

Натурные измерения формы морской поверхности и одномерного пространственного спектра волнения

В. В. Стерлядкин¹, К. В. Куликовский¹, С. И. Бадулин^{2,3}

¹ МИРЭА — Российский технологический университет, Москва, 119454, Россия
E-mail: sterlyadkin@mail.ru

² Институт океанологии им. П. П. Ширшова РАН, Москва, 117997, Россия
E-mail: badulin.si@octan.ru

³ Сколковский институт науки и технологий, Москва, 121205, Россия

Представлены результаты натурных измерений профилей морской поверхности, полученных с помощью сканирующего лазерного волнографа вдоль линии сканирования протяжённостью 1700 мм. Отмечается важность регистрации формы поверхности в задачах рассеяния электромагнитного излучения свободной поверхностью раздела. Получены частотные спектры волнения, профилограммы «время – высота», пространственные спектры, включающие капиллярные компоненты волнения. Обсуждается возможность измерения фазовых скоростей различных пространственных компонент волнения, которые можно выделять с помощью частотной фильтрации множества исходных профилей. Отмечается негауссовость распределения возвышений поверхности на основе анализа высших моментов распределений: skewness — коэффициента асимметрии вверх-вниз и коэффициента асимметрии вперёд-назад. Приводятся результаты расчёта пространственного спектра морской поверхности.

Ключевые слова: форма морской поверхности, частотный спектр, пространственный спектр, капиллярные волны, сканирующий лазерный волнограф

Одобрена к печати: 08.12.2023

DOI: 10.21046/2070-7401-2024-21-1-270-285

Введение

Форма водной поверхности и характеристики морского волнения являются ключевыми при всех дистанционных измерениях параметров верхнего слоя океана. Форма поверхности определяет отражение радио-, оптического и акустического сигналов, а также отвечает за собственное излучение моря. По этой причине понимание физических механизмов, связывающих форму поверхности и её радиофизические свойства, исключительно важно для дистанционных методов исследования и мониторинга морской поверхности. Спектральное описание широко используется как характеристика водной поверхности (Banner, 1990; Komen et al., 1994). Относительно легко могут быть получены частотные (временные) спектры путём измерения высоты поверхности в единственной точке пространства. Однако для задач дистанционного зондирования обычно недостаточно иметь статистические частотные характеристики волнения, требуется информация о пространственном распределении. Такое распределение может быть получено из частотных спектров только с помощью принятия довольно сильных приближений и часто спорных гипотез.

Фазовые характеристики взволнованной поверхности могут существенным образом определять особенности отражения от морской поверхности. Спектральное описание, оперирующее моделью случайной квазигауссовой поверхности, в частности, не может объяснить заметные различия в отражении сигнала от одной и той же поверхности при зондировании в противоположных направлениях, например по ветру и против ветра (Chen et al., 1993). Требуется учёт амплитудно-фазовых характеристик как функций частоты и направления распространения различных волновых компонент. В этой ситуации прямое измерение пространственных спектров с помощью специальных экспериментальных методов приобретает особое значение. Важной и актуальной задачей является исследование динамических и радиационных процессов на границе морской поверхности и атмосферы, взаимосвязи между тремя фи-

зическими процессами: ветром в приводном слое атмосферы, структурой морского волнения и собственным излучением взволнованной морской поверхности в микроволновом диапазоне длин волн. Измерение ветра в приводном слое и радиометрические микроволновые измерения взволнованной морской поверхности проводятся по вполне отработанным методикам (Кузьмин и др., 2015; Садовский и др., 2016; Сазонов и др., 2016). Нерешённой до последнего времени задачей являются прецизионные измерения параметров морского волнения, которые включали бы характеристики капиллярной составляющей спектра. Именно капиллярные волны играют важную роль в рассеянии и излучении морской поверхности. Эти исследования носят фундаментальный характер, поскольку необходимы для решения сложных многопараметрических задач микроволнового зондирования Земли из космоса или с борта летательных аппаратов. Таким образом, развитие экспериментальных методов, позволяющих получать информацию о пространственной структуре морской поверхности в широком диапазоне масштабов от капиллярных волн до морской зыби, является актуальной научной и практической задачей.

Традиционно для измерения параметров волнения используются струнные волнографы (Запевалов и др., 2009; Калинин, Лейкин, 1988). Эти контактные измерения влияют на состояние морской поверхности и не позволяют измерять капиллярные волны с необходимой точностью. Широко известны методы фотографирования солнечного блика со спутника (Gréon, Henriot, 2006), самолёта (Cox, Munk, 1954) или квадрокоптера (Юровская и др., 2018). Эти методы позволяют получить уклоны волнения, но связаны с определёнными условиями освещения. При этом капиллярная составляющая маскируется облачным и фоновым излучением. Методы стереофотограмметрии (Banner et al., 1989) сложны в калибровке и обработке и также не являются прямыми методами измерения профиля волновой поверхности. Лазерное сканирование морской поверхности с самолёта позволяет получать структуру пространственных спектров волнения (Hwang et al., 2000), но плохо измеряет капиллярную составляющую. Интересная методика предложена в работе (Караев, Мешков, 2012), в которой лазерный луч имеет ножевую форму и засвечивает верхний слой поверхности, который регистрируется видеокамерой. Проблема такого метода заключается в том, что за время выдержки край может сместиться за счёт вертикального движения волны на 5–25 мм, что приводит к размыванию границы и уменьшению отношения сигнал/шум. В наших предыдущих публикациях описан лазерный волнограф, который позволил получать «мгновенный» профиль морской поверхности вдоль траекторий лазерного сканирования с синхронизацией по времени 10^{-4} с и точностью регистрации аппликат до 0,5 мм (Стерлядкин 2021а, б; Стерлядкин, Куликовский 2022; Sterlyadkin et al., 2021). Данный волнограф позволил в натуральных условиях получать характеристики капиллярных компонент волнения. Однако протяжённость измеряемых профилей не превышала 30 см.

В настоящей работе приводятся результаты натурных измерений формы морской поверхности на участках длиной 170 см. Описана методика получения временных и пространственных спектров морского волнения. Предложен метод определения фазовых скоростей различных частотных составляющих морского волнения и получения пространственных спектров на масштабах, перекрывающих три порядка длин волн: от единиц миллиметров до десятков метров. Приводится описание лазерного волнографа, геометрии измерений и калибровки данных. Диапазон измерений и характеристики созданного волнографического метода превышают возможности известных мировых аналогов. Основное достоинство предложенной методики — возможность регистрации капиллярных составляющих морского волнения в натуральных условиях.

Описание аппаратуры и методики измерений

Метод лазерного сканирования морской поверхности основан на движении лазерного луча, падающего на взволнованную поверхность сверху вниз по заданной траектории, и регистрации рассеянного излучения с помощью видеокамеры.



Рис. 1. Схема измерений формы морской поверхности сканирующим лазерным волнографом

На рис. 1 представлена геометрия натуральных измерений, которые проводились в июне 2023 г. на морской платформе Морского гидрофизического института РАН (МГИ РАН) в пгт Качивели, Крым. Лазерный сканатор 1, установленный на высоте 6,48 м от морской поверхности, разворачивал узкий лазерный луч по прямой линии длиной 1,7 м. Видеоизображения границы морской поверхности регистрировались видеокамерой 2, расположенной на более низком уровне.

Период развёртки лазера был равен времени экспозиции видеокамеры, поэтому на каждом кадре регистрировалась полная форма морской поверхности вдоль всей траектории развёртки. Типичное изображение, получаемое на видеокамере, показано на рис. 2.

Общее описание аппаратуры и методики измерений приведено в предыдущих публикациях (Стерлядкин, Куликовский 2022; Sterlyadkin et al., 2021). Особенностью описываемых измерений являлось то, что частота видеозаписи и развёртки составляла 60 Гц, а длина линии сканирования была протяжённостью около 2 м. Благодаря именно этому факту удалось получить пространственные спектры морского волнения в натуральных условиях. Видеозапись продолжительностью 4 мин позволяла накопить более 14 000 изображений морской поверхности с разрешением 1,07 мм/пиксель.

