатости морской поверхности [21 – 23]. Однако этот метод даёт лишь относительные измерения. Для нормировки спектра и получения абсолютно-калиброванных оценок необходимы дополнительные синхронные измерения возвышений или уклонов морской поверхности. Этот недостаток, наряду с требованием однородной освещенности поверхности при фотографировании [21], существенно ограничивает применение

метода в натурных условиях. Отметим, что вариант обсуждаемого подхода был предложен в [24], где съемка морской поверхности проводилась с самолета, а геометрия солнечного блика, описанная Коксом и Манком [25], использовалась для калибровки. Однако эту методику можно применять только для оценок длинных волн.

В данной работе представлен подход, объединяющий преимущества обоих методов. К стереопаре фотографий морской поверхности можно параллельно применить два метода восстановления спектра и использовать стерео данные для абсолютной калибровки яркостного спектра, полученного с использованием максимально высокого разрешения фотографий. Такой подход позволяет существенно расширить диапазон масштабов волн, восстанавливаемых при обработке стереопар изображений, в сторону наиболее коротких волн. В статью включены описание этой методики и ее экспериментальное обоснование.

Ниже рассмотрены оценки спектров волн гравитационно-капиллярного интервала, выполненные по новой методике, обсуждена форма полученных спектров и ее соответствие известным представлениям. Особое внимание уделено зависимости спектрального уровня от скорости ветра, исключительно важной для приложений, в особенности для радиолокации морской поверхности.

Методика. *Условия эксперимента.* Экспериментальные данные были получены в октябре – ноябре 2009 г. и в сентябре 2010 г. на стационарной океанографической платформе МГИ НАН Украины (пгт.Кацивели). Платформа находится на расстоянии 0,5 км от берега, где глубина моря составляет около 30 м. Стереосистема, состоящая из двух синхронизированных фотоаппаратов *SONY DSC-R1* с фокусным расстоянием объектива 72 мм и апертурой $17^\circ \times 11^\circ$, жестко устанавливалась на высоте 4,5 м над уровнем моря. Расстояние между камерами составляло 1,5 м, угол наклона оптических осей камер к горизонту – около 30° , что обеспечивало максимальную площадь пересечения изображений на снимках. Пространственное разрешение морской поверхности при таких условиях достигало 1 мм/пикс при площади обзора примерно 3×4 м.

Для определения точного положения в пространстве и внутренних параметров фотоаппаратов проводилась отдельная процедура калибровки с помощью специального щита в виде шахматного поля. Для обработки таких изображений использовалась стандартная процедура [26]. Импульс к срабатыванию затворов объективов камер подавался вручную каждые 5 – 10 с с помощью специального устройства *LANC Sheperd*, подключаемого к камерами через порт *LANC* и обеспечивающего точность синхронизации снимков, лучше 0,1 мс. Длительность экспозиции составляла 1 – 2 мс, что позволяло регистрировать капиллярные волны с длинами до нескольких миллиметров, движущиеся со скоростью до 1 м/с (эта величина скорости соответствует орбитальным скоростям энергонесущих волн в условиях относительно сильного для Черного моря шторма).

Одновременно со стереофотографированием морской поверхности выполнялись записи волнограмм с помощью резистивных струнных волнографов, а также регистрировались метеопараметры. Описание использованной для этих целей аппаратуры приведено в [27]. Отметим, что волнографические

Таблица 1. Условия эксперимента.

номер	дата	время	U , м/с	количество обработанных снимков
1	06.10.2009	16:10 – 16:35	5	47
2	06.10.2009	10:15 – 10:40	10	72
3	19.10.2009	16:00 – 16:20	15	67
4	26.10.2009	13:10 – 13:20	13	27
5	28.10.2009	14:50 – 15:10	7	76
6	04.09.2010	13:25 – 13:45	10	58
7	06.09.2010	13:50 – 14:05	5	72
8	10.09.2010	10:45 – 11:05	13	76
9	11.09.2010	11:05 – 11:25	15	51
10	12.09.2010	14:55 – 15:15	4	29
11	20.09.2010	09:45 – 10:05	10	80
12	24.09.2010	10:25 – 10:45	10	82
13	24.09.2010	14:00 – 14:20	12	82
14	25.09.2010	11:30 – 11:55	9	88

измерения возвышений морской поверхности выполнялось с точностью 2 мм [27], и таким образом, позволяло разрешать волны промежуточного диапазона.

В данной статье представлены результаты обработки данных, полученных в наборе серий фотографирования, охватывающем широкий диапазон скоростей ветра. Условия соответствующих съемок представлены в табл.1.

Для восстановления топографии морской поверхности был использован стандартный подход, основанный на формализме эпиполярной геометрии и модели камеры-обскуры с поправками на дисторсию и смещение оптической оси. В [18] детально описывается процедура обработки изображений и приведен ряд примеров, демонстрирующих качество работы методики в натурных условиях. Ниже описано развитие методики, разработанной в [18], основанное на использовании прямого Фурье-преобразования поля яркости фотографий.

