хастических колебаний Во втором случае происходит сжатие траекторий вдоль оси J и неподвижные точки представляют собой состояния равновесия типа седел (рис 2б). Из-за наличия седел $(J_{\pm}, 0)$ наблюдаются довольно сложные переходные режимы: при $|J| \neq 0$ существует вероятность попадания каскада в клинья $Q_{\pm}$ (рис. 2б), а следовательно, в область притяжения седел $(J_{\pm}, 0)$. Эта вероятность стремится к нулю при $|J| \to 0$, и поэтому каскад рано или поздно «ложится» на ось Z, что соответствует синхронизации стохастических колебаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Эшби У. Р. Конструкция мозга. — М ИЛ, 1962.
2. Рабинович М И. Нелинейные волны. Стохастичность и турбулентность — Горький: ИПФ АН СССР, 1980, с 5.
3. Сбитнев В. И. — Биофизика, 1982, 27, с. 515.
4. Сбитнев В. И. — Биофизика, 1984, 29, с. 113.
5. Осовец С. М. и др. Нелинейные волны. Стохастичность и турбулентность. — Горький. ИПФ АН СССР, 1980, с. 172

Ленинградский институт ядерной физики АН СССР

Поступила в редакцию 21 октября 1983 г.

УДК 621 396 962 27

ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАРМОНИЧЕСКИ НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В КИРХГОФОВСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В. Ю. Райзер, С. Р. Филонович

В задачах дистанционного зондирования возникает необходимость выбора адекватных моделей подстилающих поверхностей для расчета характеристик собственного и рассеянного излучения. Если имеются крупномасштабные неровности со случайным профилем, то используют известный метод Кирхгофа (приближение геометрической оптики), а статистические свойства поверхности описывают, как правило, гауссовыми распределениями [1-7]. В случае поверхностей с узким или дельта-образным спектром возвышений применимость гауссовых статистик не всегда правомочна Примером могут служить возмущения типа волн конечной амплитуды на воде, которые отличаются монохроматичностью и регулярностью формы [8]. В настоящем сообщении рассмотрена возможная модель СВЧ излучения такой поверхности.

Расчет спектрального коэффициента излучения крупномасштабной поверхности можно свести к статистическому усреднению локальных коэффициентов отражения по ансамблю плоских случайно ориентированных площадок:

$$\varkappa_{\text{в.г}}(\theta) = 1 - \int\limits_{-\infty}^{\infty} |r_{\text{в.г}}(\cos\chi)|^2 p(\theta, z)\, dz. \quad (1)$$

Здесь $r_{\text{в, г}}(\cos\chi)$ — френелевские коэффициенты отражения для вертикальной (в) и горизонтальной (г) поляризаций, $p(\theta, z)$ — одномерная плотность вероятности распределения уклонов поверхности в плоскости падения. Локальный угол падения χ зависит от угла наблюдения θ и величины уклона $z = \operatorname{tg}\psi$ (рис. 1):

$$\cos\chi = \cos(\psi - \theta) = (1 + z\operatorname{tg}\theta)(1 + z^2)^{-1/2}\cos\theta. \quad (2)$$

Плотности распределения $p(\theta, z)$ под углом θ и $p(z)$ при $\theta = 0$ связаны соотношением

$$p(\theta, z) = (1 + z\operatorname{tg}\theta)\, p(z). \quad (3)$$

Пусть возмущения поверхности имеют строго гармонический характер

$$\xi(x) = a\sin(kx + \varphi), \quad (4)$$

где амплитуда a и пространственная частота $k = 2\pi/\Lambda$ — постоянные, а фаза φ — случайная величина, равномерно распределенная в интервале $(0, 2\pi)$. Тогда одномерная плотность распределения случайной величины градиента $\nabla\xi_x$ равна, согласно [2],

$$p(z) = \begin{cases} \left(\pi\sqrt{z_0^2 - z^2}\right)^{-1}, & |z| < z_0, \\ 0, & |z| > z_0 \end{cases} \quad (5)$$

где $z_0 = ka$ — максимальное значение градиента, т. е. максимальный уклон поверхности.

