

УДК 538.574.4

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ГЛАДКИХ ИДЕАЛЬНО ОТРАЖАЮЩИХ ОБЪЕКТАХ, РАСПОЛОЖЕННЫХ В ПЛАВНО НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

И. Г. Кондратьев

Исследуется структура поля, возникающего в результате рассеяния электромагнитной волны, создаваемой точечным источником, на гладком идеально отражающем объекте в плавно неоднородной среде при наличии простых каустических поверхностей. Основное внимание сосредоточено на тех случаях, когда рассеивающий объект располагается вблизи каустических поверхностей. Получены выражения для каждого сечения рассеяния объекта. Показано, в частности, что рассеивающие свойства достаточно малых объектов описываются с помощью их истинных (вакуумных) поперечных сечений рассеяния.

Рассеяние произвольной волны на поверхности произвольной формы в однородной среде в приближении геометрической оптики было рассмотрено в [1]. Обобщение соответствующих результатов на случай плавно неоднородной окружающей среды проведено в [2]. Уточнению принципа локальности и развитию геометрической теории дифракции для объектов с импедансными граничными условиями в плавно неоднородной среде посвящены работы [3, 4]. Структура поля обратного рассеяния на гладком идеально отражающем объекте, помещенном вблизи каустической поверхности падающего поля в неоднородной среде, подробно изучена в [5]. Эти работы позволяют составить довольно полное представление об обратном рассеянии на гладких отражающих объектах, находящихся в плавно неоднородной среде. Что касается общей картины рассеяния (рассеяние под произвольными углами), то здесь рассматривался только наиболее простой случай расположения объекта — объект находится в области применимости приближения геометрической оптики как для первичного (падающего), так и рассеянного полей. Более же сложный и специфичный для неоднородной среды случай расположения объекта, при котором либо для падающего, либо для рассеянного, либо и для того и для другого полей приближение геометрической оптики нарушается, не обсуждался. Такой случай представляет интерес также в связи с отмечавшейся в [6–8] возможностью получения заметного выигрыша (так называемый прикаустический выигрыш) в рассеянном поле, а следовательно, и в поперечном сечении рассеяния объекта.

Настоящая работа посвящена исследованию структуры поля, возникающего в результате рассеяния падающей электромагнитной волны, создаваемой точечным источником, на гладком (в масштабе локальной длины волны) идеально отражающем объекте в плавно неоднородной среде при наличии простых (гладких) каустических поверхностей. Характерные размеры отражающего объекта предполагаются (так же как в [2, 5]) достаточно малыми по сравнению с характерным масштабом неоднородности среды L_e . В целях упрощения всех выражений и достижения тем самым большей четкости и наглядности в интерпре-

тации результатов (без ущерба, по существу, для физического содержания) мы будем проводить рассмотрение на примере двумерных систем, когда ни характеристики падающего поля, ни свойства среды, ни характеристики рассеивающего объекта не зависят от одной из декартовых координат — координаты y ($\frac{\partial}{\partial y} = 0$). Рассмотрение ограничивается кирхгофским приближением (приближением физической оптики) и не учитывает тем самым поправок, связанных с возникновением дифракционных лучей.

1. Итак, пусть электромагнитная волна, создаваемая линейным электрическим током* $j(r) = j^0 \delta(r - r_1)$, расположенным в некоторой точке $P_1(r(P_1) \equiv r_1)$, рассеивается гладким идеально отражающим объектом, ограниченным поверхностью S — $E_y|_S = 0$, который находится в плавно неоднородной среде с диэлектрической проницаемостью $\epsilon(r)$ ($|\nabla \epsilon/k_0 \epsilon| \ll 1$, где k_0 — волновое число в вакууме) и магнитной — $\mu = 1$. Требуется найти рассеянное поле в окрестности некоторой произвольной точки наблюдения $P_s(r(P_s) \equiv r_s)$.

Единственная отличная от нуля составляющая электрического поля $E_y \equiv u$ описывается уравнением

$$\Delta u + k_0^2 \epsilon(r) u = \frac{4\pi}{c} i k_0 \delta(r - r_1); \quad (1)$$

составляющие магнитного поля H очевидным образом находятся при известном значении электрического. Рассеянное поле u_s в точке наблюдения r_s может быть представлено в виде

$$u_s(r_s) = -\frac{1}{4\pi} \frac{c}{ik_0} \int_S \left[u_{\text{отр}} \frac{\partial G(r_s, r)}{\partial n} - \frac{\partial u_{\text{отр}}}{\partial n} G(r_s, r) \right] dS, \quad (2)$$

где $u_{\text{отр}}$ — поле отраженной волны, G — функция Грина, n — внешняя нормаль к поверхности S . В силу граничных условий $u_{\text{отр}}|_S = -u_{\text{пад}}|_S = -G(r_1, r = r_s)$ ($u_{\text{пад}}$ — поле падающей волны). Как уже оговаривалось, $u_{\text{отр}}$ и $\frac{\partial u_{\text{отр}}}{\partial n}$, входящие в (2), рассчитываются всюду далее в кирхгофовском приближении.

Будем предполагать зависимость $\epsilon(r)$ выбранной таким образом, что как в поле заданного линейного излучателя $r = r_1$, так и в поле вспомогательного излучателя, помещенного в точку P_3 — $r = r_3$, формируются простые каустические поверхности. Такая ситуация имеет место (при определенных значениях параметров), например, в рассмотренном в [9] случае плоскослоистой среды, который в какой-то степени отвечает условиям земной ионосферы (без учета влияния магнитного поля Земли) при наземном облучении и приеме. Взятая из этой работы картина каустик изображена на рис. 1; соответствующие каустики отмечены значками K_1 и K_3 .

В плавно неоднородной среде с помощью известных в настоящее время асимптотических методов может быть получено равномерное асимптотическое выражение для функции Грина, справедливое в равной степени в различных характеристических областях (см. [9, 10]). Однако использование этого выражения для исследования структуры рассеянного поля оказывается затруднительным, поскольку координаты точек источника

* Зависимость от времени принимается в виде $e^{i\omega t}$.

и наблюдения входят в него не в явном виде, а через лучевые параметры (см., например, [9]). Более эффективным и непосредственно при водящим к цели, как это было продемонстрировано применительно к задачам излучения в [11, 12] и дифракционным задачам в [5] и, отчасти, в [2], представляется использование неравномерных (локальных) асимптотических выражений для G , отвечающих отдельным характерным областям и справедливых лишь в некотором ограниченном объеме пространства, но включающих соответствующие координаты в явном виде. В освещенных зонах для первичного и вспомогательного полей две такие области — область применимости приближения геометрической оптики и прикаустическая область. Границы между этими двумя областями условно — без соблюдения масштабов (подробности см. в [9]) — показаны на рис. 1: $\Gamma_{\text{P}1}$ и $\Gamma_{\text{P}3}$ соответственно.

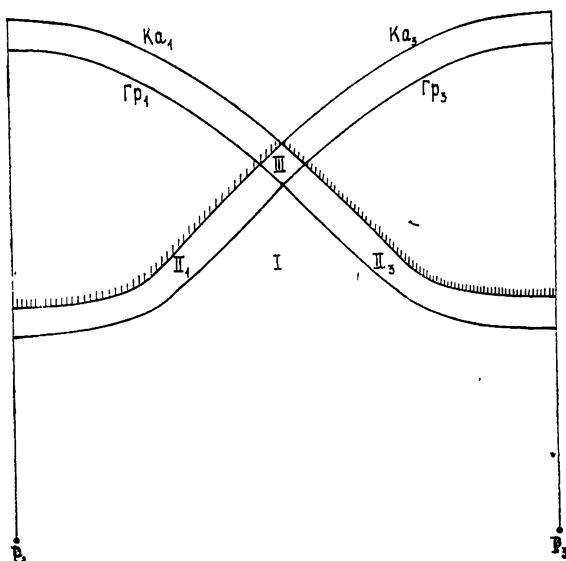


Рис. 1.