Восстановление спектров морской поверхности с помощью Фурье-анализа поля яркости изображений. Сложная пространственная изменчивость освещенности морской поверхности является результатом одновременного воздействия нескольких факторов: неоднородности распределения яркости неба, восходящего светового потока и модуляциями яркости поверхностными волнами, связанными с френелевским отражением, многократными отражениями и затенением [23, 25]. Как показано Коксом и Манком (рис.4 – 6 в [25]), в диапазоне углов падения от 45° до 70° , основным механизмом, формирующим яркость морской поверхности, является однократное отражение падающего излучения. В этом случае малый участок морской поверхности, возмущенный волнами, может рассматриваться как плоскость

с локальными уклонами $\zeta_x = \partial\zeta / \partial x$ и $\zeta_y = \partial\zeta / \partial y$, где ζ – возвышение морской поверхности. В предположении малости уклонов волн, яркость в фиксированной точке фотографии можно записать в виде:

$$I = C_0 + C_x \zeta_x + C_y \zeta_y + C_{xx} \zeta_x^2 + C_{xy} \zeta_x \zeta_y + C_{yy} \zeta_y^2 + \dots, \quad (1)$$

где коэффициенты зависят от координаты точки из-за неоднородности освещенности и угловой зависимости коэффициентов Френеля. Рассматривая достаточно малый участок морской поверхности, мы пренебрежем этой зависимостью.

Таким образом, для первого порядка малости уклонов, получаем соотношение между Фурье преобразованиями яркостей и возвышений поверхности:

$$I_k = i(k_x C_x + k_y C_y) \zeta_k, \quad (2)$$

где $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ – волновой вектор, i – мнимая единица. Отсюда спектр возвышений $S(\mathbf{k}) = \langle \zeta_k \zeta_{-\mathbf{k}} \rangle$ можно оценить как

$$S = J / (k_x C_x + k_y C_y)^2, \quad (3)$$

где $J(\mathbf{k}) = \langle I_k I_{-\mathbf{k}} \rangle$ – спектр яркости, а осреднение выполняется по серии фотографий и/или различным участкам каждой фотографии.

На основе этой идеи расчет пространственных спектров морской поверхности проводился в ряде исследований ([21 – 24] и др.). Мональдо и Казевич [23] разработали модель, в которой определяются коэффициенты в (1), и оценили ошибки методики. Тем не менее, константы C_x и C_y , как правило, неизвестны, и следовательно, описанный подход сложно использовать в натурных условиях.

Как следует из (2), (3), метод не работает в окрестности прямой $k_x C_x + k_y C_y = 0$ на $\mathbf{k}$ -плоскости. Здесь должны быть учтены квадратичные члены в уравнении (1), которыми пренебрегается в уравнениях (2), (3). Важно, что в этой области контраст яркости на волновом числе $\mathbf{k}$ не соответствует компоненте уклона для того же волнового числа.

В полярных координатах $\mathbf{k} = (k \cos \varphi, k \sin \varphi)$ уравнение (3) примет вид:

$$S_2(\mathbf{k}) = J(\mathbf{k}) / C \cos^2(\varphi - \varphi_0), \quad (4)$$

где $S_2 = k^2 S$ – спектр уклонов морской поверхности, $C = C_x^2 + C_y^2$, $\tan \varphi_0 = C_y / C_x$. Таким образом, если мы найдем значения C и φ_0 для длинных волн из некоторой калибровочной процедуры, то затем эти коэффициенты могут быть использованы и для оценки спектров в коротковолновой области, т.к. они не зависят от волнового числа k .

Алгоритм вычисления этих констант основывается на использовании стереоскопических данных. Спектры гравитационно-капиллярных волн восстанавливаются согласно уравнению (4). Так как методика применима только для спектральных компонент с направлениями, лежащими внутри интервала $|\varphi - \varphi_0| < \Delta$, то значения φ_0 и Δ также определяются в ходе обработки изображений.

МПФ-коррекция спектров яркости. Размытие изображения, связанное с неидеальностью оптической системы и интерполяцией при проектирова-

нии фотографии на плоскость моря, вызывает снижение контраста, а, следовательно, и уровня спектра яркости на малых масштабах. Учет этого эффекта принципиально важен в нашем исследовании. Для этого обычно используется оптическая передаточная функция (ОПФ) (см., например, [28]). По определению, ОПФ – это Фурье-образ импульсной функции $D(x, y)$, где $D(x, y, x_0, y_0)$ – распределение яркости изображения источника, находящегося в точке $\delta(x - x_0, y - y_0) = \delta(x - x_0)\delta(y - y_0)$, (x, y) – ортогональные координаты на плоскости объекта. Тогда поле яркости $A(x, y)$ на фрагменте изображения можно представить как свертку D с действительным полем яркости:

$$A(x, y) = \int D(x, y, x_0, y_0) I(x_0, y_0) dx_0 dy_0. \quad (5)$$

Для линейных, инвариантных относительно сдвига систем, $D(x, y, x_0, y_0) = D(x - x_0, y - y_0)$, т.е. Фурье-образы связаны простым соотношением [28]:

$$A_k = ОПФ(\mathbf{k}) I_k. \quad (6)$$

В нашем случае $A = P[L]$, где P – проективное преобразование для перспективной съемки, которое не является линейным относительно координат (x, y) . Однако мы можем применять уравнение (6) на малых фрагментах изображения, используя локальную ОПФ. В соответствии с этой идеей, оценки спектров яркости были выполнены следующим образом.

