

# Методика дистанционного определения характеристик ветрового волнения: 1. Расчет радиоярких контрастов взволнованной водной поверхности

И.Н. Садовский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН  
117997, Москва, ул. Профсоюзная, 84/32  
E-mail: [ilya\\_sadovsky@iki.rssi.ru](mailto:ilya_sadovsky@iki.rssi.ru)

<sup>2</sup>Владимирский Государственный Университет  
600026, Владимир, ул. Горького, 87  
E-mail: [ilya\\_nik\\_sad@mail.ru](mailto:ilya_nik_sad@mail.ru)

Серия работ «Методика дистанционного определения характеристик ветрового волнения» посвящена вопросу создания методики нелинейной радиотепловой резонансной спектроскопии (НРРС). НРРС разрабатывается с целью дистанционного определения характеристик спектра гравитационно-капиллярных волн (ГКВ) на основе данных угловых радиополяриметрических измерений. В работах данной серии изложены теоретические основы используемого метода (предложенного Ю.Г.Трохимовским в 1997), особенности его программной и аппаратной реализации, представлен алгоритм проведения радиополяриметрических измерений, результаты апробации методики в рамках международного натурального эксперимента «CAPMOS'05», сравнения полученных результатов как с существующими моделями ветрового волнения, так и с данными контактных измерений, выполненных посредством струнного волнографа.

В настоящей работе представлена методика расчета радиоярких контрастов взволнованной водной поверхности. Расчет вклада длинноволновых и коротковолновых компонент волнения выполняется отдельно, по методу Кирхгофа в приближении геометрической оптики и в соответствии с теорией «критических явлений» в приближении метода малых возмущений, соответственно. Показано, что в данной постановке вклад длинноволновых компонент волнения является функцией дисперсии их уклонов, а коротковолновые компоненты могут быть рассчитаны по известному пространственному спектру возвышений морской поверхности. Анализ данных модельных расчетов показал, что рассмотренные в работе модели ветрового волнения, в равной степени могут быть использованы для определения величины приращения яркостной температуры взволнованной морской поверхности. Расхождения в оценке величины радиоярких контрастов измеренных экспериментально и рассчитанных в соответствии с моделями ветрового волнения, являются следствием отличия реальных условий волнообразования (имеющих место в ходе натурального эксперимента) от модельных (закладываемых в модели значений разгона и т.п.).

## Пространственные характеристики ветрового волнения

Для полной характеристики квазистационарного волнения необходимо знать бесконечномерный закон распределения аппликат волновой поверхности, однако для практических целей обычно используются более простые вероятностные характеристики, описывающие квазистационарное волнение лишь приближенно. К таким характеристикам относятся двумерный спектр возвышений морской поверхности и функции распределения элементов волн.

В работе [1] показано, что в предположении гауссовости волнового процесса, статистические характеристики волновых аппликат достаточно полно описываются функцией спектральной плотности  $S(\vec{K})$  (пространственный спектр волн), аргументами которой являются в декартовой системе координат проекции  $K_x$  и  $K_y$  волнового числа  $\vec{K}$  на оси  $Ox$  и  $Oy$ , а в полярных координатах – волновое число  $K$  как радиус-вектор и полярный угол  $\varphi = \arctg K_x/K_y$ .

Функция спектральной плоскости  $S(\vec{K})$  нормируется согласно выражению:

$$\sigma_\zeta^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S(K_x, K_y) dK_x dK_y = \int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} S(K, \varphi) K dK d\varphi = \int_0^{\infty} S(K) dK,$$

где  $\sigma^2$  - дисперсия возвышений морской поверхности,  $S(K_x, K_y)$  и  $S(K, \varphi)$  пространственный спектр в декартовых и полярных координатах, соответственно. Как следует из представленного выше соотношения, ненаправленный спектр  $S(K)$  равен:

$$S(K) = \int_{-\pi}^{\pi} S(K, \theta) K d\varphi, \text{ или, как это сделано в [2]: } S(K, \varphi) = \frac{1}{K} S(K) \Phi(K, \varphi),$$

где  $\Phi(K, \varphi)$  - угловая функция распределения, удовлетворяющая условию нормировки:

$$\int_{-\pi}^{\pi} \Phi(k, \varphi) d\varphi = 1.$$

Знание пространственного спектра  $S(\vec{K})$  во всем диапазоне волновых гармоник позволяет осуществлять переход к другим часто используемым характеристикам волнового процесса. К ним относятся: пространственный спектр уклонов, пространственный и ненаправленный спектры кризисы, а также дисперсия уклонов волновой поверхности.

