

УДК 538.574.4

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ИДЕАЛЬНО ОТРАЖАЮЩИХ ТЕЛАХ, ПОМЕЩЕННЫХ В НЕОДНОРОДНУЮ СРЕДУ

Ю. М. Жидко

Получена в приближении геометрической оптики формула для коэффициента передачи энергии на трассе передающая антенна—идеально отражающий объект—приемная антенна, формально не отличающаяся от аналогичной формулы для однородной среды. Однако входящие в нее величины (сечение рассеяния отражающего объекта, усиление передающей и эффективная поверхность приемной антенны) оказываются зависящими от радиусов кривизны фазовых фронтов волн, приходящих к рассеивающему объекту от точечных источников, расположенных у приемника и передатчика.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В данной работе рассматривается следующая задача: в неоднородной диэлектрической среде с диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\mathbf{r})$, зависящей от координат, расположены излучатель 1, идеально отражающий объект 2 и приемная антенна 3; требуется определить коэффициент передачи K_{123} , равный отношению мощности сигнала P_3 на выходе приемной антенны, обусловленного рассеянием на объекте, к полной излучаемой мощности P_1 .

Коэффициент передачи в однородной среде определяется, как известно, выражением

$$K_{123} = \frac{G_1^{(0)} A_3^{(0)} \sigma_{13}^{(0)}}{(4\pi r_{12} r_{23})^2} \quad (1)$$

где $G_1^{(0)}$ и $A_3^{(0)}$ — коэффициент направленного действия и эффективная площадь передающей и приемной антенн соответственно, $\sigma_{13}^{(0)}$ — двухпозиционное сечение рассеяния объекта, r_{12} и r_{23} — расстояния от излучателя до объекта и от объекта до точки наблюдения соответственно.

В общем случае неоднородной среды не удастся, к сожалению, получить столь простого выражения для коэффициента передачи. Однако в ряде конкретных и в то же время достаточно типичных случаев, в частности, когда свойства среды медленно меняются в масштабе длины волны и можно воспользоваться приближением геометрической оптики, удастся представить K_{123} в виде, аналогичном (1). Мы ограничимся рассмотрением именно этого случая.

Для определения коэффициента передачи необходимо а) найти поле передающей антенны в месте расположения рассеивающего объекта, б) по падающему полю определить рассеянное поле вблизи приемной антенны, в) найти мощность сигнала на выходе приемной антенны. В этой последовательности и будем рассматривать решение поставленной задачи.

2. ПОЛЕ АНТЕННЫ В НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Пусть на апертуре передающей антенны, которую для простоты будем считать плоской, задано распределение токов $\mathbf{j}(x', y')$, где x', y' — декартовы координаты в плоскости апертуры. Найдем магнитное поле антенны \mathbf{H}_2 в месте расположения рассеивателя (\mathbf{r}_2). Будем считать известным поле элементарного диполя в рассматриваемой неоднородной среде. Представим его в виде

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = T_{1,2}^{(H)} \hat{K}_{1,2} [m_{1,2} \mathbf{q}_1], \quad (2)$$

где \mathbf{H} — магнитное поле диполя; $\mathbf{r}_{1,2}$ — координаты диполя и точки наблюдения соответственно; \mathbf{q}_1 — дипольный момент; $m_{1,2}$ — единичный вектор, определяющий направление, по которому нужно направить луч из точки 1, чтобы он попал в точку 2; \hat{K} — оператор поворота вектора без изменения его величины ($\hat{K}_{1,2} \mathbf{B} = \mathbf{A}$, $|\mathbf{A}| = |\mathbf{B}|$); $T_{1,2}^{(H)}$ — комплексный коэффициент. Поскольку поле диполя предполагается известным, то соответственно известны оператор $\hat{K}_{1,2}$ и коэффициент $T_{1,2}^{(H)}$, являющиеся функциями координат \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 .