1. В лабораторных условиях была определена импульсная функция D_0 для ортогональной проекции. Для этого использовался экран, разделенный прямолинейной границей на однородные черную и белую половины. Фотографирование экрана производилось с расстояний, соответствующих диапазону рабочих условий. Одномерная импульсная функция d вычислялась дифференцированием ступенчатого участка яркости на фотографии. Было обнаружено, что импульсная функция одинакова в горизонтальном и вертикальном направлениях. Далее для двумерной импульсной функции использовалось представление в виде $D_0 = d(x)d(y)$.

2. После выделения участка для Фурье-преобразования D_0 проектировалась на плоскость морской поверхности для получения локальной импульсной функции $D = P^{-1}[D_0]$, где P – проективное преобразование, известное для данного фрагмента после стерео обработки. Затем к D применялось преобразование Фурье, чтобы получить локальную ОПФ. Форма МПФ = $|ОПФ|$ (называемой модуляционной передаточной функцией [28]) для центрального участка фотографии изображена в полярных координатах на рис.1. Анизотропия МПФ связана с «вытягиванием» пикселей в направлении вдоль оптической оси системы при проектировании фотографии на морскую поверхность. Как видно из рис.1, б, эффект занижения уровня спектра необходимо учитывать на волновых числах, больших 500 рад/м.

3. На выделенный фрагмент фотографии, спроектированный на горизонтальную поверхность, накладывалась равномерная сетка. Фиксированной сетке на морской поверхности соответствует фиксированная сетка на плоскости волновых чисел, что облегчает последующее осреднение спектра. Значения яркости в узлах равномерной сетки определялись с помощью линейной интерполяции. После этого выполнялось преобразование Фурье с использованием двумерного окна Хана (см., например, [29]). Затем значения

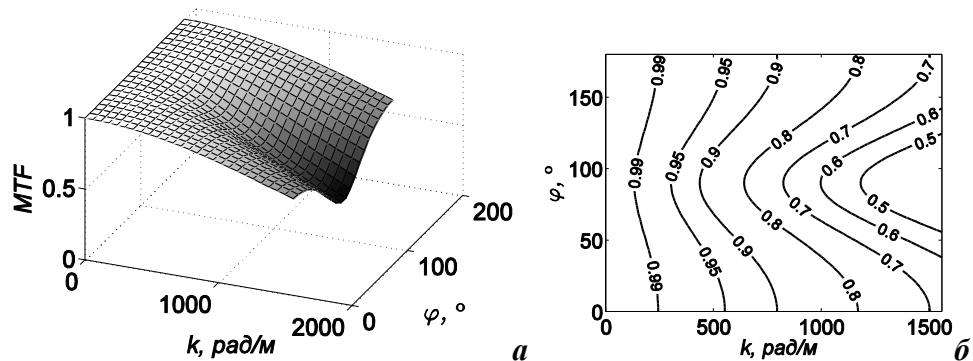


Рис. 1. Двумерная модуляционная передаточная функция. Изображение в пространстве (а) и изолинии (б).

Фурье-образа корректировались согласно (6) с применением локальной МПФ.

Далее значения $I_k I_{-k}$ усреднялись по всем фрагментам всех фотографий данной серии для получения спектра яркости $J(\mathbf{k})$. При этом из рассмотрения исключались изображения, содержащие большое количество пены от обрушений. Общее число обработанных фотографий в каждой серии приведено в табл.1.

Восстановление спектров уклонов по спектрам яркости. Возможность применения уравнения (4) определяется пригодностью линейного подхода и пренебрежением малой пространственно-временной изменчивостью коэффициента S в уравнении (2). Выполнимость уравнения (4) можно проверить непосредственно, имея оценки спектров яркости и возвышений для одних и тех же участков морской поверхности. Мера соответствия дается функцией когерентности γ и фазовым спектром ψ [28 – 29]:

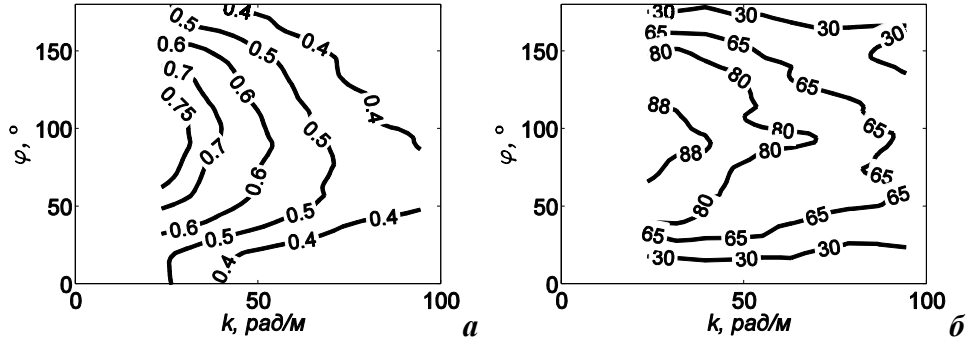
$$\gamma = | \langle I_k I_{-k} \rangle | / \sqrt{J(\mathbf{k}) S(\mathbf{k})}, \quad \psi = \text{angle} \langle I_k \zeta_{-k} \rangle.$$

