

УДК 621.371.2

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТИ С МАЛЫМИ И ПОЛОГИМИ НЕРОВНОСТЯМИ

Ж. Д. Генчев

В рамках второго порядка теории возмущений получено аналитическое выражение для рассеянного электромагнитного поля на диэлектрической поверхности с пологими и малыми по сравнению с длиной волны неровностями. На основе этого выражения проанализированы: 1) критические явления при тепловом радиоизлучении периодически неровной водной поверхности, 2) второй порядок удельного сечения рассеяния радиоволн коротковолнового и средневолнового диапазонов шероховатой поверхностью (в частности, взволнованной поверхностью моря).

Хорошо известно, что для расчета одностороннего теплового излучения нагретых тел в зоне Фраунгофера требуется вспомогательное вычисление дифракционного поля, которое образуется при облучении тела плоской монохроматической волной [1]. Для пологой ($AK \ll 1$) периодически неровной поверхности вида

$$z = \xi(x) = A \cos(Kx) \quad (K = 2\pi/\Lambda) \quad (1)$$

с мелкомасштабными по сравнению с длиной волны λ_0 электромагнитного излучения ($Ak_0 \ll 1$, $k_0 = 2\pi/\lambda_0$) неровностями необходимо решение указанной дифракционной задачи в рамках, по меньшей мере, второго порядка теории возмущений $O[(k_0 A)^2]$ [2]. Решение этой дифракционной задачи служит также основой анализа рассеяния волн на статистически неровной поверхности [3]. К примеру, интенсивность эхо-сигнала от шероховатой поверхности исследована во втором порядке теории возмущений для ряда конкретных ситуаций [4, 5]; в [6] получены общие результаты, которые, однако, неполностью интерпретированы и представлены в неудобном для вычислений виде. Заметим также, что на основе полученных в [5] теоретических выводов была проведена [7, 8] обработка экспериментальных данных — исследовались решения обратной задачи дистанционного зондирования моря в коротковолновом и средневолновом диапазонах длин волн. Целью предлагаемой статьи является вывод выражений для дифракционного поля второго порядка, возникающего при облучении диэлектрической поверхности плоской монохроматической волной, и применение полученных результатов для анализа данных высокочастотного зондирования периодических и случайных поверхностей.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ДИФРАКЦИОННОГО ПОЛЯ ВО ВТОРОМ ПОРЯДКЕ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЯ

Будем считать границу раздела диэлектрик — вакуум Σ шероховатой поверхностью вида

$$z = \xi(\mathbf{r}) = \xi(x, y), \quad (2)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор точки на средней плоскости S ($z=0$), и предположим, что распределение отклонений ξ удовлетворяет нормальному

закону Гаусса. Иными словами, для двумерной плотности распределения высот используем выражение

$$f_2(\xi_1, \xi_2, \rho) = \frac{1}{2\pi h^2 (1 - F^2)^{1/2}} \exp \left[- \left(\frac{\xi_1^2 + \xi_2^2 - 2F\xi_1\xi_2}{2h^2 (1 - F^2)} \right) \right]. \quad (3)$$

Случайная граница раздела в (3) определяется двумя детерминированными параметрами — среднеквадратичным отклонением высот неровностей от плоскости $z=0$ $h^2 = \overline{\xi^2}$ (черта означает усреднение по поверхности) и коэффициентом корреляции $F(\rho)$ ($\rho = r_1 - r_2$),

$$\overline{\xi_1\xi_2} = \overline{\xi(r_1)\xi(r_2)} = h^2 F_{12} = h^2 F_{21} = h^2 F(r_1 - r_2). \quad (4)$$

Для дальнейшего нам потребуется коррелятор четвертого порядка, который в случае нормального распределения отклонений высот от средней поверхности выражается теми же двумя параметрами h и $F(\rho)$ следующим образом [9]:

$$\langle \xi_1\xi_2\xi_3\xi_4 \rangle = h^4 [F_{12}F_{34} + F_{13}F_{24} + F_{23}F_{14}]. \quad (4a)$$

Спектральная плотность $W(\mathbf{k})$ случайной поверхности $z = \xi(x, y)$ вводится как фурье-преобразование коэффициента корреляции

$$W(\mathbf{k}) = (2\pi)^{-2} \iint_{-\infty}^{\infty} e^{-i\mathbf{k}\rho} F(\rho) d\rho. \quad (5)$$