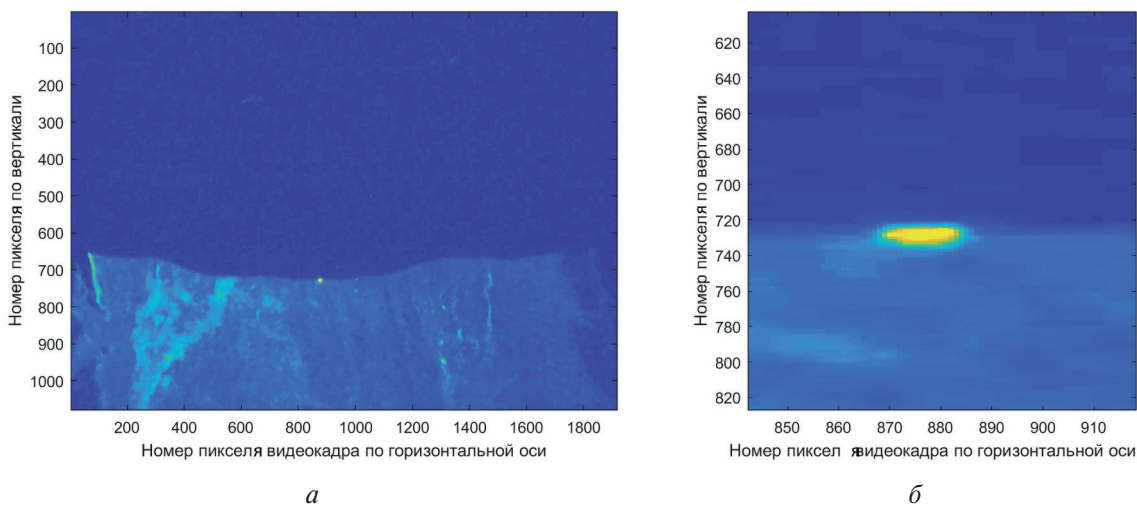


Рис. 2. Один из видеокадров морского волнения (а); блик зеркального отражения в центре кадра (б)

Высокая частота видеосъёмки обеспечила вычисление капиллярных составляющих частотного спектра волнения до максимальной частоты 30 Гц и пространственные частоты до длин волн, равных двум пикселям. Таким образом, минимальная регистрируемая длина волны составляла $\lambda_{\min} = 2,14$ мм, что перекрывает большую часть капиллярного волнения. Однако регистрация пространственных капиллярных колебаний на предельно малых масштабах пока удалась не в полной мере из-за относительно невысокого пространствен-

ного разрешения при регистрации такой длинной развёртки. Амплитуда капиллярных волн обычно меньше миллиметра, а чувствительность по вертикали в проведённых исследованиях не превышала размер пикселя — 1,07 мм. Выполненные измерения предоставили возможность одновременно проводить прямые расчёты и частотных, и одномерных пространственных спектров волнения.

Одним из трудоёмких этапов обработки видеоизображений и получения профилей волнения стало программное удаление случайных выбросов, обусловленных бликами зеркального отражения, в которых вертикально падающий луч отражался в видеокамеру. На *рис. 2б* показан такой блик в увеличенном масштабе. Видно, что появление насыщенного блика искажает границу раздела. Однако эта проблема удалось решить программным способом на основе регистрации повышенной яркости в центре блика. Проблемы создавали и участки пены или загрязнения поверхности. Выходом при обработке таких кадров является то, что засвеченный пенный участок можно сгладить на основе невозмущённых участков поверхности (по пространству) и ближайших кадров без пены (по времени). Калибровка изображения проводилась с помощью миры, которая выдвигалась в кадр на том же расстоянии, что и линия лазерного сканирования. В результате обработки одного видеоряда длительностью около 4 мин мы получаем 14 000 профилей длиной 1700 мм с частотой следования 60 Гц (матрицу высот $\eta(l_i, t_j)$, где $i = 1:1600, j = 1:14\ 000$).

Диаграммы «время – координата»

В результате измерений мы получаем развёртку возвышений свободной поверхности $\eta(l, t)$ по одной из пространственных координат l и по времени t (профилограммы). На *рис. 3* (см. с. 274) показаны примеры таких развёрток, известных в метеорологии как диаграммы Ховмёллера (Hovmöller, 1949).

На диаграмме можно наблюдать два характерных вида периодичности: широкие светлые и тёмные полосы, которые промодулированы узкими полосами. Широкие структуры соответствуют длинным основным энергонесущим волнам и имеют наклон вправо. Это означает движение гребней и впадин от меньших координат к большим (слева направо на *рис. 2*). На данных широких структурах наблюдаются узкие полосы с противоположным наклоном. Очевидно, что это соответствует более коротким волнам, экстремумы которых движутся от больших координат к меньшим (справа налево на *рис. 2*). По наклону гребней или ложбин можно определить направление и фазовую скорость волны вдоль линии лазерного сканирования. Эта фазовая скорость отличается от фазовой скорости V_0 перемещения волны перпендикулярной фронту. Иллюстрацией может служить схема, представленная на *рис. 4* (см. с. 274).

На схеме показана модель перемещения гармонической волны в некотором направлении, заданном вектором фазовой скорости V_0 , который составляет угол φ с линией лазерного зондирования $0-L$ (показана горизонтальным отрезком). Через некоторое время Δt , условно принятое за 1 с, фронт волны сместится на вектор V_0 , а его положение на линии лазерного зондирования, показанное пунктиром, — на $V_L = V_0/\cos(\varphi)$. Это и будет фазовая скорость волны вдоль линии наблюдения $0-L$, которую мы можем измерить. Если за N кадров максимум волны сместится на Δl вдоль линии $0-L$, то фазовая скорость V_L , зарегистрированная вдоль линии зондирования, составит величину:

$$V_L = \frac{\Delta l}{NT}, \quad (1)$$

где T — период повторения кадров, $T = 1/60$ с.

Оценить фазовую скорость длинных энергонесущих волн напрямую из *рис. 3* сложно, поскольку их максимум или минимум искажён коротковолновыми компонентами. Для более точного измерения фазовой скорости различных компонент волнения целесообразно выделить из полного спектра нужную компоненту волнения, провести фильтрацию заданной спектральной составляющей.

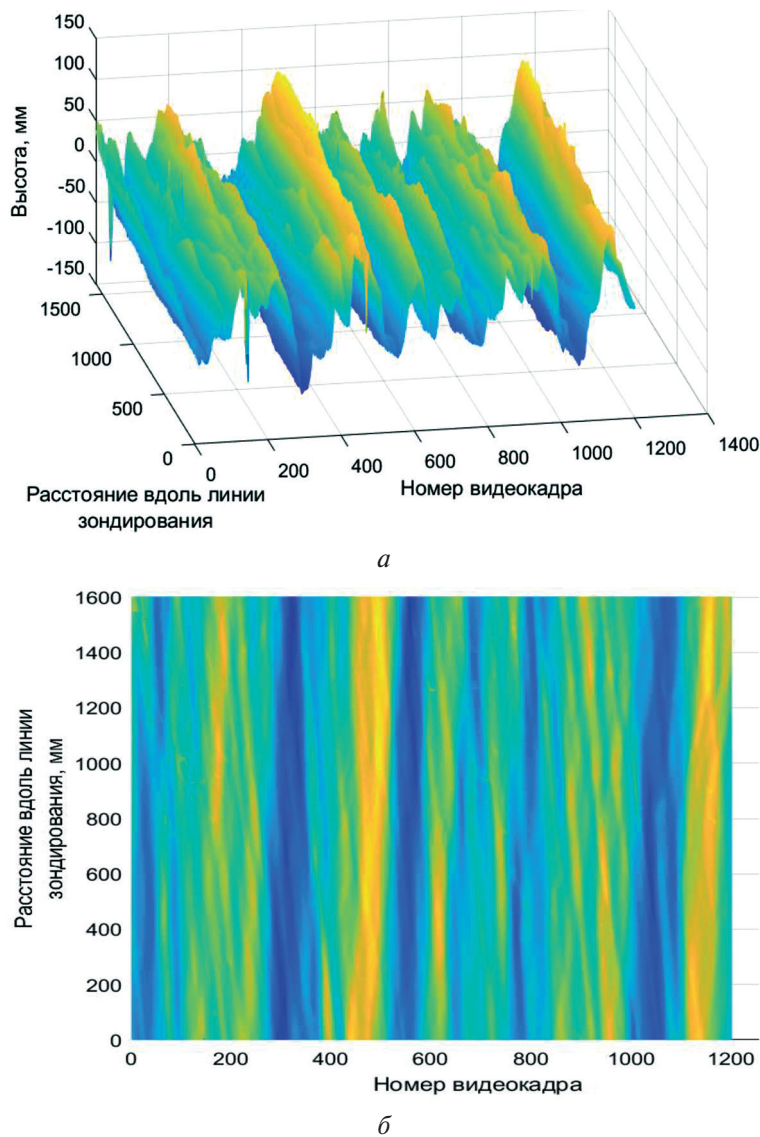


Рис. 3. Профилограмма морской поверхности — изменение профиля во времени (с ростом номера кадров): *a* — вид сбоку; *b* — вид сверху

