УДК 621.371

СПЕКТР ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ШУМА НАД ВЗВОЛНОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ МОРЯ ПРИ МАЛЫХ УГЛАХ СКОЛЬЖЕНИЯ

Н. В. Горбач, А. И. Михайловский, И. М. Фукс, Л. И. Шарапов

Методами статистической теории рассеяния исследован спектр интерференционного шума, возникающего за счет мешающих отражений от взволнованной поверхности моря. Рассеянное поле рассчитывалось в приближении касательной плоскости. Рассмотрена пеленгация неподвижного источника в бистатическом варианте. Учет функции затенений на пространственно неоднородной случайной поверхности позволил объяснить немонотонную зависимость ширины спектра флуктуаций углов прихода от дистанции, а также наличие в нем максимумов на частотах значительно выше частоты максимума спектра морского волнения. Теоретические результаты сравниваются с данными натурного эксперимента.

Пусть в точке $Q_1(0,0,z_1)$ и $Q_2(D,0,z_2)$ над взволнованной поверхностью моря, реализация которой задается случайной функцией $\zeta(\vec{r},t)$, $\vec{r}=\{x,y\}$, t — время, расположены пеленгатор и излучатель соответственно (рис. 1).

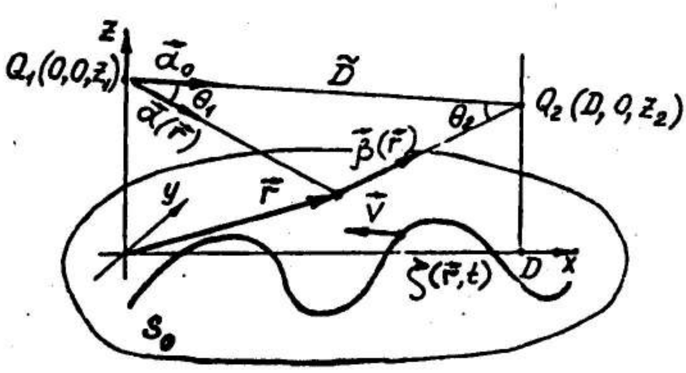

Рис. 1.

За счет того, что подстилающая поверхность изменяется во времени, сигнал в точке приема, состоящий из прямого и отраженного от границы раздела, тоже испытывает временные флуктуации (интерференционный шум). В дальнейшем нас будут интересовать энергетические спектры флуктуаций амплитуды A и угла прихода радиоволн в вертикальной (угломестной) плоскости χ. Задача состоит в том, чтобы по совокупности параметров морской поверхности определить спектр флуктуаций пеленгационного сигнала.

Будем считать, что определяющий вклад в флуктуации вносят отражения от достаточно крупномасштабных составляющих поверхности моря, и рассеяние можно описать в приближении Кирхгофа*. Обобщая полученные в [1] формулы на случай изменяющейся во времени границы раздела, запишем временную корреляционную функцию флуктуирующих параметров m и n как:

$$R_{mn}(\tau) = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\left\langle \vartheta_m(t)\vartheta_n^*(t+\tau)\right\rangle, \tag{1}$$

$$\begin{aligned} \vartheta_m(t) &= \frac{\tilde{D}}{4\pi}\int\limits_{S_0} \frac{\exp\left\{ik(R_1+R_2-\tilde{D})\right\}}{R_1R_2}\times \\ &\times (q_z-\vec{q}_\perp\vec{\gamma})G_{\text{п}}(\theta_1)G_{\text{и}}(\theta_2)\exp\left\{-iq_z\zeta(\vec{r},t)\right\}p_m(\vec{r})\tilde{\eta}(\vec{r})d^2\vec{r}. \end{aligned} \tag{2}$$