В интересующей нас «суммарной» — по отношению и к первичному, и к вспомогательному полям — освещенной зоне, граница которой изображена на рис. 1 с помощью штриховки, можно выделить следующие характерные области (см. рис. 1): (I) — область применимости приближения геометрической оптики как для падающего поля $G(r_1, r)$, так и для функции Грина $G(r_n, r)$ (мы будем называть ее геометрооптической областью), (II₁) — область применимости приближения геометрической оптики для $G(r_1, r)$ и «прикаустического приближения» для $G(r_n, r)$ (геометрооптическая — прикаустическая область), (II₃) — область применимости прикаустического приближения для $G(r_1, r)$ и геометрооптического — для $G(r_n, r)$ (прикаустическая — геометрооптическая область), (III) — область применимости прикаустического приближения как для $G(r_1, r)$, так и для $G(r_n, r)$ (прикаустическая область). Мы остановимся последовательно на случаях расположения объекта во всех четырех характерных областях. Однако, прежде чем перейти к исследованию структуры рассеянного поля, воспроизведем локальные асимптотические выражения для функций Грина в геометрооптическом и прикаустическом приближениях.

2. Вывод и подробное исследование локальных асимптотик $G(r_n, r_n)$ даны в работе [13] (см. также [12, 11, 5]). Мы воспользуемся результатами

этой работы и, не вдаваясь в подробности, приведем окончательные выражения, записанные в удобной для нас форме.

В области применимости приближения геометрической оптики, предполагая, что каждую точку источника r_i связывает с точкой наблюдения r_h только один луч, учитывая медленность изменения диэлектрической проницаемости и ограничиваясь полиномом второй степени по координатам точек источника и наблюдения при аппроксимации фазы, будем иметь

$$G(r_i; r_h) \equiv G(x_i, z_i; x_h, z_h) = -\frac{ik_0}{c} \left(\frac{-2\pi i}{k_0 \sqrt{\epsilon_i \epsilon_h} \sigma_2} \right)^{1/2} \exp \left\{ -ik_0 \times \right. \quad (3)$$

$$\left. \times \left[\varphi_0 + \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\epsilon_i}}{R_i} x_i^2 - \frac{1}{\sigma_2} x_i x_h + \frac{1}{2} \frac{\sqrt{\epsilon_h}}{R_h} x_h^2 \right] - ik_0 (-\sqrt{\epsilon_i} z_i + \sqrt{\epsilon_h} z_h) \right\}.$$

Здесь используются две декартовые системы координат — (x_i, z_i) и (x_h, z_h) , введенные следующим образом. Начала координат помещены в некоторых точках P_i и P_h из области задания источников и области наблюдения соответственно. Оси z_i и z_h направлены по касательным к лучу, соединяющему P_i и P_h (так называемый опорный луч); оси x_i и x_h при этом, естественно, нормальны к опорному лучу (см. рис. 2а). Кроме того, используются следующие обозначения: $\epsilon_i \equiv \epsilon(x_i=0, z_i=0)$, $\epsilon_h \equiv \epsilon(x_h=0, z_h=0)$; φ_0 — эйконал вдоль опорного луча; R_i — радиус кривизны фазового фронта волны, расходящейся из точки P_h , в точке P_i ; R_h — радиус кривизны фазового фронта волны, расходящейся из точки P_i в точке P_h ; σ_2 — дифференциальное поперечное сечение лучевой трубки, расходящейся из точки P_i , в точке P_h (относительно вычисления σ_2 см. также [12]).

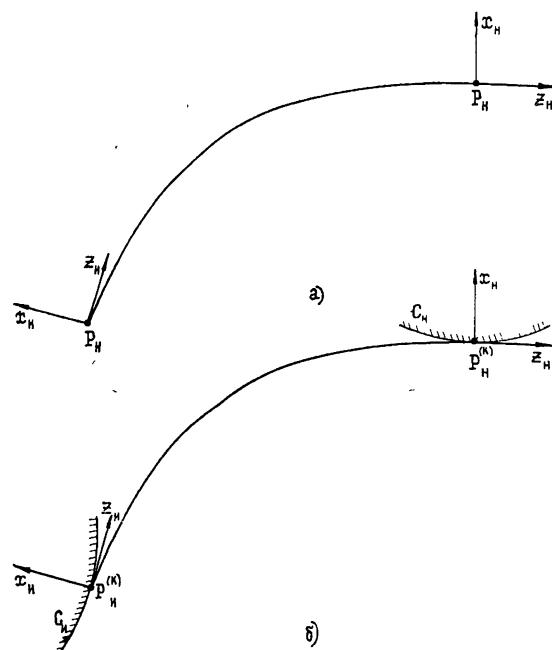


Рис. 2.

В тех случаях, когда точки P_i и P_h связаны не единственным лучом, а еще одним или несколькими лучами, возможны две следующие ситуации. Ширина углового спектра $\Delta\theta$ представлений типа (3) —

$$\tilde{G}(\theta; r_h) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G(x_i, 0; r_h) \exp(-ik_0 \sqrt{\epsilon_i} \sin \theta x_i) dx_i,$$

отвечающих каждому из лучей в отдельности, меньше углового расстояния между соседними лучами $\Delta\theta - \Delta\theta < \Delta\theta$; тогда функция Грина является просто суммой соответствующих отдельных представлений. Ширина углового спектра $\Delta\theta$ порядка и больше углового расстояния между лучами $-\Delta\theta \geq \Delta\theta$; тогда функция Грина не является суммой отдельных представлений типа (3), а должна быть получена заново. Первая ситуация, как правило, имеет место в геометрооптической области, вторая — в прикаустической*.

В интересующей нас области вблизи простой каустики, через каждую точку которой проходят два близких луча, будем иметь

