ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XVI, № 1 *РАДИОФИЗИКА* *1973*

УДК 538.574

ОБРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ СКАЛЯРНОГО ВОЛНОВОГО ПОЛЯ ИДЕАЛЬНО ОТРАЖАЮЩИМ ОБЪЕКТОМ, РАСПОЛОЖЕННЫМ ВБЛИЗИ КАУСТИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Г. В. Пермитин

Исследована структура поля обратного рассеяния на гладком отражающем объекте, помещенном вблизи каустической поверхности падающего поля в неоднородной среде. Получены выражения для кажущегося сечения рассеяния объекта.

1. В данной работе рассматривается обратное рассеяние скалярного волнового поля точечного излучателя гладким (в масштабе длины волны λ) идеально отражающим объектом, помещенным вблизи гладкой каустической поверхности в регулярно неоднородной среде. Задача решается в приближении Кирхгофа. Предполагается, что характерный масштаб неоднородности среды L много больше характерных размеров отражающего объекта.

Хотя решается скалярная задача, результаты работы распространяются и на случай электромагнитных волн, если выполнено неравенство $\lambda \ll \Lambda$, где Λ — характерный масштаб неоднородности поля поперек каустики.

Скалярное поле $u(\boldsymbol{r})$, создаваемое элементарным излучателем, расположенным в точке P_1, описывается уравнением

$$\Delta u + k_0^2 \varepsilon(\boldsymbol{r}) u = -4\pi\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}(P_1)), \tag{1}$$

где k_0 — волновое число в вакууме, $\varepsilon(\boldsymbol{r})$ — плавная $(|\nabla\varepsilon/k_0\varepsilon| \ll 1)$ функция координат.

Пусть на отражающей поверхности S задано граничное условие $u|_S = 0$. Рассеянное поле $u_{\text{р}}$ в точке наблюдения $\boldsymbol{r}_{\text{н}}$ в кирхгофовом приближении записывается в виде

$$u_{\text{р}}(\boldsymbol{r}_{\text{н}}) = \frac{i}{2\pi} \int\limits_S u_{\text{пад}}(\boldsymbol{r})\, G(\boldsymbol{r}_{\text{н}}, \boldsymbol{r})\, (\boldsymbol{k}(\boldsymbol{r}), d\boldsymbol{S}), \tag{2}$$

где G — функция Грина, $u_{\text{пад}}$ — поле падающей волны ($u_{\text{пад}}(\boldsymbol{r}) = G(\boldsymbol{r}(P_1), \boldsymbol{r})$), $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор падающей волны.

2. В исследуемой здесь задаче область поверхности S, существенная для интегрирования в (2), лежит в окрестности каустики поля падающей волны, а точка наблюдения рассеянного поля находится вблизи точки излучателя P_1 (обратное рассеяние). Поэтому для аппроксимации как падающего поля, так и функции Грина в (2) можно воспользоваться известной [1] коротковолновой Эйри-асимптотикой поля вблизи гладкой каустики, которая наиболее просто записывается в локальной «каустической» системе координат.

Как и в [2], введем две следующие координатные системы (см. рис. 1). Система $\{x_2, y_2, z_2\}$ — с началом координат в некоторой точке P_2

на каустике C_2, образованной лучами, выходящими из P_1. Ось x_2 направлена по нормали к C_2 в области тени, ось y_2 касательна к лучу, проходящему через точку P_2. Система $\{x_1, y_1, z_1\}$ — с началом координат в точке P_1 — введена аналогичным образом, но по отношению к каустике C_1, являющейся огибающей лучей, выходящих из точки P_2. (Отметим, что рис. 1 является схематическим: плоскости (x_1, y_1) и (x_2, y_2) не являются в общем случае параллельными, как это изображено на рисунке.)

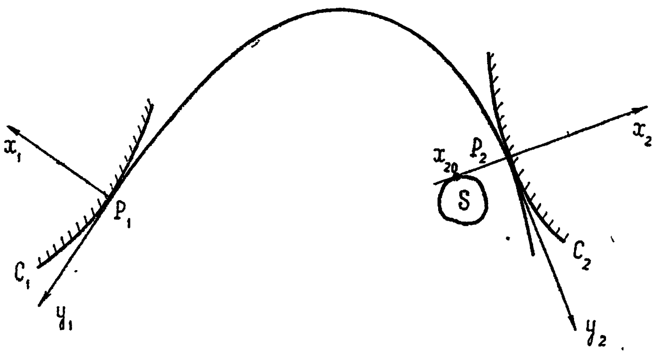

Рис. 1.

