

Определение функции углового распределения энергии гравитационно-капиллярных волн по данным дистанционного зондирования в СВЧ-диапазоне

А. С. Запевалов

*Морской гидрофизический институт РАН, Севастополь, 299011, Россия
E-mail: sevzepter@mail.ru*

Анализируются возможности и ограничения построения функции углового распределения энергии гравитационно-капиллярных волн по данным дистанционного зондирования в СВЧ-диапазоне. Анализ проводится в рамках двухмасштабной модели резонансного (брегговского) рассеяния радиоволн на шероховатой поверхности. Основным физическим фактором, искажающим расчётную функцию углового распределения энергии, является присутствие длинных, по сравнению с резонансными, волн. Вследствие этого резонансные волны распространяются по криволинейной поверхности, что, в свою очередь, приводит к изменению локального угла падения. Численные оценки эффектов, создаваемых длинными волнами, получены для случая, когда зондирование проводится в С-диапазоне. Показано, что присутствие длинных волн приводит к более узконаправленному распределению волновой энергии, чем реальное распределение гравитационно-капиллярных волн. Данный эффект при зондировании на вертикальной поляризации проявляется сильнее, чем на горизонтальной. С ростом угла падения влияние длинных волн на расчётные значения функции углового распределения быстро уменьшается. Эффект длинных волн необходимо учитывать при средних и высоких скоростях ветра.

Ключевые слова: дистанционное зондирование, резонансное рассеяние, морская поверхность, угловое распределение энергии, уклон, длинные волны

Одобрена к печати: 09.03.2021

DOI: 10.21046/2070-7401-2021-18-2-251-257

Введение

В настоящее время активно развиваются методы восстановления характеристик топографической структуры морской поверхности по данным дистанционного зондирования с космических аппаратов. Определение значимой высоты волн стало уже стандартной процедурой (Queffeulou, 2004), точность которой позволяет решать широкий спектр задач. Развиваются методы определения таких характеристик, как дисперсия и старшие статистические моменты уклона морской поверхности (Запевалов, 2017; Караев и др., 2008), спектры волн (Bakhanov et al., 2018), волновые орбитальные скорости (Stopa et al., 2015), асимметрия распределения возвышений поверхности (Запевалов, 2012; Gómez-Enri et al., 2007) и др. Измерения характеристик морских поверхностных волн относятся к классу косвенных измерений. Их точность во многом зависит от того, насколько полно и корректно учтены все факторы, влияющие на регистрируемый сигнал.

В работе (Zhou et al., 2017) было предложено восстанавливать функцию углового распределения гравитационно-капиллярных волн по данным зондирования в сверхвысоко-частотном (СВЧ) диапазоне. В основе подхода лежит зависимость сечения обратного рассеяния от угла между направлением зондирования и направлением вектора скорости ветра. Основным фактором, снижающим точность данного метода, является присутствие более длинных, чем резонансные, волн, которые изменяют локальные углы падения (Thompson et al., 1998), в результате чего регистрируемый радиолокатором сигнал оказывается зависящим не только от характеристик резонансных волн, но и от характеристик длинных волн (Запевалов, 2009). Цель настоящей работы заключается в анализе влияния длинных волн на азимутальную зависимость сигнала радиолокатора.

Резонансное рассеяние СВЧ-радиоволн в присутствии длинной волны

При углах падения радиоволн 25...70° доминирующим является резонансный (брегговский) механизм рассеяния. Если резонансные волны распространяются по плоской поверхности, нормированное сечение обратного рассеяния можно представить в виде:

$$\sigma_{pp}^0 = 16\pi K^4 |G_{pp}(\theta)|^2 [\Xi(\vec{k}_R) + \Xi(-\vec{k}_R)], \tag{1}$$