$$\begin{aligned} G(r_i; r_h) \equiv G(x_i, z_i; x_h, z_h) = & - \frac{ik_0}{c} \frac{2\sqrt{\pi}}{k_0^4 \sqrt{\epsilon_i \epsilon_h} \sqrt{\Lambda_i \Lambda_h}} \times \\ & \times \exp \left\{ -ik_0 \left[\varphi_0 - \sqrt{\epsilon_i} z_i \left(1 + \frac{x_i}{\rho_i} \right) + \sqrt{\epsilon_h} z_h \left(1 + \frac{x_h}{\rho_h} \right) + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{1}{2\sqrt{\epsilon_h}} \frac{x_h z_h}{k_0^2 \Lambda_i \Lambda_h^2} - \frac{1}{2\sqrt{\epsilon_i}} \frac{x_i z_i}{k_0^2 \Lambda_h^2 \Lambda_i} \right] \right\} v \left(\frac{x_i}{\Lambda_i} + \frac{x_h}{\Lambda_h} - \right. \\ & \left. - \frac{z_i^2}{2\Lambda_i \rho_i} - \frac{z_h^2}{2\Lambda_h \rho_h} + \frac{z_i z_h}{2k_0^2 \Lambda_i^2 \Lambda_h^2} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Используемые здесь системы декартовых координат (x_i, z_i) и (x_h, z_h) вводятся следующим образом. Начала координат помещены в точках $P_i^{(k)}$ и $P_h^{(k)}$; точка $P_i^{(k)}$ лежит на каустике C_h , образованной лучами, выходящими из $P_i^{(k)}$; очевидно, что при этом $P_i^{(k)}$ лежит на взаимной каустике C_i (образованной лучами, выходящими из $P_h^{(k)}$) — см. рис. 2 б. Оси x_i и x_h направлены по нормали к каустикам в область тени; оси z_i и z_h направлены по касательным к каустикам, а следовательно, и лучу, соединяющему $P_i^{(k)}$ и $P_h^{(k)}$ (опорный луч). Кроме того, введены еще следующие обозначения: $v(\chi)$ — функция Эйри в нормировке Фока [14], ρ_i и ρ_h — радиусы кривизны каустик C_i и C_h в точках $P_i^{(k)}$ и $P_h^{(k)}$, Λ_i и Λ_h — характерные масштабы неоднородности поля поперек каустик — в направлениях осей x_i и x_h (или характерные ширины прикаустических областей — см. [9]). Имея выражения (3) и (4) для функции Грина, перейдем непосредственно с отысканию и исследованию рассеянного поля.

3. В том случае, когда рассеивающий объект располагается в геометрооптической области (область I на рис. 1), в качестве опорных лучей естественно выбрать: для функции $G(r_i; r)$, описывающей падаю-

* Действительно, согласно (3), ширина углового спектра $\Delta\theta \sim \sqrt{\lambda_i/R_i}$ ($\lambda_i = \lambda_0/\sqrt{\epsilon_i}$), тогда как расстояние между лучами, пересекающимися, скажем, в точке, где достигается первый максимум функции Эйри, описывающей поле вблизи простой каустики (см., например, [9]), $\Delta\theta \sim \sqrt{\pi} \sqrt{\lambda_h/R_h}$.

щее поле, луч, соединяющий точку источника P_1 и точку отражения P_2 ; для функции Грина $G(r_n, r)$ луч, соединяющий точку отражения P_2 и точку наблюдения P_3 (см. рис. 3). Соответственно для первой из этих функций $x_n \equiv x_1 = 0$, $z_n \equiv z_1 = 0$, $x_n \equiv \tilde{x}_2$, $z_n \equiv \tilde{z}_2$, а следовательно, $\epsilon_n \equiv \epsilon_1$, $\epsilon_n \equiv \epsilon_2$, $\sigma_2 \equiv \sigma_1$, $\varphi_0 \equiv \varphi_{12}$, $R_n \equiv R_1$, $R_n \equiv R_2$; для второй — $x_n \equiv \tilde{x}_2$, $z_n \equiv \tilde{z}_2$, $x_n \equiv x_3$, $z_n \equiv z_3$, а, следовательно, $\epsilon_n \equiv \epsilon_2$, $\epsilon_n \equiv \epsilon_3$, $\varphi_0 \equiv \varphi_{23}$, $R_n \equiv R_2$, $R_n \equiv R_3$. Будем предполагать здесь и всюду далее, что в области, существенной для интегрирования в (2), поверхность отражающего объекта S достаточно хорошо аппроксимируется параболой

$$z_0 = \frac{1}{2R_0} x_0^2, \quad (5)$$

где плоскость $z_0 = 0$ касательна к поверхности S в точке отражения, а ось z_0 направлена внутрь объекта (см. рис. 3).

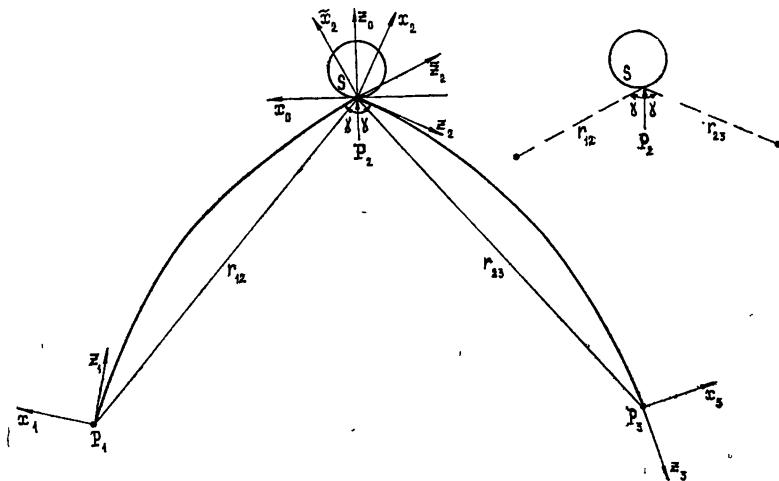


Рис. 3.

Представляется удобным выбрать в качестве поверхности интегрирования в (2) не поверхность S , описываемую (5), а плоскость $z_2 = 0$, перпендикулярную отраженному лучу и проходящую через точку отражения. Вычисляя в кирхгофовском приближении поле отраженной от объекта волны (разумеется, в рамках тех ограничений, которые заложены в саму функцию Грина (3)), пересчитывая его на плоскость $z_2 = 0$ и подставляя полученное таким образом выражение в (2), после некоторых преобразований находим

$$\begin{aligned} u_s(x_3, z_3) = & -\frac{i k_2 i k_0}{2\pi c} \frac{(-2\pi i)}{k_0 \sqrt[4]{\epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_3}} \sqrt{\frac{\sigma_2 \sigma_3}{\sigma_2 \sigma_3}} \exp \left[-ik_0 \times \right. \\ & \times (\varphi_{12} + \varphi_{23}) - ik_3 \left(z_3 + \frac{1}{2} \frac{x_3^2}{R_3} \right) \left. \right] \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(-ik_2 \frac{x_2^2}{2R_\Phi} \right) \times \\ & \times \exp \left[-ik_0 \left(\frac{1}{2} \frac{\sqrt{\epsilon_2}}{R_2} x_2^2 - \frac{1}{\sigma_2} x_3 x_2 \right) \right] dx_2, \end{aligned} \quad (6)$$

где $k_2 = k_0 \sqrt{\epsilon_2}$, $k_3 = k_0 \sqrt{\epsilon_3}$, R_Φ — радиус кривизны фазового фронта отраженной волны, описываемый соотношением $\frac{1}{R_\Phi} = \frac{1}{\tilde{R}_2} + \frac{2}{R_0 \cos \gamma}$,

γ — угол падения (отражения) луча на объект (от объекта) — см. рис. 3. Первый член под интегралом в (6) дает как раз распределение поля отраженной волны в плоскости $z_2=0$. Интеграл легко вычисляется, и для рассеянного поля окончательно имеем

$$u_s(x_3, z_3) = -\sqrt{\frac{i k_2}{2\pi}} \frac{i k_0}{c} \frac{(-2\pi i)}{k_0^4 \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2^2 \epsilon_3}} \sqrt{\frac{R_\Sigma}{\sigma_2 \sigma_2}} \times \\ \times \exp(-ik_0 \varphi_{123}) \exp \left[-ik_3 \left(z_3 + \frac{x_3^2}{2R_3} \right) + ik_0 \frac{R_\Sigma}{2\sqrt{\epsilon_2 \sigma_2}} x_3^2 \right], \quad (7)$$

где $\frac{1}{R_\Sigma} = \frac{1}{R_\Phi} + \frac{1}{R_2}$, $\varphi_{123} = \varphi_{12} + \varphi_{23}$.