Для практических расчетов допустимо (с определенной степенью точности) использование в качестве аппроксимации для распределения уклонов нормального закона:

$$P(\eta_x, \eta_y) = \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left(-\frac{\eta_x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{\eta_y^2}{2\sigma_y^2}\right),$$

Где  $\eta_x \equiv \frac{\partial \zeta}{\partial x}$ ,  $\eta_y \equiv \frac{\partial \zeta}{\partial y}$  - уклоны волновой поверхности,  $\sigma_x^2$  и  $\sigma_y^2$  - дисперсии уклонов вдоль

и поперек направления распространения волнения. В подобном представлении, величина дисперсии уклонов полностью определяет распределение уклонов волновых аппликат и может быть найдена по известному спектру возвышений:

$$\begin{aligned} \sigma_{\eta_x}^2 &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} K_x^2 S(K_x, K_y) dK_x dK_y = \int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} K^2 \cos^2(\varphi) S(K, \varphi) K dK d\varphi \\ \sigma_{\eta_y}^2 &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} K_y^2 S(K_x, K_y) dK_x dK_y = \int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} K^2 \sin^2(\varphi) S(K, \varphi) K dK d\varphi \\ \sigma_{\eta}^2 &= \sigma_{\eta_x}^2 + \sigma_{\eta_y}^2, \end{aligned}$$

где  $\sigma_{\eta}^2$  - полная дисперсия уклонов. Изменение верхнего предела интегрирования по  $K$  приведет к изменению величины дисперсии ( $\sigma_{\eta}^2(K)$ ) и будет соответствовать распределению всех волновых компонент длиннее указанного в пределе значения. Таким образом, можно разделить вклад длинноволновых и коротковолновых компонент в итоговое распределение уклонов морской поверхности.

## Методика расчета радиоярких контрастов взволнованной водной поверхности

При вычислении радиоярких контрастов  $\Delta T_A(\theta, \varphi)$ , определяемых как разность радиояркой температуры взволнованной и гладкой водной поверхности при фиксированных значениях температуры, солености и состояния атмосферы, использовалась двухмасштабная модель взволнованной водной поверхности. Возможность выбора такого приближения подтверждают результаты многочисленных теоретических и экспериментальных работ, например [3]. При этом значение итогового значения радиояркого контраста может быть определено путем суммирования вклада длинноволновых и коротковолновых компонент волнения:  $\Delta T_A = \Delta T_{A\_ДЛ} + \Delta T_{A\_КОР}$ .

Очевидно, что в рамках данного приближения необходимым является выбор граничного волнового числа  $K_{дл}$  (частоты, длины поверхностной гармоники  $\Lambda$ ), разделяющего весь диапазон волновых компонент на длинноволновую и коротковолновую области. Применительно к радиометрическим исследованиям, хорошим приближением является условие  $K_{дл} = 0,05k$  ( $k = 2\pi/\lambda$  волновое число, соответствующее рабочей длине волны радиометра), полученное в работе [4].

#### *Учет длинных волн*

Для длинных волн хорошим приближением является усреднение радиояркостной температуры собственного излучения элементарных площадок (расположенных под углами  $\eta_x$  и  $\eta_y$  относительно направления визирования) и переотраженного от них излучения атмосферы по функции распределения вероятностей уклонов. Как для вертикальной, так и для горизонтальной поляризации, можно записать:

$$\Delta T_{я\_дл}(\theta) = \iint P_{\theta}(\eta_x, \eta_y) \cdot \left( T_B (1 - |R|^2) + |R|^2 \cdot T_{II}(\theta, \theta_L) \right) d\eta_x d\eta_y - T_{я\_гл}(\theta),$$

где  $\eta_x$  и  $\eta_y$  - уклоны крупных волн;  $P_{\theta}(\eta_x, \eta_y)$  - функция распределения вероятностей уклонов при наблюдении под углом  $\theta$ ,  $T_B$  - физическая температура поверхности воды;  $R = R(\theta_L)$  - локальный коэффициент Френеля;  $T_{II}$  - яркостная температура излучения подсвета, которая равна яркостной температуре атмосферы  $T_{я\_атм}$  или излучению поверхности в зависимости от угла наблюдения и локальных уклонов  $\eta_x$  и  $\eta_y$ ;  $\theta_L$  - локальный угол падения.

