

К вопросу о «мгновенном» измерении капиллярных уклонов морской поверхности методом лазерных «юбок»

В. В. Стерлядкин^{1,2}, М. В. Лихачева¹, К. В. Куликовский¹

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

² Институт космических исследований РАН, Москва, 117997, Россия

Метод лазерных «юбок» является новым и заключается в видеорегистрации изображения лазерного луча, падающего сверху вниз на морскую поверхность. При отсутствии капиллярных волн луч изгибается плавно. При интенсивном капиллярном волнении изображение луча имеет форму светового конуса, которая расширяется вниз от точки падения луча на поверхность. Цель работы — исследование связи параметров капиллярных волн с распределением освещённости в изображении лазерного луча. Теоретически показано, что основной вклад в ширину распределения освещённости в изображении лазерного луча вносят уклоны, перпендикулярные оси наблюдения видеокамеры. В отличие от предыдущих работ в данной проводится также учёт уклонов волн вдоль оси наблюдения видеокамеры. Рассчитаны погрешности измерений. Оценить распределение капиллярных уклонов можно почти «мгновенно» даже по одному кадру с выдержкой 0,01 с. Пространственный масштаб усреднения может изменяться от 10×5 см и выше. Приведены примеры натурных измерений в различных метеорологических условиях как при ночном, так и при дневном фоновом освещении. Достоинством метода стала возможность круглосуточных измерений не только полного распределения уклонов, но и распределения уклонов волн различного масштаба, например, только капиллярной фракции или гравитационно-капиллярной части волнения.

Ключевые слова: капиллярные волны, натурные измерения, распределение уклонов, дисперсия уклонов, дистанционные измерения, лазерный метод

Одобрена к печати: 13.11.2025

DOI: 10.21046/2070-7401-2026-23-1-260-271

Введение

При дистанционном зондировании Земли из космоса важным параметром, который используется при решении обратных задач, выступает коэффициент отражения/излучения морской поверхности в пассивных методах зондирования или сечение обратного рассеяния в активных системах. Эти величины зависят от скорости и направления ветра, что позволяет оценивать ветер по измерениям со спутников (Гранков и др., 2022). Однако отражённый или рассеянный сигнал формирует не ветер, а морская поверхность, на которой под действием ветра генерируются волны. Поэтому для построения физической модели формирования отражённых или рассеянных сигналов важно регистрировать не только ветер, но и состояние морской поверхности. Очевидно, что при одинаковой скорости ветра оно может быть совершенно различным. Особенно важное влияние на рассеивающие свойства морской поверхности оказывает коротковолновая часть морского волнения, включая капиллярные волны (Басс и др., 1975; Ермаков и др., 2007; Donelan, Pierson, 1987; Ermakov et al., 2021; Wright, 1966; Yurovsky et al., 2017). Существует множество методов определения параметров гравитационных волн. Но измерение морских капиллярных волн, амплитуда которых составляет десятые доли миллиметра, на фоне метровой высоты гравитационных волн до последнего времени было сложной задачей. Разработаны оптические методы измерения уклонов, в которых излучение распространяется из-под воды и после преломления регистрируется на громоздкий экран, расположенный над поверхностью (Запевалов, 2002; Hughes et al., 1977; Hwang, 1999). Недостатком метода являются трудности работы даже при среднем волнении, влияние экрана и подводной конструкции на состояние поверхности. В последнее время нашей группой были предложены новые методы измерения параметров капиллярных

волн, основанные на регистрации изображения лазерного луча, который, упав на морскую поверхность, рассеивается в воде и регистрируется видеокамерой, расположенной сбоку над поверхностью (Стерлядкин, 2020, 2024; Стерлядкин, Куликовский, 2022; Sterlyadkin et al., 2021). Изображение тонкого луча, распространяющегося в воде прямолинейно, на видеоизображении получается извилистым или очень сложным, поскольку преломляется взволнованной морской поверхностью. Оказалось, что по его форме и распределению интенсивности засветки на видеоизображении можно получить важную информацию о морском волнении, в частности о капиллярных волнах. В исследовании (Стерлядкин и др., 2025) показано, что метод позволяет регистрировать морские капиллярные колебания амплитудой в 30 мкм с расстояния 4–6 м.

Интересной особенностью метода оказался факт, что при интенсивном капиллярном волнении изображение лазерного луча дробится и в виде конуса расширяется вниз от точки падения луча на поверхность. Термин «изображение лазерного луча» мы иногда будем заменять синонимом «лазерная «юбка», который подчёркивает как форму изображения, так и его изменчивость.

По распределению освещённости на видеоизображении можно определять плотность вероятности распределения уклонов на участках морской поверхности размером от 10×5 см и выше. Причём такое распределение можно получать даже по одному видеокадру с выдержкой 0,01 с, т. е. почти мгновенно. Другим достоинством метода следует считать возможность изменения времени накопления кадров изображения, при этом можно регистрировать либо только капиллярные уклоны, либо вовлекать в распределение уклонов всё более длинные волны.

Многие известные методы измерения уклонов имеют ограничения в коротковолновой части волнения и регистрируют уклоны волн, длина которых больше заданного значения. Примером могут служить струнные волнографы или буи, которые не регистрируют уклоны волн, масштаб которых меньше характерной геометрии прибора (Антонов, Садовский, 2007; Запевалов и др., 2009; Longuet-Higgins et al., 1961). Радиолокатор или радиометр с длиной волны λ при квазивертикальном зондировании регистрирует уклоны волн, длина которых в 3–5 раз превышает λ (Караев и др., 2012). Исключением является оптический ближний метод Кокса–Манка и его аналоги, которые регистрируют весь спектр уклонов (Сох, Munk, 1954). Но его применение требует специальных условий освещения. При этом ни один из перечисленных методов не позволяет ограничивать набор уклонов «сверху», т. е. обрезать вклады длинных волн, а оставлять только уклоны коротких волн. Предложенный метод лазерных юбок такую возможность предоставляет.

В предыдущих работах показано, что подавляющее влияние на формирование изображения лазерного луча оказывают уклоны по оси, ортогональной оси видеокамеры. По этой причине уклоны вдоль оси видеокамеры не учитывались, и предполагалось, что они равны нулю. В настоящей работе будет учтён вклад уклонов вдоль оси видеокамеры и проведена оценка погрешности метода при использовании одной видеокамеры или двух ортогонально расположенных камер.