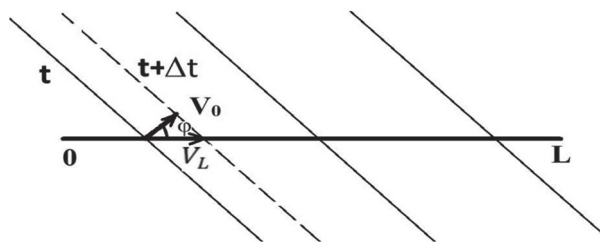


Рис. 4. Схема движения гребней волн вдоль линии лазерного зондирования 0–L

Частотная фильтрация как способ определения фазовой скорости различных компонент волнения

Чтобы выделить заданную составляющую спектра волнения, целесообразно выполнить цифровую фильтрацию. Эту процедуру можно провести следующим образом. Во-первых, для каждой i -й точки профиля $\eta(l_i, t_j)$ с помощью прямого преобразования Фурье вычислить фурье-образ профиля волнения. Если затем применить обратное преобразование Фурье, то

получим исходный профиль $\eta(l, t_j)$. Однако, если провести цифровую фильтрацию, которая заключается в обнулении всех частотных компонент, кроме заданного частотного интервала, а затем применить обратное преобразование Фурье, то удастся получить профили волнения с селекцией только интересующей нас компоненты.

Описанная процедура фильтрации была применена к полученным данным. Первый фильтр выделил низкочастотную компоненту, которая соответствует селекции 7–12 (0,15–0,21 Гц) составляющих спектра. (Этот интервал частот показан пунктирными линиями на *рис. 9б* в левом краю спектра.) Диаграмма «время – координата», полученная в результате низкочастотной фильтрации, представлена на *рис. 5а*.

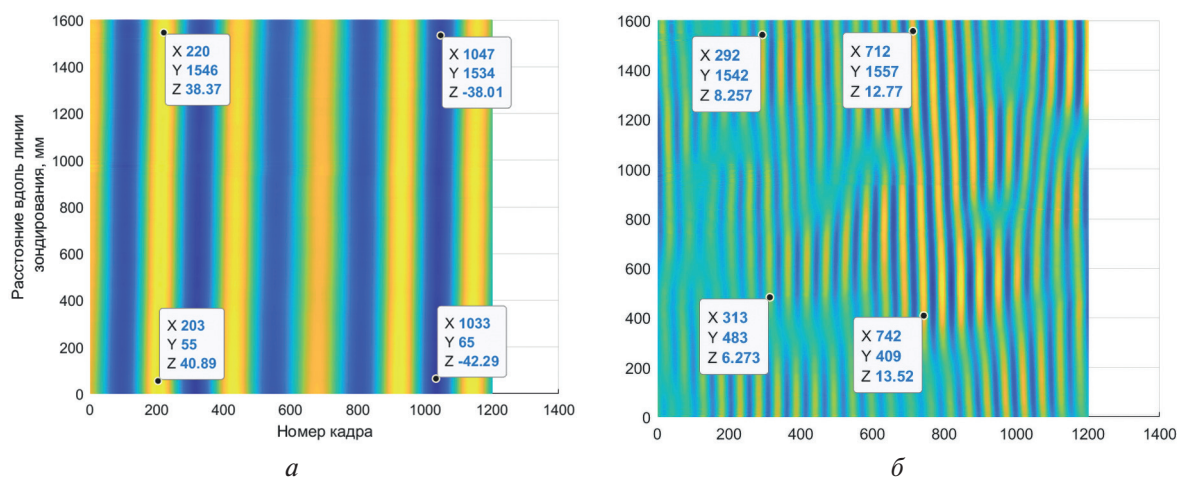


Рис. 5. Профилограммы морского волнения после частотной фильтрации: *а* — низкочастотная фильтрация в интервале 0,15–0,21 Гц; *б* — фильтрация в полосе 1,1–1,3 Гц

Аналогичная процедура цифровой фильтрации, проведённая для более высокой полосы частот 52–60 (1,1–1,3 Гц), даёт профилограмму, показанную на *рис. 5б*. Из *рис. 5* можно более надёжно оценить фазовые скорости вдоль линии зондирования V_L как низкочастотной компоненты волнения, так и более высокочастотной фракции. Наклон полученных волн на *рис. 5а* позволяет по формуле (1) получить фазовую скорость и направление распространения низкочастотных энергонесущих волн вдоль линии лазерного зондирования. По отметкам на *рис. 5а* получаем, что длинные волны распространяются слева направо (от меньших значений l к большим значениям), проходя 1500 мм за четыре кадра. Это соответствует видимой фазовой скорости низкочастотной компоненты под углом к направлению распространения (волны) $V_{L,нч} = 22$ м/с. Учитывая, что фазовая скорость этих волн, рассчитанная по дисперсионному соотношению для отфильтрованной частоты, составляет $V_{0,нч} = 10,0$ м/с, можно с точностью до знака определить направление распространения данных компонент волнения:

$$\varphi_{нч} = \pm \arccos \left(\frac{V_0}{V_{L,нч}} \right) = \pm 63^\circ.$$

Аналогичная методика, применённая к *рис. 5б* (см. с. 276), позволяет найти фазовые скорости и направление распространения высокочастотной фракции волнения с частотой 1,1–1,3 Гц. Из дисперсионного соотношения получаем, что $V_{0,вч} = 1,4$ м/с, а длина волны $\lambda_{вч} = 0,8$ м. Из *рис. 5б* видно, что высокочастотная компонента волнения имеет средний наклон в противоположную сторону. Волны распространяются в противоположном по отношению к длинным волнам направлении, справа налево, от больших значений l к меньшим значениям. Наклон изменяется и во времени (при изменении кадров), и в пространстве (на разных участках линии развёртки). На некоторых участках наклон наиболее выражен. По отметкам на *рис. 5б* можно оценить, что эти волны распространяются, проходя в среднем 1100 мм за 25 кадров. Это соответствует фазовой скорости высокочастотной компоненты

$V_{L,вч} = 2,6$ м/с. Учитывая, что фазовая скорость этих волн $V_{0,вч} = 1,4$ м/с, можно с точностью до знака оценить и направление распространения высокочастотных компонент волнения:

$$\varphi_{вч} = \pm \arccos \left(\frac{V_{0,вч}}{V_{L,вч}} \right) = \pm 57^\circ.$$