где pp — тип поляризации, первый индекс соответствует поляризации излучаемого сигнала, второй — поляризации принимаемого сигнала; K — волновое число радиоволны; $|G_{pp}(\theta)|^2$ — геометрическая функция, зависящая от типа поляризации, а также от диэлектрической проницаемости морской воды; $\Xi(\vec{k}_R)$ — двумерный спектр морской поверхности; \vec{k}_R — волновой вектор резонансных поверхностных волн. Резонансное рассеяние создают волны, распространяющиеся вдоль направления зондирования. Условие резонанса, связывающее волновые числа k_R морских поверхностных волн и волновые числа радиоволн K , имеет вид:

$$k_R(K, \theta) = K 2 \sin \theta. \tag{2}$$

Когда зондирование морской поверхности осуществляется в СВЧ-диапазоне, на ней всегда присутствуют волны, длина которых много больше длины резонансных волн, и резонансные волны распространяются по криволинейной поверхности (Thompson et al., 1998). В результате локальный угол падения меняется, и в выражениях (1) и (2) необходимо провести замену $\theta \rightarrow \theta_L = \theta - \beta_\uparrow$, где β_\uparrow — созданный длинными волнами локальный угол наклона морской поверхности в направлении падения радиоволн. Локальное нормированное сечение обратного рассеяния приобретает вид:

$$\sigma_{pp}^L = 16K^4 |G_{pp}(\theta - \beta_\uparrow)|^2 [\Xi(\vec{k}_R(K, \theta, \beta_\uparrow)) + \Xi(-\vec{k}_R(K, \theta, \beta_\uparrow))].$$

Перейдём от спектра волновых векторов $\Xi(\vec{k})$ к спектру волновых чисел и направлений $\Psi(k, \alpha)$ и представим его в форме:

$$\Psi(k, \alpha) = S(k)\Theta(k, a),$$

где $S(k)$ — спектр волновых чисел; $\Theta(k, a)$ — функция углового распределения волновой энергии. Эффект присутствия длинных волн можно учесть, усреднив выражение (1) по всему диапазону создаваемых ими локальных углов наклонов морской поверхности β_\uparrow (Kudryavtsev et al., 2003; Thompson et al., 1998). Усреднение осуществляется с весом, равным плотности вероятностей $P(\beta_\uparrow)$:

$$\overline{\sigma_{pp}^L} = \int \sigma_{pp}^L(\theta - \beta_\uparrow) P(\beta_\uparrow) d\beta_\uparrow. \tag{3}$$

Чтобы осуществить усреднение (3), волновой спектр необходимо представить как явную функцию угла падения θ .

Моделирование плотности вероятностей $P(\beta_\uparrow)$

При анализе уклонов морской поверхности принято выделять два направления: вдоль и поперёк направления ветра, обозначим их индексами u и c . Будем полагать, что двумерное распределение углов описывается анизотропным распределением Гаусса с коэффициентом корреляции между β_c и β_u , равным нулю:

$$P_2(\beta_c, \beta_u) = \frac{1}{2\pi\sqrt{\beta_c^2 \cdot \beta_u^2}} \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{\beta_c^2}{\beta_c^2} + \frac{\beta_u^2}{\beta_u^2}\right)\right\},$$

где $\overline{\beta_c^2}$ и $\overline{\beta_u^2}$ — дисперсия углов.

Перейдём в систему координат, повернутую на угол φ . Примем, что направление $\varphi = 0$ соответствует зондированию в направлении вектора скорости ветра. Тогда:

$$\beta_{\uparrow}(\varphi) = \beta_{\tilde{u}} \cos \varphi + \beta_u \sin \varphi, \quad \beta_{\perp}(\varphi) = \beta_{\tilde{u}} \sin \varphi - \beta_u \cos \varphi,$$

где β_{\perp} — угол, определённый в направлении, ортогональном направлению зондирования. Функции плотности вероятностей в двух системах координат связаны соотношением:

$$P_2(\beta_{\uparrow}(\varphi), \beta_{\perp}(\varphi)) = \frac{1}{2\pi\sqrt{\beta_c^2 \cdot \beta_u^2}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\beta_{\uparrow}^2(\varphi)}{\beta_u^2} + \frac{\beta_{\perp}^2(\varphi)}{\beta_c^2}\right)\right].$$