Физические основы метода

В данном разделе мы кратко опишем результаты предыдущих исследований, на которых основан метод лазерных юбок. В работе (Sterlyadkin et al., 2021) проводились измерения мгновенного профиля морской поверхности путём её сканирования сверху тонким лазерным лучом и регистрации границы раздела на видеокамеру, расположенную сбоку от линии сканирования на расстоянии 6–9 м (*рис. 1*, см. с. 262). Для повышения уровня сигнал/шум иногда сканирование проводилось не непрерывно, а с остановками в заданных точках на сторонах прямоугольника (см. *рис. 1б*). Для каждого луча начало координат находится в точке падения луча на морскую поверхность, ось X направлена вдоль поверхности в сторону видеокамеры, а ось Y перпендикулярна оси камеры.

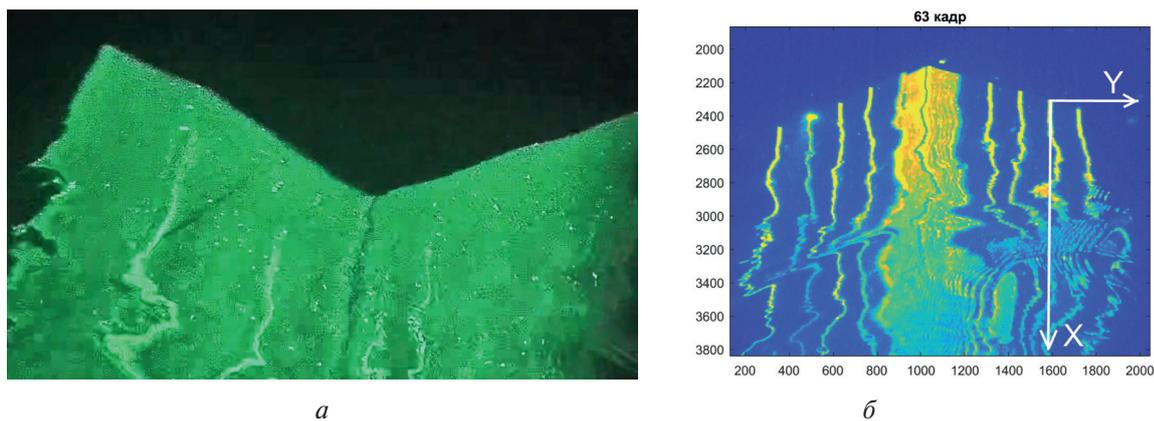


Рис. 1. Видеокадры: а — при непрерывной развёртке по двум ортогональным направлениям; б — при выдержке 1/30 с и сканировании морской поверхности с остановками в заданных точках

Частота кадров видеокамеры составляла 30–90 Гц, что позволяло получать частотные спектры волнения, двумерные распределения уклонов на треугольниках различного масштаба, профили волнения с обновлением на каждом кадре. При анализе видеок кадров было отмечено, что изображение лазерного луча имеет извилистый вид, формирует петли, кольца, решётки. Поскольку размер луча на поверхности составлял 1–2 мм, в морской воде каждый луч распространялся по прямой линии, а искривление его изображения, очевидно, было связано с преломлением на взволнованной морской поверхности. В работе (Стерлядкин, 2024) была сформулирована обратная задача получения информации о форме и уклонах морской поверхности по видеоизображениям лазерных лучей. Показано, что отклонение луча по оси Y от невозмущённого положения в первую очередь связано с уклонами ξ_y по оси Y , которая перпендикулярна оси камеры (см. рис. 1б). Уклоны ξ_x только по оси X видеокамеры смещают изображение светящейся точки по оси X , не вызывая смещения по оси Y . При этом изображение лазерного луча, рассеянного в воде, остаётся прямым и его форма не искажается. В общем случае, при наличии ненулевых уклонов по обеим осям, уклоны по оси X немного изменяют и y -координату светящейся точки. Чем больше уклон морской поверхности ξ_y в точках преломления, тем больше y -отклонение изображения луча от невозмущённого изображения.

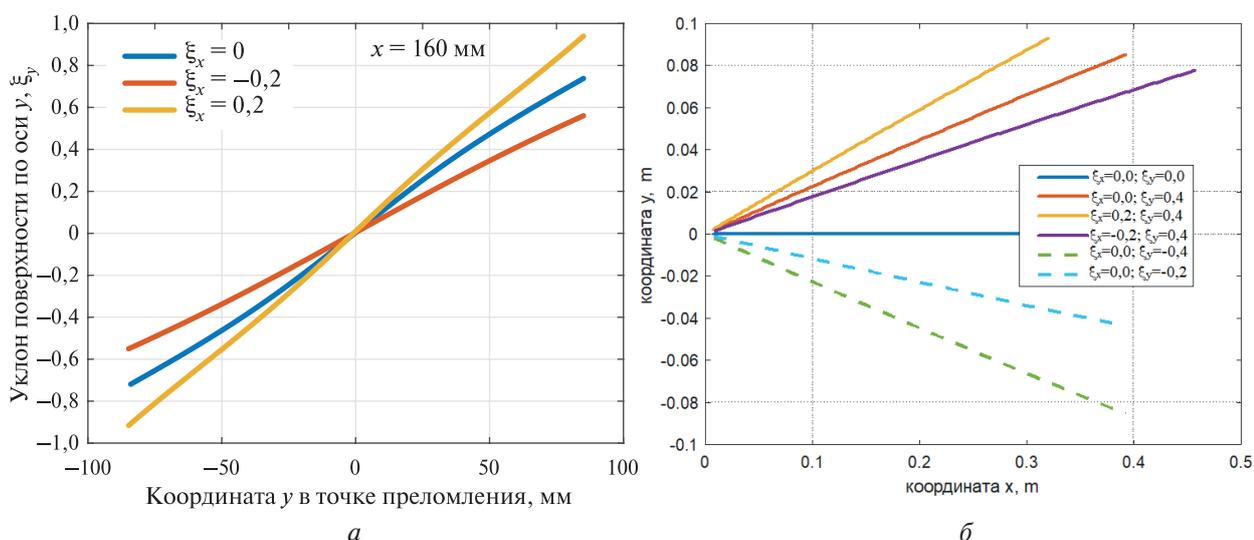


Рис. 2. Зависимость уклона ξ_y морской поверхности в светящейся точке на видеок кадре от координаты y этой точки на поверхности (а); зависимость координаты y светящейся точки от расстояния x при заданном двумерном уклоне (ξ_x, ξ_y) (изолинии) (б)

На *рис. 2а* (см. с. 262) представлена зависимость $\xi_y(x_0, y)$, полученная для разных значений ξ_x , при условии, что светящаяся точка находится на расстоянии $x_0 = 160$ мм от точки падения лазерного луча на поверхность. На *рис. 2б* показаны изолинии равных уклонов на морской поверхности при различных комбинациях уклонов по ортогональным осям. Именно из-за этого свойства распределение освещённости на видеоизображении при однородной волне на поверхности расширяется по мере увеличения координаты x . Описанное свойство означает, что выбор координаты x_0 не является принципиальным, а при использовании другой координаты x_1 зависимость $\xi_y(x_1, y)$, которая используется в соотношении (3), растёт по оси Y в масштабе пропорционально x_1/x_0 .