Рис. 1 изображает геометрию задачи при произвольной ситуации разнесения источника (A) и приемника (B) излучения в дальней зоне относительно рассеивающего участка поверхности S : $z = 0$. Здесь $\beta = (\cos \psi_1 \cos \varphi; \cos \psi_1 \sin \varphi; \sin \psi_1)$ — произвольное направление рассеяния в верхнюю полусферу, $\alpha = (-\cos \psi; 0, -\sin \psi)$ — единичный вектор в направлении излучения, $\mathbf{n} = (0, 0, 1)$ — вектор нормали к средней поверхности S . На рисунке изображен контур пологой мелкомасштабной поверхности Σ : $z = \xi(x, y)$.

По возможности в дальнейшем будем придерживаться обозначений, приведенных в работе [10]. Вектор единичной внешней нормали к поверхности Σ запишем в виде

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \{-\xi_x, -\xi_y, 1\} (1 + \xi_x^2 + \xi_y^2)^{-1/2}, \quad (6)$$

где $\xi_x = \partial \xi / \partial x$, $\xi_y = \partial \xi / \partial y$. Электрическое поле первичной (падающей) волны на среднюю поверхность задается выражением

$$\mathbf{E}^{\text{inc}}(\mathbf{r}) = E_0 \mathbf{p}_0 \exp [i(k_0 \alpha_{\perp} \mathbf{r} - \omega_0 t)], \quad (7)$$

где \mathbf{p}_0 — вектор поляризации, $k_0 = 2\pi/\lambda_0 = \omega_0/c$, нижний индекс \perp здесь и в дальнейшем для любого вектора \mathbf{v} означает $\mathbf{v}_{\perp} = \mathbf{v} - \mathbf{n}(\mathbf{n}\mathbf{v})$.

Идея метода возмущений заключается в переносе граничных условий, задаваемых на неровной поверхности:

$$\begin{aligned} [\mathbf{v}, \mathbf{E} - \mathbf{E}_d]_{\Sigma} &= 0, & (\mathbf{v}, \mathbf{E} - \epsilon(\omega_0) \mathbf{E}_d)_{\Sigma} &= 0, \\ [H - H_d]_{\Sigma} &= 0, \end{aligned} \quad (8)$$

на среднюю поверхность $z=0$. Здесь $\mathbf{E}(\mathbf{E}_d)$ — электрическое поле в воздухе (диэлектрике), а $\mathbf{H}(\mathbf{H}_d)$ — магнитное поле в воздухе (диэлектрике). Любой из этих векторов представим в виде

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}^{(0)} + \mathbf{E}^{(1)} + \mathbf{E}^{(2)} + O((k_0 h)^3), \quad (9)$$

где $E^{(0)}$ — поле в отсутствие неровностей, $E^{(1)}$ — поправка первого порядка $O(k_0h)$ и $E^{(2)}$ — поправка второго порядка $O[(k_0h)^2]$ за счет действия неровностей. После несложных, но громоздких вычислений получаем поверхностные плотности электрического и магнитного токов на средней поверхности S ($z=0$) в следующем виде:

в первом порядке теории возмущений (ТВ) [10]

$$[n, H^{(1)} - H_d^{(1)}]_S = (4\pi/c) J_e^{(1)}(r) = ik_0\xi(r)(1 - \epsilon) E_{\perp}^{(0)}, \quad (10)$$

$$[n, E^{(1)} - E_d^{(1)}]_S = - (4\pi/c) J_m^{(1)}(r) = - (1 - \epsilon^{-1}) [n, \nabla_r (\xi n E^{(0)})]$$

и во втором порядке ТВ

$$(n, H^{(2)} - H_d^{(2)})_S = (4\pi/c) J_e^{(2)}(r) = ik_0\xi(r)(1 - \epsilon) E_{\perp}^{(1)} + (ik_0/2)(1 - \epsilon) [\nabla_r (\xi^2 n E^{(0)}) + \xi^2 (n \nabla) E_{\perp}^{(0)}]; \quad (11a)$$

$$[n, E^{(2)} - E_d^{(2)}]_S = - (4\pi/c) J_m^{(2)}(r) = - (1 - \epsilon^{-1}) [n, \nabla_r (\xi n E^{(1)})] + [(k_0\xi)^2/2](1 - \epsilon) [E^{(0)}, n] - (1 - \epsilon^{-1}) [\nabla_r (\xi \nabla_r (\xi E_{\perp}^{(0)})), n]. \quad (11b)$$