Функция плотности вероятности угла β_{\uparrow} для направления φ :

$$P(\beta_{\uparrow}(\varphi)) = \int P_2(\beta_{\uparrow}(\varphi), \beta_{\perp}(\varphi)) d\beta_{\perp}(\varphi).$$

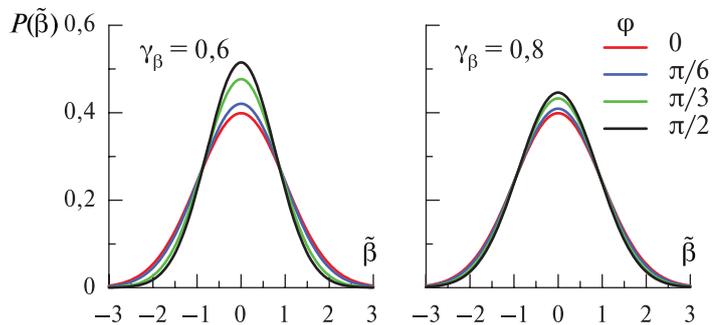


Рис. 1. Функции плотности вероятностей уклонов морской поверхности $P(\tilde{\beta}(\varphi))$

Введём безразмерный параметр $\gamma_{\beta} = \beta_c^2 / \beta_u^2$. Изменения $P(\beta(\varphi))$ для двух значений γ_{β} показаны на рис. 1. При его построении введена нормировка $\beta_u^2 = 1$. Угол наклона, полученный при введении указанной нормировки, обозначен как $\tilde{\beta}$.

Эффекты изменения локального угла падения радиоволн

Выше было отмечено, что с изменением локального угла падения меняется значение коэффициента рассеяния и волновое число резонансной волны. Изменения тем больше, чем больше дисперсия уклонов, создаваемых длинными волнами. В данном случае длинными являются волны, длина которых удовлетворяет условию $\lambda \geq \lambda_0 \approx \lambda_R$, где λ_R — длина резонансной волны. Дисперсию уклонов в заданной полосе масштабов, как правило, представляют как часть общей дисперсии, созданной всеми присутствующими на морской поверхности волнами (Запезалов, 2020). В качестве оценки общей дисперсии используются её значения, полученные путём дистанционного зондирования в оптическом диапазоне (Cox, Munk, 1954):

$$\overline{\xi_u^2}(\lambda_{dis}) = 0,000 + 0,00316U, \quad \overline{\xi_c^2}(\lambda_{dis}) = 0,003 + 0,00192U,$$

где λ_{dis} — минимальная длина волн, присутствующих на морской поверхности; U — скорость ветра. Значение параметра λ_{dis} примерно равно 0,1 см (ApeI, 1994).

Будем полагать, что длинными являются волны длиной более 10 см. Вклад волн длиной более 10 см в общую дисперсию уклонов составляет примерно 65% (Запезалов, 2020), что при $U = 10$ м/с соответствует $\sqrt{\beta_u^2}$, равным 8,2 и 6,9°, при $U = 15$ м/с — 10,0 и 8,3°.

В общем виде геометрическая функция $|G_{pp}|^2$ зависит как от угла падения, так и от диэлектрической проницаемости морской воды. Для дальнейшего анализа воспользуемся упрощёнными выражениями, полученными в работе (Plant, 1986):

$$|G_{vv}|^2 = \frac{\cos^4 \theta (1 + \sin^2 \theta)^2}{(\cos \theta + 0,111)^4}, \quad |G_{hh}|^2 = \frac{\cos^4 \theta}{(0,111 \cos \theta + 1)^4},$$

где индексы v и h соответствуют вертикальной и горизонтальной поляризации. Зависимости геометрической функции $|G_{pp}|^2$ от угла падения и относительная чувствительность к его изменениям $\gamma_G(\theta, \beta_0) = |G_{pp}(\theta - \beta_0)|^2 / |G_{pp}(\theta)|^2$ представлены на *рис. 2*. Значения β_0 соответствуют среднеквадратическим значениям угла β при больших скоростях ветра.