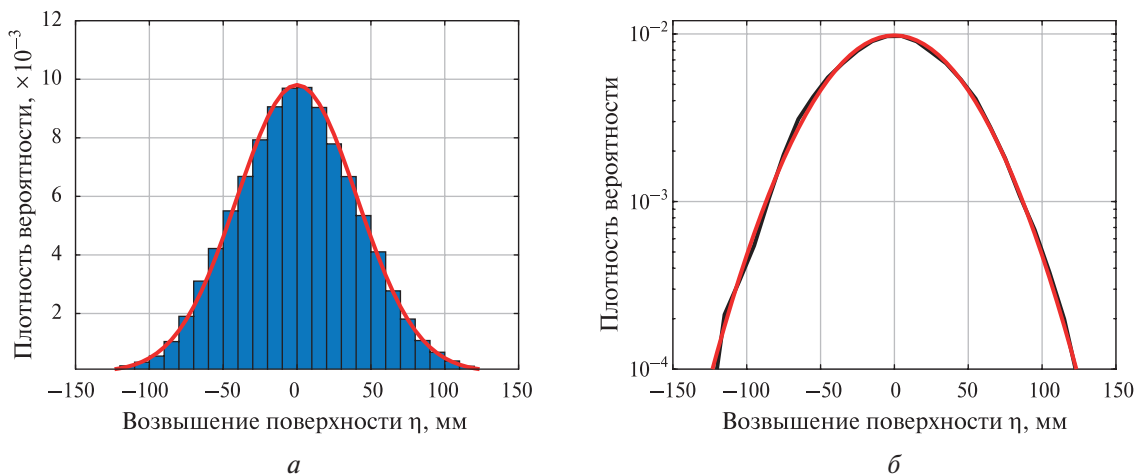


Рис. 6. Проверка гауссовости распределения возвышений поверхности: а — линейный масштаб; б — полулогарифмический масштаб

С учётом того, что данный угол измеряется относительно противоположного направления распространения, получим $\varphi_{вч} = \pm 123^\circ$ относительно направления $0-L$.

Таким образом, спектральная фильтрация волнения даже в случае одномерных измерений профилей вдоль одной линии зондирования позволяет оценить фазовые скорости различных компонент волнения и с точностью до знака определить направление их распространения.

Статистические моменты

Рассмотрим основные статистические характеристики сигнала, позволяющие судить о динамике. Наш метод позволяет работать в широком диапазоне масштабов волн (частот и пространственных периодов) — от коротких гравитационно-капиллярных до довольно длинных гравитационных. Первостепенный вопрос: насколько хорошо сигнал отвечает гипотезе гауссовости. На гипотезе гауссовости волнового поля строится вся теория рассеивания зондирующих сигналов морской поверхностью. Рисунок 6 показывает, что распределение возвышений очень хорошо аппроксимируется гауссовым распределением.

Более детальную картину дают высшие моменты распределений (Запевалов, 2012; Запевалов, Гармашов, 2021). Определяем skewness (коэффициент асимметрии вверх-вниз):

$$S = \frac{\langle \eta^3 \rangle}{\sigma^3},$$

где $\sigma^2 = \langle \eta^2 \rangle$ — дисперсия возвышений η . Эта величина характеризует асимметрию профиля волн вверх-вниз. Для стационарной волны Стокса это положительная величина порядка средней крутизны волны, что отвечает характерной форме с заострёнными вершинами и относительно мелкими впадинами. Асимметрия (коэффициент асимметрии вперёд-назад)

$$A = \frac{\langle \eta_H^3 \rangle}{\sigma^3},$$

где η_H — преобразование Гильберта, характеризует асимметрию профиля вперёд-назад, что может быть связано как с действием ветра (Leukin, 1995), так и с особенностями нелинейной динамики волн на воде (Badulin et al., 1996).

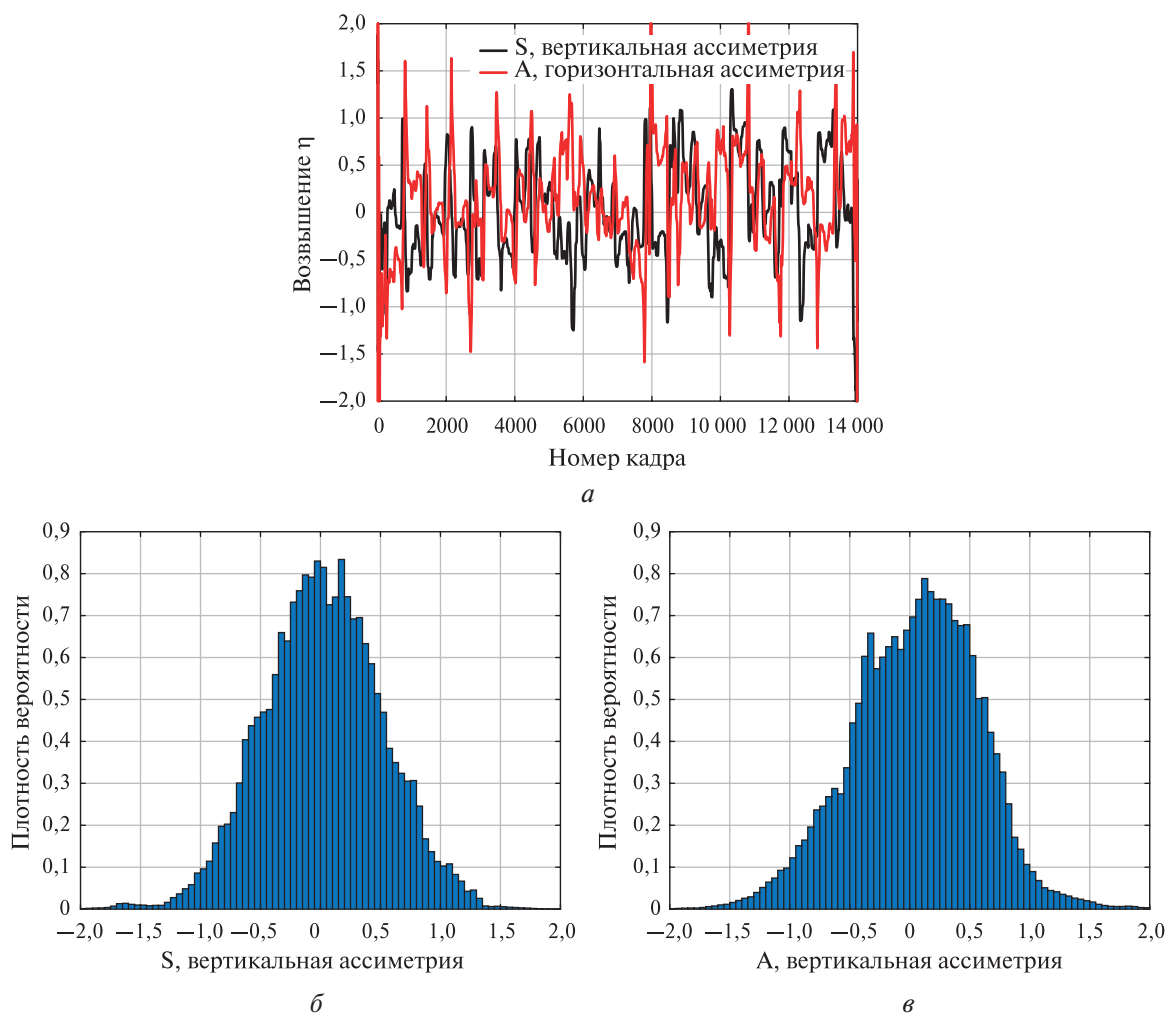


Рис. 7. Асимметрия волновых профилей как функция времени: номера кадра (а); функция плотности распределения вертикальной (верх-низ) (б) и горизонтальной (v) асимметрии профиля волн

На рис. 7 величины S , A показаны вместе. Обращает внимание смещение распределения относительно нуля, что, очевидно, связано с несимметричностью волновых профилей в среднем (вверх-вниз, вперёд-назад). Ещё одна особенность: на большинстве участков A и S имеют противоположные знаки, однако в ряде случаев знаки совпадают (при этом S , A малы по абсолютной величине). Можно предположить, что это связано с изменением ориентации волн относительно направления измерительной системы. Подобие характеристик подтверждается гистограммами их распределения (см. рис. 7б, в).

Волновые спектры

Спектральное описание широко используется в экспериментальных исследованиях волнения (например, (Bondur et al., 2022)) и в моделях оперативного прогноза (Cavaleri et al., 2007). Такое описание может оказаться гораздо менее детальным по сравнению с продемонстрированным выше анализом кинематики волновых пакетов (пространственно-временные диаграммы) и статистических моментов, определяемых фазовыми характеристиками волнового поля. Спектральное описание предполагает медленность изменения волнового поля в пространстве

и времени, что позволяет построить достаточно строгую математическую модель на основе кинетического уравнения (так называемое уравнение Хассельманна (Hasselmann, 1962)).