Здесь $\langle\ldots\rangle$ — знак усреднения по ансамблю реализаций $\zeta(\vec{r},t)$, S_0 — площадь рассеивающего участка; $\tilde{D}$ — наклонная дальность; $R_1 = \sqrt{x^2+y^2+z_1^2}$, $R_2 = \sqrt{(D-x)^2+y^2+z_2^2}$; $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны излучения; $G_{\text{п}}(\theta_1)$ и $G_{\text{и}}(\theta_2)$ — диаграммы направленности антенн пеленгатора и излучателя соответственно, $\cos\theta_1 = (\vec{\alpha}_0,\vec{\alpha})$, $\cos\theta_2 = (\vec{\alpha}_0,\vec{\beta})$, $\vec{\alpha}_0$ — единичный вектор, направленный из точки Q_1 в Q_2, $\vec{\alpha} = \vec{\nabla}R_1$, $\vec{\beta} = -\vec{\nabla}R_2$; $\vec{q} = k(\vec{\beta}-\vec{\alpha})$ — вектор рассеяния; $p_m(\vec{r})$ — коэффициент, определяемый параметром, флуктуации которого мы рассматриваем (для амплитуды — $p_m(\vec{r}) = 1$, для угла места — $p_m(\vec{r}) = (\vec{\alpha}_1-\vec{\alpha}_0)_\chi$, где индекс χ означает проекцию на плоскость $Z0X$), $\tilde{\eta}(\vec{r})$ — функция, учитывающая затенения и принимающая два значения — "0" или "1" в зависимости от того, затенена точка $\vec{r}$ или нет.

При выводе (2) делались следующие допущения: считалось, что среднеквадратичная высота морских волн $\sigma_\xi = \sqrt{\langle\zeta^2\rangle}$ значительно меньше, чем поперечный размер зоны Френеля на расстояниях R_1 и R_2 от пеленгатора и источника соответственно, т.е. выполняются неравенства: $k\sigma_\xi^2/R_{1,2} \ll 1$; источник излучает сферически расходящуюся волну, причем расположение антенн на приемном и передающих пунктах соосное; флуктуации малы по сравнению с прямым сигналом; рассматривается рассеяние на идеально отражающей поверхности.

Полагая, что поверхность движется как единое целое со скоростью $\vec{v} = \{v_x, v_y\}$, т.е. $\zeta(\vec{r},t) = \zeta(\vec{r}-\vec{v}t)$, и подставляя (2) в (1), и производя

*При этом, как будет видно из дальнейшего, мы можем правильно описать только высокочастотную часть спектра.

усреднение, а затем интегрирование, получаем [2]:

$$R_{mn}(\tau) = \frac{1}{16}\mathrm{Re}\left(\int\limits_{-\infty}^{+\infty} d^2\vec{r}\, H(\vec{r}) \exp\left\{i(\vec{q}\vec{v})\tau\right\} \times \right. \tag{3}$$

$$\left. \times\ G_{\text{п}}^2(\theta_1) G_{\text{и}}^2(\theta_2) p_m(\vec{r}) p_n(\vec{r}) Q_{sh}(\vec{r})\right),$$

где

$$H(\vec{r}) = \frac{\tilde{D}^2}{R_1^2 R_2^2}\frac{|q|^4}{q_z^4}\, w\left(\vec{\gamma} = -\frac{\vec{q}_\perp}{q_z}\right), \quad \vec{q}_\perp = \{q_x, q_y\}.$$

Здесь $w(\vec{\gamma})$ — двумерная плотность распределения вероятности пространственных производных случайной функции ζ: $\vec{\gamma} = \vec{\nabla}_\perp \zeta = \{\gamma_x, \gamma_y\}$, где γ_x и γ_y — продольные и поперечные тангенсы наклонов соответственно; $Q_{sh}(\vec{r})$ — функция затенений, равная вероятности незатенения точки $\vec{r}$ при условии, что в ней выполнилось условие зеркального отражения. При выводе (3) считалось, что параметр Рэлея $\Re = q_z \sigma_\xi$ велик и отражение от подстилающей поверхности формируется за счет зеркальных точек, тангенсы наклонов которых удовлетворяют условию $\vec{\gamma} = -\dfrac{\vec{q}_\perp}{q_z}$.