Дипольный момент элементарной площадки апертуры ds равен $d\mathbf{q} = \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}_1)}{i\omega} ds$, где \mathbf{r}_1 — радиус-вектор центра площадки. Подставляя это значение в (2) и интегрируя его по всей апертуре S , получим магнитное поле антенны \mathbf{H}_2 в месте расположения рассеивателя в виде

$$\mathbf{H}_2 = \frac{1}{i\omega} \int_S |T_{1,2}^{(H)}| \exp(i\psi_{1,2}) \hat{K}_{1,2} [m_{1,2} \mathbf{j}(\mathbf{r}_1)] ds, \quad (3)$$

здесь $\psi_{1,2} = \arg T_{1,2}^{(H)}$.

Фазу $\psi_{1,2}$ можно представить в виде суммы следующих слагаемых:

$$\psi_{1,2} = \psi_{12} + k_1 \rho - \frac{k_1}{2} \left(\frac{\tilde{x}^2}{R^{(1)}} + \frac{\tilde{y}^2}{R^{(2)}} \right), \quad (4)$$

где ψ_{12} — набег фазы по лучевой трассе 1—2; $\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}$ — декартовы координаты точки интегрирования с началом в точке 1, выбранные таким образом, что ось \tilde{z} направлена вдоль волнового вектора волны, приходящей в точку 1 от элементарного источника, расположенного в точке 2, а оси \tilde{x} и \tilde{y} совпадают с главными направлениями фазового фронта этой волны в точке 1; $\tilde{R}^{(1,2)}$ — главные радиусы кривизны фазового фронта; ρ — радиус-вектор точки интегрирования.

Если размеры антенны не слишком велики, а именно таковы, что

$$\tilde{X}_L \ll R^{(1)}, \quad \tilde{Y}_L \ll R^{(2)}, \quad (5)$$

где \tilde{X}_L и \tilde{Y}_L — максимальные размеры антенны по координатам \tilde{x} и \tilde{y} соответственно, то $T_{1,2} \simeq T_{1,2}$, $\hat{K}_{1,2} \simeq \hat{K}_{1,2}$, $m_{1,2} \simeq m_{1,2}$ и выражение (3) примет вид

$$\mathbf{H}_2 = \frac{1}{i\omega} |T_{1,2}^{(H)}| \hat{K}_{1,2} \mathbf{F}(m_{1,2}) \exp(i\psi_{1,2}); \quad (6)$$

$$F(\mathbf{m}_{12}) = \int_S [\mathbf{m}_{12} \mathbf{j}] \exp \left[ik_1 \rho - ik_1 \left(\frac{\tilde{x}^2}{2R^{(1)}} + \frac{\tilde{y}^2}{2R^{(2)}} \right) \right] ds. \quad (7)$$

Вектор $\hat{K}_{12} F$ будем называть, по аналогии со случаем однородной среды, векторной диаграммой направленности антенны в неоднородной среде.

Нетрудно видеть, что при условии

$$\tilde{X}_L \ll \sqrt{R^{(1)} \lambda_1}, \quad \tilde{Y}_L \ll \sqrt{R^{(2)} \lambda_1}, \quad (8)$$

аналогичном условию зоны Фраунгофера в однородной среде, функция $F(\mathbf{m}_{12})$ совпадает с диаграммой антенны, имеющей то же самое распределение токов на апертуре в однородной среде с $k = k_1 = 2\pi/\lambda_1$:

$$F(\mathbf{m}_{12}) = F^{(0)} = \int_S [\mathbf{m}_{12} \mathbf{j}] \exp (ik_1 \rho) ds. \quad (9)$$

Таким образом, при выполнении условия (8) зависимость абсолютной величины поля от направления излучения полностью определяется направленностью этой антенны в однородной среде и коэффициентом $T_{12}^{(H)}$. Однако в отличие от случая однородной среды вектор $F^{(0)}$ не определяет ориентации поля.

Плотность потока энергии ω_2 в точке 2

$$\omega_2 = P_1 G^{(0)}(\mathbf{m}_{12}) T_{12}, \quad (10)$$

где $G^{(0)}(\mathbf{m}_{12})$ — усиление антенны в однородной среде, T_{12} — коэффициент трансформации потока энергии изотропного источника в неоднородной среде ($\omega_{2 \text{ изотр}}$), определяемый соотношением $T_{12} = \omega_{2 \text{ изотр}}/P_1$ (P_1 — полная излучаемая мощность).