Согласно (2), фазовый сдвиг должен быть близок к $\pi/2$ в $\mathbf{k}$ -области, где функция когерентности близка к единице. В качестве примера эти функции показаны на рис.2 для серии 4. Видно, что линейная зависимость между компонентами яркости и возвышений морской поверхности действительно имеет место на центральных участках графиков. Для меньших k , очевидно, трудно получить надежную оценку спектра, т.к. их пространственный масштаб соответствует размерам рассматриваемых участков морской поверхности. Для больших k перестает работать стерео метод. Об ограничении диапазона рабочих углов говорилось выше (см. (4)). Заметим, что МПФ-коррекция спектра яркости не влияет на функцию когерентности γ .

Выберем $\mathbf{k}$ -область

$$k_1 < k < k_2, \quad \varphi_1 < \varphi < \varphi_2, \quad (7)$$

полностью лежащую внутри контура $\gamma = 0.5$. Для всех серий границы на оси волновых чисел k_1, k_2 и углов φ_1, φ_2 выбирались в зависимости от распределения функции γ . Для серии 4, например, $k_1 = 30$ рад/м, $k_2 = 50$ рад/м, $\varphi_1 = 25^\circ$, $\varphi_2 = 150^\circ$. Заметим, что во всех сериях направление наибольшей когерентности, $(\varphi_1 + \varphi_2)/2$, лежало в пределах $90^\circ \pm 20^\circ$ относительно направления базы стереосистемы.

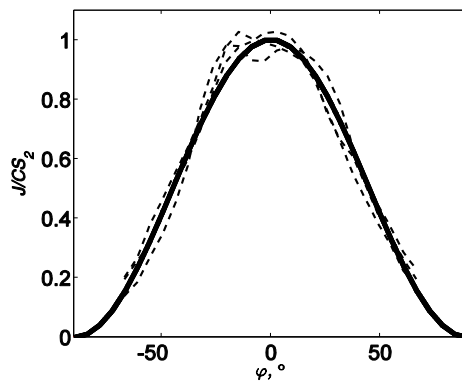


Р и с . 2 . Связь между полями возвышений и яркости: функция пространственной когерентности возвышений и яркости (а) и фазовый сдвиг между Фурье-образами возвышений и яркости (б).

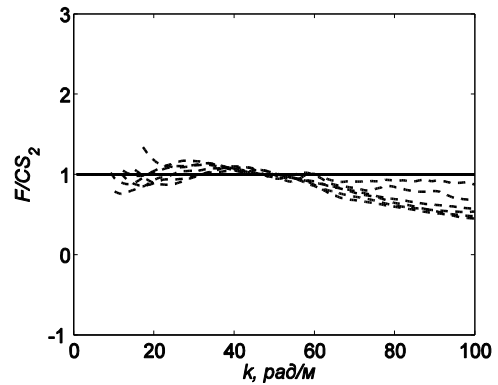
Далее определим $\varphi_0 = (\varphi_1 + \varphi_2)/2$, $\Delta = |\varphi_1 - \varphi_2|/2$, и будем рассматривать коротковолновую часть спектра только в области $|\varphi_1 - \varphi_2| < \Delta$.

Из спектральной плотности яркости вычислим функцию $F(\mathbf{k}) = J(\mathbf{k})/\cos^2(\varphi - \varphi_0)$. Затем коэффициент C можно найти методом наименьших квадратов согласно (4) с использованием значений F и S_2 внутри прямоугольника (7). На рис.3 показаны примеры отношений J/S_2 , нормированных на C и осредненных по интервалу $k_1 < k < k_2$. Здесь же нанесен график функции $\cos^2(\varphi - \varphi_0)$. Соответствие с уравнением (4) очевидно. На рис.4 изображены отношения F/S_2 , нормированные на C и осредненные по интервалу $\varphi_1 < \varphi < \varphi_2$ для нескольких серий. Отношения действительно близки к единице и не зависят от k в области когерентности от 30 до 50 рад/м. Таким образом, экспериментально подтверждена правомерность использования линейного подхода.

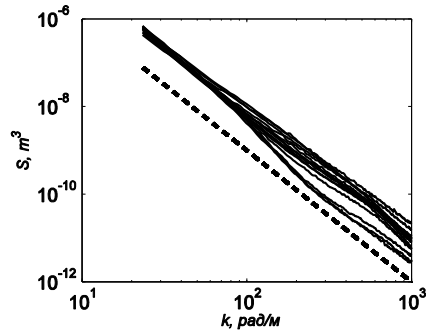
Теперь абсолютно-калиброванный спектр уклонов можно определить для всех волновых чисел в диапазоне углов $\varphi_1 < \varphi < \varphi_2$ как F/C .



Р и с . 3 . Валидация линейного подхода. Примеры отношения спектра яркости к спектру уклонов, проинтегрированного по волновым числам и нормированного на C (---) и функция $\cos^2(\varphi - \varphi_0)$ (—).