Для нахождения энергетического спектра флуктуаций необходимо выполнить преобразование Фурье от выражения (3):

$$S_{mn}(\nu) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} R_{mn}(\tau)\exp\{-i\nu\tau\}d\tau =$$

$$= \frac{1}{32\pi}\sum_{\pm}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} dy\, H(\vec{r})\frac{1}{\left|v_x\dfrac{\partial q_x}{\partial x} + v_y\dfrac{\partial q_y}{\partial x}\right|} \times \tag{4}$$

$$\times\ G_{\text{п}}^2(\theta_1)\, G_{\text{и}}^2(\theta_2)\, p_m(\vec{r})\, p_n(\vec{r})\, Q_{sh}(\vec{r})\Big|_{x=x_\pm(\nu,y)},$$

где $x_\pm(\nu, y)$ — координаты абсцисс изодоп — точек на подстилающей поверхности, отраженные сигналы от которых, за счет эффекта Доплера, смещены по частоте относительно частоты прямого сигнала на величину $\pm\nu$ и находятся из решения трансцендентного уравнения:

$$(\vec{q}_\perp \vec{v}) = \pm\nu. \tag{5}$$

Если рассматривается распространение под малыми углами места, то, ввиду малости поперечного размера "светящейся дорожки", интегрирование по y можно выполнить [3, 4]. Для случая, когда высоты источника и пеленгатора равны, т. е. $z_1 = z_2 = z$, получим:

$$S_{mn}(\nu) = \frac{1}{32\pi\,|v_x|} \sum_{\pm} \tilde{H}(\vec{r}) \frac{1}{\left|\dfrac{\partial q_x}{\partial x}\right| \left|\dfrac{\partial}{\partial y}\dfrac{q_y}{q_z}\right|} \times \tag{6}$$

$$\times\ G^2_{\text{п}}(\theta_1)\, G^2_{\text{и}}(\theta_2)\, p_m(\vec{r})\, p_n(\vec{r})\, Q_{sh}(\vec{r})\Big|_{\substack{x=x_\pm(\nu,0)\\ y=0}};$$

где

$$\left|\frac{\partial q_x}{\partial x}\right| = z^2 k \left(\frac{1}{R_1^3} + \frac{1}{R_2^3}\right),$$

$$\left|\frac{\partial}{\partial y}\frac{q_y}{q_z}\right| = \frac{1}{z},$$

$$\tilde{H}(\vec{r}) = \frac{D^2}{R_1^2 R_2^2}\frac{|q|^4}{q_z^4}\, w\left(\gamma_x = -\frac{q_x}{q_z}\right),$$

$w(\gamma_x) = \int\limits_{-\infty}^{+\infty} w(\vec{\gamma})d\gamma_y$ — одномерная плотность распределения вероятностей продольных наклонов.

Уравнение для нахождения изодоп $x_\pm(\nu, y = 0)$ имеет вид:

$$q_x v_x = \pm\nu. \tag{7}$$

Исследование этого трансцендентного уравнения показывает, что т. к. область, существенная для отражения радиоволн, находится между приемником и передатчиком, то диапазон частот флуктуаций занимает полосу $\nu \in [0, \nu_{\max}]$, где $\nu_{\max} \cong kv_x(1-0,5\eta^2)$, $\eta = z/D$.* Частоте $\nu = 0$ соответствует отражение от участков поверхности с координатами $x = D/2$. Максимальным частотам флуктуаций $\nu = \nu_{\max}$ соответствует отражение от двух участков поверхности, расположенных соответственно под пеленгатором и под источником (в зависимости от знака перед ν в (7)). Таким образом, частоте флуктуаций $\nu \in [0, \nu_{\max}]$ соответствуют две точки на поверхности, расположенных симметрично относительно $x = D/2$.

Из сказанного следует, что $\Re = \Re(\nu)$ — параметр Рэлея является функцией частоты флуктуаций, причем $\Re(\nu = 0) = q_z(D/2)\sigma_\xi \cong 2k\eta\sigma_\xi$; $\Re(\nu = \nu_{\max}) \cong k\sigma_\xi$. Т. к. выражение (6) получено в предположении о том, что параметр Рэлея велик, то для исследования спектра флуктуаций по этой формуле необходимо потребовать, чтобы для минимальных анализируемых частот $\nu_{\min}$ выполнялось соотношение:

$$\Re(\nu_{\min}) \gg 1. \tag{8}$$

*Считается, что $\eta \ll 1$ (скользящие углы).

Во время проведения натурного эксперимента, который будет описан ниже, возникла ситуация, когда малым частотам флуктуаций соответствует параметр Рэлея меньше и порядка единицы, а с возрастанием ν он становится существенно большим. Поэтому в дальнейшем будут анализироваться достаточно высокие (свыше 1-го Гц) частоты, т. е. будут исследоваться "хвосты" спектра флуктуаций.