Следует особо отметить, что: во-первых, отсутствие азимутальной зависимости величины  $\Delta T_{я\_дл}(\theta)$  является следствием приближения о нормальном распределении уклонов волновой поверхности с нулевым средним значением. В общем случае, данное утверждение не является верным. Однако, рассмотрение в данном цикле работ зависимостей  $\Delta T_{я\_дл}(\theta)$  усредненных по азимутальному углу, позволяет минимизировать ошибку, вызванную его использованием. Во-вторых, в такой постановке единственным параметром, определяющим вариации  $\Delta T_{я\_дл}(\theta)$ , оказывается величина  $\sigma_{\eta}^2(K_{дл})$ .

#### *Учет коротких волн*

Мелкомасштабные компоненты волнения ( $K > K_{дл}$ ) требуют принципиально иного рассмотрения из-за возникновения дифракционных эффектов при  $K \approx k$  и, как следствие, резонансного возрастания излучения. Подробное описание данного эффекта (теория «критических явлений») может быть найдено в [5]. В рамках данной теории, приращение яркостной температуры, вызванное присутствием на поверхности элементарной волны, характеризуемой амплитудой  $a$  и волновым числом  $K = 2\pi/\Lambda$  (рис.1), будет определяться выражением:

$$\Delta T_{я}(\theta, \varphi) \sim T_B * (ak)^2 \delta(K/k, \theta, \varphi),$$

где  $T_B$  - температура водной поверхности,  $k$  - волновое число, соответствующее длине волны принимаемого излучения,  $\delta(K/k, \theta, \varphi)$  - приращение коэффициента поглощения за счет присутствия на гладкой поверхности данной элементарной волны,  $\varphi$  - угол между плоскостью визирования и направлением распространения волны.

Основываясь на результатах работы [6], контраст совокупности элементарных волн, распространяющихся в одном направлении, может быть вычислен путем их суммирования:

$$\Delta T_{я}(\theta, \varphi) = \sum_i T_B * (a_i k)^2 \delta(K_i/k, \theta, \varphi), \text{ для всех } K_i \geq K_{дл}.$$

Как уже было продемонстрировано ранее, геометрия реальной водной поверхности образуется наложением элементарных волн с различными амплитудами и распространяющихся в произвольных направлениях. Этот процесс, в приближении локальной квазистационарности ветрового

волнения, полностью описывается пространственным спектром возвышений  $S(K, \varphi)$ . Тогда, для направления визирования, характеризуемого углами  $\theta$  и  $\varphi_{\text{зонд}}$ , можно записать:

$$\Delta T_{\text{Я}}(\theta, \varphi_{\text{зонд}}) = \int_{K_{\text{дн}}}^{\infty} \int_0^{2\pi} T_B k^2 2S(K, \varphi) \delta\left(\frac{K}{k}, \theta, \varphi_{\text{зонд}} - \varphi\right) K dK d\varphi,$$

угол  $\varphi$  отсчитывается от генерального направления распространения волн (в общем случае – направления вектора скорости приповерхностного ветра).

Переход к усредненным по азимуту значениям яркостных контрастов, обусловленных коротковолновыми компонентами волнения, приводит к значительному упрощению представленного ранее выражения:

$$\Delta T_{\text{Я}}(\theta) = \int_{K_{\text{дн}}}^{\infty} \int_0^{2\pi} T_B k^2 2S'(K) \delta\left(\frac{K}{k}, \theta, \varphi\right) K dK d\varphi,$$

где  $S'(K) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} S(K, \varphi) d\varphi = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{S(K)}{K} \Phi(K, \varphi) d\varphi = \frac{S(K)}{2\pi K}$  - спектр возвышений, усредненный

по всем азимутальным направлениям. Внешний вид функций  $S(K)$ ,  $S'(K)$ ,  $B(K)$  и  $B'(K)$ , используемых в настоящей работе, представлен на рис. 1.