В качестве характеристики рассеивающих свойств объекта мы здесь и далее будем пользоваться введенным в [7, 8] понятием кажущегося сечения рассеяния объекта σ_{13}^{ap} , которое представляется весьма удобным и информативным, что было продемонстрировано в [8, 15, 5] и, фактически, в [2]. Величина σ_{13}^{ap} определяется, по существу, как истинное (вакуумное) дифференциальное поперечное сечение рассеяния такого гипотетического объекта, который в вакууме создает тот же поток энергии рассеянного поля в точке приема (разумеется, при сохранении взаимного расположения излучателя, объекта и точки приема — см. вставку на рис. 3), что и в рассматриваемом случае неоднородной среды. В соответствии с [8] интересующее нас кажущееся сечение рассеяния объекта может быть записано в виде

$$\sigma_{13}^{\text{ap}} = \sqrt{\frac{\epsilon_3}{\epsilon_1} [T_{12}^{(E)} T_{23}^{(E)}]^2 \sigma_{13}^{\text{eff}}}, \quad (8)$$

где $T_{12}^{(E)}$, $T_{23}^{(E)}$ — коэффициенты преобразования амплитуды электрического поля линейного излучателя соответственно на трассе $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 3$ (подробности см. в [8, 9]), а σ_{13}^{eff} — так называемое эффективное дифференциальное поперечное сечение рассеяния объекта (слова «дифференциальное поперечное» далее для краткости опускаем).

В данном частном случае расположения объекта σ_{13}^{eff} , согласно (7) и (8), равно

$$\sigma_{13}^{\text{eff}} = R_\Sigma. \quad (9)$$

На протяжении всей статьи эффективное сечение рассеяния объекта вычисляется в точке P_3 — начале локальной системы координат (x_3, z_3) .

Если точка наблюдения находится в зоне Фраунгофера по отношению к объекту как источнику рассеянного поля*, т. е. выполняется условие $R_2 \gg R_\Phi$ ($\lambda_2 R_2 \gg \lambda_2 R_\Phi$), то $\sigma_{13}^{\text{eff}} \approx R_\Phi$. Если к тому же выполняется условие $\tilde{R}_2 \gg \frac{1}{2} R_0 \cos \gamma$ (при этом предыдущее неравенство при-

* Обобщение принятых в однородной среде понятий характерных зон дифракции — геометрической оптики или прожекторная, Френеля, Фраунгофера — на плавно неоднородные среды дано в [11, 12].

мет вид $R_2 \gg \frac{1}{2} R_0 \cos \gamma$, т. е. точка источника также находится в зоне Фраунгофера по отношению к объекту, то эффективное сечение рассеяния объекта практически совпадает с его истинным сечением рассеяния:

$$\sigma_{13}^{\text{eff}} \approx \sigma_{13}^0 = \frac{1}{2} R_0 \cos \gamma. \quad (10)$$

При выполнении обратного неравенства $-R_2 \ll R_\Phi$, когда точка наблюдения попадает в зону геометрической оптики по отношению к объекту, для σ_{13}^{eff} получаем

$$\sigma_{13}^{\text{eff}} \approx R_2 = \sigma_{13}^0 \frac{\lambda_2 R_2}{\lambda_2 (1/2) R_0 \cos \gamma}. \quad (11)$$

Эффективное сечение рассеяния объекта уменьшается по сравнению с предыдущим случаем в $p^2 = \lambda_2 R_2 / \lambda_2 (1/2) R_0 \cos \gamma$ раз. Величина p есть не что иное как френелевский параметр — отношение размера первой зоны Френеля (см. [12]) на плоскости $z_2 = 0$ к характерному размеру эффективной рассеивающей площадки (в предположении $R_2 \gg 1/2 R_0 \cos \gamma$). Вполне очевидно, что при выполнении условия $p^2 \ll 1$ — на размере эффективной рассеивающей площадки укладывается много зон Френеля — основной вклад в рассеянное поле (определенный практически все это поле) дает первая зона Френеля, с чем и связано соответствующее уменьшение эффективного сечения рассеяния.

Эти две предельные ситуации $p^2 \gg 1$ и $p^2 \ll 1$ могут, при фиксированных значениях R_2 и R_Φ , также быть классифицированы как отвечающие достаточно «малым» и достаточно «большим» объектам.

4. В том случае, когда рассеивающий объект располагается в области Π_1 (геометрооптической — прикаустической) — см. рис. 1, так что поле падающей волны описывается формулами, содержащими в предыдущем пункте, каждой точке наблюдения отвечают две зеркальные точки на объекте, дающие начало двум отраженным лучам, проходящим через эту точку наблюдения. Для простоты (без ущерба для физического содержания) мы рассмотрим такой частный случай ориентации объекта, в котором каустика $K_3 \equiv C_n$ перпендикулярна оси x_2 и пересекает эту ось в точке $x_2 = x_2^0$; при этом взаимная каустика $C_3 \equiv C_n$ пересекает ось x_3 в точке x_3^0 (см. рис. 4 а). Соответствующая функция Грина $G(x_2, z_2; x_3, z_3)$ получается из (4) путем замены $x_n \rightarrow x_2 - x_2^0, z_n \rightarrow z_2, x_n \rightarrow x_3 - x_3^0, z_n \rightarrow z_3$; вместе с тем, естественно, $\epsilon_n \rightarrow \epsilon_2^{(k)} \approx \epsilon_2, \epsilon_n \rightarrow \epsilon_3^{(k)} \approx \epsilon_3, \Lambda_n \rightarrow \Lambda_2, \Lambda_n \rightarrow \Lambda_3, \varphi_0 \rightarrow \varphi_{23}^{(k)}, \rho_n \rightarrow \rho_2, \rho_n \rightarrow \rho_3$. Подставляя полученное таким образом выражение для $G(x_2, z_2; x_3, z_3)$ в формулу (2), где в качестве поверхности интегрирования выбирается по-прежнему плоскость $z_2 = 0$, и сохраняя в $\frac{\partial G}{\partial n} \equiv \frac{\partial G}{\partial z_2}$ только основной член (что соответствует, фактически, принятым приближениям), находим

$$u_s(x_3, z_3) = -\frac{i k_2}{2\pi} \frac{i k_0}{c} \left(\frac{-2\pi i}{k_0 \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_3}} \right)^{1/2} \frac{2\sqrt{\pi}}{k_0 \sqrt[4]{\epsilon_2 \epsilon_3} \sqrt{\Lambda_2 \Lambda_3}} \times \\ \times \exp \left[-ik_0 \varphi_2 - ik_3 z_3 \left(1 + \frac{x_3 - x_3^0}{\rho_3} \right) \right] \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(-ik_2 \frac{x_2^2}{2R_\Phi} \right) \times \quad (12)$$

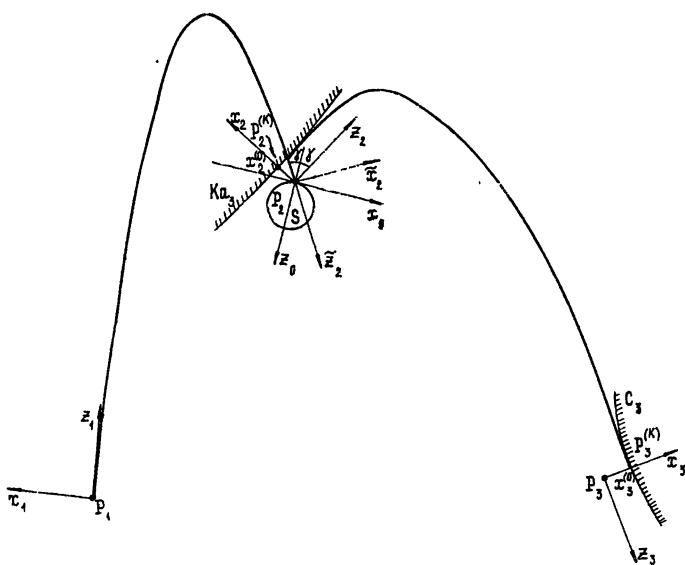


Рис. 4а.