Заметим, что и в однородной среде выражение для поля имеет вид, аналогичный (7), если точка наблюдения находится не во френелевской, а во френелевой зоне. Правда, в однородной среде оба радиуса кривизны одинаковы* ($R^{(1)} = R^{(2)} = r_{12}$ — расстояние между точками 1 и 2) и указанное соответствие между полями в однородной и неоднородной средах имеет место лишь в тех случаях, когда и в неоднородной среде оба радиуса кривизны фазового фронта близки по величине. Это обстоятельство несущественно, если антенна линейная. Действительно, пусть антенна линейная и расположена вдоль оси x' , тогда из (7) следует

$$F(\mathbf{m}_{12}) = \int_{-L/2}^{L/2} [\mathbf{m}_{12} \mathbf{j}] \exp (ik_1 \rho - ik_1 x'^2/2R_{\text{эф}}) dx', \quad (11)$$

где $1/R_{\text{эф}} = \cos^2 \alpha/R^{(1)} + \sin^2 \alpha/R^{(2)}$, α — угол между осями x' и \tilde{x} , L — длина антенны.

«Френелевская диаграмма» этой же антенны в однородной среде (с волновым числом k_1) имеет вид

$$F^{(0)}(\mathbf{m}_{12})_{\text{френ}} = \int_{-L/2}^{L/2} [\mathbf{m}_{12} \mathbf{j}] \exp (ik_1 \rho - ik_1 x'^2 \sin^2 \beta/2r_{12}^2) dx', \quad (12)$$

β — угол между осью x' и вектором \mathbf{m}_{12} .

* Предполагается, что выполнено условие $r_{12} \gg L$ (L — максимальный размер антенны).

Таким образом, диаграмма линейной антенны в неоднородной среде совпадает с френелевской диаграммой этой же антенны в однородной среде, соответствующей следующему расстоянию между источником и точкой наблюдения:

$$r_{12} = \sin^2 \beta \left(\frac{\cos^2 \alpha}{R^{(1)}} + \frac{\sin^2 \alpha}{R^{(2)}} \right)^{-1}. \quad (13)$$

3. РАССЕЯННОЕ ПОЛЕ

Задача о рассеянии произвольной волны на произвольном идеально отражающем теле в однородной среде в приближении геометрической оптики решена Фоком [1]. В случае неоднородной среды это решение правильно описывает рассеянное поле лишь вблизи рассеивающего объекта. При удалении точки наблюдения от рассеивающего объекта необходим учет искривления лучей.

Нетрудно показать, что в приближении геометрической оптики поток энергии w_3 в точке наблюдения, обусловленный рассеянием на отражающем объекте, следующим образом связан с потоком энергии в падающей волне w_2 :

$$w_3 = w_2 T_{23} \sigma_{13}, \quad (14)$$

где

$$\sigma_{13} = \pi (rt - s^2)^{-1},$$

$$r = \frac{1}{2k_2} \left(\frac{\partial^2 \psi_{123}}{\partial x^2} \right)_2, \quad t = \frac{1}{2k_2 \cos^2 \theta_0} \left(\frac{\partial^2 \psi_{123}}{\partial y^2} \right)_2, \quad s = \frac{1}{2k_2 \cos \theta_0} \left(\frac{\partial^2 \psi_{123}}{\partial x \partial y} \right)_2, \quad (15)$$

x, y — декартовы координаты в плоскости, касательной к поверхности объекта в точке отражения 2 (луч, идущий из 1 в 2, после отражения попадает в точку наблюдения 3) и с началом координат в этой точке; ψ_{123} — набег фазы на лучевой траектории 12'3, 2' — точка на поверхности тела, проекция которой на касательную плоскость имеет координаты x и y ; индекс «2», стоящий у производных по координатам, означает, что они взяты в точке 2; θ_0 — угол падения луча на тело (рис. 1).