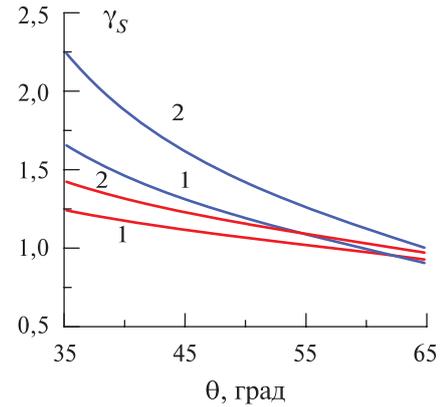
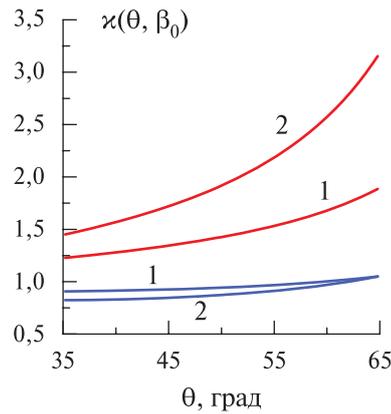
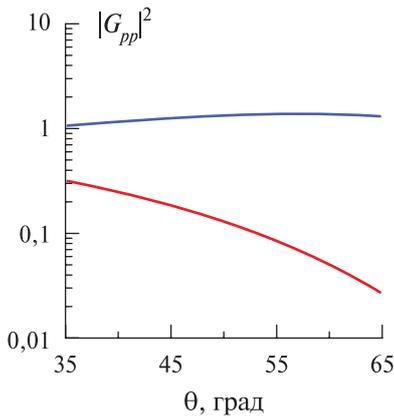


Рис. 2. Геометрическая функция $|G_{pp}|^2$ и её чувствительность к изменению локального угла падения $\chi(\theta, \beta_0)$. Красные кривые соответствуют горизонтальной поляризации, синие — вертикальной; кривые 1 и 2 соответствуют значениям β_0 , равным 5 и 10°

Рис. 3. Относительная чувствительность спектра волн γ_S к изменению угла падения. Красные кривые соответствуют $n = 3$, синие кривые — $n = 4$; кривые 1 и 2 соответствуют значениям β_0 , равным 5 и 10°

Будем полагать, что в тех пределах, в которых меняется длина резонансной волны при изменении локального угла падения, спектр $S(k)$ можно аппроксимировать зависимостью $S(k) \sim k^{-n}$. Значения параметра n лежит в пределах от 3 до 4 (Монин, Красицкий, 1985; Apel, 1994). Относительная чувствительность волнового спектра к изменению угла падения $\gamma_S(\theta, \beta_0) = S(k_R(K, \theta - \beta_0)) / S(k_R(K, \theta))$ показана на *рис. 3*.

Анизотропия зависимости $\overline{\sigma_R} = \overline{\sigma_R}(\varphi)$

При дистанционном зондировании с изменением азимутального угла зондирования происходит изменение сечения обратного рассеяния. Этот эффект зависит от двух факторов: анизотропии поля длинных волн и анизотропии резонансных волн. Чтобы оценить влияние длинных волн на угловое распределение $\overline{\sigma_R}$, смоделируем ситуацию, когда на масштабах, близких к масштабу резонансных волн, угловое распределение их энергии является изотропным, т. е. $\Theta(k \approx k_R, \varphi) = \text{const}$. В этом случае коэффициент анизотропии, представляющий собой отношение нормированных сечений обратного рассеяния, измеренных в поперечном и продольном относительно вектора скорости ветра направлениях, равен:

$$\chi_{pp} = \frac{\overline{\sigma_{pp}}\left(\varphi = \frac{\pi}{2}\right)}{\overline{\sigma_{pp}}(\varphi = 0)} = \frac{\int |G_{pp}(\theta - \beta_c)|^2 \cos(\theta - \beta_c) \cdot \sin^{-n+1}(\theta - \beta_c) P(\beta_c) d\beta_c}{\int |G_{pp}(\theta - \beta_u)|^2 \cos(\theta - \beta_u) \cdot \sin^{-n+1}(\theta - \beta_u) P(\beta_u) d\beta_u},$$

где β_c и β_u — уклоны, ориентированные поперёк и вдоль направления ветра. Результаты расчётов представлены в *таблице*.