Прежде чем перейти к анализу выражений для дифракционных полей первого и второго порядков, запишем входящие в (11) поле и его нормальную производную в отсутствие неровностей в следующем виде:

$$E^{(0)}(r) = E_0 E^{(0)} \exp(ik_0 \alpha_{\perp} r), \quad (12)$$

$$(n \nabla) E^{(0)}(r) = - ik_0 \alpha_0 E_0 (2p_0 - E^{(0)}) \exp(ik_0 \alpha_{\perp} r),$$

где

$$E^{(0)} = \frac{2a_0}{a_0 + b_0} p_0 + (p_0 n) \frac{2a_0(\epsilon - 1)}{\epsilon a_0 + b_0} \left(n + \frac{\alpha}{a_0 + b_0} \right),$$

$$a_0 = -n\alpha = \sin \psi, \quad b_0 = \sqrt{\epsilon - \cos^2 \psi}.$$

Как показано в работе [11], если наклон поверхности достаточно мал ($|\nabla_r \xi(x, y)| < 0,448$, что заведомо выполняется в нашем случае, когда рассмотрение ведется методом ТВ), то рассеянное поле можно представить в виде суперпозиции плоских волн

$$E^{(1,2)}(R) = \int_{-\infty}^{\infty} E^{(1,2)}(k) \exp(ik_0 R \beta_1) dk, \quad z > \xi; \quad (13a)$$

$$E_d^{(1,2)}(R) = \int_{-\infty}^{\infty} E_d^{(1,2)}(k) \exp(ik_0 R \beta_2) dk, \quad z < \xi, \quad (13b)$$

где

$$R = r + zn, \quad k = \{k_x, k_y, 0\},$$

$$\beta_1 = k/k_0 + na, \quad \beta_2 = k/k_0 - nb,$$

$$a = [1 - (k/k_0)^2]^{1/2}, \quad b = [\epsilon(\omega_0) - (k/k_0)^2]^{1/2}.$$

Вводя фурье-компоненты для плотностей токов (10), (11) по формулам

$$J_{e,m}^{(j)}(k) = (2\pi)^{-2} \iint_{-\infty}^{\infty} J_{e,m}^{(j)}(r) e^{-ikr} dr, \quad j = 1, 2 \quad (14)$$

и учитывая граничные условия (106), (116), получаем для фурье-компонент электрического поля в (13) следующие выражения:

$$E^{(j)}(\mathbf{k}) = A^{(j)} \hat{\mathbf{k}} + B^{(j)} \mathbf{n} \times \hat{\mathbf{k}} - (k/ak_0) A^{(j)} \mathbf{n},$$

$$E_d^{(j)}(\mathbf{k}) = [A^{(j)} + (4\pi/c) J_m^{(j)\perp}] [\hat{\mathbf{k}} + (k/k_0 b) \mathbf{n}] +$$

$$+ [B^{(j)} - (4\pi/c) J_m^{(j)\parallel}] \mathbf{n} \times \hat{\mathbf{k}}, \quad j = 1, 2. \quad (15)$$

Здесь $\hat{\mathbf{k}} = \mathbf{k}/k$, верхние и нижние индексы \parallel и \perp означают проекции фурье-компонент токов вдоль единичного вектора $\hat{\mathbf{k}}$ и перпендикулярно к нему:

$$J^{\parallel} = (J\hat{\mathbf{k}}), \quad J^{\perp} = (J[n\hat{\mathbf{k}}]). \quad (16)$$

Неопределенные скалярные величины $A^{(j)}(\mathbf{k})$, $B^{(j)}(\mathbf{k})$ легко находятся из граничных условий (10 а), (11 а):

$$A^{(j)} = -\frac{4\pi}{c} \frac{a}{\epsilon a + b} [e J_m^{(j)\perp} + b J_e^{(j)\parallel}],$$

$$B^{(j)} = \frac{4\pi}{c} \frac{1}{a + b} [b J_m^{(j)\parallel} - J_e^{(j)\perp}]. \quad (17)$$