По графикам на *рис. 2* уже можно оценивать уклоны ξ_y , которые сформировались на видеокадре на *рис. 1*. Однако нас заинтересовала ещё одна возможность. При появлении интенсивной капиллярной ряби изображение лазерного луча не имеет вид кривой линии, а дробится и расширяется вниз. Пример такого видеокадра с тремя лазерными лучами, полученный 29 июня 2025 г. на стационарной океанографической платформе Морского гидрофизического института РАН (МГИ РАН), представлен на *рис. 3а*, а на *рис. 3б* — пример видеоизображения при использовании одного луча.

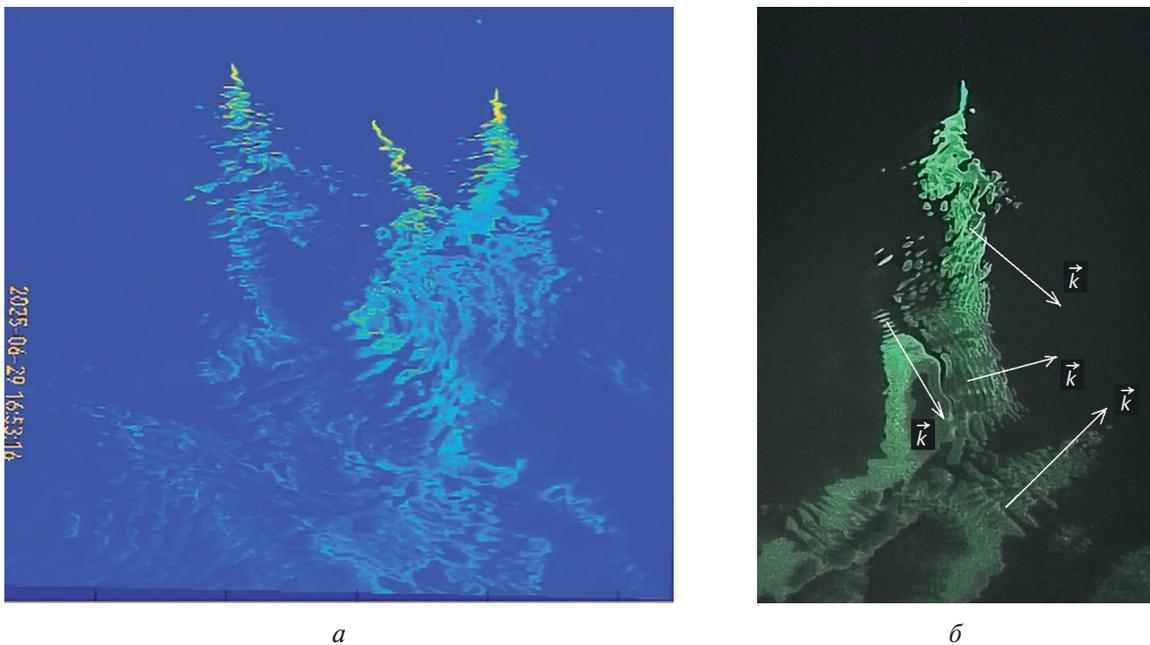


Рис. 3. Изображение трёх лазерных лучей при интенсивном капиллярном волнении (*а*); видеокадр с одним лучом (*б*)

На видеокадрах изображения трёх лазерных лучей или одного луча превратились в лазерные юбки. Интересен тот факт, что по периодическим структурам освещённости на изображении можно рассчитать длину капиллярной волны и направление её распространения, т.е. определить волновой вектор \mathbf{k} на различных участках поверхности (см. *рис. 3б*), а также уклоны поверхности (Стерлядкин и др., 2025). Выдержка на кадрах составляла 0,01 с. Физика появления раздробленного изображения лазерного луча заключается в том факте, что при частоте f капиллярных волн выше 16 Гц за $\tau = 0,01$ с фаза волны успевает измениться не менее чем на $2\pi f\tau > 1$ рад в каждой точке морской поверхности, где присутствует капиллярная волна. При этом во многих участках поверхности возникают такие уклоны, при которых данная точка (x, y) начинает светиться. На некоторых участках уклон не успевает за время выдержки достигнуть условия свечения и поэтому изображение получается неоднородным. На следующем кадре участки свечения смещаются. Если наложить несколько соседних кадров друг на друга, накопив их за интервал времени τ большой, чем период капиллярной

волны $1/f$, то изображение лазерного луча засветится относительно равномерно. Очевидно, что накопление кадров следует проводить со смещением по высоте так, чтобы точка падения луча на поверхность у всех кадров совпадала. Чем больше максимальные уклоны в капиллярной волне, тем шире получается распределение освещённости в изображении лазерного луча. Более длинные гравитационные волны за короткий интервал τ не успевают изменить свой уклон, что приводит к смещению центра освещённости в ту или иную сторону от невозмущённого положения. Примером могут служить изображения на *рис. 4* (верхний ряд), полученные по сумме шести кадров за интервал накопления 0,067 с, которые кроме собственного уширения имеют смещение центра освещённости. Измерения проведены на гидрофизической платформе МГИ РАН в пгт Кацивели 14 августа 2025 г. в 15:52 мск (московское время).