Введенные нами системы координат обладают тем свойством, что сечения каустических поверхностей $C_{1,2}$ плоскостями $(x_{1,2}, y_{1,2})$ и $(x_{1,2}, z_{1,2})$ являются главными нормальными сечениями. Это свойство вытекает из следующей теоремы дифференциальной геометрии [3]: если две поверхности пересекаются вдоль линии кривизны одной из поверхностей под постоянным углом, то линия пересечения является линией кривизны и второй поверхности. Рассмотрим фазовый фронт, который проходит через точку P_2 и касается плоскости (x_2, z_2). Этот фронт (как, впрочем, и все остальные) пересекается с каустической поверхностью C_2 под прямым углом вдоль линии, на которой кривизна фазового фронта равна бесконечности, и, следовательно, являющейся линией кривизны фазового фронта и каустической поверхности C_2. Таким образом, сечение C_2 плоскостью (x_2, z_2) является главным нормальным сечением. Аппроксимируя $C_{1,2}$ вблизи точек $P_{1,2}$ поверхностями второго порядка, получаем

$$x_{1,2}[C_{1,2}] = \frac{1}{2\rho^{(1)}_{1,2}} y^2_{1,2} + \frac{1}{2\rho^{(2)}_{1,2}} z^2_{1,2}, \tag{3}$$

где $\rho^{(1,2)}_{1,2}$ — главные радиусы кривизны поверхностей $C_{1,2}$ в точке $P_{1,2}$, $x[C]$, $y[C]$, $z[C]$ — координаты поверхности C.

Зная геометрию каустики, нетрудно записать коротковолновую асимптотику поля вблизи нее:

$$\left.\begin{matrix} G(\mathbf{r}_1, 0) \\ G(0, \mathbf{r}_2) \end{matrix}\right\} \approx Bv\left(\frac{x_{1,2}}{\Lambda_{1,2}} - \frac{y^2_{1,2}}{2\Lambda_{1,2}\rho^{(1)}_{1,2}} - \frac{z^2_{1,2}}{2\Lambda_{1,2}\rho^{(2)}_{1,2}}\right) \times$$
$$\times \exp\left\{ i\left[\varphi_0 + k_{1,2} y_{1,2}\left(1 + \frac{x_{1,2}}{\rho^{(1)}_{1,2}}\right) + \frac{k_{1,2} z^2_{1,2}}{2R_{1,2}}\right]\right\}, \tag{4}$$

где $k_{1,2} = k_0 \sqrt{\varepsilon(P_{1,2})}$, Λ — характерный масштаб неоднородности поля поперек каустики (ширина прикаустической зоны), R — радиус кривизны сечения фазового фронта плоскостью (y, z), B — амплитудный множитель (индексы 1 и 2 означают принадлежность к каустикам C_1 и C_2), v — функция Эйри, аргументом которой в (4) является расстояние (вычисленное с точностью до кубичных по $|\boldsymbol{r}_{1,2}|/\rho^{(1,2)}_{1,2}$ членов и отнормированное на $\Lambda_{1,2}$) от точки $\boldsymbol{r}_{1,2}$ до каустики $C_{1,2}$.

В (4) и всюду в дальнейшем $\boldsymbol{r}_1$ и $\boldsymbol{r}_2$ — радиус-векторы в системах координат $\{x_1, y_1, z_1\}$ и $\{x_2, y_2, z_2\}$. Точка источника и точка наблюдения в функции Грина записываются в разных системах координат — $G(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$. Точка излучателя и точка наблюдения рассеянного поля описываются радиус-векторами $\boldsymbol{r}_1^{(\text{и})}$ и $\boldsymbol{r}_1^{(\text{н})}$ в системе координат $\{x_1, y_1, z_1\}$. Как ясно из самого способа введения локальных систем координат, $\boldsymbol{r}_1^{(\text{и})} = 0$, но ниже встретится и качественное рассмотрение вспомогательных задач, в которых $\boldsymbol{r}_1^{(\text{и})} \neq 0$.