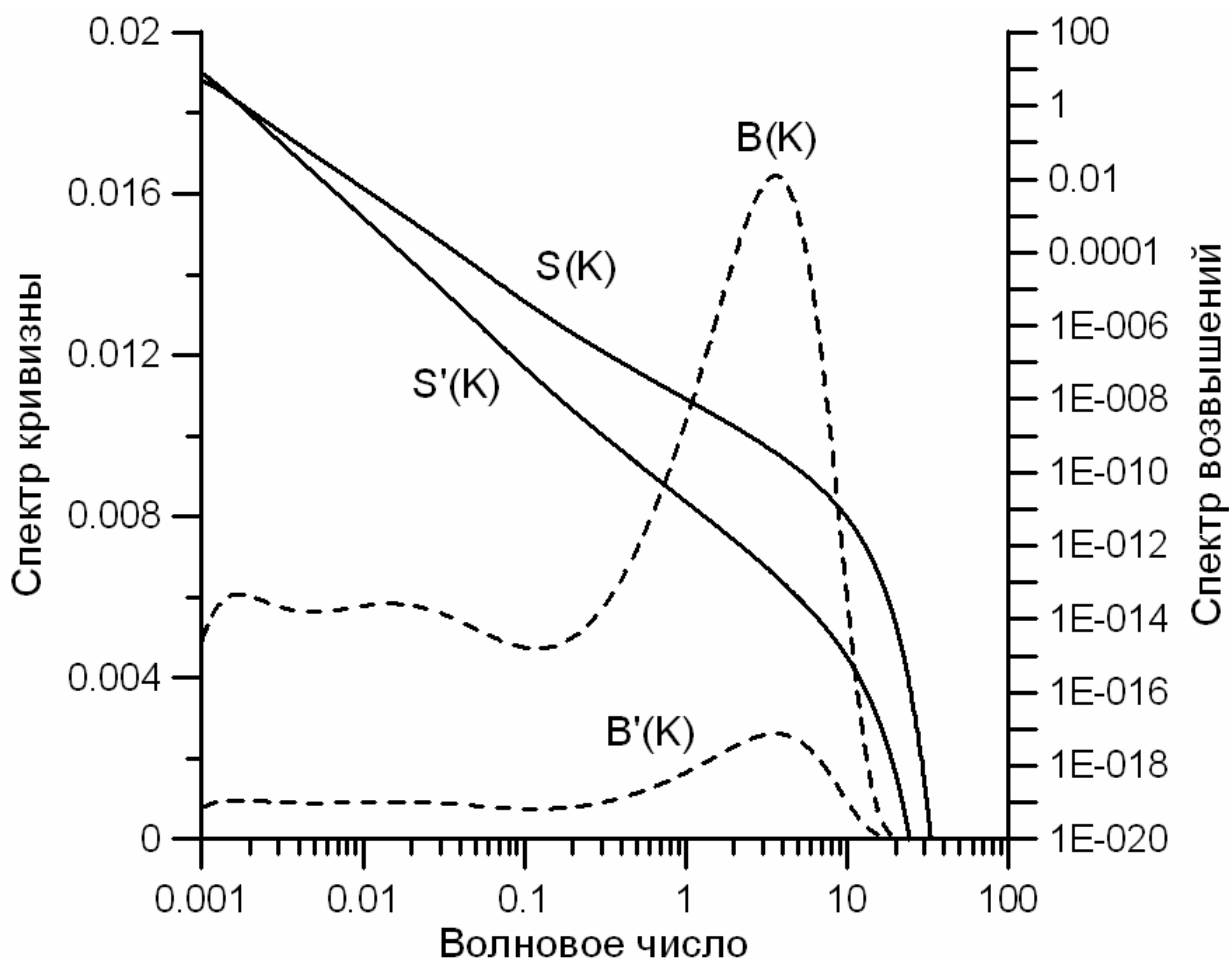


Рис. 1. Внешний вид используемых в работе спектральных характеристик: ненаправленный спектр возвышений  $S(K)$ ; спектр возвышений, усредненный по азимутальному углу  $S'(K)$ ; ненаправленный спектр кривизны  $B(K)$ ; усредненный по азимутальному углу спектр кривизны  $B'(K)$ . Расчет выполнен по модели А для скорости ветра 10,0 м/с