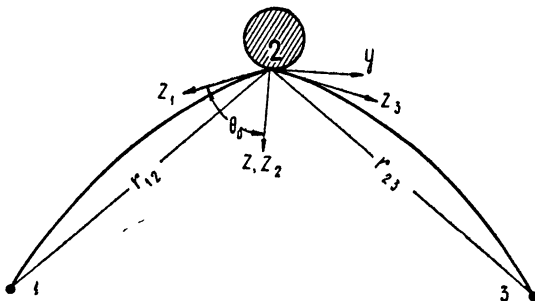


Рис. 1.

Фазовый набег ψ_{123} , а следовательно, и коэффициент σ_{13} (который мы будем называть эффективным сечением рассеяния объекта в неоднородной среде) можно выразить через угловые координаты, определяющие взаимную ориентацию плоскости падения луча, главных направлений поверхности тела и эквифазных поверхностей в точке 2, соответствующих точечным источникам, расположенным в точках 1 и 3, и главные радиусы кривизны этих поверхностей. Для описания ориентации указанных направлений введем четыре декартовы системы координат

нат с началом в точке 2: x, y, z и x_i, y_i, z_i ($i = 1, 2, 3$). Оси z_1 и z_3 направлены вдоль лучей, идущих в точки 1 и 3 соответственно, оси z и z_2 — по нормали к телу, ось x перпендикулярна плоскости падения луча, а оси x_i и y_i совпадают с главными направлениями фазового фронта волны, идущей от передающей антенны в точку 2 ($i = 1$), поверхности тела ($i = 2$) и фазового фронта волны, приходящей в точку 2 от точечного источника, расположенного в точке 3 ($i = 3$). Главные радиусы кривизны i -й поверхности (равные радиусам кривизны этой поверхности в сечениях плоскостями $x_i z_i$ и $y_i z_i$) будем обозначать соответственно $R_i^{(1)}$ и $R_i^{(2)}$ (рис. 2). Ориентация главных направлений в выбранных системах координат полностью определяется углом падения θ_0 и углами φ_i ($i = 1, 2, 3$) между плоскостями $x_i z_i$ и плоскостью падения.

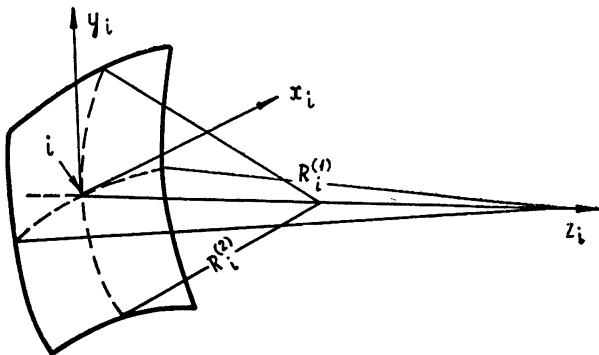


Рис. 2.

Выражая ψ_{123} через $R_i^{(1,2)}$, φ_i , θ_0 и учитывая (15), получим

$$r = -\frac{\cos^2 \varphi_1}{2R_1^{(1)}} - \frac{\sin^2 \varphi_1}{2R_1^{(1)}} - \frac{\cos \theta_0 \cos^2 \varphi_2}{R_2^{(1)}} - \frac{\cos \theta_0 \sin^2 \varphi_2}{R_2^{(2)}} - \frac{\cos^2 \varphi_3}{2R_3^{(1)}} - \frac{\sin^2 \varphi_3}{2R_3^{(2)}},$$

$$t = -\frac{\sin^2 \varphi_1}{2R_1^{(1)}} - \frac{\cos^2 \varphi_1}{2R_1^{(2)}} - \frac{\sin^2 \varphi_2}{\cos \theta_0 R_2^{(1)}} - \frac{\cos^2 \varphi_2}{\cos \theta_0 R_2^{(2)}} - \frac{\sin^2 \varphi_3}{2R_3^{(1)}} - \frac{\cos^2 \varphi_3}{2R_3^{(2)}}, \quad (16)$$

$$s = \frac{1}{4} \left[\sin(2\varphi_1) \left(\frac{1}{R_1^{(1)}} - \frac{1}{R_1^{(2)}} \right) + 2 \sin(2\varphi_2) \left(\frac{1}{R_2^{(1)}} - \frac{1}{R_2^{(2)}} \right) + \sin(2\varphi_3) \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{1}{R_3^{(1)}} - \frac{1}{R_3^{(2)}} \right) \right].$$

Формулы (14)—(16) дают искомое решение для плотности потока энергии в рассеянной волне.