Нетрудно проверить, что в первом порядке ТВ формулы (15), (17) полностью соответствуют известному результату (формулы (7) работы [10]). Следует отметить также, что как в первом, так и во втором порядке ТВ расчет по методу стационарной фазы (для зоны Фраунгофера, $R \rightarrow \infty$) приводит к формулам

$$E^{(1,2)}(\mathbf{R}) = \frac{2\pi k_0 a(\mathbf{x})}{iR} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{R}} E^{(1,2)}(\mathbf{k} = \mathbf{x}), \quad (18)$$

где $\mathbf{x} = k_0 [n \beta \mathbf{n}] = k_0 \beta_{\perp, \parallel}$, т. е. рассеянное поле в верхнюю полусферу $\beta = R/R$ (см. рис. 1) имеет вид сферической волны, комплексная амплитуда которой определяется формулами (15), (17).

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИ НЕРОВНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В работах [12, 13] экспериментально изучается зависимость радиояростной температуры $T_{\alpha}^{\beta, \gamma}$ (на вертикальной (β) и горизонтальной (γ) поляризациях) периодически неровной водной поверхности вида (1) от длины поверхностной волны Λ . Как показано в [2], для корректной интерпретации местоположения и ширины максимумов наблюдаемой $T_{\alpha}^{\beta, \gamma}$, необходим учет критических явлений, возникающих при выполнении условий

$$(K/k_0)_{I, II} = 1 \mp \cos \psi. \quad (19)$$

Вычисление вспомогательного дифракционного поля в [2] проведено в импедансном приближении ($|\epsilon(\omega_0)|^{-1/2} \ll 1$). С целью уточнения результатов [2] численных расчетов для водной поверхности, а также в целях применения их при теплолокации периодически неровных поверхностей с любом $\epsilon(\omega_0)$ приведем аналитические выражения для R —коэффициента отражения Френеля по электрическому полю, A_{\mp} —комплексных дифракционных спектров в первом порядке ТВ, B —комплексной

амплитуды добавки второго порядка ТВ к зеркально отраженной волне. С учетом результатов [1, 2] легко можно показать, что относительное изменение δ яркостной температуры периодически неровной поверхности T_{π} по сравнению с яркостной температурой поверхности без неровностей $T_{\pi 0}$ определяется выражением

$$\delta_1 = \delta / (k_0 A)^2 = \frac{-\operatorname{Re} [2 \sin \psi B R^* + a_+ |A_+|^2 + a_- |A_-|^2]}{(k_0 A)^2 \sin \psi (1 - |R|^2)}, \quad (20)$$

где $\delta = (T_{\pi} - T_{\pi 0}) / T_{\pi 0}$. Вводя обозначения

$$a_0 = \sin \psi, \quad b_0 = \sqrt{\varepsilon - \cos^2 \psi}, \quad a_{\pm} = \sqrt{1 - (s_{\pm})^2}, \quad b_{\pm} = \sqrt{\varepsilon - (s_{\pm})^2}, \\ s_{\pm} = -\cos \psi \pm K / k_0, \quad (20 \text{ а})$$

для коэффициентов R , A_{\pm} и B получаем следующие выражения:

а) вертикальная поляризация —

$$R = (\varepsilon a_0 - b_0) / (\varepsilon a_0 + b_0), \\ A_{\pm} / k_0 A = \frac{-i a_0 (1 - \varepsilon^{-1}) (b_{\pm} b_0 \varepsilon^{-1} + s_{\pm} \cos \psi)}{(a_0 + \varepsilon^{-1} b_0) (a_{\pm} + \varepsilon^{-1} b_{\pm})}, \\ \frac{B}{(k_0 A)^2} = \frac{(1 - \varepsilon^{-1}) a_0}{2 (a_0 + \varepsilon^{-1} b_0)^2} \left\{ \frac{1 - \varepsilon^{-1}}{a_+ + \varepsilon^{-1} b_+} (a_+ b_0 - s_+ \cos \psi) \times \right. \\ \times (b_+ b_0 \varepsilon^{-1} + s_+ \cos \psi) + \frac{1 - \varepsilon^{-1}}{a_- + \varepsilon^{-1} b_-} (a_- b_0 - s_- \cos \psi) \times \\ \left. \times (b_- b_0 \varepsilon^{-1} + s_- \cos \psi) - 2 b_0 (a_0^2 - \varepsilon^{-1} \cos^2 \psi) \right\}, \quad (21 \text{ а})$$