Р и с . 4 . Отношения спектра яркости к спектру уклонов, деленные на $C\cos^2(\varphi - \varphi_0)$ и осредненные по направлению. Отношение близко к единице (—) в области когерентности $k_1 < k < k_2$.

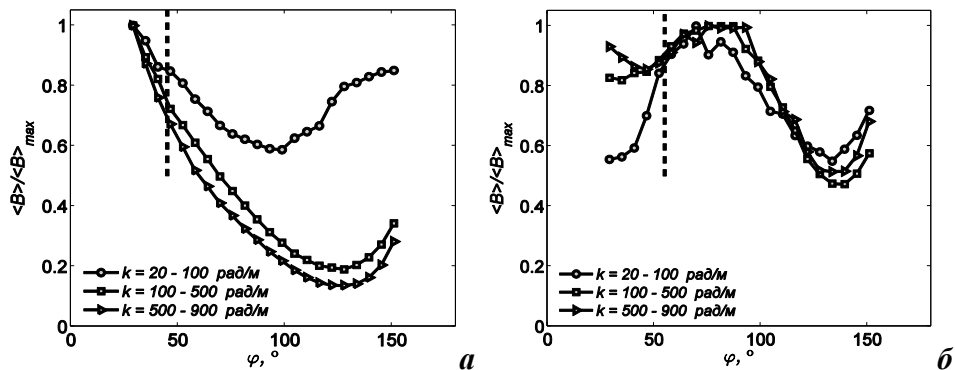


Р и с . 5 . Спектры возвышений для всех серий и кривая k^{-3} .

волновых числах, особенно в области $k < 50$ рад/м, где спектры сходятся. На больших волновых числах ясно видно, что спектр растет с увеличением скорости ветра. Этот эффект хорошо известен в области радиолокации морской поверхности. На нем основана методика определения скорости приводного ветра из космоса с помощью скаттерометра.

На рис.6 показаны примеры угловых зависимостей спектра в областях, где существует когерентность, $|\varphi - \varphi_0| < \Delta$. Заметим, что при фотографировании морской поверхности направление распространения волн разрешается с неопределенностью в 180° , так что полученные спектры связаны с реальными как $S(\varphi) = (S_{\text{реал}}(\varphi) + S_{\text{реал}}(\varphi + \pi))/2$. Далее для более детального представления спектров будем использовать функцию насыщения Филлипса, $B(\mathbf{k}) = k^4 S$. Спектры кривизны B были проинтегрированы в областях $20 \text{ рад/м} < k < 100 \text{ рад/м}$, $100 \text{ рад/м} < k < 500 \text{ рад/м}$ и $500 \text{ рад/м} < k < 900 \text{ рад/м}$ и нормированы на своё максимальное значение. На графиках хорошо видна анизотропия угловых зависимостей. Максимумы спектра приблизительно соответствуют направлению ветра, обозначенному штриховой линией.

На рис.7 обобщена эмпирическая информация о спектрах кривизны, и представлены все полученные данные. Кудрявцев и др. [30] разработали физическую модель спектра, воспроизводящую результаты лабораторных измерений [2, 6, 8]. На рисунке спектр [30] показан для скоростей ветра 6; 10 и



Р и с . 6 . Форма углового распределения спектра кривизны в трех диапазонах волновых чисел. Серии 4 (а) и 1 (б). Функции нормированы на своё максимальное значение Штриховая линия примерно соответствует направлению ветра.

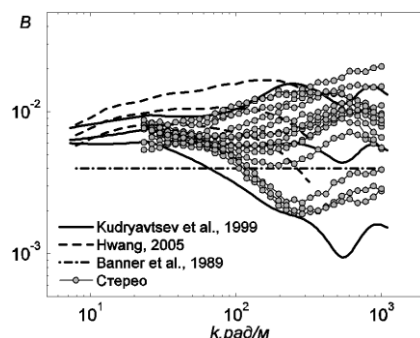


Рис. 7. Спектры кривизны для всех серий измерений. Сравнение с известными моделями (см. текст).

минимума фазовой скорости при малых скоростях ветра (серии 1, 7, 10), «заполняющаяся» с увеличением скорости ветра. Этот эффект был обнаружен ранее в лабораторных исследованиях [2] и обсуждался в литературе [30, 32 – 33]. Дулов и Косник [33] показали, что механизмом, формирующим «впадину» могут служить трехволновые взаимодействия волн гравитационно-капиллярного интервала спектра.

Из всех приведенных графиков можно заключить, что используемый подход к восстановлению спектров по фотографиям дает реалистичные результаты.