Вместо угла φ_i можно ввести переменную $R_i^{(0)}$ — радиус кривизны i -й поверхности в плоскости падения:

$$R_i^{(0)} = \frac{\cos^2 \varphi_i}{R_i^{(1)}} + \frac{\sin^2 \varphi_i}{R_i^{(2)}}, \quad (17)$$

тогда

$$r = -\frac{1}{2R_1^{(0)}} - \frac{\cos \theta_0}{R_2^{(0)}} - \frac{1}{2R_3^{(0)}},$$

$$t = -\frac{1}{2R_1^{(1)}} - \frac{1}{2R_1^{(2)}} + \frac{1}{2R_1^{(0)}} - \left(\frac{1}{R_2^{(1)}} + \frac{1}{R_2^{(2)}} \right) \frac{1}{\cos \theta_0} + \frac{1}{R_2^{(0)} \cos \theta_0} - \\ - \frac{1}{2R_3^{(1)}} - \frac{1}{2R_3^{(2)}} + \frac{1}{2R_3^{(0)}}, \quad (18)$$

$$s = \frac{1}{2} \left(\left| \frac{1}{R_1^{(0)}} - \frac{1}{R_1^{(1)}} \right|^{1/2} \left| \frac{1}{R_1^{(0)}} - \frac{1}{R_1^{(2)}} \right|^{1/2} + 2 \left| \frac{1}{R_2^{(0)}} - \frac{1}{R_2^{(1)}} \right|^{1/2} \left| \frac{1}{R_2^{(0)}} - \frac{1}{R_2^{(2)}} \right|^{1/2} + \left| \frac{1}{R_3^{(0)}} - \frac{1}{R_3^{(1)}} \right|^{1/2} \left| \frac{1}{R_3^{(0)}} - \frac{1}{R_3^{(2)}} \right|^{1/2} \right).$$

4. КОЭФФИЦИЕНТ ПЕРЕДАЧИ ПО ВСЕЙ ТРАССЕ

Так же как и в случае однородной среды, полную мощность сигнала на выходе приемной антенны можно представить в виде произведения плотности потока энергии в месте расположения приемника ω_3 на некоторый коэффициент A_3 , который будем называть эффективной поверхностью антенны в неоднородной среде:

$$P_3 = \omega_3 A_3 = P_1 T_{12} T_{23} G_1(\mathbf{m}_{12}) A_3(\mathbf{m}_{32}) \sigma_{13}, \quad (19)$$

где \mathbf{m}_{32} — единичный вектор, направленный вдоль луча, приходящего к приемной антенне от рассеивающего объекта. Следовательно, коэффициент передачи по всей трассе может быть представлен в виде

$$K_{123} = G_1 A_3 T_{12} T_{23} \sigma_{13}. \quad (20)$$

Нетрудно видеть, что, как и для передающей антенны, эффективная поверхность приемной антенны при выполнении условий, аналогичных (8), такая же, как и в однородной среде, т. е. $A_3 \simeq A_3^{(0)}$.

Выражение (20) для коэффициента передачи можно представить в несколько ином виде:

$$K_{123} = G_1^{(0)} A_3^{(0)} (4\pi r_{12} r_{23})^{-2} \sigma_{13}^{(k)}, \quad (21)$$

$$\sigma_{13}^{(k)} = (4\pi r_{12} r_{23})^2 \frac{G_1 A_3 T_{12} T_{23}}{G_1^{(0)} A_3^{(0)}} \sigma_{13}.$$

Величину $\sigma_{13}^{(k)}$ можно назвать кажущимся сечением рассеяния, поскольку именно таким будет представляться оно для наблюдателя, определяющего сечение рассеяния по обычной радиолокационной формуле (1).