Выражение (4) является неравномерной коротковолновой асимптотикой поля и применимо только в ограниченной области пространства вблизи точки $P_{1,2}$. К сожалению, в общем случае не удается написать точные достаточные условия применимости (4). Эвристическими критериями применимости являются неравенства [4]

$$|\boldsymbol{r}_{1,2}|/|\rho_{1,2}| \ll 1, \quad \Lambda_{1,2} \ll \rho_{1,2}, \quad \Lambda_{1,2}\left|\frac{\partial \varepsilon}{\partial y_{1,2}}\Big/\varepsilon_{1,2}\right| \ll 1,$$
$$\Lambda_{1,2}\left|\frac{\partial \varepsilon}{\partial z_{1,2}}\Big/\varepsilon_{1,2}\right| \ll 1, \quad \Lambda_{1,2}\left|\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial x_{1,2}^2}\Big/\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_{1,2}}\right| \ll 1. \tag{4a}$$

Поместив излучатель в точку P_1', близкую (в масштабе неоднородности среды) к P_1, и повторив все выкладки заново, мы бы получили для функции Грина соотношения (4 а), отличающиеся от (4) только тем, что в них стояли бы штрихованные величины: $\boldsymbol{r}_{1,2}'$, $\Lambda_{1,2}'$ и т. п. Подставив в (4 а) общее линейное преобразование от координат $\boldsymbol{r}_{1,2}'$ к $\boldsymbol{r}_{1,2}$, можно убедиться, что общий вид функции $G(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2)$ следующий:

$$G(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_2) \approx Bv\left[\frac{x_1}{\Lambda_1} + \frac{x_2}{\Lambda_2} - \frac{y_1^2}{2\Lambda_1\rho_1^{(1)}} - \frac{y_2^2}{2\Lambda_2\rho_2^{(1)}} - \frac{z_1^2}{2\Lambda_1\rho_1^{(2)}} - \frac{z_2^2}{2\Lambda_2\rho_2^{(2)}} + \right.$$
$$\left. + \sum_i X_1^{(i)}(\boldsymbol{r}_1)X_2^{(i)}(\boldsymbol{r}_2)\right]\exp\left\{i\left[\varphi_0 + (k_1 y_1 + k_2 y_2)\left(1 + \frac{x_1}{\rho_1^{(1)}} + \frac{x_2}{\rho_2^{(1)}}\right) + \right.\right.$$
$$\left.\left. + \frac{k_1 z_1^2}{2R_1} + \frac{k_2 z_2^2}{2R_2} + \sum_j X_1^{(j)}(\boldsymbol{r}_1)X_2^{(j)}(\boldsymbol{r}_2)\right]\right\}, \tag{5}$$

где $X_k^{(l)}$ — некоторые функции, такие, что $X_k^{(l)}(0) \equiv 0$.

Мы не приводим конкретные выражения для функций X, поскольку можно показать, что их вклад в интеграл (2) пренебрежимо мал. Для этого рассмотрим три варианта задачи со следующими размещениями точки излучателя $\boldsymbol{r}_1^{(\text{и})}$ и точки наблюдения $\boldsymbol{r}_1^{(\text{н})}$ рассеянного поля $u_{\text{р}}$:

1) $\boldsymbol{r}_1^{(\text{и})} = 0, \quad \boldsymbol{r}_1^{(\text{н})} = 0;$

2) $\boldsymbol{r}_1^{(\text{и})} = 0, \quad \boldsymbol{r}_1^{(\text{н})} = \boldsymbol{r}_1';$

3) $\boldsymbol{r}_1^{(\text{и})} = \boldsymbol{r}_1', \quad \boldsymbol{r}_1^{(\text{н})} = \boldsymbol{r}_1'.$

В величину $u_{\text{р}}^{(1)}$ в варианте 1) функции $X_{1,2}^{(l)}$ вклада не дают, так как

$X_1^{(l)}(0) = (0)$. Нетрудно видеть, что в $u_p^{(2)}$ и $u_p^{(3)}$ эти функции войдут в одинаковых комбинациях (в одном случае с коэффициентом 2). С другой стороны, варианты 3) и 1) физически неразличимы до тех пор, пока смещение $|r_1'|$ много меньше характерного масштаба неоднородности среды L. Действительно, мы могли бы сразу выбрать в качестве точки излучателя точку r_1' и для нее построить систему каустик C_1' и C_2', все параметры которых отличались бы от параметров C_1 и C_2 на величины порядка $O(|r_1'|/L)$. Каждому расположению объекта относительно каустик C_1 и C_2 в варианте 1) можно привести в соответствие эквивалентное расположение объекта в варианте 3) относительно каустик C_1' и C_2'. Очевидно, что $|u_{p,2}^{(1)} - u_{p,\,экв}^{(3)}| = O(|r_1'|/L)$. Но вклад $X_{1,2}^{(l)}$ в $u_p^{(1)}$ равен нулю при произвольном расположении объекта. Следовательно, он будет малым и в варианте 3), а значит, и в варианте 2) (который, в конечном счете, нас и интересует).