## Оценка величины радиоярких контрастов морской поверхности

Для оценки правомерности применения представленных выше соотношений для описания радиотеплового излучения реальной морской поверхности была проведена серия модельных расчетов. Вычисление приращения радиояркой температуры, обусловленного присутствием волн различных масштабов, осуществлялось в соответствии со следующими моделями волнения: D [7], A [8]; R [9] и E [2]. На рис.2а и 2б представлены усредненные по азимуту спектр кривизны  $B'(K)$  и спектр возвышений  $S'(K)$ , рассчитанные в соответствии с этими моделями. Расчет вы-

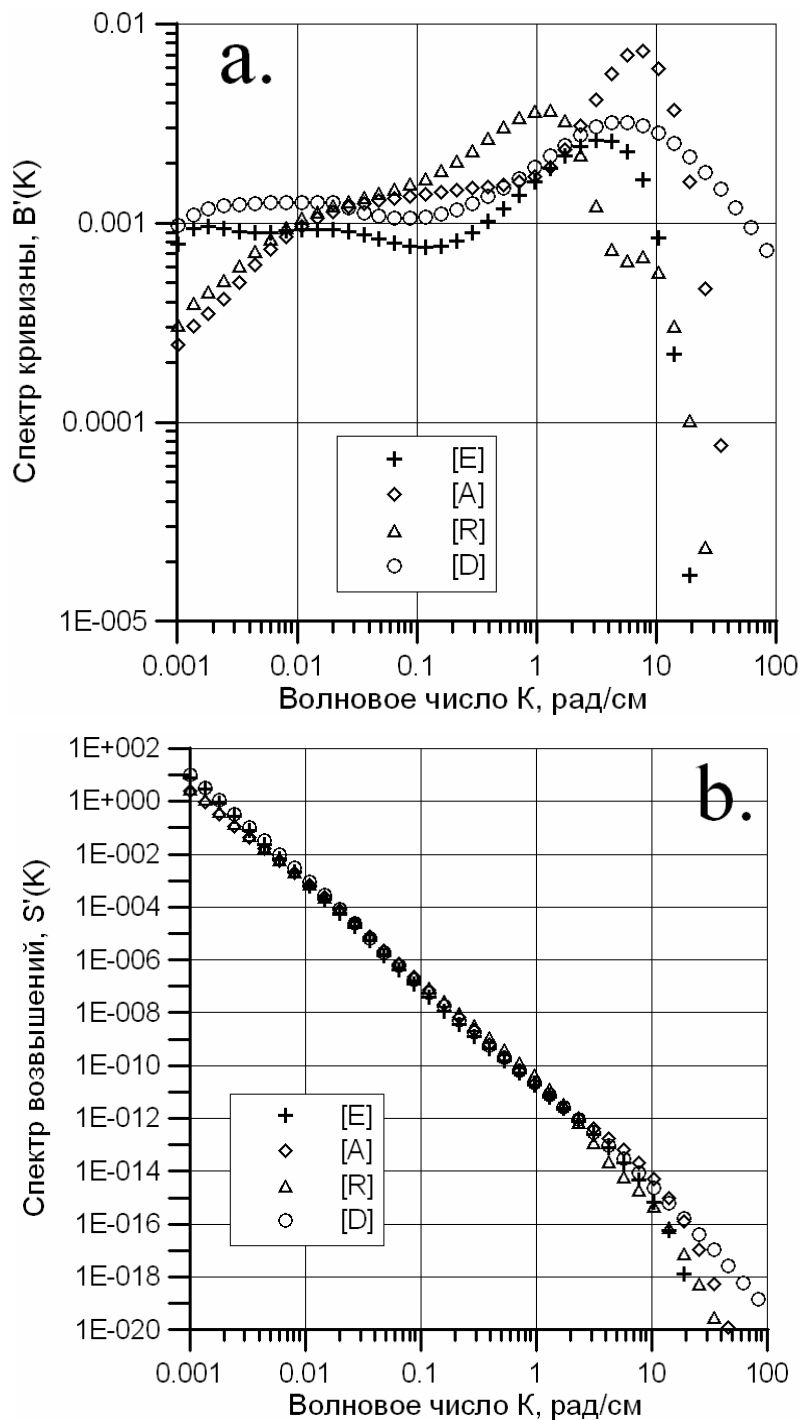


Рис. 2. Модельные оценки зависимостей  $B'(K)$  (а) и  $S'(K)$  (б), соответствующие скорости приповерхностного ветра 10,0 м/с. Расчет выполнен для моделей А, Е, D и R