Анизотропия нормированного сечения обратного рассеяния

	$\theta = 35^\circ,$ $\beta_0 = 5^\circ$	$\theta = 45^\circ,$ $\beta_0 = 5^\circ$	$\theta = 55^\circ,$ $\beta_0 = 5^\circ$	$\theta = 35^\circ,$ $\beta_0 = 10^\circ$	$\theta = 45^\circ,$ $\beta_0 = 10^\circ$	$\theta = 55^\circ,$ $\beta_0 = 10^\circ$
$n = 3$						
χ_{hh}	0,96	0,97	0,97	0,79	0,87	0,88
χ_{vv}	0,99	0,99	1,00	0,91	0,97	0,99
$n = 4$						
χ_{hh}	0,93	0,95	0,95	0,59	0,78	0,83
χ_{vv}	0,97	0,99	0,99	0,76	0,94	0,98

Приведённые в *таблице* данные показывают, что влияние длинных волн на отношение χ_{pp} выше при зондировании на горизонтальной поляризации, чем на вертикальной. С ростом угла падения на обеих поляризациях значения χ_{pp} приближаются к единице.

Согласно исследованию (Zhou et al., 2017), отношение мощности сигналов при зондировании в С-диапазоне поперёк и вдоль направления ветра составляет около 4 дБ (см. рис. 1 в указанной работе), что соответствует отношению, равному 0,4. Данная оценка получена в рамках модели CMOD5 GMF при угле падения 40° . Таким образом, при расчёте функции углового распределения гравитационно-капиллярных волн для больших скоростей ветра необходимо учитывать влияние более длинных волн, если зондирование проводится при углах падения $35\text{--}45^\circ$. Следует также учитывать, что при малых углах падения сигнал локатора определяет механизм квазизеркального отражения (Valenzuela, 1978). При сильном ветре, когда уклоны длинных волн велики, при $\theta < 35^\circ$, локальные уклоны становятся малы и попадают в область, где в регистрируемый сигнал заметный вклад вносит квазизеркальное отражение.

Заключение

Зависимость нормированного сечения обратного рассеяния от угла между направлением ветра и направлением зондирования позволяет восстанавливать функцию углового распределения энергии резонансных волн. Фактором, снижающим точность этой процедуры, является существование длинных волн. Их присутствие приводит к тому, что рассчитанное распределение энергии гравитационно-капиллярных волн становится более узконаправленным, чем реальное. Этот эффект вызван собственной анизотропией углового распределения длинных волн.

Показано, что влияние длинных волн при зондировании на горизонтальной поляризации проявляется сильнее, чем на вертикальной. С ростом угла падения влияние длинных волн на расчётные значения функции углового распределения быстро уменьшается. Влияние длинных волн усиливается с ростом скорости ветра.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме № 0827-2018-0002.

Литература

1. Запелов А. С. Моделирование берегового рассеяния электромагнитного излучения сантиметрового диапазона морской поверхностью. Влияние волн более длинных, чем береговские составляющие // Изв. Российской акад. наук. Физика атмосферы и океана. 2009. Т. 45. № 2. С. 266–275.