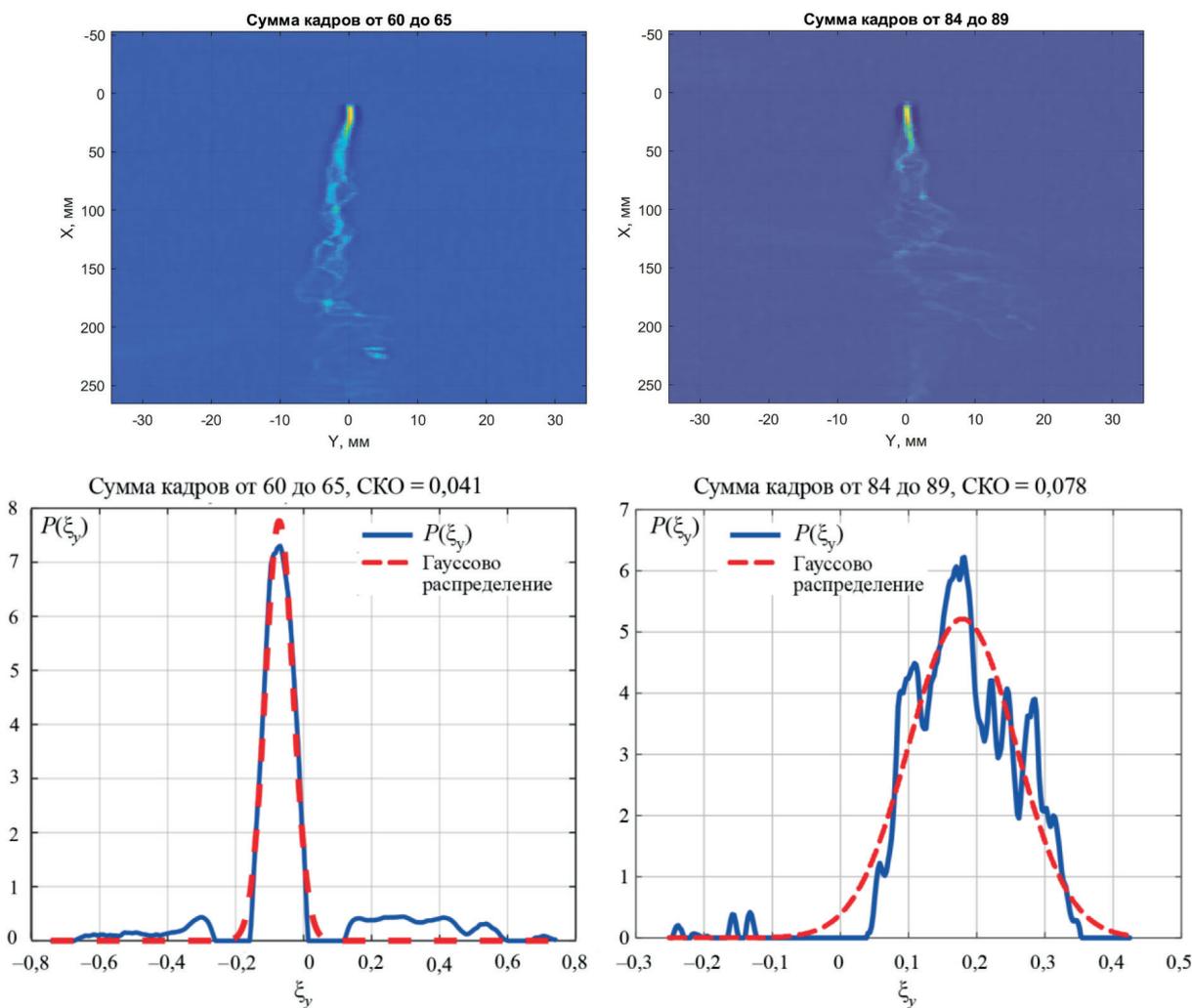


Рис. 4. Изображения лазерных лучей, накопленные за шесть кадров в различные моменты времени (*сверху*). Плотность распределения уклонов, соответствующая верхним изображениям (*снизу*)

В работе Стерлядкин В. В., Куликовский К. В., Лихачева М. В. «Натурные измерения параметров капиллярных волн на морской поверхности» (принята редакцией «Морского гидрофизического журнала» к печати в 2026 г.) показано, что по распределению освещённости $I(x_0, y)$ в сечении $x_0 = \text{const}$ изображения можно определять «мгновенное» распределение уклонов по заданному сечению. Световая энергия, зарегистрированная на участке $(y, y+dy)$ составляет величину $I(x_0, y)dy$. Она тем больше, чем большую долю времени появляются уклоны, которые обеспечивают свечение данного участка, т. е. пропорциональна вероятности $P(\xi_y)dy$ появления соответствующих уклонов.

$$I(x_0, y) dy \sim P(\xi_y) d\xi_y.$$

Отсюда определяем плотность вероятности распределения уклонов:

$$P(\xi_y) = AI(x_0, y) \left(\frac{dy}{d\xi_y} \right), \quad (1)$$

где производная определяется из графика *рис. 2а*, полученного для конкретного значения координаты x_0 , а коэффициент пропорциональности A из условия нормировки полной вероятности уклонов на единицу.

Кроме усреднения уклонов по времени за счёт суммирования соседних кадров, возможно усреднение уклонов не по одной строке изображения, а по пространству всего кадра. Очевидно, что информация об уклонах поверхности содержится не только в одной строке изображения, а во всех строках. График равных уклонов на *рис. 2б* имеет линейный вид. При заданном двумерном уклоне (ξ_x, ξ_y) чем больше координата x светящейся точки на морской поверхности, тем больше координата y смещения этой точки от невозмущённой линии. Именно поэтому изображения лазерного луча имеют клиновидную форму, а среднеквадратичное отклонение (СКО) распределения освещённости растёт с ростом максимальных уклонов морской поверхности. Из линейной связи следует, что все i -е строки изображения $I_i(x_i, y)$ можно привести к одной строке $I(x_0, y)$ с координатой x_0 и сложить, при этом нужно учесть линейное изменение масштаба по оси Y в x_0/x_i раз и снижение интенсивности в x_i/x_0 раз:

$$I_i(x_0, y) = \frac{x_i}{x_0} I_i \left(x_i, \frac{x_0}{x_i} y \right). \quad (2)$$

Поскольку распределение освещённости в изображении лазерного луча зависит от координаты x , то удобно выбрать некоторое фиксированное значение, например $x_0 = 160$ мм, и по формуле (3) приводить все строки изображения к данному значению. При масштабировании по формуле (2) суммарная интенсивность вдоль i -й строки не изменится, что соответствует одинаковой интенсивности свечения лазерного луча (ослаблением при малом интервале изменения строк мы пренебрегаем):

$$I_\Sigma(x_0, y) = \sum_i I_i(x_0, y). \quad (3)$$

В результате сложения строк по формуле (3) мы получим приведённое к строке x_0 , усреднённое по строкам распределение интенсивности $I_\Sigma(x_0, y_0)$, которое уже можно использовать для определения плотности вероятности уклонов по формуле (1). Примеры расчёта плотности распределения уклонов по распределению освещённости в изображении лазерного луча приведены на *рис. 4* в нижнем ряду.

В общем случае смещение изображения луча от вертикали происходит за счёт двух факторов: преломления луча при падении сверху вниз на неровную морскую поверхность и смещения изображения луча при втором преломлении при выходе из поверхности. Оценки показывают, что вклад первого фактора в дисперсию освещённости изображения лазерного луча составляет 10 % от общей дисперсии.