На рис. 2 приведены нормированные спектры $S_n(f) = 10\lg\dfrac{S_{XX}(f)}{S_{XX}(f=1)}$ флуктуаций пеленга в угломестной плоскости в дБ, рассчитанные по (6).

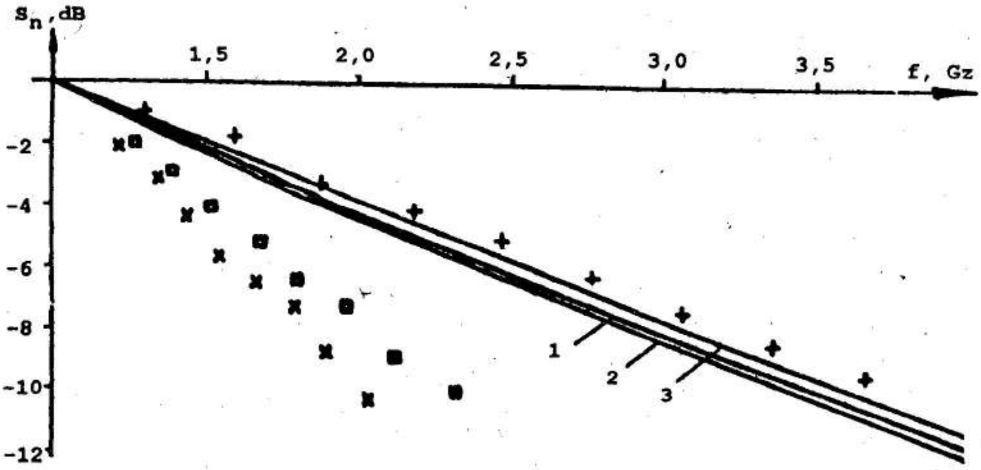

Рис. 2.

По оси абсцисс — частота флуктуаций f, $[f]$ = Гц. Функция затенений Q_{sh} учитывалась в рамках модели статистически неоднородной поверхности ([5], формула (15)). Изменяющийся параметр — дальность D. Кривая 1 — $D = 600$ м, 2 — $D = 1200$ м, 3 — $D = 3000$ м. Период морского волнения $T_в = 2,5$ сек, средняя высота гребней волн — $\langle a\rangle = 0,25$ м. Диаграммы антенн аппроксимировались функцией $G(\theta) = \left((\pi d/\lambda)\sin\theta\right)^{-1}\sin\left((\pi d/\lambda)\sin\theta\right)$, где d — линейные размеры апертуры [6]. Размеры антенн пеленгатора и источника равны $d_п = 600$ мм, $d_и = 25$ мм. Высоты приемника и передатчика $z = 3$ м. Длина волны излучения $\lambda = 3,2$ мм.* Для вычисления функции затенений Q_{sh} использовались следующие значения параметров: $\sigma = 0,2\langle a\rangle$, $r = 0,7$, где σ — среднеквадратическое отклонение высоты гребней, r — коэффициент корреляции между высотами соседних гребней [5]. Скорость морских волн и пространственный период брались из дисперсионного соотношения для

*Все данные взяты в соответствии с проведенным натурным экспериментом.

"глубокой воды" [7]

$$v = \frac{g}{2\pi} T_в \approx 1,56\, T_в, \quad L \approx 1,5\, T_в^2, \tag{9}$$

где $g = 9,81$ м/сек^2 — ускорение свободного падения. Среднеквадратический наклон оценивался из соотношения: $\gamma_0 = 2\langle a \rangle / L$.

Как видно из рис. 2, при изменении дистанции D от 600 м до ≈ 1000 м, спектр флуктуаций углов прихода сужается, а затем, при увеличении D до 3000 м, снова расширяется. Эта немонотонная зависимость ширины спектра от дистанции вызвана увеличением вероятности незатенений зеркальных точек Q_{sh} на участках, прилегающих к источнику (возрастание Q_{sh} возле пеленгатора не вносит вклада в спектр флуктуаций из-за "режущего" фактора диаграммы $G_п$) [5]. Отметим, что Q_{sh} вычислялось для неоднородной поверхности моря. Расчет S_n с учетом Q_{sh} для однородной стационарной поверхности [2, 5] такого расширения не дает.