3. Точка P_2 выбрана на каустике C_2 таким образом, чтобы отражающая поверхность S касалась плоскости (x_2, z_2) в точке с координатами $(x_{20}, 0, 0)$ (см. рис. 1). Будем предполагать, что в области, существенной для интегрирования в (2), поверхность S достаточно хорошо аппроксимируется следующей поверхностью второго порядка:

$$y_2[S] = \frac{1}{2a_1}[(x_2 - x_{20})\cos\theta + z_2\sin\theta]^2 + \frac{1}{2a_2}[(x_2 - x_{20})\sin\theta - z_2\cos\theta]^2, \tag{6}$$

где a_1 и a_2 — главные радиусы кривизны отражающей поверхности в точке $(x_{20}, 0, 0)$, θ — угол между главными направлениями на S и осями x_2 и z_2.

При подстановке (5) и (6) в (2) в подынтегральное выражение войдет произведение двух функций Эйри разных аргументов, для которого мы воспользуемся следующим интегральным представлением:

$$v(x)v(y) = \frac{1}{4\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dp}{\sqrt{p}}\exp\left\{i\left[\frac{1}{2}(x+y)p + \frac{1}{12}p^3 - \frac{(x-y)^2}{4p} + \frac{\pi}{4}\right]\right\}. \tag{7}$$

Используя (7) и меняя в (2) порядок интегрирования, проинтегрируем (2) методом стационарной фазы по поверхности S. Во избежание громоздкости приведем выражение для рассеянного поля u_p только для точек наблюдения, лежащих в плоскости (x_1, y_1), так как структура поля именно в этой плоскости представляет наибольший интерес. Кроме того, ограничимся случаем, когда $a_{1,2} \ll R_2$, $\rho_2^{(2)}$. Заметим, что такое ограничение общности не вызвано какими-либо принципиальными или вычислительными трудностями. В результате имеем следующую локальную коротковолновую асимптотику для u_p вблизи точки P_1:

$$u_p = \frac{B^2}{8\sqrt{\pi}}\sqrt{a_1 a_2}\exp(i\varphi_1)\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dp}{\sqrt{p}}\exp\left\{i\left[\left(x_0 + \frac{1}{2}\xi - A\eta\right)p - \frac{1}{4}Ap^2 + \frac{1}{12}p^3 - \frac{\xi^2}{4p}\right]\right\}, \tag{8}$$

где $x_0 = x_{20}/\Lambda_2$, $\xi = \dfrac{x_1}{\Lambda_1} - \dfrac{y_1^2}{2\Lambda_1\rho_1}$, $\eta = \dfrac{\Lambda_2}{\rho_2}k_1 y_1$, $A = a/k_2\Lambda_2^2$, $a = a_1 a_2/a_{yz}$, $a_{yz} = \left(\dfrac{\sin^2\theta}{a_1} + \dfrac{\cos^2\theta}{a_2}\right)^{-1}$ —радиус кривизны сечения S плоскостью, параллельной (y_2, z_2), $\varphi_1 = 2\varphi_0 + k_1 y_1(1+(x_1/\rho_1)) + 2k_1 y_1 x_{20}/\rho_2 - a k_1^2 y_1^2/k_2\rho_2^2 + (\pi/4)$, $\rho_{1,2} = \rho_{1,2}^{(1)}$ (верхний индекс (1) опущен, так как параметры $\rho_{1,2}^{(2)}$ в (8) не вошли в силу сделанных выше ограничений).

4. Общее представление о структуре рассеянного поля, определяемого выражением (8), дает качественная картина каустики, приведенная на рис. 2. Ветви *1* и *2* каустики рассеянного поля C_p вблизи точки возврата $(\xi = 0,\ \eta = x_0/A)$ описываются уравнением

$$\xi_{1,2}[C_p] = \mp\sqrt{A}\left[\frac{4}{3}(\eta_{1,2} - x_0/A)\right]^{3/2} \quad (\eta_{1,2} > x_0/A). \tag{9}$$

Ветви *2* и *3* имеют общую асимптоту $\xi = A(\eta - x_0/A)$.