Следуя исследованию (Banner, 1990), определим частотный спектр $E(\omega)$

$$E(\omega) = |\eta(\omega)|^2$$

через фурье-преобразование

$$E(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(t) \exp(i\omega t) dt$$

вариации свободной поверхности $\eta(t)$ как функции времени

$$\rho(t) = \langle \eta(t)\tau(t+\tau) \rangle.$$

Угловые скобки означают осреднение по сдвигу времени τ .

Аналогично можно определить пространственный спектр $E(\kappa)$ по модулю волнового числа $\kappa = \sqrt{k^2 + l^2}$. Полагая, что для волн выполняется дисперсионное соотношение, можно получить простую связь:

$$E(\omega) = E(\kappa) \frac{\partial \kappa}{\partial \omega}.$$

При этом выполняется очевидное равенство для интегральной энергии:

$$E = \int_0^{\infty} E(\omega) d\omega = \int_0^{\infty} E(\kappa) d\kappa.$$

Частотный $E(\omega)$ и пространственный $E(\kappa)$ спектры широко используются для представления результатов экспериментальных измерений. Более полная информация о волновом поле содержится в направленных спектрах, т.е. спектральной плотности как функции частоты и направления $E(\omega, \theta)$ или компонент волнового вектора $\kappa = (k, l)$:

$$E = \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{\infty} E(\omega, \theta) d\omega d\theta = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(k, l) dk dl.$$

Такие спектры рассчитываются современными моделями прогноза волнового волнения (Cavaleri et al., 2007; Komen et al., 1994) и измеряются некоторыми дистанционными методами (радары синтезированной апертуры, сканирующие системы типа SWIM (англ. Surface Waves Investigation and Monitoring), CFOSAT (англ. China-France Oceanography Satellite) и т.п.) (Мурынин, 2023; Aouf et al., 2021).

Наши измерения позволяют получить частотные спектры $E(\omega)$, рассматривая временные записи в каждой точке пространственной линейки (антенны). Измерительная система в виде линейной решётки даёт интеграл пространственного спектра по направлению, т.е. одномерный пространственный спектр:

$$E(k) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(k, l) dl. \tag{2}$$

Очень часто для двумерного спектра $E(k, l)$ используется предположение о возможности выделения угловой зависимости $D(\kappa, \theta)$:

$$E(k, l) = E(\kappa) D(\kappa, \theta),$$

где для функции углового распределения $D(\kappa, \theta)$ выполняется условие нормировки:

$$\int_{-\pi}^{\pi} D(\kappa, \theta) d\theta = 1. \tag{3}$$

Если угловая зависимость $D(\kappa, \theta)$ известна (существуют примеры эмпирических параметризаций, см. например, (Elfouhaily et al., 1997)), двумерный спектр может быть восстановлен по измеренному одномерному. В наших измерениях существует серьёзная проблема. Измерения охватывают широкий диапазон масштабов, включая гравитационно-капиллярный. Универсальную угловую зависимость $D(\kappa, \theta)$ в такой ситуации вряд ли возможно предложить, а значит, на этом этапе исследований не удастся перейти к направленным спектрам волнения.

Частотные спектры волнения

Если отобразить изменение аппликаты $\eta(l_j, t_j)$ (высоты) границы от координаты l_j , то мы получаем профиль поверхности на j -м кадре. На *рис. 8а* показаны три профиля свободной поверхности через пять кадров, измеренные на стационарной океанографической платформе МГИ РАН в пгт Кацивели 28.06.2023 в 01:21 мск (московское время). На основе формулы (1) по трём профилям на *рис. 8а* (кадры 195, 200, 205) можно оценить фазовую скорость коротких волн вдоль линии лазерного зондирования (эти волны на *рис. 3б* находятся на гребне длинной волны). Действительно, в среднем смещение фронта короткой волны можно оценить в $\Delta l = 200$ мм за $N = 5$ кадров, т. е. $V_L = 2,4$ м/с.

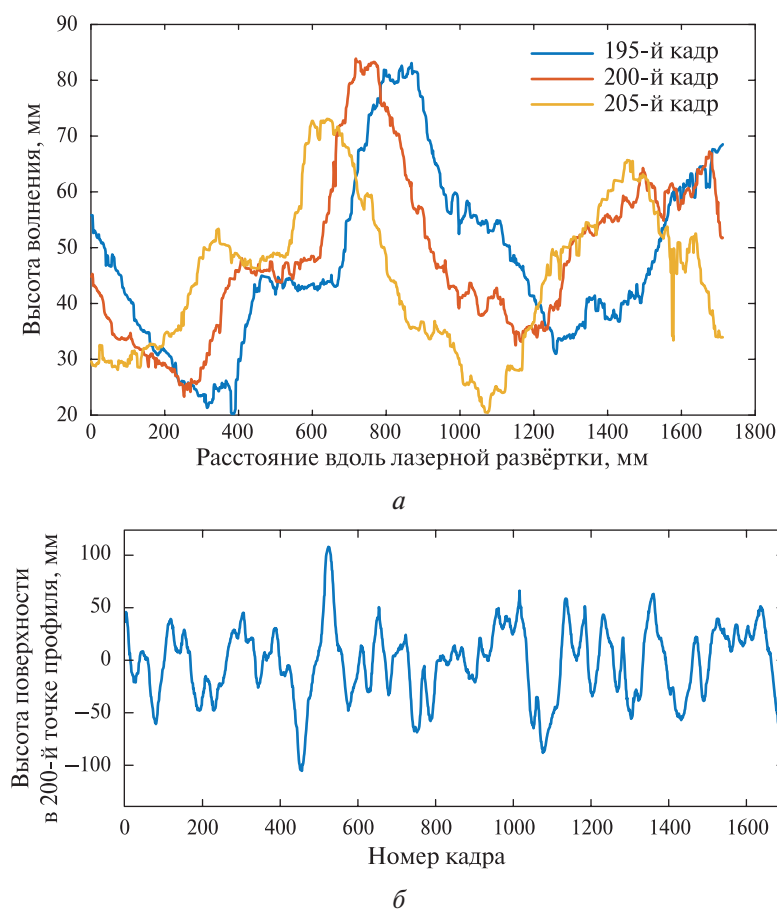


Рис. 8. Анализ последовательности кадров, позволяющий оценить фазовую скорость волн вдоль лазерного луча (*а*); одноточечные измерения высоты волнения во времени с частотой 60 Гц (*б*)

При построении зависимости высоты от номера кадра получим одноточечные измерения высоты волнения во времени с периодом считывания $1/60$ с. На *рис. 8б* представлен участок зависимости длиной 1700 кадров $\eta(l_i, t_j)$ для $i = 200$ -й точки профиля.

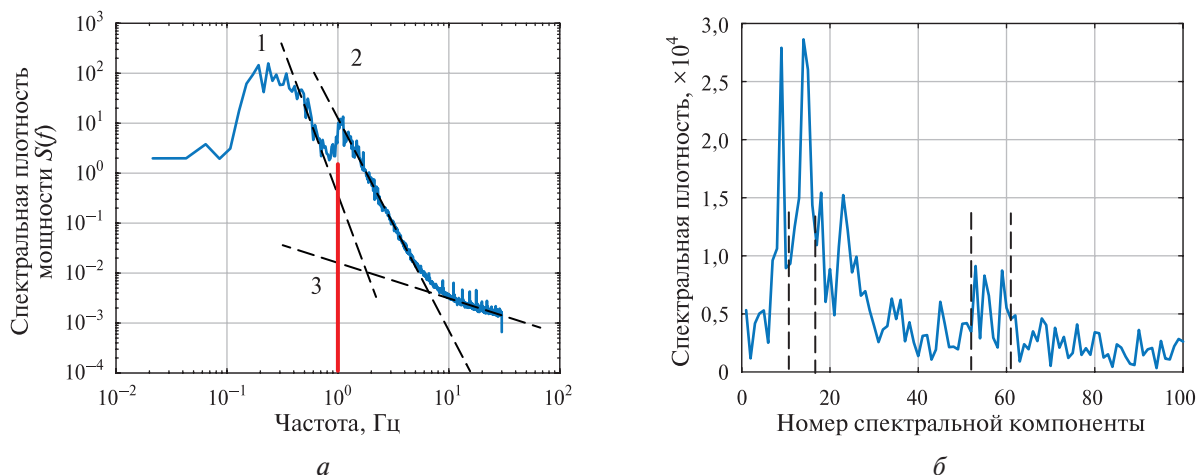


Рис. 9. Одноточечный частотный спектр, усреднённый за 3 мин 57 с по всем 1600 точкам профиля. Измерения от 28.06.23, 01:21 мск: *а* — в логарифмическом масштабе, вертикальной линией отмечена граница, соответствующая длине волны 1,54 м; *б* — спектр в линейном масштабе для выбора интервалов фильтрации. Пунктирные линии отмечают низкочастотный (0,15–0,21 Гц) и более высокочастотный (1,1–1,3 Гц) интервалы цифровой фильтрации спектра