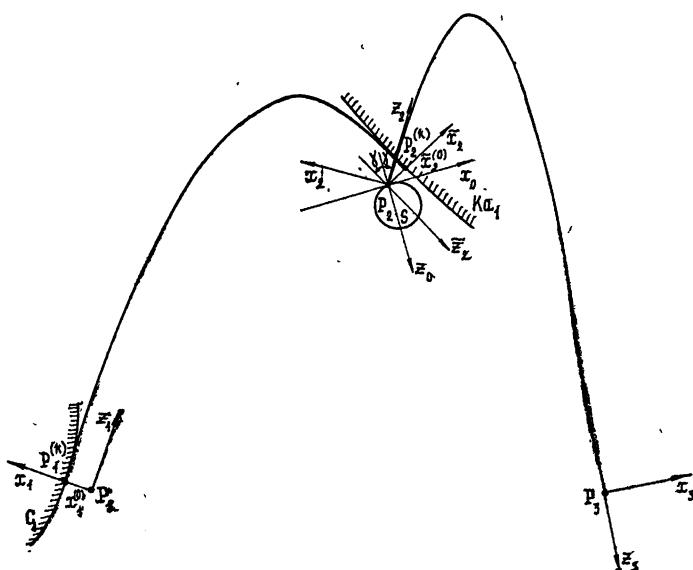


Рис. 4б.

$$\times \exp\left(-i\frac{1}{2}\eta\frac{x_2 - x_2^0}{\Lambda_2}\right) v\left(\xi + \frac{x_2 - x_2^0}{\Lambda_2}\right) dx_2,$$

где $\varphi_{12} = \varphi_{12} + \varphi_{23}^{(k)}$, $\eta = \frac{z_3}{k_3 \Lambda_3}$, $\xi = \frac{x_3 - x_3^0}{\Lambda_3} - \frac{z_3^2}{2\Lambda_3 \rho_3}$. Интеграл в (12)

может быть вычислен; в результате после некоторых преобразований приходим к следующему окончательному выражению для рассеянного поля:

$$\begin{aligned} u_s(x_3, z_3) = & -\sqrt{\frac{ik_2}{2\pi}} \frac{ik_0}{c} \left(\frac{-2\pi i}{k_0 \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2} \sigma_2} \right)^{1/2} \frac{2\sqrt{\pi}}{k_0 \sqrt[4]{\varepsilon_2 \varepsilon_3} \sqrt{\Lambda_2 \Lambda_3}} \times \\ & \times \exp\left[-i\left(k_0 \varphi_{12} + k_2 \frac{x_2^{02}}{2R_\Phi}\right) - ik_3 z_3 \left(1 + \frac{x_3 - x_3^0}{\rho_3}\right)\right] \times \\ & \times \sqrt{R_\Phi} \exp\left\{i\left[\frac{2}{3}p^{-6} + p^{-2}(\xi_2^0 + p^{-2}\eta) - p^{-2}\xi + \right.\right. \\ & \left.\left.+ \frac{1}{4}p^2(\xi_2^0 + p^{-2}\eta)^2\right]\right\} v\left\{\xi - (\xi_2^0 + p^{-2}\eta) - p^{-4}\right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

где $\xi_2^0 = x_2^0/\Lambda_2$, $p = 2\sqrt{\pi} \Lambda_2 / \sqrt{\lambda_2 R_\Phi}$. Величина p является френелевским параметром для данного частного случая расположения объекта, поскольку стоящий в числителе множитель $2\sqrt{\pi} \Lambda_2$ играет роль размера первой зоны Френеля на плоскости $z_2 = 0$ применительно к промежуточеской области (см. [11]).

Эффективное сечение рассеяния объекта, в соответствии с (13) и (8), равно

$$\sigma_{13}^{\text{eff}} = R_\Phi \left[\frac{v(-\xi_3^0 - \xi_2^0 - p^{-4})}{v(-\xi_3^0 - \xi_2^0)} \right]^2, \quad (14)$$

где $\xi_3^0 = x_3^0/\Lambda_3$.

Если точка наблюдения отвечает зоне Фраунгофера по отношению к рассеивающему объекту $-p^2 \gg 1$ (случай достаточно малых объектов), то для σ_{13}^{eff} будем иметь

$$\sigma_{13}^{\text{eff}} \approx R_\Phi. \quad (15)$$

Если к тому же точка источника располагается в зоне Фраунгофера по отношению к объекту $-\tilde{R}_2 \gg \frac{1}{2} R_0 \cos \gamma$, то σ_{13}^{eff} совпадает с истинным сечением рассеяния объекта σ_{13}^0 :

$$\sigma_{13}^{\text{eff}} \approx \sigma_{13}^0. \quad (16)$$

Если точка наблюдения отвечает зоне геометрической оптики по отношению к рассеивающему объекту $-p^2 \ll 1$ (случай достаточно больших объектов), то σ_{13}^{eff} , в предположении, что $\tilde{R}_2 \gg \frac{1}{2} R_0 \cos \gamma$, принимает вид

$$\sigma_{13}^{\text{eff}} \approx \sigma_{13}^0 p^2 \left[\frac{\cos \left\{ \frac{2}{3}(p^{-4} + \xi_2^0 + \xi_3^0)^{3/2} - \frac{\pi}{4} \right\}}{v(-\xi_3^0 - \xi_2^0)} \right]^2. \quad (17)$$

Наличие множителя p^2 в этом выражении связано опять-таки с тем, что вклад в рассеянное поле дает практически лишь первая зона Френеля, наличие же последнего множителя обусловлено смещением каустики рассеянного поля (в сечении $z_3 = 0$) — $(x_3)_k^s/\Lambda_3 = \xi_3^0 + \xi_2^0 + p^{-4}$ — относительно каустики поля излучения соответствующего — помещенного в точке 2 (см. рис. 4 а) — линейного излучателя — $(x_3)_k^{(2)}/\Lambda_3 = \xi_3^0 + \xi_2^0$.