Из рис. 2 видны два предельных случая: $A \ll 1$ и $A \gg 1$, когда рассеянное поле вблизи точки излучателя ($\xi = 0$, $\eta = 0$) имеет структуру, соответствующую «эталонным», так сказать, каустикам. При $A \gg 1$ ветвь *3* проходит далеко от точки излучателя и не должна влиять на структуру поля обратного рассеяния, которая будет подобна структуре поля вблизи точки возврата каустики [1, 5].

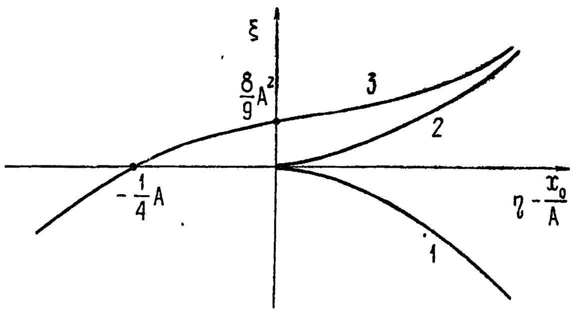

Рис. 2.

При уменьшении A все три ветви каустики C_p начинают сливаться в одну. Поле u_p в предельном случае $A \ll 1$ должно иметь структуру, соответствующую гладкой каустике.

В указанных предельных случаях удается упростить (8).

а) $A \ll 1$ — «малые» объекты. Выражение (8) приводится к виду

$$u_p(\xi, \eta) = \frac{1}{2}B^2\sqrt{a_1 a_2}\exp(i\varphi_1)\,v(x_0 - A\eta)\,v(x_0 + \xi - A\eta). \tag{10}$$

Формула (10) является обобщением на гладкие отражающие поверхности результата работы [6], полученного для точечных рассеивателей. Условие «малости» отражающего объекта, $A \ll 1$, имеет простой физический смысл и означает, что в пределах эффективной отражающей площадки с шириной порядка $\sqrt{\lambda_2 a}$ падающее поле можно считать однородным по амплитуде.

б) $A \gg 1$ — «большие» объекты (напомним, что размеры объекта ограничены сверху в связи с «локальным» характером асимптотики (5)). Пренебрегая в (8) величинами порядка $1/A$, получаем

$$u_p = \frac{1}{4\sqrt{\pi}} B^2 (k_2 \Lambda_2^2 a_1 a_2 a_{yz})^{1/4} \exp(i\varphi_2) I(A^{1/4}\xi, 2A^{-1/2}(x_0 - A\eta)), \quad (11)$$

где $I(x, y) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\tau \exp\{i(x\tau + y\tau^2 + \tau^4)\}$, $\varphi_2 = \varphi_1 - \frac{\pi}{4} - \frac{1}{A}\left(x_0 + \frac{1}{2}\xi - A\eta\right)^2$.

Интеграл $I(x, y)$ достаточно хорошо изучен [1, 5] и, в соответствии со сказанным выше, описывает поле вблизи точек возврата каустик.

5. В качестве характеристики отражающих свойств объекта в неоднородной среде удобно пользоваться понятием кажущегося сечения рассеяния $\sigma_к$, введенным в работе [7] (см. также [6]). Величина $\sigma_к$ определяется как истинное сечение рассеяния такого гипотетического объекта, при рассеянии на котором в вакууме (с сохранением взаимного расположения излучателя, объекта и приемника) амплитуда принимаемого сигнала такая же, как и в исследуемой задаче.

Приведем выражения для $\sigma_к$ «малых» и «больших» объектов в точке $\xi = 0$, $\eta = 0$.

а) $A \ll 1$ $\quad (a \ll \sqrt{\varepsilon_2} k_0 \Lambda_2^2)$.

$$\sigma_к = \sigma_0 T^4(x_0), \quad (12)$$

где $\sigma_0 = \pi a_1 a_2$ — истинное сечение рассеяния объекта, $T = Bv(x_0)|\boldsymbol{r}(P_2) - \boldsymbol{r}(P_1)|$ — коэффициент преобразования амплитуды поля [6] на трассе излучатель — «зеркальная» точка $\{x_{20}, 0, 0\}$. Аналогичное выражение для точечных рассеивателей получено и подробно обсуждается в [6, 7].

б) $A \gg 1$ $(a \gg \sqrt{\varepsilon_2} k_0 \Lambda_2^2)$. Приведем выражение для максимального $\sigma_к$ $(x_0 \sim -1)$:

$$\sigma_к^{max} = 0{,}81\, \sigma_0 T^4(-1) \frac{\Lambda_2}{\sqrt{\lambda_2 a}}. \quad (13)$$

Отношение $\Lambda_2/\sqrt{\lambda_2 a}$ в (13) показывает, во сколько раз уменьшается эффективная отражающая площадь на поверхности S по сравнению со случаем плоской падающей волны. Здесь, так же как и в задаче о поле направленного излучателя вблизи каустики [2], ширина прикаустической зоны Λ_2 играет роль размера первой зоны Френеля.