полнен для скорости приповерхностного ветра 10 м/с. Из представленных графиков видно, что практически все модели в данном диапазоне скоростей ветра дают приблизительно равные значения рассчитываемых спектральных кривых. Наибольшие отличия наблюдаются в коротковолновой части спектра  $K > 5$  рад/см. В частности, расчетные кривые для моделей D и A, более чем в 2 раза превышают аналогичные значения для моделей R и E.

После этого, на основе представленных в предыдущем разделе соотношений, был выполнен расчет зависимостей радиояркостных контрастов водной поверхности для следующих условий:  $T_B = 20^\circ\text{C}$ ,  $T_A = 20^\circ\text{C}$ , соленость 17‰, интегральное поглощение атмосферы  $\tau = 0,0825$ , длина волны принимаемого излучения  $\lambda = 0,8$  см, случай вертикальной и горизонтальной поляризаций. Полученные расчетные кривые представлены на рис. 2а и 2б.

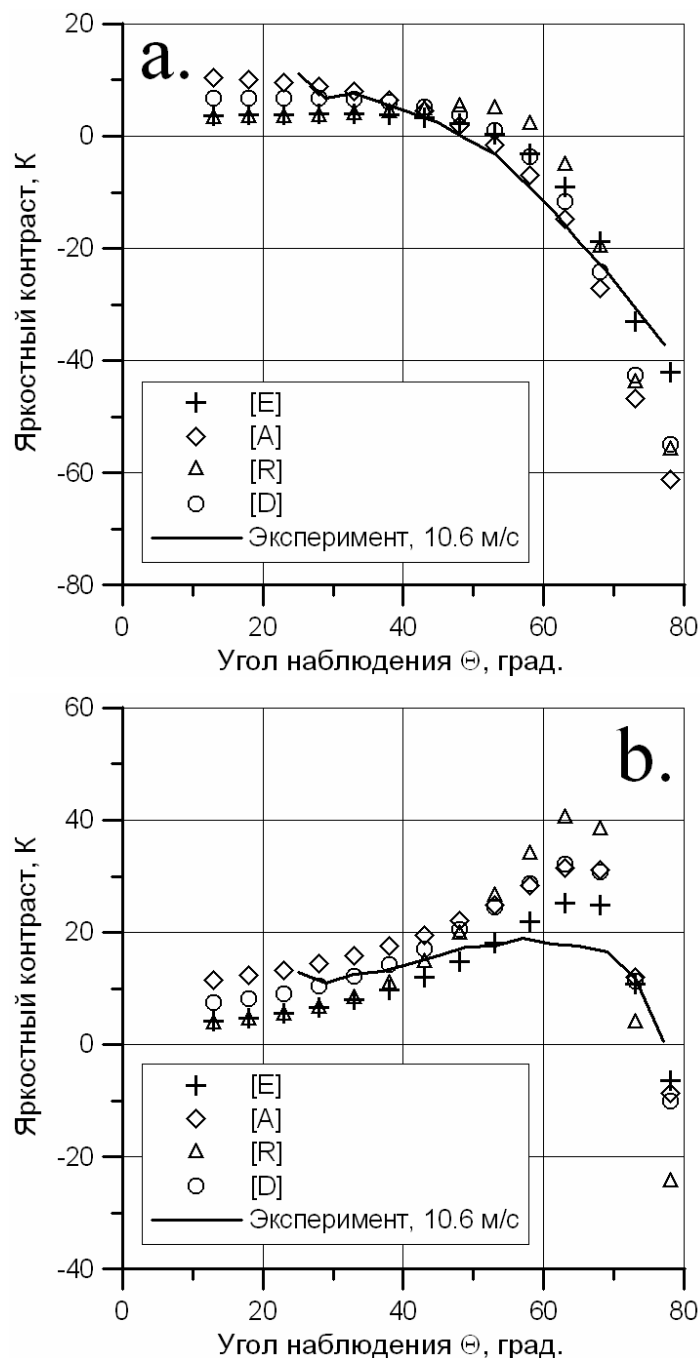


Рис. 3. Зависимость приращения радиояркостной температуры на вертикальной (а) и горизонтальной (б) поляризациях от угла зондирования. Различные символы соответствуют используемым в расчетах моделям ветрового волнения A, E, D или R. Сплошная линия – данные экспериментальных исследований