На основе полученных данных можно вычислить частотный спектр волнения путём обработки одноточечных измерений. На рис. 9 показан частотный спектр волнения (результаты фурье-преобразования временных одноточечных измерений), усреднённый по всем 1600 точкам профилей. На рис. 9а спектр представлен в логарифмическом масштабе, а на рис. 9б — в линейном. Спектр получен осреднением по всем временным записям в точках линейки. Красная вертикальная линия на рис. 9а отвечает частоте 1 Гц и длине волны 1,54 м. Это близко к размеру измерительной линейки (1,7 м), т. е. к максимальному пространственному масштабу, который может быть этой линейкой разрешён.

На частотном спектре можно отчётливо различить три участка, имеющих различные степенные спектральные зависимости. Участок, отмеченный на рис. 9а цифрой 1, для диапазона коротких гравитационных волн с длиной более 1,5 м (1 Гц) отвечает зависимости ω^{-5} . Этот участок можно интерпретировать как спектр Филлипса насыщенного ветрового волнения (Phillips, 1958). Участок 2 (1,5 м – 10 см) показывает зависимость ω^{-4} , которая обычно ассоциируется со спектром Колмогорова – Захарова и постоянным потоком энергии по спектру (Захаров, Филоненко, 1966). Необычной является последовательность участков со степенными законами. Обычно насыщенный спектр Филлипса ω^{-5} следует за спектром растущего волнения ω^{-4} (Бадулин, Захаров, 2020). Обнаруженную странную последовательность можно объяснить наличием нескольких волновых систем, причём более коротковолновая оказывается растущей, а длинноволновая — насыщенной.

Третий участок представляет наибольший интерес, поскольку он описывает капиллярную составляющую волнения, которую в натуральных условиях до последнего времени измерять не удавалось.

Наклон на этом участке составляет около $-0,6$. Это значение отличается от теоретических, которые рассчитаны для капиллярных компонент волнения (Захаров, Филоненко, 1967; Pushkarev, Zakharov, 1996). В настоящее время объём обработанных данных невелик, поэтому говорить об отличии эксперимента от теории представляется преждевременным.

Пространственные спектры волнения

Измеряя профиль поверхности воды, наша система потенциально позволяет получить пространственные спектры волнения. Относительно малый размер линейки 1700 мм существенно ограничивает диапазон длин волн, для которых могут быть получены спектральные оценки. Одна линейка сканирующей системы даёт одномерный спектр (2).

В отсутствие углового распределения $D(k, \theta)$ (3) восстановление двумерного пространственного спектра становится неразрешимой задачей. Можно попытаться качественно соотнести измеряемый одномерный пространственный спектр с теоретическими результатами. Следуя анализу размерности, рассмотрим функцию $E(k)/k$, чтобы получить форму двумерного спектра $E(k, l)$. Строго говоря, такое рассуждение справедливо для изотропных распределений, что далеко от нашего случая нескольких анизотропных волновых систем. Результат показан на *рис. 10*.

Зависимость оказывается близкой к закону k^{-4} , т. е. к решению для прямого каскада Колмогорова – Захарова для волн короче полуметра. Проведённая оценка показывает возможные проблемы интерпретации результатов.

Решение всех вышеперечисленных проблем заключается в измерении возвышенностей не по одному, а по двум или более направлениям. Данная экспериментальная задача будет поставлена и реализована в ближайших натуральных экспериментах.

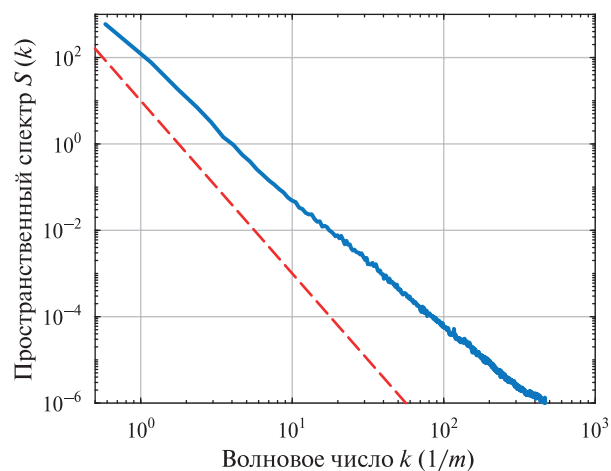


Рис. 10. Пространственный спектр волнения в логарифмическом масштабе. Пунктир — зависимость k^{-4}

Выводы

В работе представлены результаты натуральных измерений профилей морской поверхности, полученных с помощью сканирующего лазерного волнографа вдоль линии сканирования протяжённостью 1700 мм. Отмечается важность регистрации формы поверхности в задачах рассеяния электромагнитного излучения свободной поверхностью раздела. Получены частотные спектры волнения, профилограммы «время – высота», пространственные спектры, включающие капиллярные компоненты волнения. Обсуждается возможность измерения фазовых скоростей различных пространственных компонент волнения, которые можно выделять с помощью частотной фильтрации множества исходных профилей. Отмечается негауссовость распределения возвышений поверхности на основе анализа высших моментов распределений: skewness — коэффициента асимметрии вверх-вниз и коэффициента асимметрии вперёд-назад.

Натурные измерения, обработка видеорядов и расчёт спектров проведены за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 23-17-00189). Расчёты в разделе «Статистические моменты» выполнены в рамках проекта Российского научного фонда № 19-72-30028.

Литература

1. *Бадулин С. И., Захаров В. Е.* Спектр Филлипса и модель диссипации ветрового волнения // Теорет. и мат. физика. 2020. Т. 202. № 3. С. 353–363. DOI: 10.4213/tmf9801.
2. *Запевалов А. С.* Влияние асимметрии и эксцесса распределения возвышений взволнованной морской поверхности на точность альтиметрических измерений ее уровня // Изв. Российской акад. наук. Физика атмосферы и океана. 2012. Т. 48. № 2. С. 224–231. DOI: 0.1134/S0001433812020120.
3. *Запевалов А. С., Гармашов А. В.* Асимметрия и эксцесс поверхностных волн в прибрежной зоне Чёрного моря // Морской гидрофиз. журн. 2021. Т. 37. № 4. С. 447–459. DOI: 10.22449/0233-7584-2021-4-447-459.
4. *Запевалов А. С., Большаков А. Н., Смолов В. Е.* Исследование уклонов морской поверхности с помощью массива волнографических датчиков // Океанология. 2009. Т. 49. № 1. С. 37–44. DOI: 10.1134/S0001437009010044.