Операцию усреднения (1) с учетом (5) возможно провести аналитически. Для этого энергетические коэффициенты Френеля разложим по степеням $\cos\chi$ и ограничимся двумя первыми членами:

$$|r_в(\cos\chi)|^2 = \left|\frac{\varepsilon\cos\chi - \sqrt{\varepsilon - \sin^2\chi}}{\varepsilon\cos\chi + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\chi}}\right|^2 \approx 1 - \frac{\alpha(\chi)}{\cos\chi}; \tag{6}$$

$$|r_г(\cos\chi)|^2 = \left|\frac{\cos\chi - \sqrt{\varepsilon - \sin^2\chi}}{\cos\chi + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\chi}}\right|^2 \approx 1 - \beta(\chi)\cos\chi. \tag{7}$$

При $|\varepsilon| \gg \sin^2\chi$ коэффициенты α и β можно считать зависящими только от компонент комплексной диэлектрической проницаемости среды ε. Для воды в СВЧ диапазоне $|\varepsilon| = 10 \div 80$ [9] и такое предположение оправдано.

Подставляя далее (5) и (6) или (7) в правую часть (1), получаем следующие выражения для коэффициентов излучения гармонически неровной поверхности:

для вертикальной поляризации —

$$\varkappa_в(\theta, z_0) = \frac{\alpha}{\pi\cos\theta}\int_{-z_0}^{z_0}\frac{1+z^2}{\sqrt{(1+z^2)(z_0^2-z^2)}}\,dz = (2/\pi)\,\varkappa_{0в}(\theta)\sqrt{1+z_0^2}\,E(\rho), \tag{8}$$

для горизонтальной поляризации —

$$\varkappa_г(\theta, z_0) = \frac{\beta\cos\theta}{\pi}\int_{-z_0}^{z_0}\frac{(1+z\,\mathrm{tg}\,\theta)^2}{\sqrt{(1+z^2)(z_0^2-z^2)}}\,dz = \frac{2}{\pi}\varkappa_{0г}(\theta)\left[\frac{1-\mathrm{tg}^2\theta}{\sqrt{1+z_0^2}}K(\rho) + \mathrm{tg}^2\theta\sqrt{1+z_0^2}\,E(\rho)\right]. \tag{9}$$

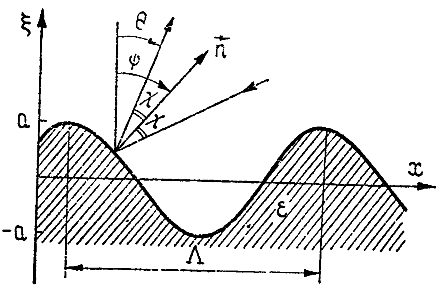

Рис. 1. Геометрия задачи.

Здесь $K(\rho)$ и $E(\rho)$ — полные эллиптические интегралы первого и второго рода с аргументом

$$\rho = z_0/\sqrt{1+z_0^2}, \tag{10}$$

$\varkappa_0 = 1 - |r|^2$ — коэффициент излучения невозмущенной поверхности. Если $\rho \sim z_0 \lesssim 0{,}1$, то $K(\rho) = E(\rho) = \pi/2$ [10] и формулы (8), (9) значительно упрощаются. В этом случае при углах визирования $\theta \lesssim 35°$ поправки к коэффициентам излучения за счет неровностей пропорциональны $|\Delta\varkappa_{в,\,г}| \sim \varkappa_{0\,в,\,г} z_0^2$, причем для вертикальной поляризации они положительны, а для горизонтальной — отрицательны.

Для практики представляют интерес оценки СВЧ излучения водной поверхности, возмущенной синусоидальными волнами различной крутизны На рис. 2 приведены зависимости радиояркостного контраста $\Delta T_я = (\varkappa - \varkappa_0)T_0$, (где T_0 — температура поверхности) от параметра $z_0 = ka$. Расчет выполнен численно в миллиметровом и сантиметровом диапазонах радиоволн. Из этого рисунка видно, что с увеличением крутизны волны* абсолютное значение контраста растет, причем знак $\Delta T_к$ зависит от поляризации излучения и угла визирования. При настильных углах величина контраста оказывается существенно большей, чем при углах, близких к надиру. Частотное разделение кривых обязано наличию дисперсии диэлектрической проницаемости воды $\varepsilon(\lambda)$ в СВЧ диапазоне.

Для гравитационно-капиллярных волн ($\Lambda = 1 \div 10$ *см*) параметр $ka = 0{,}1 \div 0{,}5$ и контрасты, связанные с ними, достигают $\Delta T_я = 8 \div 10$ K при $\theta = 60°$.

Точность вычислений $\varkappa_{в,г}$ по соотношениям (8)—(10) составляет около 0,1% в области значений $0 \leqslant \theta \leqslant 30°$ и $0 \leqslant ka \leqslant 0{,}25$. Эффекты затенений при расчетах в этой области можно не учитывать, поскольку выполняется критерий $ka \ll \mathrm{ctg}\,\theta$ [2].