Выражение (19) для коэффициента передачи формально совпадает с аналогичным выражением (1) для случая однородной среды. Фактически, однако, имеются существенные различия. В однородной среде множители $T_{12}^{(0)}$ и $T_{23}^{(0)}$ полностью определяются расстояниями от рассеивающего объекта до источника и точки наблюдения ($T_{12}^{(0)} = 1/4\pi r_{12}^2$, $T_{23}^{(0)} = 1/4\pi r_{23}^2$), а сечение рассеяния $\sigma^{(0)}$ зависит только от произведения радиусов кривизны тела и равно $\pi R_2^{(1)} R_2^{(2)}$ (при условии $r_{12} \gg R_2^{(1,2)}$ и $r_{23} \gg R_3^{(1,2)}$). В неоднородной среде коэффициенты T_{12} и T_{23} , характеризующие изменение сигнала на трассе, зависят не только от расстояний r_{12} и r_{23} , но и от характера изменения свойств среды на лучевой трассе 1—2—3. Причем знания этих чисто энергетических характеристик трассы и сечения рассеяния в однородной среде, вообще говоря, недостаточно для определения рассеянного поля. Теперь уже требуются сведения не только о радиусах кривизны тела ($R_2^{(1)}$ и $R_2^{(2)}$), но и о фазовой структуре волн вблизи объекта, возбуждаемых источниками, расположенными в начальном и конечном пунктах трассы.

Таким образом, поле, рассеянное объектом в неоднородной среде,

зависит от большого количества параметров. Данное обстоятельство затрудняет анализ возможных ситуаций, тем более, что эти параметры, как правило, не являются независимыми и их нельзя задавать в отрыве от конкретной среды, в которой расположены объект, излучатель и приемник. Все же из формул (14)–(16) виден ряд характерных особенностей рассеяния электромагнитных волн объектами в неоднородной среде, в частности, возможность фокусировки, зависимость рассеянного поля от угла падения и изменение рассеянного сигнала при вращении рассеивающего объекта относительно нормали к его поверхности в точке отражения.

В заключение рассмотрим некоторые частные случаи.

1) *Слабонеоднородная среда, т. е.* $R_{1,3}^{(1,2)} \gg R_2^{(1,2)}$. Пренебрегая в (14) величинами порядка $R_2^{(1,2)}/R_{1,3}^{(1,2)}$, получим

$$K_{123} = G_1 A_3 T_{12} T_{23} \sigma_{13}^{(0)}, \quad (22)$$

т. е. сечение рассеяния такое же, как и в однородной среде, однако полный коэффициент передачи может быть существенно иным из-за отличия коэффициентов T_{12} , T_{23} и $T_{12}^{(0)}$, $T_{23}^{(0)}$.

Кстати, в случае слабонеоднородной среды выражение для коэффициента передачи K_{123} сохраняет вид (22) и для произвольных (а не только допускающих применение метода геометрической оптики) объектов за тем исключением, что величина $\sigma_{13}^{(0)}$ заменяется на $\sigma_{13}(\varepsilon_2)$ — сечение рассеяния объекта в однородной среде с диэлектрической постоянной $\varepsilon = \varepsilon_2$. Размеры объекта при этом должны быть настолько малы по сравнению с характерным масштабом неоднородности среды, чтобы в области формирования диаграммы рассеяния среду можно было считать практически однородной [2].