Для сравнения, на тех же графиках приведены результаты натуральных исследований, полученных в рамках международного натурального эксперимента CAPMOS'05. Экспериментальные кривые получены в результате усреднения 20-и минутных записей радиоярких температур взволнованной водной поверхности. Скорость ветра, соответствующая данному временному интервалу, равна 10,6 м/с.

Из графиков видно, что как в случае модельных расчетов, так и для экспериментальных кривых сохраняется общий вид зависимости  $\Delta T_{\text{я}}(\theta)$ . Расхождения в абсолютных значениях обусловлены, по всей видимости, как неточностью калибровки радиометрического оборудования, так и отличием реальных условий волнообразования от модельных (используемых при выполнении модельных расчетов).

### Заключение

В рамках представленной методики определения величины радиоярких контрастов взволнованной водной поверхности, вклад длинноволновых компонент волнения полностью определяется величиной дисперсии волновых компонент, для которых  $K < K_{\text{дл}}$ ,  $K_{\text{дл}} = 0,05k$ .

Учет вклада коротковолновых может быть вычислен путем интегрирования вклада отдельных элементарных волн на морской поверхности, амплитуды и направленные свойства которых полностью определяются формой пространственного спектра возвышений  $S(K, \varphi)$ .

Сравнение результатов электродинамического моделирования с данными экспериментальных исследований подтверждают возможность применения представленной методики для определения величины радиоярких контрастов взволнованной водной поверхности.

Основываясь на результатах выполненных модельных расчетов можно констатировать, что любая из рассмотренных моделей спектра ветрового волнения, может использоваться для выполнения модельных расчетов по определению величины радиоярких контрастов водной поверхности (для длин волн принимаемого излучения  $\lambda > 8$  мм). Продемонстрированные в работе отличия расчетных и экспериментальных кривых обусловлены, скорее всего, отличием используемых в моделях условий волнообразования от реальных.

### Литература

1. Давидан И.Н., Лопатухин Л.И., Рожков В.А. Ветровое волнение в Мировом океане. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 256 с.
2. Elfouhaily T., Chapron B., Katsaros K., Vandemark D. A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves // J. Geophysical Research. 1997. V. 102. P. 15781–15796.
3. Trokhimovskii Yu.G., Irisov V.G., Westwater E.R., Fedor L.S., Leuski V.E. Microwave polarimetric measurements of the sea surface brightness temperature from a blimp during the Coastal Ocean Probing Experiment (COPE) // J. of Geophysical Research. 2000. V. 105. № С3. P. 6501–6516.
4. Ирисов В.Г. Исследование излучения электромагнитных волн периодически неровной поверхностью: Препринт. М.: ИКИ АН СССР, 1984. Пр-944. 18 с.
5. Кравцов Ю.А., Мировская Е.А., Попов А.Е., Троицкий И.А., Эткин В.С. Критические явления при тепловом излучении периодически неровной водной поверхности // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1978. Т. 14. № 7. С. 733–739.
6. Садовский И.Н., Кузьмин А.В., Поспелов М.Н., Александров Д.В. Исследование микроволнового излучения взволнованной водной поверхности на гравитационно-капиллярных масштабах в лабораторных условиях: Препринт. М.: ИКИ РАН, 2003. Пр-2089. 44 с.
7. Durden S.L., and Vesecky J.E. A physical radar cross section model for a wind driven sea with swell // IEEE Journal of Oceanic Engineering. 1986. V. 10(4). P. 445–451.
8. Apel J.R. An improved ocean surface wave vector spectrum // J. Geophysical Research. 1994. V. 99. P. 16.269–16.291.
9. Romeiser R., Alpers W., Wismann V. An improved composite surface model for the radar backscattering cross section of the ocean surface. 1. Theory of the model and optimization/validation by scatterometer data // J. Geophysical Research. 1997. V. 102. P. 25.237–25.250.