б) горизонтальная поляризация —

$$R = (a_0 - b_0) / (a_0 + b_0), \\ A_{\pm} / k_0 A = \frac{i a_0 (\varepsilon - 1) b_0^{-1} b_{\pm}^{-1}}{(1 + a_0 b_0^{-1}) (1 + a_{\pm} b_{\pm}^{-1})}, \quad (21 \text{ б}) \\ \frac{B}{(k_0 A)^2} = \frac{-a_0 (\varepsilon - 1)^2 b_0^{-2}}{2 (1 + a_0 b_0^{-1})^2} \left(\frac{b_+^{-1}}{1 + a_+ b_+^{-1}} + \frac{b_-^{-1}}{1 + a_- b_-^{-1}} - \frac{2 b_0}{\varepsilon - 1} \right).$$

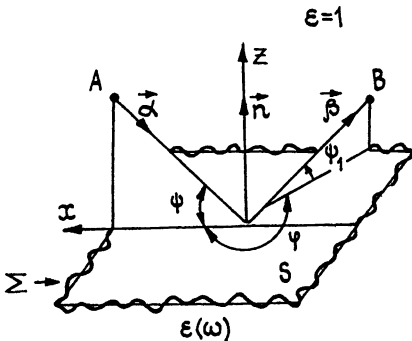


Рис. 1.

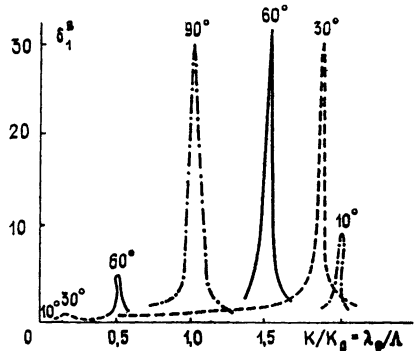


Рис 2

Нетрудно показать, что с точностью до величин $O[|\epsilon|^{-1/2}]$ формулы (21) переходят в соответствующие приближенные формулы, приведенные в работе [2].

Рис. 2 показывает численный расчет относительного изменения яркостной температуры по формулам (20), (21) для поверхности вида (1) с проницаемостью $\epsilon = 77,3 + i18,3$, что соответствует пресной воде при температуре 15°C на длине волны $\lambda_0 = 8$ см. В данном случае плоскость xz совпадает с плоскостью наблюдения (см. рис. 1). Аналогичный численный расчет [2] отличается от нашего расчета не более чем на 10%. Первый (I) и второй (II) максимумы δ_1^p определяются знаками \mp в (19), причем расчет на ЭВМ приводит к уточнению местоположения и величины максимальных значений δ_1^p в зависимости от комплексной диэлектрической проницаемости ϵ и длины волны СВЧ излучения, что иллюстрируется табл. 1.

Таблица 1

	Пресная вода, 15°C , $\lambda_0 = 8$ см, $\epsilon(\lambda_0) = 77,3 + i18,3$				Морская вода, 20°C , $\sigma = 33,5 \text{ } \frac{\text{О}}{\text{Ом}}, \lambda_0 = 3$ см, $\epsilon(\lambda_0) = 53,77 + i36,54$				Морская вода, 20°C , $\sigma = 33,5 \text{ } \frac{\text{О}}{\text{Ом}}$, $\lambda_0 = 0,8$ см, $\epsilon(\lambda_0) = 16,63 + i27,26$			
ψ°	10	30	60	90	10	30	60	90	10	30	60	90
$(K/k_0)_I$	0,02	0,14	0,50	1,0	0,02	0,14	0,50	1,0	0,02	0,14	0,51	1,01
$(\delta_1^p)_I$	0,015	0,320	4,88	30,9	0,012	0,311	4,03	25,0	0,010	0,198	2,24	13,67
$(K/k_0)_{II}$	1,98	1,87	1,50	1,0	1,98	1,87	1,50	1,0	1,98	1,87	1,51	1,01
$(\delta_1^p)_{II}$	9,39	30,2	32,2	30,9	7,90	31,5	26,2	25,0	3,76	19,2	14,8	13,67

Для составления таблицы использованы дисперсионные зависимости $\epsilon(\lambda_0)$, приведенные в работе [14].