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.
3. Запевалов А. С. Определение статистических моментов уклонов морской поверхности оптически-ми сканерами // Оптика атмосферы и океана. 2017. Т. 30. № 9. С. 789–793.
4. Запевалов А. С. Распределение дисперсии уклонов морской поверхности по пространственным диапозонам, создающих их волн // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2020. Т. 17. № 1. С. 211–219.
5. Караев В. Ю., Каневский М. Б., Мешков Е. М., Титов В. И., Баландина Г. Н. Измерение дисперсии наклонов водной поверхности радиолокационными методами: проверка алгоритмов // Изв. высш. учеб. заведений. Радиофизика. 2008. Т. 51. № 5. С. 399–412.
6. Монин А. С., Красицкий В. П. Явления на поверхности океана. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 375 с.
7. Apel J. R. An improved model of the ocean surface wave vector spectrum and its effects on radar backscatter // J. Geophysical Research. 1994. V. 99. No. C8. P. 16269–16291.
8. Bakhanov V. V., Demakova A. A., Korinenko A. E., Ryabkova M. S., Titov V. I. Estimation of the wind wave spectra with centimeters-to-meter lengths by the sea surface images // Physical Oceanography. 2018. No. 3. pp. 177–190. URL: <http://physical-oceanography.ru/repository/2018/3/2.html>.
9. Cox C., Munk W. Measurements of the roughness of the sea surface from photographs of the sun glitter // J. Optical Society of America. 1954. V. 44. No. 11. P. 838–850.
10. Gómez-Enri J., Gommenginger C. P., Srokosz M. A., Challenor P. G. Measuring global ocean wave skewness by retracking RA-2 Envisat waveforms // J. Atmospheric Oceanic Technology. 2007. V. 24. P. 1102–1116.
11. Kudryavtsev V., Hauser D., Caudal G., Chapron B. A semiempirical model of the normalized radar cross-section of the sea surface — 1. Background model // J. Geophysical Research. 2003. V. 108. No. C3. Art. No. 8054. 24 p. DOI: 10.1029/2001JC001003.
12. Plant W. J. A two-scale model of short wind generated waves and scatterometry // J. Geophysical Research. 1986. V. 91. No. C9. P. 10735–10749.
13. Queffelec P. Long-term validation of wave height measurements from altimeters // Marine Geodesy. 2004. V. 27. P. 495–510.
14. Stopa J. E., Ardhuin F., Chapron B., Collard F. Estimating wave orbital velocity through the azimuth cutoff from space-borne satellites // J. Geophysical Research: Oceans. 2015. V. 120. No. 11. P. 7616–7634.
15. Thompson D., Elfouhaily T., Chapron B. Polarization ratio for microwave backscattering from the ocean surface at low to moderate incidence angles // IEEE Intern. Geoscience and Remote Sensing Symp. (IGARSS'98): Proc. Seattle, USA. 1998. V. 3. P. 1671–1673. DOI: 10.1109/IGARSS.1998.692411.
16. Valenzuela G. Theories for the interaction of electromagnetic and ocean waves — A review // Boundary-Layer Meteorology. 1978. V. 13. No. 1–4. P. 61–85.
17. Zhou X., Chong J., Bi H., Yu X., Shi Y., Ye X. Directional spreading function of the gravity-capillary wave spectrum derived from radar observations // Remote Sensing. 2017. V. 9. No. 4. P. 361.

Determination of the directional spreading function of gravitational-capillary waves based on remote sensing data in the microwave range

A. S. Zapevalov

*Marine Hydrophysical Institute RAS, Sevastopol 299011, Russia
E-mail: sevzepter@mail.ru*

The possibilities and limitations of constructing the directional spreading function of gravitational-capillary waves based on remote sensing data in the microwave range are analyzed. The analysis is carried out within the framework of the two-scale model of resonant (Bragg) scattering of radio waves on a rough surface. The main physical factor that distorts the calculated directional spreading function is the presence of long waves compared to resonant ones. As a result, resonant waves propagate along a curved surface, which, in turn, leads to a change in the local angle of incidence. Numerical estimates of the effects created by long waves were obtained for the case when sounding is carried out in C-band. It is shown that the presence of long waves leads to a more narrowly directed distribution of wave ener-

gy than the real distribution of gravitational-capillary waves. This effect is more pronounced when sounding at horizontal polarization than at vertical one. With an increase in the angle of incidence, the influence of long waves on the calculated values of the directional spreading function rapidly decreases. The effect of long waves must be taken into account at medium and high wind speeds.