Ветровая зависимость. Среднеквадратичный уклон волн можно вычислить, проинтегрировав изотропный спектр уклонов $S_2 = k^2 S$ по всем волновым числам: $MSS = \int S_2(k) dk$. Значения MSS , рассчитанные в области $20 \text{ рад/м} < k < 1000 \text{ рад/м}$, в зависимости от скорости ветра приведены на рис.8. На рисунке штриховой линией также показан классический закон Кокса и Манка: $MSS = 5,12 \cdot 10^{-3} U + 3 \cdot 10^{-3}$, где U – скорость ветра в м/с [34]. Видно, что вклад коротковолновой части спектра в среднеквадратичный уклон всех волн на морской поверхности увеличивается с увеличением скорости ветра по закону, близкому к линейному. Однако при увеличении скорости ветра возрастает и вклад длинноволновой части спектра в общий среднеквадратичный уклон, причем его скорость роста оказывается большей: так если при скорости ветра 5 м/с относительный вклад коротких волн составляет 80 %, то при 10 м/с – 65 %, а при 15 м/с – уже 60 %. Этот факт объясняется продвижением спектрального пика при развитии волнения в область более длинных волн и увеличением вклада низкочастотной части спектра в интеграл $\int S_2(k) dk$.

Рассмотрим зависимость уровня спектра от скорости ветра, представляющую существенный инте-

17 м/с сплошными линиями. Также на графике приведены параметризация Хванга [31] для тех же скоростей ветра и постоянный уровень спектра, согласно Баннеру и др. [15]. Как следует из рисунка, наши спектры соответствуют ранее полученным результатам. В капиллярном и гравитационно-капиллярном диапазонах уровень спектра существенно растет с увеличением скорости ветра, а в гравитационной области спектры сходятся. Интересной особенностью полученных спектров является «впадина» в области

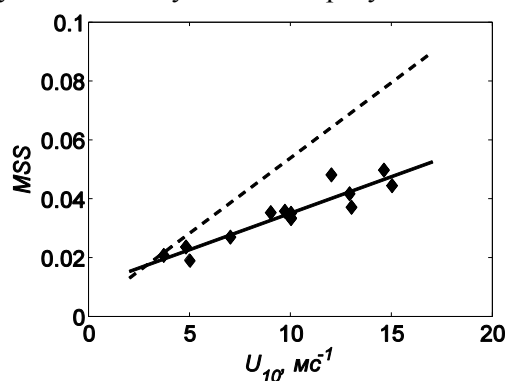


Рис. 8. Среднеквадратичные уклоны коротких волн в зависимости от скорости ветра. Штриховая линия – зависимость Кокса и Манка [34] для всего спектрального диапазона, включая длинные волны.

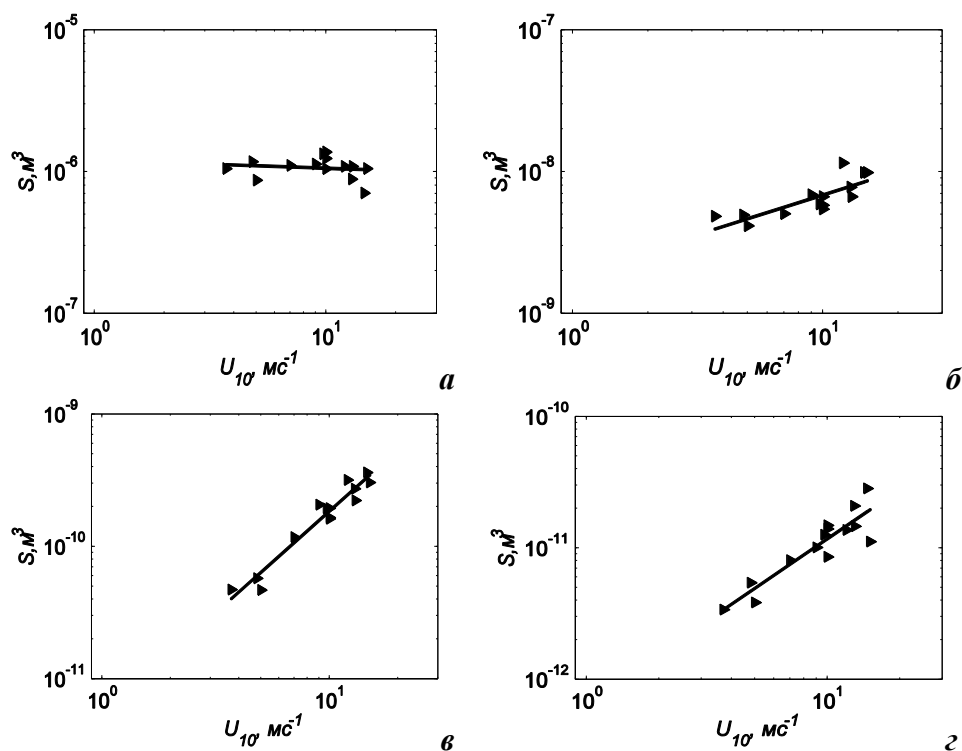


Рис. 9. Уровень одномерного спектра возвышений в зависимости от скорости ветра для различных волновых чисел $k = 20$ (а), 100 (б), 350 (в), 900 (з) рад/м.

рес в области микроволнового дистанционного зондирования океана. Уровни одномерных спектров возвышений для нескольких волновых чисел представлены в зависимости от скорости ветра на рис.9. Прямые линии – аппроксимация функциями Au^α . Как следует из рисунка, наибольшая чувствительность уровня спектра к скорости ветра проявляется в области минимума фазовой скорости ($k \sim 350$ рад/м) и длинноволновой части капиллярного интервала, где показатель α достигает значения 1,5. В то же время в гравитационной области ($k = 20$ рад/м) уровень спектра не зависит от ветра: $\alpha \approx 0$.