Важное свойство разработанного метода — возможность оценки уклонов волнения не только в ночных условиях, но и в условиях дневной фоновой засветки. Это удаётся реализовать за счёт использования интерференционного фильтра, согласованного с лазерным излучением, а также за счёт применения поляризатора. Угол наблюдения видеокамеры 56° был близок к углу Брюстера для воды, который составляет 53° . Поляризация лазерного излучения и плоскость поляризатора были ориентированы в плоскости, составленной осью видеокамеры и падающим на поверхность лазерным лучом. Поэтому блики яркого неба и облаков, которые отражались от морской поверхности, удавалось снизить за счёт поляризатора в 8–10 раз.

Для полноты обзора предыдущих исследований отметим, что в них при восстановлении функции $P(\xi_y)$ предполагалось, что уклоны по оси X равны нулю, а оценка возникающих

погрешностей не проводилась. В следующем разделе мы оценим погрешности, возникающие из предположения, что $\xi_x = 0$.

Расчёт распределения освещённости в изображении лазерного луча по заданному двумерному распределению уклонов

В данном разделе мы рассмотрим прямую задачу определения распределения освещённости в изображении лазерного луча по известному распределению вероятности уклонов по двум ортогональным осям $P(\xi_x, \xi_y)$. На основе таких расчётов оценим вклад уклонов ξ_x в распределение интенсивности света $I(x, y)$, уточним методику решения обратной задачи и оценим погрешности, возникающие при её решении.

В прямой задаче задаём распределение вероятности уклонов по двум ортогональным осям $P(\xi_x, \xi_y)$ в виде нормального распределения с заданными СКО $\sigma_{\xi_x}, \sigma_{\xi_y}$ уклонов морской поверхности по двум ортогональным осям. Устанавливаем также координату $x_0 = 160$ мм на видеокадре, вдоль которой будет рассчитываться распределение освещённости в изображении лазерного луча. По этим данным вычисляем распределение интенсивности света $I(x, y)$ и СКО этого распределения σ_I .

В результате решения набора прямых задач была вычислена связь σ_I — СКО распределения интенсивности света в изображении лазерного луча — с σ_{ξ_x} и σ_{ξ_y} .

Отметим, что по трём переменным ξ_x, ξ_y, x_0 из двух скалярных законов преломления можно рассчитать два неизвестных параметра преломлённого луча, а именно: координату u на морской поверхности, из которой выходит изображение лазерного луча, и глубину z_c точки лазерного луча, из которой рассеянный свет, преломляясь на морской поверхности, попадает в видеокамеру.

Расчёт интенсивности освещённости в изображении лазерного луча проводился суммированием вкладов в общую интенсивность всех возможных уклонов ξ_x, ξ_y , с учётом их вероятности появления $P(\xi_x, \xi_y)$. На рис. 5 представлено распределение интенсивности засветки в изображении лазерного луча для различных комбинаций $\sigma_{\xi_x}, \sigma_{\xi_y}$.

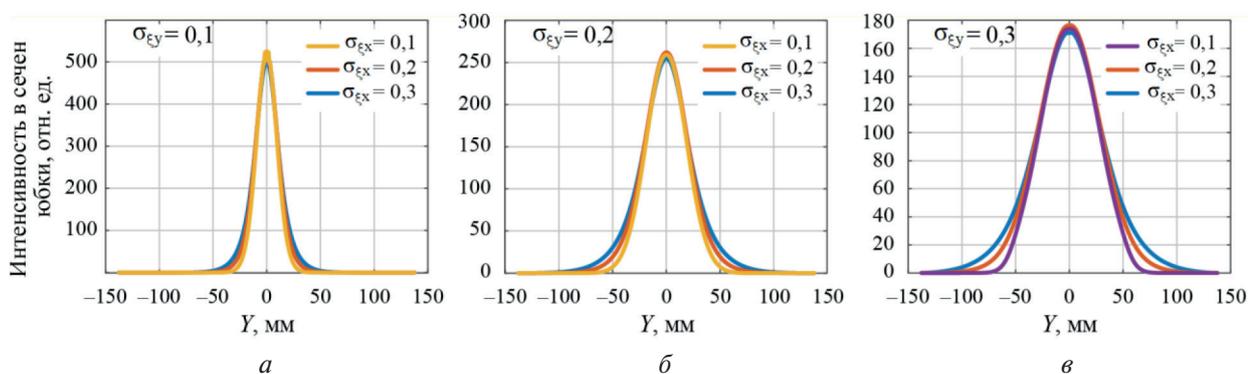


Рис. 5. Распределение интенсивности засветки в изображении лазерного луча на уровне $x_0 = 160$ мм при различной СКО уклонов σ_{ξ_y} (поперёк оси видеокамеры) и σ_{ξ_x} (вдоль оси видеокамеры): а — $\sigma_{\xi_y} = 0,1$; б — $\sigma_{\xi_y} = 0,2$; в — $\sigma_{\xi_y} = 0,3$

На рис. 5а у всех трёх кривых $\sigma_{\xi_y} = 0,1$, а СКО распределения уклонов по оси X изменяется во всём возможном диапазоне: $\sigma_{\xi_x} = 0,1; 0,2; 0,3$. Из графика видно, что СКО распределения интенсивности засветки при этом меняется весьма незначительно, принимая значения $\sigma_I = 9,6; 10,5; 11,5$ мм соответственно. Аналогичные зависимости приведены на рис. 5б для $\sigma_{\xi_y} = 0,2$, а на рис. 5в — для $\sigma_{\xi_y} = 0,3$. Форма полученных зависимостей позволяет сделать вывод о том, что во всём возможном диапазоне уклонов по обеим осям выполняется предположение о слабом влиянии уклонов по оси X на распределение интенсивности засветки в изображении лазерного луча.

Итоговая связь между σ_I и $\sigma_{\xi_x}, \sigma_{\xi_y}$ показана на *рис. 6* в виде двумерной зависимости (см. *рис. 6а*) и её проекции на плоскость $\sigma_{\xi_x} = \text{const}$ (см. *рис. 6б*).