2) *Сферический рассеиватель в плоскостной среде, т. е.* $R_2^{(1)} = R_2^{(2)} = R_2$. Без ограничения общности в этом случае можно считать $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3 = 0$. Учитывая это, получим

$$K_{123} = \pi G_1 A_3 T_{12} T_{23} \left[\left(\frac{1}{2R_1^{(1)}} + \frac{\cos \theta_0}{R_2} + \frac{1}{2R_3^{(1)}} \right) \left(\frac{1}{2R_1^{(2)}} + \frac{1}{R_2 \cos \theta_0} + \frac{1}{R_3^{(2)}} \right) \right]^{-1}. \quad (23)$$

3) *Рассеяние в обратном направлении* ($\theta_0 = 0$). В этом случае $R_3^{(1,2)} = R_1^{(1)}$, $R_3^{(2)} = R_1^{(2)}$, $T_{23} = T_{12} \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$ и

$$K_{123} = \pi \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} G_1 A_3 T_{12}^2 \left[\frac{1}{R_1^{(1)} R_1^{(2)}} + \frac{1}{R_2^{(1)} R_2^{(2)}} + \frac{\sin^2(\varphi_1 - \varphi_2)}{R_1^{(1)} R_2^{(1)}} + \frac{\sin^2(\varphi_1 - \varphi_2)}{R_1^{(2)} R_2^{(2)}} + \frac{\cos^2(\varphi_1 - \varphi_2)}{R_1^{(1)} R_2^{(2)}} + \frac{\cos^2(\varphi_1 - \varphi_2)}{R_1^{(2)} R_2^{(1)}} \right]^{-1}. \quad (24)$$

Для сферического рассеивателя, в частности, это выражение становится более компактным:

$$K_{123} = \pi \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} G_1 A_3 T_{12}^2 \left[\left(\frac{1}{R_1^{(1)}} + \frac{\cos \theta_0}{R_2} \right) \left(\frac{1}{R_1^{(2)}} + \frac{1}{R_2 \cos \theta_0} \right) \right]^{-1}. \quad (25)$$

4) *Среда однородна**, т. е. $R_1^{(1)} = R_1^{(2)} = r_{12}$, $R_3^{(1)} = R_3^{(2)} = r_{23}$, $T_{12} = 1/4\pi r_{12}^2$, $T_{23} = 1/4\pi r_{23}^2$ и коэффициент передачи имеет вид

* Задача о рассеянии произвольной волны на поверхности произвольной формы в приближении геометрической оптики решена В. А. Фоком.

$$K_{123} = (16\pi)^{-1} G_1 A_3 r_{12}^{-2} r_{23}^{-2} (rt - s^2)^{-1},$$

$$r = \frac{1}{2r_{12}} + \frac{1}{2r_{23}} + \cos \theta_0 \left(\frac{\cos^2 \varphi_1}{R_2^{(1)}} + \frac{\sin^2 \varphi_2}{R_2^{(2)}} \right),$$

$$t = \frac{1}{2r_{12}} + \frac{1}{2r_{23}} + \frac{1}{\cos \theta_0} \left(\frac{\sin^2 \varphi_2}{R_2^{(1)}} + \frac{\cos^2 \varphi_2}{R_2^{(2)}} \right),$$

$$s = \sin \varphi_2 \cos \varphi_2 \left(\frac{1}{R_2^{(1)}} - \frac{1}{R_2^{(2)}} \right).$$
(26)

Автор признателен И. Г. Кондратьеву и Г. В. Пермитину за полезные дискуссии.

ЛИТ Е Р А Т У Р А

1. В. А. Фок, ЖЭТФ, 20, 961 (1950)
2. В. Б. Гильденбург, Ю. М. Жидко, И. Г. Кондратьев, М. А. Миллер, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 10, № 9—10; 1358 (1967).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
6 сентября 1968 г.

SCATTERING OF ELECTROMAGNETIC WAVES ON PERFECTLY-REFLECTING BODIES PLACED IN AN INHOMOGENEOUS MEDIUM

Yu. M. Zhidko

There is obtained a formula in the geometrical optics approximation for the energy transmission coefficient along the trace (transmitting antenna—perfectly reflecting objects—receiving antenna) which does not formally differ from the analogous formula for the uniform medium. However, the values in the formula (the scattering cross section, gain of the transmitting antenna and the effective surface of the receiving antenna) appear to be dependent on the radii of curvature of equal phase surfaces of waves coming to the scattering object from point sources situated near the receiver and the transmitter.