6. В заключение сделаем несколько замечаний качественного характера, поясняющих физический смысл преобразований и результатов работы. В первую очередь заметим, что использование интегрального представления (7) для произведения функций Эйри облегчает математические выкладки, но несколько затемняет суть дела. Тот же самый результат можно получить, применяя для $u_{пад}$ и G интегральное представление функции Эйри:

$$v(x) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \exp\{i(xt + t^3/3)\}\, dt. \quad (14)$$

В результате после интегрирования по S был бы получен двукратный интеграл, который заменой переменных интегрирования и интегрированием по одной из них сводится к выражению (8). Такой путь полностью эквивалентен принятому в работе, но допускает весьма наглядную интерпретацию. Легко видеть, что использование (14) для функции Эйри, стоящей в формуле (5), соответствует разложению локальной асимптотики функции Грина по почти плоским волнам. Таким образом, задача дифракции волнового поля со сложной структурой на объекте, помещенном в среду со сложной функцией Грина, сводится к вычислению коэффициента трансформации почти плоской падающей волны в почти плоскую рассеянную волну (дифракция Фраунгофера).

Некоторые качественные особенности решения (8) можно проиллюстрировать на следующей грубой модели. Структура поля вблизи гладкой каустики локально подобна (разумеется, не в области тени) структуре поля двух плоских волн, распространяющихся под некоторым углом α друг к другу. По теореме взаимности основной вклад в поле рассеяния вблизи точки облучателя дадут плоские волны, распространяющиеся в направлении, противоположном падающим. На рис. 3 выделены три зеркальные точки для падающих плоских волн на поверхности S. Точки *2* и *3* соответствуют нормальному падению плоских волн. Нормаль к S в точке *1* совпадает с биссектрисой угла, образованного волновыми векторами падающих (а следовательно, и отраженных) волн. Таким образом, в точку наблюдения приходят по разным путям четыре сигнала с разными фазами (это соответствует наличию четырех стационарных точек в интеграле (8) и виду каустики C_p, приведенной на рис. 2). Если теперь уменьшать размеры отражающего объекта, точки *2* и *3* будут стремиться к точке *1*, и, начиная с некоторых размеров объекта, можно считать, что в точку наблюдения приходят только два сигнала с различными фазами. Этим объясняется различие структуры поля в двух рассмотренных случаях «больших» и «малых» тел.

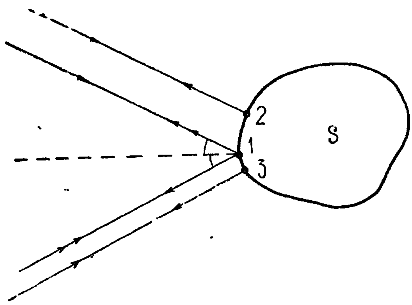

Рис. 3.

Автор выражает признательность В. В. Бочарову, И. Г. Кондратьеву и М. А. Миллеру за полезное обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Pearcey, Phil. Mag., 37, 311 (1946).
2. И. Г. Кондратьев, Г. В. Пермитин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 13, № 12, 1794 (1970).
3. П. К. Рашевский, Курс дифференциальной геометрии, Физматгиз, М., 1956.
4. В. Я. Грошев, Ю. А. Кравцов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 11, № 12, 1812 (1968).
5. Л. М. Бреховских, Волны в слоистых средах, изд. АН СССР, М., 1957.
6. В. Б. Гильденбург, Ю. М. Жидко, И. Г. Кондратьев, М. А. Миллер, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 10, № 9—10, 1358 (1967).
7. V. B. Gildenburg, I. G. Kondratjev, M. A. Miller, Proc. Symp. on Electromagnetic Wave Theory, Pergamon Press, Oxford—N. Y., 1967, p. 1025.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
7 февраля 1972 г.

BACKSCATTERING OF SCALAR WAVE FIELD BY A PERFECTLY REFLECTING OBJECT SITUATED NEAR CAUSTIC SURFACE

G. V. Permitin

The field structure of backscattering by a smooth reflecting object placed near the caustic surface of the incident field in an inhomogeneous medium is ievestigated. Expressions are obtained for the apparent object scattering section.