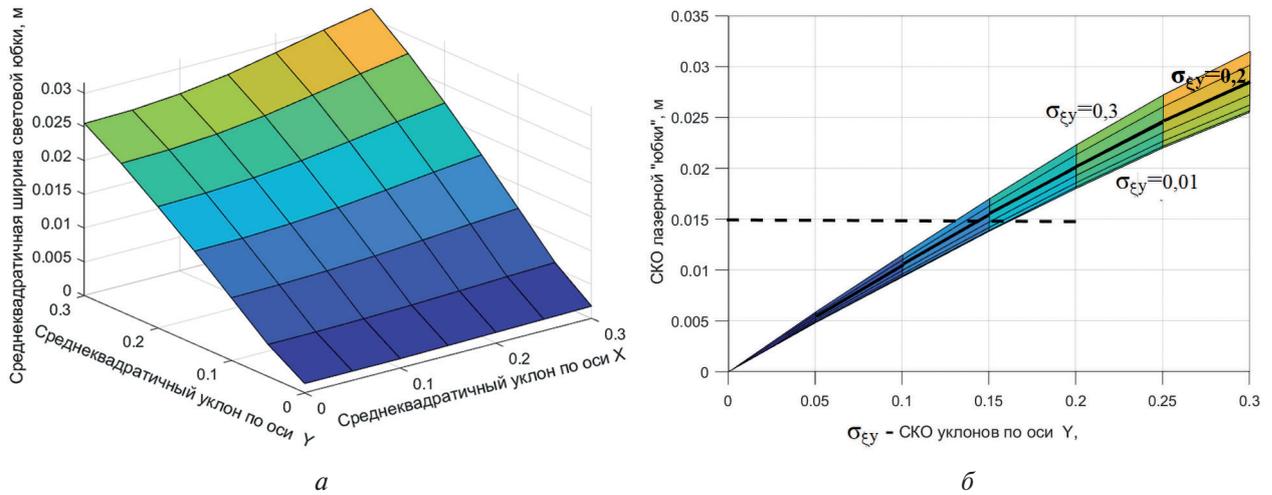


Рис. 6. Зависимость СКО освещённости в изображении лазерного луча σ_I от СКО распределения уклонов $\sigma_{\xi_x}, \sigma_{\xi_y}$: *а* — двумерная зависимость; *б* — её проекция на плоскость $\sigma_{\xi_x} = \text{const}$

Из графика *рис. 6б* следует, что σ_I быстро растёт с ростом σ_{ξ_y} и очень слабо растёт с ростом σ_{ξ_x} . Например, при СКО освещённости в изображении лазерного луча $\sigma_I = 0,015$ м (штриховая линия на рисунке) возможные значения СКО уклонов σ_{ξ_y} находятся в интервале между 0,13 (если $\sigma_{\xi_x} = 0,3$) и 0,17 (если $\sigma_{\xi_x} = 0,01$).

При использовании одной видеокамеры и решении обратной задачи мы, в общем случае, не знаем σ_{ξ_x} — ширину распределения уклонов по оси X . Поэтому наименьшую погрешность можно ожидать, если принять, что σ_{ξ_x} равно средней линии на *рис. 6б*, которая близка к изолинии при $\sigma_{\xi_x} = 0,2$. В этом случае относительная погрешность в определении σ_{ξ_y} составляет 10 % при фактическом значении $\sigma_{\xi_x} = 0,01$ и 11 % при фактическом значении $\sigma_{\xi_x} = 0,3$. На *рис. 6б* жирной линией представлен график зависимости $\sigma_{\xi_y}(\sigma_I)$, которую можно использовать при решении обратной задачи поиска СКО распределения капиллярных уклонов по СКО распределения освещённости в изображении лазерного луча.

Таким образом, на основе анализа прямой задачи показано, что разработанный метод определения СКО уклонов капиллярных волн по изображениям лазерного луча с помощью одной видеокамеры имеет предельную погрешность на уровне 11 %. Следует отметить, что погрешность измерений в 11 % возникает только в случае, если уклоны $\sigma_{\xi_x} = 0,3$, т. е. близки к максимально возможным. Очевидно, что использование двух камер, проводящих измерения в ортогональных направлениях, уменьшит погрешность измерений. Из зависимости $\sigma_I(\sigma_{\xi_x}, \sigma_{\xi_y})$ (см. *рис. 6*) следует, что при погрешности измерения σ_{ξ_x} в 11 % погрешность измерения σ_{ξ_y} не превысит 4 %. Аналогичный вывод относится и к измерению σ_{ξ_x} .

В данном методе появляется интересная возможность оценки вкладов различных волн в общую дисперсию уклонов, поскольку дисперсии суммы распределений, форма которых близка к нормальному закону, просто складываются. Для примера натурных измерений, приведённого на *рис. 4*, мы определили среднюю дисперсию уклонов, формируемую капиллярными волнами $\sigma_{\text{кап}}^2$, путём деления видеоряда (3000 кадров) на отрезки по шесть кадров (время накопления $\tau = 0,067$ с), определения дисперсии для каждого отрезка и усреднения этой величины по всему видеофайлу. Полученное значение составило $\sigma_{\text{кап}}^2 = 0,0017 \pm 0,0002$. Аналогичная процедура, выполненная при делении видеоряда на отрезки по 24 кадра ($\tau = 0,27$ с), дала среднюю дисперсию при сложении 24 кадров $\sigma_{24}^2 = 0,0037 \pm 0,0005$. При сложении всех видеок кадров ($\tau = 33$ с) мы нашли полную дисперсию уклонов морского волнения,

которая составила $\sigma_{\text{полн}}^2 = 0,0047 \pm 0,0007$. На основе этих измерений можно провести следующую оценку. Дисперсия капиллярных волн, имеющих период меньше $T < 0,067$ с (частота $f > 15$ Гц), составляет $\sigma_{\text{кап}}^2 = 0,0017 \pm 0,0002$. Для коротковолнового диапазона с периодом ($0,067 < T < 0,27$ с) дисперсию можно вычислить:

$$\sigma_{24}^2 - \sigma_{\text{кап}}^2 = 0,0020 \pm 0,0003,$$

а вклад длинных волн с периодом $0,27 < T < 33$ с составляет всего $\sigma_{\text{полн}}^2 - \sigma_{24}^2 = 0,0010 \pm 0,0001$.

Возможность разделения вклада волн различных периодов в общую дисперсию уклонов, по-видимому, является особо интересным свойством предложенного метода. Метод лазерных юбок позволит на основе комплексных оптических и радиолокационных измерений экспериментально изучать физику формирования собственного и рассеянного излучения морской поверхности, выделять фракции волнения, которые вносят основной вклад в рассеяние радиоволн.

Выводы

Рассмотрены особенности нового метода измерения уклонов морского волнения по распределению освещённости в изображении лазерного луча. При использовании одной видеокамеры измеряются уклоны по одному направлению, перпендикулярному оси видеокамеры. При использовании двух ортогонально расположенных камер можно измерить уклоны по обоим осям. Подчёркивается возможность мгновенной оценки распределения уклонов за один кадр с выдержкой 0,01 с на участках морской поверхности 10×5 см. Расчёт погрешности метода, которая возникает при использовании одной камеры, показал, что она не превышает 11 %. Использование двух камер снижает погрешность до 4 %.