5. Захаров В. Е., Филоненко Н. Н. Спектр энергии для стохастических колебаний поверхности жидкости // Докл. Акад. наук СССР. 1966. Т. 170. № 6. С. 1292–1295.
6. Захаров В. Е., Филоненко Н. Н. Слабая турбулентность капиллярных волн // Приклад. механика и техн. физика. 1967. № 5. С. 62–67.
7. Калинин С. А., Лейкин И. А. Измерение уклонов ветровых волн в Каспийском море // Изв. Акад. наук СССР. Физика атмосферы и океана. 1988. Т. 24. № 11. С. 1210–1217.
8. Караев В. Ю., Мешков Е. М. Способ определения угла наклона и высоты волнения водной поверхности относительно ее равновесного состояния. Патент РФ 2448324. Рег. 20.04.2012.
9. Кузьмин А. В., Репина И. А., Садовский И. Н., Селунский А. Б.. Микроволновые радиометрические исследования морской поверхности // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2015. Т. 12. № 5. С. 76–97.
10. Мурынин А. Б. Методы анализа данных дистанционных измерений для исследования объектов земной поверхности и океана: дис. ... д-ра техн. наук. М., 2023.
11. Садовский И. Н., Кузьмин А. В., Поспелов М. Н. и др. Экспериментальные исследования коротковолновой части спектра ветровых волн: Предварительный анализ результатов дистанционных радиометрических измерений // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2016. Т. 13. № 5. С. 55–67. DOI: 10.21046/2070-7401-2016-13-5-55-67.
12. Сазонов Д. С., Кузьмин А. В., Садовский И. Н. Экспериментальные исследования зависимости интенсивности радиотеплового излучения взволнованной морской поверхности от скорости приводного ветра // Исслед. Земли из космоса. 2016. № 1–2. С. 25–34. DOI: 10.7868/S0205961416010127.
13. Стерлядкин В. В. (2021а) Сканирующий оптический волнограф. Патент РФ № 2746186. Рег. 08.04.2021.
14. Стерлядкин В. В. (2021б) Сканирующий лазерный волнограф с регистрацией «мгновенной» формы поверхности. Патент РФ № 2749727. Рег. 16.06.2021.
15. Стерлядкин В. В., Куликовский К. В. Измерение капиллярных волн лазерным волнографом // Russian Technological J. 2022. Т. 10. № 5. С. 100–110. DOI: 10.32362/2500-316X-2022-10-5-100-110.
16. Юровская М. В., Кудрявцев В. Н., Широков А. С., Надоля И. Ю. Натурные измерения спектра поверхностных волн по фотографиям с беспилотного мультикоптера // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2018. Т. 15. № 1. С. 245–257. DOI: 10.21046/2070-7401-2018-15-1-245-257.
17. Aouf L., Hauser D., Chapron B. et al. New directional wave satellite observations: Towards improved wave forecasts and climate description in Southern Ocean // Geophysical Research Letters. 2021. No. 48. Article e2020GL091187. <https://doi.org/10.1029/2020GL091187>.
18. Badulin S. I., Shrira V. I., Kharif C. A model of water wave ‘horse-shoe’ patterns // J. Fluid Mechanics. 1996. V. 318. P. 375–405. DOI: 10.1017/S0022112096007161.
19. Banner M. L. Equilibrium spectra of wind waves // J. Physical Oceanography. 1990. V. 20. P. 966–984.
20. Banner M. L., Jones I. S., Trinder J. Wavenumber spectra of short gravity waves // J. Fluid Mechanics. 1989. V. 198. P. 321–344. <https://doi.org/10.1017/S0022112089000157>.
21. Bondur V., Dulov V., Kozub V. et al. Validation of the Satellite Method for Measuring Spectra of Spatially Inhomogeneous Sea Waves // J. Marine Science and Engineering. 2022. No. 10. Article 1510. <https://doi.org/10.3390/jmse10101510>.
22. Bréon F. M., Henriot N. Spaceborne observations of ocean glint reflectance and modeling of wave slope distributions // J. Geophysical Research. 2006. V. 111. No. 6. Article C06005. DOI: 10.1029/2005JC003343.
23. Cavaleri L., Alves J.-H. G. M., Ardhuin F. et al. Wave modelling — The state of the art, Progress in Oceanography. 2007. V. 75. Iss. 4. P. 603–674. <https://doi.org/10.1016/j.pocan.2007.05.005>.
24. Chen K., Fung A., Amar F. An empirical bispectrum model for sea surface scattering // IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing. 1993. V. 31. Iss. 4. P. 830–835.
25. Cox C., Munk W. Slopes of the sea surface deduced from photographs of sun glitter // J. Optical Society of America. 1954. V. 44. No. 11. P. 838–850.
26. Elfouhaily T., Chapron B., Katsaros K., Vandemark D. A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves // J. Geophysical Research: Oceans. 1997. V. 102(C7). P. 15781–15796. <https://doi.org/10.1029/97JC00467>.
27. Hasselmann K. On the nonlinear energy transfer in a gravity wave. Part 1. General theory // J. Fluid Mechanics. 1962. No. 12. P. 481–500.
28. Hovmöller E. The trough-and-ridge diagram // Tellus. 1949. V. 1. No. 2. P. 62–66. DOI: 10.3402/tellusa.v1i2.8498.
29. Hwang P. A., Wang D. W., Walsh E. J. et al. Airborne measurements of the wave number spectra of ocean surface waves. Part I: Spectral slope and dimensionless spectral coefficient // J. Physical Oceanography. 2000. V. 30. No. 11. p. 2753–2767. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2001\)031<2753:AMOTWS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2001)031<2753:AMOTWS>2.0.CO;2)

30. *Komen G. J., Cavaleri L., Donelan M. et al.* Dynamics and Modelling of Ocean Waves. N.Y.: Cambridge Univ. Press, 1994. 532 p. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511628955>.
31. *Leykin I. A.* Asymmetry of wind waves studied in a laboratory tank // *Nonlinear Processes in Geophysics*. 1995. No. 2. Article 2802289. DOI: 10.5194/npg-2-280-1995.
32. *Phillips O.* The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves // *J. Fluid Mechanics*. 1958. No. 4. P. 426–434.
33. *Pushkarev A. N., Zakharov V. E.* Turbulence of Capillary Waves // *Physical Review Letters*. 1996. V. 76. No. 18. P. 3320–3323. DOI: 10.1103/PhysRevLett.76.3320.
34. *Sterlyadkin V. V., Kulikovskii K. V., Kuzmin A. V. et al.* Scanning laser wave recorder with registration of “instantaneous” sea surface profiles // *J. Atmospheric and Oceanic Technology*. 2021. V. 38. No. 8. P. 1415–1424. <https://doi.org/10.1175/JTECH-D-21-0036.1>.

Field measurements of sea surface shape and one-dimensional spatial wave spectrum

V. V. Sterlyadkin¹, K. V. Kulikovskii¹, S. I. Badulin^{2,3}

¹ *MIREA — Russian Technological University, Moscow 119454, Russia*
E-mail: sterlyadkin@mail.ru

² *Shirshov Institute of Oceanology RAS, Moscow 117997, Russia*
E-mail: badulin.si@octan.ru

³ *Skolkovo Institute of Science and Technology, Moscow 121205, Russia*

The paper presents the results of field measurements of sea surface profiles obtained using a scanning laser wave meter along a scanning line with a length of 1700 mm. The importance of registering the surface shape in problems of scattering of electromagnetic radiation by a free interface is noted. Frequency wave spectra, time-height profiles, and spatial spectra including capillary wave components were obtained. The possibility of measuring the phase velocities of various spatial wave components that can be isolated using frequency filtering of many initial profiles is discussed. The non-Gaussian distribution of surface elevations is noted based on the analysis of the highest moments of the distributions: skewness - the up-down asymmetry coefficient and the forward-backward asymmetry coefficient. The results of calculating the spatial spectrum of the sea surface are presented.

Keywords: sea surface shape, frequency spectrum, spatial spectrum, capillary waves, scanning laser wave meter

Accepted: 08.12.2023

DOI: 10.21046/2070-7401-2024-21-1-270-285

References

1. Badulin S. I., Zakharov V. E., The phillips spectrum and a model of wind-wave dissipation, *Theoretical and Mathematical Physics*, 2020, Vol. 202, No. 3, pp. 309–318, DOI: 10.4213/tmf9801.
2. Zapevalov A. S., Effect of skewness and kurtosis of sea-surface elevations on the accuracy of altimetry surface level measurements, *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, 2012, Vol. 48, No. 2, pp. 200–206, DOI: 10.1134/S0001433812020120.
3. Zapevalov A. S., Garmashov A. V., Skewness and Kurtosis of the Surface Wave in the Coastal Zone of the Black Sea, *Physical Oceanography*, 2021, Vol. 28, No. 4, pp. 414–425, DOI: 10.22449/1573-160X-2021-4-414-425.
4. Zapevalov A. S., Bolshakov A. N., Smolov V. E., Studying the sea surface slopes using an array of wave gauge sensors, *Oceanology*, 2009, Vol. 49, No. 1, pp. 31–38, DOI: 10.1134/S0001437009010044.
5. Zakharov V. E., Filonenko N. N., Energy spectrum for stochastic oscillations of the surface of a fluid, *Soviet Physics Doklady*, 1966, Vol. 170, pp. 1292–1295 (in Russian).