Полученные результаты свидетельствуют о возможности использования высокочувствительной радиометрической аппаратуры для индикации возмущений гравитационно-капиллярной области спектра морского волнения. При этом предпочтительнее оказываются настильные углы наблюдения, где величины контрастов наиболее чувствительны к вариациям параметров (крутизны) поверхностных волн.

* Крутизной волны называют отношение $\gamma = 2a/\Lambda$

Для поверхности с многомодовой статистикой неровностей, которая описывается суперпозицией независимых гармонических возмущений $\xi_N(x) = \sum_{n=1}^{N} a_n \sin(k_n x + \varphi_n)$, совместная плотность вероятности распределения градиента имеет вид

$$p_N(z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \prod_{n=1}^{N} J_0(vz_n)\, e^{-ivz}\, dv, \tag{11}$$

где $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка действительного аргумента. Результат усреднения (1) по распределению (11) в общем случае зависит от числа мод N и соотношения параметров $z_n = k_n a_n$. Учитывая существенно негауссов характер этого распределения при конечном (небольшом) числе N [11], можно ожидать, что среднее излучение будет зависеть и от самого вида $p_N(z)$ Численные оценки возможного эффекта будут даны в последующей работе. Однако в пределе $N \to \infty$, когда исходное распределение переходит в гауссово, излучение определяется дисперсией и корреляцией уклонов [1,4]. Эта связь положена в основу дистационной индикации энергонесущих компонент морского волнения с помощью радиофизических средств.

Авторы признательны Ю. А. Кравцову за полезные замечания.

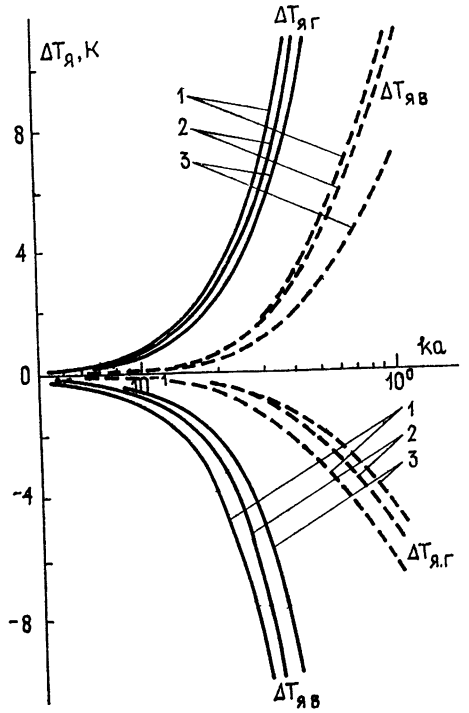

Рис. 2. Зависимости $\Delta T_я$ от параметра ka. Расчет: $T_0 = 293$ K; сплошная линия — $\theta = 60°$; пунктирная — $\theta = 30°$; *1* — $\lambda = 0{,}3$ *см*; $\varepsilon = 7{,}97 - i\,13{,}68$; *2* — $\lambda = 0{,}8$ *см*; $\varepsilon = 18{,}33 - i\,28{,}27$; *3* — $\lambda = 1{,}5$ *см*; $\varepsilon = 37{,}06 - i\,36{,}91$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Башаринов А. Е., Гурвич А. С, Егоров С. Т. Радиоизлучение Земли как планеты. — М.: Наука, 1974.
2. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. — М: Наука, 1972.
3. Шифрин К. С., Ионина С Н. — Труды ГГО, 1968, вып. 222, с. 22.
4. Wu S. T, Fung A K — J. Geophys. Res. 1972, 77, № 30, p. 5917
5. Шульгина Е М. — Изв. АН СССР. Сер Физика атмосферы и океана, 1972, 8, № 7, с. 773.
6. Шутко А. М — Радиотехника и электроника, 1978, 23, № 10, с. 2107.
7. Бубукин И. Т., Докучаев В. П., Кротиков В Д. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 6, с. 652.
8. Лакомб А. Физическая океанография. — М.: Мир, 1974.
9. Райзер В. Ю., Шарков Е А., Эткин В. С. Препринт ИКИ АН СССР № 164. — М, 1974.
10. Градштейн И С, Рыжик И. М Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. — М.: Наука, 1971
11. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А С. Введение в статистическую радиофизику и оптику — М: Наука, 1981.

Институт космических исследований АН СССР

Поступила в редакцию 22 ноября 1983 г.