Достоинство метода — возможность разделения вклада волн различных периодов в полную дисперсию уклонов. Если время усреднения кадров равно τ , то ширина распределения освещённости в изображении лазерного луча и дисперсия уклонов обусловлена волнами, период которых меньше τ . В отличие от известных методов измерений уклонов, метод лазерных юбок позволяет обрезать распределение уклонов не сверху, со стороны высоких частот, а снизу, обрезая вклад низких частот. Выбирая различное время накопления видеокадров, мы получаем возможность разделения вклада различных компонент волнения в общее распределение уклонов. Нам не известны другие методы измерений, которые позволяют проводить такое разделение. Это открывает заманчивые перспективы для детального исследования процессов рассеяния электромагнитных волн на взволнованной морской поверхности. Особенно важной является возможность отдельного измерения только капиллярной фракции морского волнения. Несомненное достоинство метода — проведение измерений в широком диапазоне освещённости — не только в ночное время, но и при дневной засветке.

Данная работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант РФФ № 23-17-00189 «Исследование связи приводного ветра с динамикой развития ветровых волн на морской поверхности и процессами микроволнового радиационного переноса на границе морской поверхности и атмосферы», <https://rscf.ru/project/23-17-00189/>.

В экспериментальных исследованиях использовалась аппаратура Института космических исследований РАН, изготовленная в рамках темы «Мониторинг» (госрегистрация № 122042500031-8).

Литература

1. Антонов В. В., Садовский И. Н. Исследование параметров морского волнения в рамках международного натурального эксперимента CAPMOS05: контактные измерения с использованием пятиструнного волнографа // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2007. Вып. 4. Т. 1. С. 254–261.

2. *Басс Ф. Г., Брауде С. Я., Калмыков А. И. и др.* Методы радиолокационных исследований морского волнения (радиоокеанография) // *Успехи физ. наук.* 1975. Т. 116. С. 741–743. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0116.197508j.0741>.
3. *Гранков А. Г., Мильшин А. А., Новичихин Е. П.* Спутниковая СВЧ-радиометрия тепловых и динамических процессов на поверхности океана и в атмосфере. М.: РАН, 2022. 240 с.
4. *Ермаков С. А., Макаров Е. В., Сергиевская И. А.* Лабораторное исследование радиолокационного рассеяния на гравитационно-капиллярных волнах // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана.* 2007. Т. 43. № 2. С. 272–278.
5. *Запелов А. С.* Статистические характеристики модуля уклонов морской поверхности // *Морской гидрофиз. журн.* 2002. № 1. С. 51–58.
6. *Запелов 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.
7. *Караев В. Ю., Панфилова М. А., Баландина Г. Н., Чу К.* Восстановление дисперсии наклонов крупномасштабных волн по радиолокационным измерениям в СВЧ-диапазоне // *Исслед. Земли из космоса.* 2012. № 4. С. 62–77.
8. *Стерлядкин В. В.* Сканирующий лазерный волнограф с регистрацией «мгновенной» формы поверхности: патент РФ № 2749727. Рег. 16.10.2020.
9. *Стерлядкин В. В.* Задача восстановления профиля морской поверхности по видеоизображению лазерных лучей // *Океанология.* 2024. Т. 64. № 3. С. 396–407. DOI: 10.31857/S0030157424030022.
10. *Стерлядкин В. В., Куликовский К. В.* Измерение капиллярных волн лазерным волнографом // *Российский технолог. журн.* 2022. Т. 10. № 5. С. 100–110. DOI: 10.32362/2500-316X-2022-10-5-100-110.
11. *Стерлядкин В. В., Куликовский К. В., Задерновский А. А.* Измерение капиллярных колебаний морской поверхности // *Океанология.* 2025. Т. 65. № 2. С. 201–211. DOI: 10.31857/S0030157425020018.
12. *Cox C., Munk W.* Measurement of the roughness of the sea surface from photographs of the Sun's glitter // *J. Optical Soc. of America.* 1954. V. 44. Iss. 11. P. 838–850. <https://doi.org/10.1364/JOSA.44.000838>.
13. *Donelan M. A., Pierson W. J., Jr.* Radar scattering and equilibrium ranges in wind-generated waves with application to scatterometry // *J. Geophysical Research: Oceans.* 1987. V. 92. Iss. C5. P. 4971–5029. DOI: 10.1029/JC092iC05p04971.
14. *Ermakov S. A., Sergievskaya I. A., Dobrokhoto V. A., Lazareva T. N.* Wave tank study of steep gravity-capillary waves and their role in Ka-band radar backscatter // *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing.* 2021. V. 60. Article 4202812. 12 p. DOI: 10.1109/TGRS.2021.3086627.
15. *Hughes B. A., Grant H. L., Chappel R. W.* A fast response surface-wave slope meter and measured wind-wave moments // *Deep-Sea Research.* 1977. V. 24. No. 12. P. 1211–1223. DOI: 10.1016/0146-6291(77)90524-0.
16. *Hwang P. A.* Microstructure of ocean surface roughness: A study of spatial measurement and laboratory investigation of modulation analysis // *J. Atmospheric and Oceanic Technology.* 1999. V. 16. Iss. 11. P. 1619–1629. [https://doi.org/10.1175/1520-0426\(1999\)016<1619:MOOSRA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0426(1999)016<1619:MOOSRA>2.0.CO;2).
17. *Longuet-Higgins M. S., Cartwright D. E., Smith N. D.* Observation of the directional spectrum of sea waves using the motions of the floating buoy // *Proc. of Conf. Ocean Wave Spectra.* 1961. P. 111–132.
18. *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. Iss. 8. P. 1415–1424. <https://doi.org/10.1175/JTECH-D-21-0036.1>.
19. *Wright J.* Backscattering from capillary waves with application to sea clutter // *IEEE Trans. on Antennas and Propagation.* 1966. V. 14. Iss. 6. P. 749–754. <https://doi.org/10.1109/tap.1966.1138799>.
20. *Yurovsky Y. Y., Kudryavtsev V. N., Grodsky S. A., Chapron B.* Ka-band dual co-polarized empirical model for the sea surface radar cross section // *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing.* 2017. V. 55. No. 3. P. 1629–1647. DOI: 10.1109/TGRS.2016.2628640.