Информация о ветровой зависимости спектрального уровня в исследуемом диапазоне длин волн обобщена на графике, изображенном на рис.10, где показатель α рассчитан для всех волновых чисел. Величины k на графике для удобства нормированы на волновое число минимума фазовой скорости, $k_\gamma = \sqrt{g/T}$, где g – ускорение свободного падения, $T = 7,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3/\text{с}^2$ – кинематический коэффициент поверхностного натяжения воды. Из рисунка видно, что α имеет

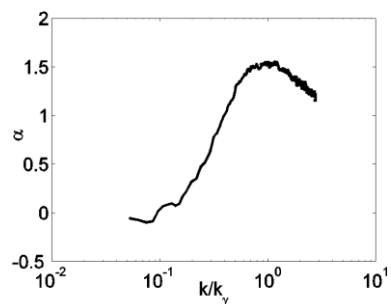


Рис. 10. Показатель α в зависимости от безразмерного волнового числа k/k_γ .

максимум, который приходится на область минимума фазовой скорости и равняется 1,5. Отметим, что это значение, как и поведение функции $\alpha(k/k_\gamma)$ в интервале $k/k_\gamma < 1$ согласуется с результатами, полученными для этого интервала Хвангом (ср. с рис.1, e из [31]).

Выводы. В данной работе спектры коротких ветровых волн исследованы в натурных условиях с помощью новой методики обработки данных стереофотосъемки морской поверхности. Предложенный подход, основанный на объединении классической стереообработки фотографий и прямого Фурье-преобразования поля яркости изображений, позволил получить пространственные спектры ветровых волн в диапазоне длин от 30 см до 6 мм. Методика была применена к набору серий стереофотографий, полученных при скоростях ветра от 4 до 15 м/с. Сравнение результатов с имеющимися экспериментальными данными и физическими моделями показало хорошее соответствие.

Выполненная работа позволяет сделать следующие выводы:

1. Форма и уровень спектра гравитационно-капиллярных волн обладают высокой чувствительностью к скорости ветра: в области $k > 300$ рад/м уровень спектра возрастает на порядок величины при увеличении скорости ветра от 5 до 15 м/с. В этом интервале аппроксимация зависимости уровня спектра от скорости ветра функцией U^α дает показатель степени $\alpha = 1,0 - 1,5$ с максимумом в области минимума фазовой скорости. В то же время одномерные спектры практически не отличаются в интервале коротких гравитационных волн, где их уклоны удовлетворяют зависимости k^{-3} , а уровень одинаков при всех скоростях ветра.
2. При малых скоростях ветра в области минимума фазовой скорости наблюдается "впадина" на спектре кривизны, "заполняющаяся" с увеличением скорости ветра.
3. Полученные спектры анизотропны: максимум спектральной плотности соответствует направлению скорости ветра.

Авторы благодарны В.Н.Кудрявцеву за обсуждение работы и полезные замечания, В.Е.Смолу, Ю.Ю.Юровскому и В.В.Малиновскому за участие в экспедиционных работах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований Украины по контракту Ф28/435-2009 и проекта НИР по гранту НАН Украины договор № 12/09 от 01.07.2009 .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dias F., Khariv C.* Nonlinear gravity and capillary-gravity waves // *Ann. Rev. Fluid Mech.*– 1999.– 31.– P.301-346.
2. *Zhang X.* Capillary-gravity and capillary waves generated in a wind wave tank: observations and theories // *J. Fluid Mech.*– 1995.– 289.– P.51-82.
3. *Ebuchi N., Kawamura H., Toba Y.* Fine structure of laboratory wind-wave surfaces studied using an optical method // *Boundary-Layer Meteor.*– 1987.– 39.– P.133-151.
4. *Zaneveld J.R.V., Boss E., Hwang P.A.* The influence of coherent waves on the remotely sensed reflectance // *Optics Express.*– 2001.– 9, № 6.– P.260-266.