6. Zakharov V. E., Filonenko N. N., Weak turbulence of capillary waves, *J. Applied Mechanics and Technical Physics*, 1967, Vol. 4, pp. 506–515.
7. Kalinin S. A., Leikin I. A., Measuring the slopes of wind waves in the Caspian Sea, *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, 1988, Vol. 24, No. 11, pp. 1210–1217 (in Russian).
8. Karaev V. Yu., Meshkov E. M., *Sposob opredeleniya ugla naklona i vysoty volneniya vodnoi poverkhnosti otositel'no ee ravnovesnogo sostoyaniya* (Method for determining the angle of inclination and height of waves of a water surface relative to its equilibrium state), Patent RU 2448324, Reg. 20.04.2012.
9. Kuzmin A. V., Repina I. A., Sadovsky I. N., Selunsky A. B., Microwave radiometric studies of the sea surface, *Sovremennye problemy distantsionnogo zondirovaniya Zemli iz kosmosa*, 2015, Vol. 12, No. 5, pp. 76–97 (in Russian).
10. Muryin A. B., *Metody analiza dannykh distantsionnykh izmerenii dlya issledovaniya ob'ektov zemnoi poverkhnosti i okeana: Diss. dokt. tekhn. nauk* (Methods for analyzing remote sensing data for studying objects of the earth's surface and ocean, Dr. techn. sci. thesis), Moscow, 2023.
11. Sadovsky I. N., Kuzmin A. V., Pospelov M. N. et al., Experimental studies of the short-wave part of the wind wave spectrum: Preliminary analysis of the results of remote radiometric measurements, *Sovremennye problemy distantsionnogo zondirovaniya Zemli iz kosmosa*, 2016, Vol. 13, No. 5, pp. 55–67 (in Russian), DOI: 10.21046/2070-7401-2016-13-5-55-67.
12. Sazonov D. S., Kuzmin A. V., Sadovsky I. N., Experimental Study of Thermal Radiation, Depending on the Water Surface Wind Speed, *Issledovanie Zemli iz kosmosa*, 2016, No. 1–2, pp. 25–34 (in Russian), DOI: 10.7868/S0205961416010127.
13. Sterlyadkin V. V. (2021a), *Skanirovushchii opticheskii volnograf* (Scanning optical wavegraph), Patent RU 2746186, Reg. 08.04.2021.
14. Sterlyadkin V. V. (2021b), *Skanirovushchii lazernyi volnograf s registratsiei "mgnovnoi" formy poverkhnosti* (Scanning laser wavegraph with registration of the "instantaneous" surface shape), Patent RU 2749727, Reg. 16.06.2021.
15. Sterlyadkin V. V., Kulikovskiy K. V., Measuring capillary waves with a laser wavegraph, *Russian Technological J.*, 2022, Vol. 10, No. 5, pp. 100–110 (in Russian), DOI: 10.32362/2500-316X-2022-10-5-100-110.
16. Yurovskaya M. V., Kudryavtsev V. N., Shirokov A. S., Nadolya I. Yu., Field measurements of the spectrum of surface waves from photographs from an unmanned multicopter, *Sovremennye problemy distantsionnogo zondirovaniya Zemli iz kosmosa*, 2018, Vol. 15, No. 1, pp. 245–257 (in Russian), DOI: 10.21046/2070-7401-2018-15-1-245-257.
17. Aouf L., Hauser D., Chapron B. et al., New directional wave satellite observations: Towards improved wave forecasts and climate description in Southern Ocean, *Geophysical Research Letters*, 2021, Vol. 48, Article e2020GL091187, <https://doi.org/10.1029/2020GL091187>.
18. Badulin S. I., Shrira V. I., Kharif C., A model of water wave 'horse-shoe' patterns, *J. Fluid Mechanics*, 1996, Vol. 318, pp. 375–405, DOI: 10.1017/S0022112096007161.
19. Banner M. L., Equilibrium spectra of wind waves, *J. Physical Oceanography*, 1990, Vol. 20, pp. 966–984.
20. Banner M. L., Jones I. S., Trinder J., Wavenumber spectra of short gravity waves, *J. Fluid Mechanics*, 1989, Vol. 198, pp. 321–344, <https://doi.org/10.1017/S0022112089000157>.
21. Bondur V., Dulov V., Kozub V. et al., Validation of the Satellite Method for Measuring Spectra of Spatially Inhomogeneous Sea Waves, *J. Marine Science and Engineering*, 2022, Vol. 10, Article 1510, <https://doi.org/10.3390/jmse10101510>.
22. Bréon F. M., Henriot N., Spaceborne observations of ocean glint reflectance and modeling of wave slope distributions, *J. Geophysical Research*, 2006, Vol. 111, No. 6, Article C06005, DOI: 10.1029/2005JC003343.
23. Cavaleri L., Alves J.-H. G. M., Ardhuin F. et al., Wave modelling — The state of the art, *Progress in Oceanography*, 2007, Vol. 75, Issue 4, pp. 603–674, <https://doi.org/10.1016/j.pocan.2007.05.005>.
24. Chen K., Fung A., Amar F., An empirical bispectrum model for sea surface scattering, *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing*, 1993, Vol. 31, Issue 4, pp. 830–835.
25. Cox C., Munk W., Slopes of the sea surface deduced from photographs of sun glitter, *J. Optical Society of America*, 1954, Vol. 44, No. 11, pp. 838–850.
26. Elfouhaily T., Chapron B., Katsaros K., Vandemark D., A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves, *J. Geophysical Research: Oceans*, 1997, Vol. 102(C7), pp. 15781–15796, <https://doi.org/10.1029/97JC00467>.
27. Hasselmann K., On the nonlinear energy transfer in a gravity wave. Part 1. General theory, *J. Fluid Mechanics*, 1962, No. 12, pp. 481–500.
28. Hovmöller E., The trough-and-ridge diagram, *Tellus*, 1949, Vol. 1, No. 2, pp. 62–66, DOI: 10.3402/tellusa.v1i2.8498.
29. Hwang P. A., Wang D. W., Walsh E. J. et al., Airborne measurements of the wave number spectra of ocean surface waves. Part I: Spectral slope and dimensionless spectral coefficient, *J. Physical Oceanography*, 2000, Vol. 30, No. 11, pp. 2753–2767, [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2001\)031<2753:AMOTWS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2001)031<2753:AMOTWS>2.0.CO;2).

30. Komen G.J., Cavaleri L., Donelan M. et al., *Dynamics and Modelling of Ocean Waves*, New York: Cambridge Univ. Press, 1994, 532 p., <https://doi.org/10.1017/CBO9780511628955>.
31. Leykin I.A., Asymmetry of wind waves studied in a laboratory tank, *Nonlinear Processes in Geophysics*, 1995, No. 2, pp. 280–289, DOI: 10.5194/npg-2-280-1995.
32. Phillips O., The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves, *J. Fluid Mechanics*, 1958, No. 4, pp. 426–434.
33. Pushkarev A.N., Zakharov V.E., Turbulence of Capillary Waves, *Physical Review Letters*, 1996, Vol. 76, No. 18, pp. 3320–3323, DOI: 10.1103/PhysRevLett.76.3320.
34. Sterlyadkin V.V., Kulikovskii K.V., Kuzmin A.V. et al., Scanning laser wave recorder with registration of “instantaneous” sea surface profiles, *J. Atmospheric and Oceanic Technology*, 2021, Vol. 38, No. 8, pp. 1415–1424, <https://doi.org/10.1175/JTECH-D-21-0036.1>.