5. В случае, когда рассеивающий объект располагается в области Π_3 (прикаустической—геометрооптической) — см. рис. 1, поле падающей волны описывается формулой, получающейся из (4) путем замены $x_n \rightarrow x_1 - x_1^0$, $z_n \rightarrow z_1 = 0$, $x_n \rightarrow x_2 - x_2^0$, $z_n \rightarrow z_2$ (см. рис. 4 б) и вместе с тем $\epsilon_n \rightarrow \epsilon_1^{(k)} \approx \epsilon_1$, $\epsilon_n \rightarrow \epsilon_2^{(k)} \approx \epsilon_2$, $\Lambda_n \rightarrow \Lambda_1$, $A_n \rightarrow \Lambda_2$, $\varphi_0 \rightarrow \varphi_{12}^{(k)}$, $p_n \rightarrow p_1$, $\rho_n \rightarrow \rho_2$, а функция Грина, очевидно, совпадает с той, которая использовалась уже в п. 3. Вычисляя отраженное от объекта поле (в рамках принятых приближений), подставляя его в формулу Кирхгофа и сохраняя в $\frac{\partial u_{\text{отр}}}{\partial n} \equiv \frac{\partial u_{\text{отр}}}{\partial z_2}$ только основной член, получим

$$\begin{aligned} u_s(x_3, z_3) = & - \frac{i k_2}{2\pi} \frac{i k_0}{c} \frac{2\sqrt{\pi}}{k_0 \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2} \sqrt{\frac{4}{\Lambda_1 \tilde{\Lambda}_2}}} \left(\frac{-2\pi i}{k_0 \sqrt{\epsilon_2 \epsilon_3} \sigma_2} \right)^{1/2} \times \\ & \times \exp \left[-ik_0 \varphi_\Sigma - ik_3 \left(z_3 + \frac{x_3^2}{2R_3} \right) \right] \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(-ik_2 \frac{x_2^2}{2R_\Phi^0} \right) \times \quad (18) \\ & \times v \left(-\frac{x_2 + \tilde{x}_2^0}{\tilde{\Lambda}_2} - \frac{x_1^0}{\Lambda_1} \right) \exp \left[-ik_0 \left(\frac{\sqrt{\epsilon_2}}{2R_2} x_2^2 - \frac{1}{\sigma_2} x_3 x_2 \right) \right] dx_2, \end{aligned}$$

где $\varphi_\Sigma = \varphi_{12}^{(k)} + \varphi_{23}$, $R_\Phi^0 = \frac{1}{2} R_0 \cos \gamma$. Первые два сомножителя под знаком интеграла описывают распределение поля отраженной волны, приведенное к плоскости $z_2 = 0$. После взятия интеграла и некоторых преобразований имеем

$$\begin{aligned} u_s(x_3, z_3) = & - \sqrt{\frac{ik_2}{2\pi}} \frac{i k_0}{c} \frac{2\sqrt{\pi}}{k_0 \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2} \sqrt{\frac{4}{\Lambda_1 \tilde{\Lambda}_2}}} \left(\frac{-2\pi i}{k_0 \sqrt{\epsilon_2 \epsilon_3} \sigma_2} \right)^{1/2} \times \\ & \times \exp \left[-ik_0 \varphi_\Sigma - ik_3 \left(z_3 + \frac{x_3^2}{2R_3} \right) + ik_0 \frac{R_\Sigma}{2\sqrt{\epsilon_2 \sigma_2^2}} x_3^2 \right] \sqrt{R_\Sigma} \times \\ & \times \exp \left[i \left(\frac{2}{3} p_\Sigma^{-6} + p_\Sigma^{-4} \zeta + p_\Sigma^{-2} \xi_\Sigma^0 \right) \right] v(-\xi_\Sigma^0 - p_\Sigma^{-2} \zeta - p_\Sigma^{-4}), \quad (19) \end{aligned}$$

$$\text{где } \frac{1}{R_\Sigma} = \frac{1}{R_\Phi^0} + \frac{1}{R_2}, \quad p_\Sigma = \frac{2\sqrt{\pi} \tilde{\Lambda}_2}{\sqrt{\lambda_2 R_\Sigma}}, \quad \zeta = 2k_0 \tilde{\Lambda}_2 \frac{x_3}{\sigma_2}, \quad \xi_\Sigma^0 = \frac{x_1^0}{\Lambda_1} + \frac{\tilde{x}_2^0}{\tilde{\Lambda}_2}.$$

Эффективное сечение рассеяния объекта, согласно (19) и (8), равно

$$\sigma_{13}^{\text{eff}} = R_\Sigma \left[\frac{v(-\xi_\Sigma^0 - p_\Sigma^{-4})}{v(-\xi_\Sigma^0)} \right]^2. \quad (20)$$

В двух предельных случаях, $p_2 \gg 1$ и $p_2 \ll 1$ эта формула приводит к следующим выражениям:

$$\sigma_{13}^{\text{eff}} \approx R_2 \quad \text{и} \quad \sigma_{13}^{\text{eff}} \approx R_2 p_2^2 \left\{ \frac{\cos \left[\frac{2}{3} (p_2^{-4} + \xi_2^0) - \frac{\pi}{4} \right]^2}{v(-\xi_2^0)} \right\}. \quad (21)$$

Для того, чтобы понять физический смысл этих случаев, перепишем p_2 в виде

$$p_2 = p_0(1 + 1/p_1^2)^{1/2} = (p_0^2 + 1/p_1^2)^{1/2},$$

где $p_0 = 2V\pi\tilde{\Lambda}_2/V\lambda_2R_\phi^0$, $p_1 = V\lambda_2R_2/V\lambda_2R_\phi^0$, $p_2 = V\lambda_2R_2/2V\pi\tilde{\Lambda}_2$.

Величина $2V\pi\tilde{\Lambda}_2$ играет роль размера первой зоны Френеля на плоскости $z_2=0$ по отношению к точке источника P_1 ; величина же $V\lambda_2R_2$ является размером первой зоны Френеля на плоскости $z_2=0$ по отношению к точке наблюдения P_3 . Размер эффективной рассеивающей площадки, приведенной к плоскости $z_2=0$, зависит от значения френелевского параметра $p_0 - l_{13}^{\text{eff}} \approx V\lambda_2R_\phi^0$ при $p_0 \gg 1$ (точка источника отвечает зоне Фраунгофера по отношению к объекту) и $l_{13}^{\text{eff}} \approx \approx 2V\pi\tilde{\Lambda}_2$ при $p_0 \ll 1$ (точка источника отвечает зоне геометрической оптики). При выполнении первого из этих неравенств ($p_0 \gg 1$) величина σ_{13}^{eff} определяется значением френелевского параметра p_1 , а именно: $\sigma_{13}^{\text{eff}} \approx \sigma_{13}^0$, если $p_1 \gg 1$ (точка наблюдения отвечает зоне Фраунгофера по отношению к объекту), и $\sigma_{13}^{\text{eff}} \approx \sigma_{13}^0 p_1^2$, если $p_1 \ll 1$ (точка наблюдения отвечает зоне геометрической оптики); при выполнении же второго неравенства ($p_0 \ll 1$) σ_{13}^{eff} определяется значением френелевского параметра p_2 : σ_{13}^{eff} описывается второй из формул (21), если $p_2 \gg 1$ (зона Фраунгофера), и $\sigma_{13}^{\text{eff}} \approx \sigma_{13}^0 p_1^2$, если $p_2 \ll 1$ (зона геометрической оптики).