Экспериментальные результаты, приведенные на рис. 2, изображены в виде маркеров (+ — 600 м, × — 1200 м, □ — 3000 м).

Из сравнения экспериментальных и теоретических данных видно, что "хвосты" спектров могут быть описаны экспоненциальными функциями, которые в масштабе, использованном на рис. 2, выглядят как прямые линии. На рис. 2 также хорошо видно, что для теории и эксперимента характер дистанционных зависимостей частотной полосы флуктуаций совпадает, и наиболее узкие спектры наблюдаются на дистанции ≈ 1000 м. Однако, необходимо отметить и определенное отличие, заключающееся в том, что частотные полосы флуктуаций в эксперименте на дальностях свыше 1 км были меньше чем те, которые получаются по расчетам в предлагаемой модели. Одна из возможных причин такого расхождения состоит в том, что при скользящих углах, когда отражение идет от "верхушек" гребней волн, соответствующие зеркальные точки находятся на выпуклой поверхности (зеркальные точки во "впадинах" затенены). При этом не учитывались эффекты дефокусировки [2] и влияние полутени [8].

На рис. 3, 4 приведены нормированные спектры $S_n(F) = 10 \lg \left[S_{XX}(F) / S_{XX}(F = 2 \cdot 10^{-3}) \right]$ флуктуаций пеленга в угломестной плоскости в дБ, рассчитанные по (6) для различных значений D (номера кривых, период морского волнения и геометрия трассы распространения такая же, как и для рис. 2). По оси абсцисс — нормированная частота флуктуаций $F = \nu / (kv)$. Функция затенений Q_{sh} для рис. 3 учитывалась в рамках модели стационарной нормальной поверхности ([2], стр. 259); Q_{sh} для рис. 4 учитывалась в рамках модели поверхности, высота и наклон которой — статистически зависимые величины ([5], формула (15)). Диаграммы приемника и источника — изотропные, т. е. $G_п = G_и = 1$. Средняя высота гребней морских волн $\langle a \rangle = 0,5$ м. Функция затенений для рис. 4 вычислялась для следующих значений параметров: $\sigma = 0,3\langle a\rangle$, $r = 0,4$.

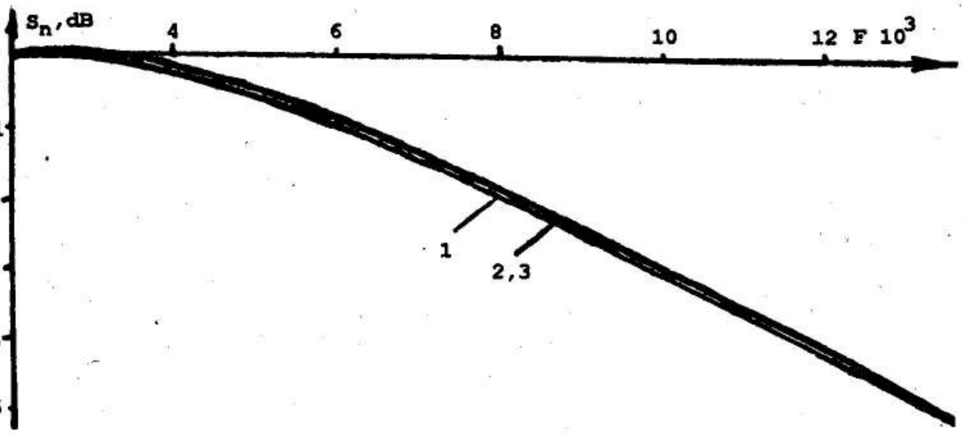

Рис. 3.