Keywords: remote sensing, resonance scattering, sea surface, directional spreading function; slope, long waves

Accepted: 09.03.2021

DOI: 10.21046/2070-7401-2021-18-2-251-257

References

1. Zapevalov A. S., Bragg scattering of centimeter electromagnetic radiation from the sea surface: The effect of waves longer than Bragg components, *Izvestiya. Atmospheric and Oceanic Physics*, 2009, Vol. 45, No. 2, pp. 253–261.
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.
3. Zapevalov A. S., Determination of the statistical moments of sea-surface slopes by optical scanners, *Atmospheric and Oceanic Optics*, 2018, Vol. 31, No. 1, pp. 91–95.
4. Zapevalov A. S., Distribution of variance of sea surface slopes by spatial wave range, *Sovremennye problemy distantsionnogo zondirovaniya Zemli iz kosmosa*, 2020, Vol. 17, No. 1, pp. 211–219 (in Russian).
5. Karaev V. Yu., Kanevsky M. B., Meshkov E. M., Titov V. I., Balandina G. N., Measurement of the variance of water surface slopes by a radar: verification of algorithms, *Radiophysics and Quantum Electronics*, 2008, Vol. 51, No. 5, pp. 360–371.
6. Monin A. S., Krasitskiy V. P., *Yavleniya na poverkhnosti okeana* (Phenomena on the surface of the ocean), Leningrad: Gidrometeoizdat, 1985, 375 p. (in Russian).
7. Apel J. R., An improved model of the ocean surface wave vector spectrum and its effects on radar backscatter, *J. Geophysical Research*, 1994, Vol. 99, No. C8, pp. 16269–16291.
8. Bakhanov V. V., Demakova A. A., Korinenko A. E., Ryabkova M. S., Titov V. I., Estimation of the wind wave spectra with centimeters-to-meter lengths by the sea surface images, *Physical Oceanography*, 2018, No. 3, pp. 177–190, available at: <http://physical-oceanography.ru/repository/2018/3/2.html>.
9. Cox C., Munk W., Measurements of the roughness of the sea surface from photographs of the sun glitter, *J. Optical Society of America*, 1954, Vol. 44, No. 11, pp. 838–850.
10. Gómez-Enri J., Gommenginger C. P., Srokosz M. A., Challenor P. G., Measuring global ocean wave skewness by retracking RA-2 Envisat waveforms, *J. Atmospheric Oceanic Technology*, 2007, Vol. 24, pp. 1102–1116.
11. Kudryavtsev V., Hauser D., Caudal G., Chapron B., A semiempirical model of the normalized radar cross-section of the sea surface — 1. Background model, *J. Geophysical Research*, 2003, Vol. 108, No. C3, Art. No. 8054, 24 p., DOI: 10.1029/2001JC001003.
12. Plant W. J., A two-scale model of short wind generated waves and scatterometry, *J. Geophysical Research*, 1986, Vol. 91, No. C9, pp. 10735–10749.
13. Queffeulou P., Long-term validation of wave height measurements from altimeters, *Marine Geodesy*, 2004, Vol. 27, pp. 495–510.
14. Stopa J. E., Ardhuin F., Chapron B., Collard F., Estimating wave orbital velocity through the azimuth cut-off from space-borne satellites, *J. Geophysical Research: Oceans*, Vol. 120, No. 11, pp. 7616–7634.
15. Thompson D., Elfouhaily T., Chapron B., Polarization ratio for microwave backscattering from the ocean surface at low to moderate incidence angles, *IEEE Intern. Geoscience and Remote Sensing Symp. (IGARSS'98): Proc.*, Seattle, USA, 1998, Vol. 3, pp. 1671–1673, DOI: 10.1109/IGARSS.1998.692411.
16. Valenzuela G., Theories for the interaction of electromagnetic and ocean waves — A review, *Boundary-Layer Meteorology*, 1978, Vol. 13, No. 1–4, pp. 61–85.
17. Zhou X., Chong J., Bi H., Yu X., Shi Y., Ye X., Directional spreading function of the gravity-capillary wave spectrum derived from radar observations, *Remote Sensing*, 2017, Vol. 9, No. 4, p. 361.