6. Наконец, в последнем из рассматриваемых случаев — случае, когда рассеивающий объект располагается в прикаустической области (область III на рис. 1), поле падающей волны описывается формулами, содержащимися в предыдущем пункте, а функция Грина — в п. 4. Отвечающие этому случаю общие выражения для рассеянного поля весьма громоздки и трудно обозримы. В целях упрощения соответствующих формул мы рассмотрим следующую сравнительно простую и симметричную конфигурацию системы (см. рис. 5): каустики K_1 и K_3 соответственно перпендикулярны осям x_2 и x_2 и пересекают эти оси в точках x_2^0 и x_2^0 ; характерные масштабы неоднородности поля поперек каустик равны $\tilde{\Lambda}_2 = \Lambda_2$. Используя указанные выше формулы, содержащиеся в предыдущих пунктах, с учетом принятых упрощающих предположений приходим к соотношению

$$u_s(x_3, z_3) = -\frac{i k_2}{2\pi} \frac{i k_0}{c} \frac{4\pi}{k_0^2 \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2^2 \epsilon_3} \sqrt{\Lambda_1 \Lambda_2^2 \Lambda_3}} \exp(-ik_0 \varphi_2) \times$$

$$\times \exp \left[-ik_3 z_3 \left(1 + \frac{x_3 - x_3^0}{\rho_3} \right) \right] \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left(-ik_2 \frac{x_2^2}{2R_\Phi^0} \right) v \left(-\frac{x_2 + \tilde{x}_2^0}{\Lambda_2} - \frac{x_1^0}{\Lambda_1} \right) \exp \left(-i \frac{1}{2} \eta \frac{x_2 - x_2^0}{\Lambda_2} \right) v \left(\xi + \frac{x_2 - x_2^0}{\Lambda_2} \right) dx_2, \quad (22)$$

где $\varphi_2 = \varphi_{12}^{(k)} + \varphi_{23}^{(k)}$. Интеграл в (22) может быть преобразован подобно тому, как это делается в [5]; в результате для рассеянного поля можем записать:

$$u_s(x_3, z_3) = - \sqrt{\frac{ik_2}{2\pi}} \frac{ik_0}{c} \frac{4\pi}{k_0^2 \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2^2 \varepsilon_3} \sqrt{A_1 \Lambda_2^2 \Lambda_3}} \exp(-ik_0 \varphi_2) \times \\ \times \exp \left\{ -ik_3 z_3 \left[1 - \frac{1}{2(k_3 \Lambda_3)^2} \frac{x_2^0}{\Lambda_2} + \frac{x_3 - x_3^0}{\rho_3} \right] + i \frac{\pi}{4} \right\} \sqrt{R_\Phi^0} \times \\ \times \exp \left[-i \left(\frac{16}{3} p^{-6} - 2\xi^{(+)} p^{-2} - \frac{1}{4} \eta^2 p^{-2} \right) \right] \frac{1}{4} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq}{\sqrt{q}} \times \quad (23)$$

$$\times \exp \left\{ i \left[-\frac{1}{2} (\xi^{(+)} - 8p^{-4}) q - p^{-2} q^2 + \frac{1}{12} q^3 + 4\eta p^{-2} \times \right. \right. \\ \times (\xi^{(-)} - \eta p^{-2}) \frac{1}{4q} - \xi^{(-)2} \frac{1}{4(q - 4p^{-2})} + 4\xi^{(-)2} p^{-2} \frac{1}{q(q - 4p^{-2})} \left. \right] \right\},$$

где $p = 2\sqrt{\pi \Lambda_2 / \lambda_2 R_\Phi^0}$ — френелевский параметр, $\xi^{(+)} = -\xi + x_2^0 / \Lambda_2 + x_2^0 / \Lambda_2 + x_1^0 / \Lambda_1$, $\xi^{(-)} = \xi - x_2^0 / \Lambda_2 + \tilde{x}_2^0 / \Lambda_2 + x_1^0 / \Lambda_1$.

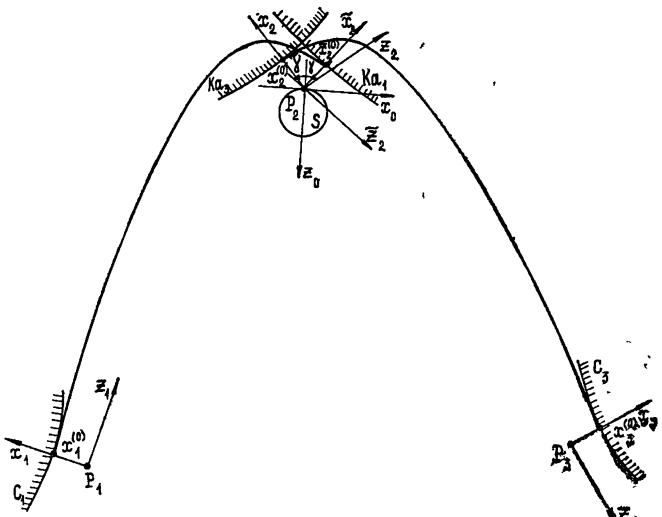


Рис. 5.

Из (23) видно, что в случае расположения объекта в прикаустической области рассеянное поле имеет довольно сложный характер и ему отвечает довольно сложная каустическая поверхность (ср. с соответствующим интегралом для аналогичной задачи обратного рассеяния [5]).

Восстановление конкретного вида этой каустики при произвольных значениях параметров представляется весьма затруднительным (при заданных значениях параметров это может быть сделано с привлечением ЭВМ). Поэтому мы ограничимся обсуждением лишь двух предельных случаев значений параметра p : $p \gg 1$ и $p \ll 1$.

При выполнении неравенства $p \gg 1$ и точка наблюдения, и точка источника отвечают зоне Фраунгофера по отношению к объекту (случай достаточно малых объектов). Сохраняя в показателе экспоненты, стоящей под знаком интеграла в (23), только члены низшего порядка малости по параметру $p^{-1} \ll 1$, получим

$$u_s(x_3, z_3) = A \exp\left(-i\frac{\pi}{4}\right) v\left(-\frac{x_1^0}{\Lambda_1} - \frac{\tilde{x}_2^0}{\Lambda_2} + p^{-2}\eta\right) \times \\ \times v\left(-\frac{x_2^0}{\Lambda_2} + \xi - p^{-2}\eta\right), \quad (24)$$

где через A обозначено все, что стоит в (23) перед интегралом, кроме множителя $1/4V\pi$. В пренебрежении малыми поправками $p^{-2}\eta$ формула (24) описывает поле вблизи простой каустики (так же, как в задаче обратного рассеяния [5]).

Соответствующее (25) эффективное сечение рассеяния объекта совпадает с его истинным сечением рассеяния: $\sigma_{13}^{\text{eff}} \approx R_\phi^0 = \frac{1}{2} R_0 \cos \gamma = \sigma_{13}^0$.

При выполнении обратного неравенства $p \ll 1$ и точка наблюдения, и точка источника отвечают зоне геометрической оптики по отношению к объекту (случай достаточно больших объектов). Удерживая в показателе экспоненты, стоящей под знаком интеграла в (23), только члены низшего порядка малости по параметру $p \ll 1$, приходим к выражению

$$u_s(x_3, z_3) = A \frac{1}{4V\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dq}{Vq} \exp\left\{i\left[\frac{1}{2}(8p^{-4} - \xi^{(+)}) \times \right.\right. \\ \left.\left. \times q - p^{-2}q^2 - 4p^{-2}\eta(p^{-2}\eta - \xi^{(-)}) \frac{1}{4q}\right]\right\}. \quad (25)$$

Это выражение после некоторых преобразований может быть приведено к виду

$$u_s(x_3, z_3) = Ap \exp\left(i\frac{\pi}{4} + i\frac{w_1^2}{4p^{-2}}\right) \times \\ \times (4p^{-2})^{1/4} \frac{1}{4V\pi} I\left((4p^{-2})^{1/4} w_2^{1/2}, 2\frac{w_1}{(4p^{-2})^{1/2}}\right), \quad (26)$$