ВТОРОЙ ПОРЯДОК УДЕЛЬНОГО РАДАРНОГО СЕЧЕНИЯ

Результат решения радиолокационной задачи ($\beta = -\alpha$) о рассеянии плоской волны на пологой шероховатой поверхности с малыми неровностями хорошо известен в первом порядке ТВ и приводит к формулам «резонансной» теории рассеяния радиоволн [3, 4, 10]. Запишем соответствующий результат, который непосредственно вытекает также и из формул (15), (17), (18),

$$(E^{(1)}, p) = E_0 \frac{e^{ik_0 R}}{2\pi R} B_{p_0}^p(\epsilon, \alpha) \int_{\Delta} (\xi, r) \exp(2ik_0 \alpha_1 r) dr. \quad (22)$$

Здесь p — вектор поляризации обратно рассеянной волны, ΔS — равномерно облученная средняя поверхность $z=0$ в полосе обзора, а коэффициент $B_{p_0}^p$ имеет следующий вид:

$$B_{p_0}^p(\epsilon, \alpha) = 2(\epsilon - 1)(a_0 k_0)^2 \left[\frac{p_0 p}{(a_0 + b_0)^2} + \frac{2(\epsilon - 1)b_0(p_0 n)(pn)}{(a_0 + b_0)(\epsilon a_0 + b_0)^2} \right]. \quad (23)$$

В частности, для идеально проводящей поверхности

$$\lim_{|\epsilon| \rightarrow \infty} B_{p_0}^p = 2k_0^2 [a_0^2(p_0 p) + 2(p_0 n)(pn)]. \quad (24)$$

Используя (15), (17), можно записать формулу для поправки второго порядка ТВ к результату (22) при любом значении комплексной диэлектрической проницаемости ϵ . Здесь мы ограничимся случаем идеально проводящей поверхности $|\epsilon| \rightarrow \infty$, когда коррекция второго порядка ТВ значительно упрощается и приводится к виду

$$\begin{aligned}
 (\mathbf{E}^{(2)}, \mathbf{p}) = E_0 \frac{e^{ik_0 R}}{2\pi i R} \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_2 \int d\mathbf{x} \xi(\mathbf{r}_1) \xi(\mathbf{r}_2) \times \\
 \times \exp [ik_0 \alpha_{\perp} (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2) - i\mathbf{x} (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)] K_{p p_0}(\mathbf{x}, \alpha).
 \end{aligned}
 \quad (25)$$

Ядро $K_{p p_0}(\mathbf{x}, \alpha)$ в шестикратном интеграле (25) зависит от направления излучения α и от векторов поляризации при передаче p_0 и приеме p следующим образом:

$$\begin{aligned}
 K_{p p_0}(\mathbf{x}, \alpha) = \frac{k_0^2}{2\pi^2} p \left\{ a_0 a s + \frac{a_0(\mathbf{x}s)}{k_0^2 a} (\mathbf{x} + k_0 \alpha_{\perp}) + \right. \\
 \left. + \left[a(\alpha_{\perp} s) + \frac{\alpha_{\perp} \mathbf{x} + k_0^2 \alpha_{\perp}^2}{k_0^2 a} (\mathbf{x}s) \right] n \right\},
 \end{aligned}
 \quad (26)$$

где

$$s = a_0 k_0 p_{0\perp} - (p_0 n) (\mathbf{x} - k_0 \alpha_{\perp}). \quad (26a)$$

В рамках второго порядка ТВ удельное эффективное сечение рассеяния (УЭСР) определяется по формуле

$$\sigma_{pp_0}(\beta = -\alpha) = \frac{4\pi R^2}{|E_0|^2 (\Delta S)} \langle |E^{(1)}|^2 + |E^{(2)}|^2 \rangle = \sigma^{(1)} + \sigma^{(2)}. \quad (27)$$

