ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXV, № 11 *РАДИОФИЗИКА* *1982*

УДК 621 371 3 : 535 36

ОБ ЭФФЕКТЕ УСИЛЕНИЯ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ВОЛН ШЕРОХОВАТЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ

В. У. Заворотный, В. Е. Осташев

Рассмотрена задача рассеяния волн совокупностью двух площадок, покрытых микрошероховатостями Учет зеркальных переотражений между площадками позволил обнаружить усиление обратного рассеяния. Утверждается, что этот эффект аналогичен эффекту усиления обратного рассеяния в объемной случайно-неоднородной среде, и он должен иметь место также для реальной двухмасштабной поверхности.

1. Известно, что наличие слоя крупномасштабных (по сравнению с длиной волны излучения) неоднородностей показателя преломления между источником волн и дискретным рассеивателем может приводить к увеличению сечения обратного рассеяния такого тела [1]. Этот эффект обусловлен возникновением новых путей между источником и рассеивателем, по которым в прямом и обратном направлении может распространяться волна. Новые лучи обязаны своим появлением актам многократного рассеяния (рефракции) волн на крупномасштабных флуктуациях показателя преломления. Среди всего множества элементарных волн, прошедших от источника к дискретному рассеивателю и вернувшихся по другому пути назад к источнику, всегда можно указать пары волн, прошедшие по одним и тем же путям, но во встречных направлениях. Следовательно, в точке расположения источника эти волны будут складываться когерентно, что и приводит к увеличению обратного рассеяния по сравнению с точками, удаленными от источника, где рассеянные волны складываются некогерентно. Такова качественная картина эффекта усиления обратного рассеяния в случайно-неоднородной среде.

Очевидно, что описанный выше эффект связан с существованием областей многолучевости в пространстве между источником и дискретным рассеивателем. Можно вообразить себе аналогичную ситуацию, при которой также будет создаваться многолучевость, но уже не объемной средой, а крупномасштабной неровной отражающей поверхностью. Положение рассеивателя по отношению к этой поверхности может быть произвольным, мы же обратимся к случаю, когда рассеиватели и крупномасштабная поверхность объединены в одно целое — двухмасштабную неровную поверхность. Меньшему масштабу отвечают микрошероховатости, выполняющие роль рассеивателя. Обычно для нахождения сечения рассеяния такой поверхности применяется комбинированный метод [2], в котором в качестве нулевого приближения используется кирхгофово решение для поля, отвечающее плавным крупномасштабным неровностям, а влияние микрошероховатостей учитывается в первом порядке теории возмущений. К аналогичному результату приводит энергетический подход [3], основанный на сложении интенсивностей полей, рассеянных отдельными элементарными шероховатыми площадками, образующими крупномасштабный рельеф поверхности. Отметим, что

в рамках подходов [2, 3] нельзя получить рассматриваемый здесь эффект, так как в них не учитываются многократные переотражения на поверхности, приводящие к многолучевости.

Поскольку основная цель предлагаемой работы — указать на возможность усиления обратного рассеяния такой поверхностью, мы не будем решать сложную задачу о переотражениях на большом участке неровного рельефа, а рассмотрим только выделенный элемент двухмасштабной поверхности, создающий интересующий нас когерентный эффект — а именно, два соседних, обращенных друг к другу склона, которые для простоты заменим плоскими в среднем ограниченными площадками. Ясно, что усиление обратного рассеяния будет еще более значительным для вогнутой поверхности, дающей большое число лучей и приводящей к их фокусировке, в то время как в нашем случае возникает только два луча.

Итак, рассмотрим две плоские площадки S_1 и S_2 конечных размеров с углом $\varphi=\pi-\alpha$ между ними (рис. 1). Предположим теперь, что рассеяние на малых и пологих микрошероховатостях, покрывающих эти площадки, можно описывать первым приближением теории возмущений. Очевидно, однократно рассеянные волны будут также зеркально переотражаться площадками, так что в диффузную компоненту поля, рассеянного системой площадок, будут давать вклад не только волны, испытавшие акт рассеяния на микрошероховатостях, но и волны, зеркально отразившиеся до и (или) после акта рассеяния.