где $I(\alpha, \beta) = \int_{-\infty}^{\infty} d\chi \exp\{i(\alpha\chi + \beta\chi^2 + \chi^4)\}$ — хорошо известный интеграл, описывающий поле вблизи точки возврата каустики (см. [16, 17]),

$$w_1 = \frac{1}{2}(8p^{-4} - \xi^{(+)}) , \quad w_2 = 4p^{-2}\eta(p^{-2}\eta - \xi^{(-)}).$$

В соответствии с (26) и (8), эффективное сечение рассеяния объекта записывается следующим образом:

$$\sigma_{13}^{\text{eff}} \approx \sigma_{13}^0 p^3 2p^{-1} \left[\frac{\frac{1}{4\sqrt{\pi}} I \left(0, \frac{1}{2} p \left(8p^{-4} - \frac{x_3^0}{\Lambda_3} - \frac{x_2^0 + \tilde{x}_2^0}{\Lambda_2} - \frac{x_1^0}{\Lambda_1} \right) \right)}{v \left(-\frac{x_1^0}{\Lambda_1} - \frac{\tilde{x}_2^0}{\Lambda_2} \right) v \left(-\frac{x_2^0}{\Lambda_2} - \frac{x_3^0}{\Lambda_3} \right)} \right]^2. \quad (27)$$

Появление дополнительного — по сравнению со всеми предыдущими случаями — множителя $2p^{-1}$, который, приводит к суммарной зависимости от p вида p^1 , связано, по всей вероятности, с дополнительной (по отношению к полю линейного излучателя) фокусировкой рассеянного поля в окрестности точки возврата каустики. Аналогичная ситуация имеет место и в задаче обратного рассеяния [5], однако ее интерпретация в [5] отсутствует.

Таким образом, мы рассмотрели рассеяние квазилиндрической электромагнитной волны на гладких идеально отражающих объектах в плавно неоднородной среде при наличии гладких каустических поверхностей. Резюмируя, можно утверждать следующее. В случае расположения объекта в «чистой» геометрооптической области (I) рассеянное поле имеет вид расходящейся регулярной (без особенностей типа каустик, фокусов и т. п.) квазилиндрической волны. В случае расположения объекта в «смешанной» геометрооптической — прикаустической или, наоборот, прикаустической — геометрооптической областях (II₁, II₃) в рассеянном поле формируются простые каустики и поле описывается с помощью функции Эйри. В случае расположения объекта в «чистой» прикаустической области (III) в рассеянном поле формируется довольно сложная каустика, которая для объектов достаточно малых размеров вырождается в простую каустику, а для объектов достаточно больших размеров — в каустику с точкой возврата (поле описывается с помощью известного протабулированного интеграла). Если точка наблюдения и точка источника во всех этих случаях отвечают зоне Фраунгофера по отношению к объекту (или, другими словами, размеры объекта достаточно малы), то эффективное сечение рассеяния объекта совпадает с его истинным сечением рассеяния $\sigma_{13}^{\text{eff}} \approx \sigma_{13}^0 = \frac{1}{2} R_0 \cos \gamma$, что соответствует эффективной отражающей площадке того же размера, как и при

падении плоской волны в однородной среде $I_{13}^{\text{eff}} \approx \sqrt{\lambda_2 \frac{1}{2} R_0 \cos \gamma}$

($\sigma_{13}^{\text{eff}} = (I_{13}^{\text{eff}})^2 / \lambda_2 = \sigma_{13}^0$). Если же, скажем, точка наблюдения отвечает зоне геометрической оптики по отношению к объекту (или размеры объекта достаточно велики), то основной вклад в рассеянное поле дает первая зона Френеля, размер которой $I_{23}^{(\Phi)}$ мал по сравнению с I_{13}^{eff} , так что фактически здесь размер эффективной рассеивающей площадки уменьшается, по сравнению с предыдущим случаем, в $p = I_{23}^{(\Phi)} / I_{13}^{\text{eff}}$ раз.

(френелевский параметр): $\tilde{I}_{13}^{\text{eff}} = I_{13}^{\text{eff}} p$, а. следовательно, $\sigma_{13}^{\text{eff}} \sim (\tilde{I}_{13}^{\text{eff}})^2 / \lambda_2 = \sigma_{13}^0 p^2$. При образовании в рассеянном поле сложной каустики — с точкой возврата — имеет место дополнительная фокусировка поля, что приводит к увеличению σ_{13}^{eff} .

Полученные в работе основные физические результаты остаются, очевидно, справедливыми как для произвольных (а не только удачно

подобранных) двумерных систем, так и систем трехмерных (по крайней мере в квазискалярном приближении). Соответствующие обобщения не встречают принципиальных затруднений, однако приводят к существенному усложнению всех выражений.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Фок, ЖЭТФ, 20, 961 (1950)..
2. Ю. М. Жидко, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 12, № 8, 1205 (1969).
3. J. B. Keller, B. D. Seckler, J. Acoust. Soc. Amer., 31, 192; 206 (1959).
4. D. S. Jones, Phil. Trans. A (GB), 255, 341 (1963).
5. Г. В. Пермитин, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 16, № 1, 62 (1973).
6. И. Г. Кондратьев, М. А. Миллер, Третий Всесоюзный симпозиум по дифракции волн (Рефераты докладов), изд. Наука, М., 1964, стр. 225.
7. V. B. Gil'denburg, I. G. Kondrat'ev, M. A. Miller, Proc. Symp. on Electromagnetic Wave Theory, Pergamon Press, Oxford—N. Y., 1967, p. 1025.
8. В. Б. Гильденбург, Ю. М. Жидко, И. Г. Кондратьев, М. А. Миллер, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 10, № 9—10, (1967).
9. С. Д. Жерносек, И. Г. Кондратьев, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 13, № 2, 231 (1970).
10. Ю. А. Кравцов, Акуст. ж., 14, 1 (1968).
11. И. Г. Кондратьев, Г. В. Пермитин, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 13, № 12, 1794 (1970).
12. I. G. Kondrat'ev, G. V. Permitin, Proc. Fifth Colloquium on Microwave Communication, Akademician Kiado, Budapest, 1974, v. III, ET-24, p. 201.
13. Г. В. Пермитин, Диссертация, НИРФИ—Горьковский университет, г. Горький, 1973.
14. В. А. Фок, Дифракция радиоволн вокруг земной поверхности, изд. АН СССР, М., 1946.
15. В. Б. Гильденбург, Ю. М. Жидко, И. Г. Кондратьев, М. А. Миллер, Г. В. Пермитин, Аннотации докладов V Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн, изд. Ленинградского университета, 1970.
16. T. Pearcey, Phil. Mag., 37, 311 (1946).
17. Л. М. Бреховских, Волны в слоистых средах, изд. АН СССР, М., 1957.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
24 июня 1975 г.

ELECTROMAGNETIC WAVE SCATTERING BY SMOOTH PERFECTLY REFLECTING OBJECTS SITUATED IN A SMOOTHLY INHOMOGENEOUS MEDIUM

I. G. Kondrat'ev

The structure of the field resulting from scattering of an electromagnetic wave produced by a point source by a smooth perfectly reflecting object in a smoothly inhomogeneous medium in the presence of simple caustic surfaces is investigated. Basic consideration is given to those cases when the scattering object is situated near caustic surfaces. Expressions are received for an apparent cross-section of the scattering object. It is shown, in particular, that the scattering properties of small enough objects are described by their real (vacuum) cross-sections of scattering.