Поскольку отклонения поверхности от средней плоскости подчиняются нормальному закону распределения, при написании (27) использовано равенство $\langle \xi_1 \xi_2 \xi_3 \rangle = 0$. УЭСР первого порядка определяется спектральной плотностью $W(\mathbf{k})$ (5) единственной «резонансной» компонентой поверхности с волновым вектором $\mathbf{k} = 2k_0 \alpha_{\perp} [^3, 10]$,

$$\sigma^{(1)} = 4\pi h^2 |B_{p_0}^p|^2 W(2k_0 \alpha_{\perp}), \quad (28)$$

а добавку второго порядка с учетом (4а), (25), (26) получаем в следующем виде:

$$\sigma^{(2)} = 4\pi (k_0 h)^4 \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \mathbf{k} |\Gamma_{p p_0}(\alpha, \mathbf{k})|^2 W(\mathbf{k} + k_0 \alpha_{\perp}) W(\mathbf{k} - k_0 \alpha_{\perp}), \quad (29)$$

где

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{p p_0}(\alpha, \mathbf{k}) = \frac{1}{2k_0 a} \{ (k_0 a_0 a)^2 (p p_0) + (p_0 n) (p n) (k_0^2 - 2k^2) + \\
 + (\mathbf{k}, (a_0 p_{0\perp} + (p_0 n) \alpha_{\perp})) (a_0 \mathbf{k} + (\alpha_{\perp} \mathbf{k}) n, p) \}.
 \end{aligned}
 \quad (30)$$

В частном случае скользящего падения и вертикальной поляризации

$$p_0 = -n, \quad p = n, \quad a_0 = \sin \psi = 0, \quad \alpha_{\perp} = -\hat{\mathbf{x}} = \{-1, 0, 0\}$$

из (29), (30) получаем результат работы [15]:

$$\Gamma_{v.v}(\mathbf{k}, \psi = 0) = (1/2 k_0 a) (2k^2 - k_0^2 - k_x^2). \quad (31)$$

В заключение отметим, что полученные в работе результаты по теории рассеяния во втором порядке ТВ могут оказаться полезными для усовершенствования комбинированной модели рассеяния СВЧ волн взволнованной поверхностью моря, для исследования дисперсии поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся вдоль нерегулярной границы раздела «плазма—вакуум» [16], и для ряда других приложений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Левин М. Л., Рытов С. М. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. — М.: Наука, 1967.
2. Кравцов Ю. А., Мировская Е. А., Попов А. Е., Троицкий И. А., Эткин В. С. — Изв. АН СССР — Физика атмосферы и океана, 1978, 14, № 7, с. 733.
3. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. — М.: Наука, 1972.
4. Фукс И. М. — Акуст. журн., 1974, 20, с. 458.
5. Barrick D. E. Remote sensing of sea state by radar, in Remote Sensing of the Troposphere — Washington: US Government Printing Office, 1972.
6. Valenzuela G. R. — IEEE Trans. Ant. Prop., 1967, AP-15, № 4, p. 552.
7. Lipa B. — Radio Science, 1977, 12, № 3, p. 425.
8. Stewart R. H., Barnum J. R. — Radio Science, 1975, 10, № 10, p. 853.
9. Miller K. S. Multidimensional Gaussian Distribution. — N. Y.: Wiley, 1964.
10. Фукс И. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1966, 9, № 5, с. 876.
11. Millar R. F. — Proc. Camb. Phil. Soc., 1971, 69, № 1, p. 217.
12. Van Melle M. J., Wang H. H., Hall W. F. — J. Geophys. Res., 1973, 78, № 6.
13. Эткин В. С., Ворсин Н. Н., Кравцов Ю. А., Мировский В. Г., Никитин В. В., Попов А. Е., Троицкий И. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 3, с. 454.
14. Hyatt H. A. — J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 1970, 10, p. 217.
15. Barrick D. E. — Radio Science, 1977, 12, № 3, p. 415.
16. Toigo F., Marvin A., Celli V., Hill N. R. — Phys. Rev., 1977, B15, p. 5618.

Институт электроники
Болгарской академии наук

Поступила в редакцию
12 апреля 1983 г.

SCATTERING OF ELECTROMAGNETIC WAVES BY PERIODIC AND SLIGHTLY ROUGH SURFACES

Zh. D. Genchev

In the scopes of the second-order perturbation theory (Rayleigh—Rice approximation) an analytical expression is derived for the electromagnetic field, scattered by periodic and slightly rough surfaces, characterized by an arbitrary dielectric permittivity. On the basis of this expression an investigation is given of: firstly — the critical phenomena (Wood's anomalies), arising at thermal emission of periodic water surface and secondly — second order radar cross section, which describes the amplitude of the scattered high frequency waves by a slightly rough surface (in particular, a disturbed sea surface).