On the issue of “instantaneous” measurement of capillary slopes of the sea surface using laser “skirts”

V. V. Sterlyadkin^{1,2}, M. V. Likhacheva¹, K. V. Kulikovskiy¹

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

² Space Research Institute RAS, Moscow 117997, Russia

The laser “skirt” method is a new method that involves video recording of a laser beam incident downward on the sea surface. In the absence of capillary waves, the beam image curves smoothly. With intense capillary action, the beam image takes the form of a light skirt that expands downward from the point of beam incidence on the surface. The aim of this study is to investigate the relationship between capillary wave parameters and the irradiance distribution in the laser skirt. It is theoretically shown that the main contribution to the width of the laser skirt intensity distribution comes from slopes perpendicular to the camera observation axis. Unlike previous studies, this one also takes into account wave slopes along the camera observation axis. Measurement errors are calculated. The distribution of capillary slopes can be estimated almost instantly, even from a single frame with a shutter speed of 0.01 s. The spatial averaging scale can vary from 10×5 cm and higher. Examples of *in situ* measurements under various meteorological conditions, both at night and with daytime background lighting, are provided. The advantage of this method is the ability to perform 24-hour measurements of both the full slope distribution and the distribution of wave slopes of different scales, such as only the capillary fraction or the gravity-capillary part of the wave.

Keywords: capillary waves, *in situ* measurements, slope distribution, slope dispersion, remote sensing, laser method

Accepted: 13.11.2025

DOI: 10.21046/2070-7401-2026-23-1-260-271

References

1. Antonov V. V., Sadovsky I. N., Study of sea wave parameters within the framework of the international full-scale experiment CAPMOS05: contact measurements using a five-string wave recorder, *Sovremennyye problemy distantsionnogo zondirovaniya Zemli iz kosmosa*, 2007, Iss. 4, V. 1, pp. 254–261 (in Russian).
2. Bass F. G., Braude S. Ya., Kalmykov A. I. et al., Radar methods for the study of ocean waves (radiooceanography), *Soviet Physics Uspekhi*, 1975, V. 18, No. 8, pp. 641–642, DOI: 10.1070/PU1975v018n08ABEH004920.
3. Grankov A. G., Mil'shin A. A., Novichikhin E. P., *Sputnikovaya SVCH-radiometriya teplovykh i dinamicheskikh protsessov na poverkhnosti okeana i v atmosfere* (Satellite microwave radiometry of thermal and dynamic processes on the ocean surface and in the atmosphere), Moscow: RAN, 2022, 240 p. (in Russian).
4. Ermakov S. A., Makarov E. V., Sergievskaya I. A., Radar scattering on gravity-capillary waves: laboratory investigation, *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, 2007, V. 43, No. 2, pp. 243–249, DOI: 10.1134/S0001433807020119.
5. Zapevalov A. S., Statistical characteristics of the moduli of slopes of the sea surface, *Physical Oceanography*, 2002, V. 12, No. 1, pp. 24–31, DOI: 10.1023/A:1014672614293.
6. Zapevalov A. S., Bol'shakov A. N., Smolov V. E., Studying the sea surface slopes using an array of wave gauge sensors, *Oceanology*, 2009, V. 49, No. 1, pp. 31–38.
7. Karaev V. Yu., Panfilova M. A., Balandina G. N., Chu X., Retrieval of the slope variance by microwave measurements, *Issledovanie Zemli iz Kosmosa*, 2012, No. 4, pp. 62–77 (in Russian).
8. Sterlyadkin V. V., *Skanirovuyushchii lazernyi volnograf s registratsiei “mgnovennoi” formy poverkhnosti* (Scanning laser wavegraph with registration of the “instantaneous” surface shape), Patent RU 2749727, Reg. 16.06.2021.
9. Sterlyadkin V. V., The problem of reconstructing the profile of the sea surface from the video image of laser beams, *Oceanology*, 2024, V. 64, No. 3, pp. 342–352, DOI: 10.1134/S0001437024700024.
10. Sterlyadkin V. V., Kulikovskiy K. V., Measuring capillary waves with a laser wave recorder, *Russian Technological J.*, 2022, V. 10, No. 5, pp. 100–110 (in Russian), DOI: 10.32362/2500-316X-2022-10-5-100-110.

11. Sterlyadkin V. V., Kulikovskiy K. V., Zadernovskiy A. A., Measurement of capillary oscillations of the sea surface, *Oceanology*, 2025, V. 65, No. 2, pp. 177–187, DOI: 10.1134/S0001437024701030.
12. Cox C., Munk W., Measurements of the roughness of the sea surface from photographs of the Sun's glitter, *J. Optical Soc. of America*, 1954, V. 44, Iss. 11, pp. 838–850, <https://doi.org/10.1364/JOSA.44.000838>.
13. Donelan M. A., Pierson W. J., Jr., Radar scattering and equilibrium ranges in wind-generated waves with application to scatterometry, *J. Geophysical Research: Oceans*, 1987, V. 92, Iss. C5, pp. 4971–5029, DOI: 10.1029/JC092iC05p04971.
14. Ermakov S. A., Sergievskaya I. A., Dobrokhotov V. A., Lazareva T. N., Wave tank study of steep gravity-capillary waves and their role in Ka-band radar backscatter, *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, 2021, V. 60, Article 4202812, 12 p., DOI: 10.1109/TGRS.2021.3086627.
15. Hughes B. A., Grant H. L., Chappell R. W., A fast response surface-wave slope meter and measured wind-wave components, *Deep-Sea Research*, 1977, V. 24, No. 12, pp. 1211–1223, DOI: 10.1016/0146-6291(77)90524-0.
16. Hwang P. A., Microstructure of ocean surface roughness: A study of spatial measurement and laboratory investigation of modulation analysis, *J. Atmospheric and Oceanic Technology*, 1999, V. 16, Iss. 11, pp. 1619–1629, [https://doi.org/10.1175/1520-0426\(1999\)016<1619:MOOSRA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0426(1999)016<1619:MOOSRA>2.0.CO;2).
17. Longuet-Higgins M. S., Cartwright D. E., Smith N. D., Observation of the directional spectrum of sea waves using the motions of the floating buoy, *Proc. of Conf. Ocean Wave Spectra*, 1961, pp. 111–132.
18. Sterlyadkin V. V., Kulikovskiy K. V., Kuzmin A. V. et al., Scanning laser wave recorder with registration of “Instantaneous” sea surface profiles, *Atmospheric and Oceanic Technology*, 2021, V. 38, No. 8, pp. 1415–1424, <https://doi.org/10.1175/JTECH-D-21-0036.1>.
19. Wright J., Backscattering from capillary waves with application to sea clutter, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 1966, V. 14, Iss. 6, pp. 749–754, <https://doi.org/10.1109/tap.1966.1138799>.
20. Yurovskiy Y. Y., Kudryavtsev V. N., Grodskiy S. A., Chapron B., Ka-band dual co-polarized empirical model for the sea surface radar cross section, *IEEE Trans. on Geoscience and Remote Sensing*, 2017, V. 55, No. 3, pp. 1629–1647, DOI: 10.1109/TGRS.2016.2628640.