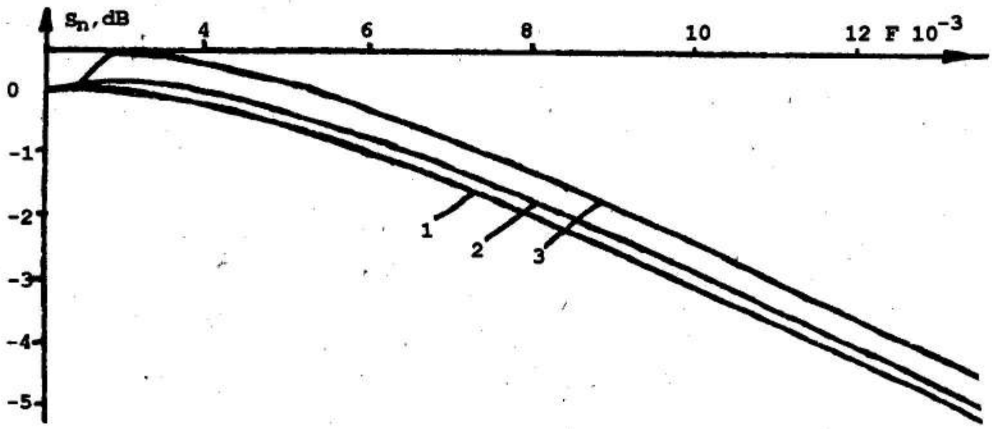

Рис. 4.

Из сравнения рис. 3 и рис. 4 видно, что влияние функции затенений неоднородной морской поверхности приводит к появлению максимумов в спектре углов прихода на дальностях свыше 1 км (рис. 4, кривые 2, 3), которые обусловлены возрастанием Q_{sh} на прилегающих к приемнику и передатчику участках поверхности. Возрастание спектральной плотности на частотах, значительно выше частоты максимума спектра морского волнения, отмечено в [4] (вторичные максимумы) при проведении экспериментов над морем в диапазоне 8 мм.

Отметим, что это возрастание спектральной плотности не связано с фактором влияния множителя геометрооптической расходимости $R_1^{-2}R_2^{-2}$ в индикатриссе рассеяния [9].

Таким образом, наблюдающаяся в эксперименте немонотонная зависимость от дистанции ширины спектра флуктуаций углов прихода радиоволн является следствием того, что функция затенений на морской поверхности при скользящем распространении радиоволн не монотонно убывает при приближении к источнику.

Данная работа была закончена благодаря поддержке Международного научного фонда — грант N U2A000.

ЛИТЕРАТУРА

1. Костенко Н. Л., Фукс И. М. // Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1990. N 7. С. 20.
2. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние радиоволн на статистически неровной поверхности. — М.: Наука, 1972. 424 с.
3. Михайловский А. И. // Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1991. N 11. С. 40.
4. Кулемин Г. П., Разсказовский В. Б. Рассеяние миллиметровых радиоволн поверхностью Земли под малыми углами. — Киев: Наук. думка, 1987. 232 с.
5. Михайловский А. И., Фукс И. М. Затенения морской поверхности при скользящем распространении радиоволн // Изв. вузов. Радиофизика (в печати).
6. Горбач Н. В., Фукс И. М. // Изв. вузов. Радиофизика, 1989. Т. 32. N 12. С. 1485.
7. Справочник по радиолокации. Том 1 / Под ред. М. Скольника. — М.: Сов. радио, 1976. 456 с.
8. Горбач Н. В. Исследование флуктуаций параметров радиосигналов мм диапазона вблизи поверхности раздела / Диссертация. — Харьков: Харьковский государственный университет, 1992.
9. Бартон Д. Радиолокационное сопровождение целей при малых углах места // Тр. инженеров по радиотехнике и электронике, 1974. Т. 62. N 6. С. 37.

Радиоастрономический институт
АН Украины

Поступила в редакцию
25 марта 1993 г.
После переработки
7 февраля 1994 г.

INTERFERENCE NOISE SPECTRUM OVER SEA SURFACE AT SMALL SLIDING ANGLES

N. V. Gorbach, A. I. Mikhailovsky, I. M. Fuks, L. I. Sharapov

The interference noise spectrum caused by spurious reflections of a rough sea surface has been investigated by the statistical scattering theory. The scattered field was calculated in the tangent-plane approximation. Taking a bearing of motionless source in bistatic version was examined. Taking account of the shadowing function on a spatially inhomogenious random surface makes it possible to explain a nonmonotone dependence of the arrival angle fluctuation spectrum width on a distance as well as a presence of maxima in the spectrum at frequencies significantly higher than that of the rough sea surface spectrum maximum. Theoretical results are compared with the experimental data.