5. *Donelan M., Wanninkhov R.* Gas-transfer at water surfaces – concepts and issues / Gas-transfer at water surfaces. Eds. by M.Donelan *et al.* Geophysical Monograph 127.– Washington: American Geophysical Union, 2002.– P.1-10.
6. *Hara T., Bock E.J., Donelan M.* Frequency-wavenumber spectrum of wind-generated gravity-capillary waves // *J. Geophys. Res.*– 1997.– v.102.– P.1067-1072.
7. *Hwang P.A., Atakturk S., Sletten A., Trizna D.B.* A study of the wavenumber spectra of short water waves in the ocean // *J. Geophys. Res.*– 1996.– 26.– P.1266-1285.
8. *Jahne B., Riemer K.S.* Two-dimensional wave number spectra of small-scale water surface waves // *J. Geophys. Res.*– 1990.– 95.– P.11531-11546.
9. *Klinke J., Jahne B.* 2D wave number spectra of short waves – results from wind wave facilities and extrapolation to the ocean, in *Optics of the Air-Sea interface: Theory and Measurements* // *Proc. SPIE. Int. Soc. Optical Eng.*– 1992.– v.1749.– P.245-257.
10. *Kitaigorskii S.A., Krasitskii V.P., Zaslavskii M.M.* On Phillips' theory of equilibrium range in the spectra of wind-generated gravity waves // *J. Phys. Oceanogr.*– 1975.– 5.– P.410-420.
11. *Hwang P.A.* Doppler frequency shift in ocean wave measurements: frequency downshift of a fixed spectral wave number component by advection of wave orbital velocity // *J. Geophys. Res.*– 2006.– 111, C06033.– doi:10.1029/2005JC003072.– 4 p.
12. *Munk W.* An Inconvenient sea truth: spread, steepness, and skewness of surface slopes // *Ann. Rev. Marine Science.*– 2009.– 1. – P.377-415.
13. *Pierson W.* The directional spectrum of a wind generated sea as determined from data obtained by the Stereo Wave Observation Project // *Coll. Engng, N.Y.U. Met. Pap.*– 1962.– 2, № 6.
14. *Holthuijsen L.H.* Observations of the directional distribution of ocean-wave energy in fetch-limited conditions // *J. Phys. Oceanogr.*– 1983.– 13.– P.191-207.
15. *Banner M.L., Jones I.S.F., Trinder J.C.* Wavenumber spectra of short gravity waves // *J. Fluid Mech.*– 1989.– v.198.– P.321-344.
16. *Benetazzo A.* Measurements of short water waves using stereo matched image sequences // *Coast. Eng.*– 2006.– 53.– P.1013-1032.
17. *Weill A., Hauser D., Dupuis H.* Stereo-photography techniques / *Measuring and analyzing the directional spectra of ocean waves.* Eds by D.Hauser, K.Kahma et al.– COST Action 714.– COST, Luxembourg, 2005.– P.106-115.
18. *Косник М.В., Дулов В.А., Малиновский В.В., Смолов В.Е., Погребной А.Е.* Оценка двумерных пространственных спектров коротких ветровых волн с помощью стереофото съемки // *Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа.*– Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2009.–вып.19.– С.401-414.
19. *Tsubaki R., Fujita I.* Stereoscopic measurement of a fluctuating free surface with discontinuities // *Meas. Sci. Technol.*– 2005.– v.16.– P.1894-1902.
20. *Mironov A.S., Dulov V.A.* Detection of wave breaking using sea surface video records // *Meas. Sci. Technol.*– 2008.– v.19, 015405.1–015405.10.– doi:10.1088/0957-0233/19/1/015405.– 10 p.
21. *Stilwell Jr.D.* Directional energy spectra of the sea from photographs // *J. Geophys. Res.*– 1969.– 74.– P.1974-1983.

22. Sugimori Y. A study of application of the holographic method to the determination of the directional spectrum of ocean waves. // *Deep-Sea Res.*– 1975.– 22.– P.335-350.
23. Monaldo F.M., Kasevich R.S. Daylight imagery of ocean surface waves for wave spectra // *J. Phys. Oceanogr.*– 1981.– 11.– P.272-283.
24. Большаков А.Н., Бурдюгов В.М., Гродский С.А., Кудрявцев В.Н. Двумерные спектры возвышений морской поверхности по данным аэрофотографирования // *Изв. РАН. ФАО.*– 1990.– т.26.– С.652-658.
25. Cox C., Munk W. Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the Sun's glitter // *J. Opt. Soc. Am.*– 1954.– 44, № 11.– P.838-850.
26. Bouquet J.Y. Camera calibration toolbox for Matlab.– 2004. Personal web-site: http://www.vision.caltech.edu/bouquetj/calib_doc/
27. Малиновский В.В., Большаков А.Н., Смолов В.Е. и др. Методическое и техническое обеспечение калибровки РЛСБО ИСЗ “Сич-1м” для работ над морской поверхностью. Возможный подход // *Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа.*– Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2004.– вып.11.– С.236-251.
28. Jahne B. Digital image processing. 5-th ed.– Springer-Verlag, 2002.– 585 p.
29. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных.– М.: Мир, 1989. – 540 с.
30. Kudryavtsev V.N., Makin V.K., Chapron B. Coupled sea surface-atmosphere model. 2. Spectrum of short wind waves // *J. Geophys. Res.*– 1999.– 104, C4.– P.7625-7639.
31. Hwang P.A. Wave number spectrum and mean square slope of intermediate-scale ocean surface waves // *J. Geophys. Res.*– 2005.– 110, C10029.– doi:10.1029/2005JC003002.
32. Elfouhaily T., Chapron B., Katsaros K., Vandemark D. A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves. // *J. Geophys. Res.*– 1997.– 102.– P.15781-15796.
33. Дулов В.А., Косник М.В. Эффекты трехволновых взаимодействий в гравитационно-капиллярном интервале ветровых волн // *Изв. РАН. ФАО.*– 2009.– т.45, № 3.– С.408-419.
34. Cox C., Munk W., Statistics of the sea surface derived from sun glitter // *J. Mar. Res.* – 1954.– 13.– P.198-227.

Материал поступил в редакцию 26.10.2010 г.