2. Шероховатые поверхности S_i, где $i=1, 2$, зададим уравнениями $z_i=\xi(\rho_i)$, где $\rho_i=(x_i, y_i)$. Здесь ξ_i — некоррелированные между собой случайные гауссовы функции с $\langle\xi_i\rangle=0$ и $\langle\xi_i^2\rangle=\sigma_\xi^2$. Нас будет интересовать результирующее поле u и средняя интенсивность $\overline{I}=\langle|u|^2\rangle$ в некоторой точке над площадками, облучаемыми невозмущенной скалярной волной E. Поле u_i вблизи поверхности S_i можно представить в виде суммы волн $E_i^{(n)}$, приходящих к S_i, и волн $u_i^{(n)}$, уходящих от нее:

$$u_i(\boldsymbol{r}_i)=\sum_{n=0}^{\infty}(E_i^{(n)}(\boldsymbol{r}_i)+u_i^{(n)}(\boldsymbol{r}_i)) \quad (i=1,\ 2), \tag{1}$$

где

$$E_1^{(0)}(\boldsymbol{r}_1)=E(\boldsymbol{r}_1)+u_2^{(0)}(\boldsymbol{r}_1) \text{ и } E_1^{(n)}(\boldsymbol{r}_1)=u_2^{(n)}(\boldsymbol{r}_1) \text{ при } n\geqslant 1; \tag{2}$$

$$E_2^{(0)}(\boldsymbol{r}_2)=E(\boldsymbol{r}_2)+u_1^{(0)}(\boldsymbol{r}_2) \text{ и } E_2^{(n)}(\boldsymbol{r}_2)=u_1^{(n)}(\boldsymbol{r}_2) \text{ при } n\geqslant 1. \tag{3}$$

Верхний индекс в (1) обозначает кратность рассеяния, так что n-й член ряда имеет порядок $(\sigma_\xi/\lambda)^n$ или $(\sigma_\xi/l_\xi)^n$ (l_ξ — поперечный масштаб шероховатостей ξ).

Рассмотрим случай абсолютно мягкой поверхности, когда $u_i=0$ на границе. Раскладывая граничные условия для (1) в ряд по степеням ξ и собирая члены одного порядка малости по ξ, можно получить уравнения, описывающие граничные значения для зеркальных компонент поля $u_i^{(0)}|_{z_i=0}$ и для однократно рассеянных компонент поля $u_i^{(1)}|_{z_i=0}$. С их помощью по формуле Грина можно вычислить отраженное и рассеянные поля над площадками, так что для флуктуационной части поля, связанной с рассеянием на микрошероховатостях, имеет место следующая формула:

$$\tilde{u}(\boldsymbol{r})=u_1^{(1)}(\boldsymbol{r})+u_2^{(1)}(\boldsymbol{r})=\sum_{i=1}^{2}\hat{P}_i(E_i^{(1)}+\Psi_i). \tag{4}$$

В (4) $\hat{P}_i$ — интегральный оператор, такой, что

$$\hat{P}_i E_i^{(1)} = \frac{1}{2\pi} \iint\limits_{S_i} d\rho_i' \left(\frac{\partial}{\partial z_i} \frac{\exp\left(ik\sqrt{z_i^2 + (\rho_i - \rho_i')^2}\right)}{\sqrt{z_i^2 + (\rho_i - \rho_i')^2}} \right) E_i^{(1)}(0, \rho_i) \qquad (5)$$

и

$$\Psi_i = (\partial/\partial z_i)\,[E_i^{(0)}(r_i) + \hat{P}_i E_i^{(0)}]\,\xi_i(\rho_i)|_{z_i=0}. \qquad (6)$$

Нахождение полей $E_i^{(0)}$ и $E_i^{(1)}$ на границе $z_i=0$ связано с учетом переотражений между площадками. Наиболее проста ситуация при $\theta<\alpha$ и $\alpha\leqslant 60°$ (см. рис. 1; θ — угол скольжения исходной волны относительно среднего уровня S_1, α — угол между нормалями к плоскостям $x_1 0 y_1$ и $x_2 0 y_2$). При такой геометрии число переотражений невелико, что облегчает вычисления, но достаточно, чтобы продемонстрировать наличие упомянутых эффектов. Будем полагать, что размеры площадок велики по сравнению с длиной волны, так что о полях, вычисленных в нулевом порядке теории возмущений, можно говорить как об отраженных в геометрооптическом смысле. В этом случае

$$E_1^{(0)}|_{z_1=0} = E|_{z_1=0}, \quad E_2^{(0)}|_{z_2=0} = (E + \hat{P}_1 E)|_{z_2=0}; \qquad (7)$$

$$E_1^{(1)}|_{z_1=0} = (\hat{P}_2\Psi_2)|_{z_1=0}, \quad E_2^{(1)}|_{z_2=0} = (\hat{P}_1\Psi_1)|_{z_2=0}. \qquad (8)$$

Подставляя (7) и (8) в (4), получим окончательное выражение для полей, рассеянных от площадок S_1 и S_2:

$$u_1^{(1)} = \hat{P}_1\xi_1 \frac{\partial}{\partial z_1}[E + \hat{P}_1 E] + \hat{P}_1\hat{P}_2\xi_2 \frac{\partial}{\partial z_2}[E + \hat{P}_2 E] + \\ + \hat{P}_1\hat{P}_2\xi_2 \frac{\partial}{\partial z_2}[\hat{P}_1 E + \hat{P}_2\hat{P}_1 E]; \qquad (9)$$

$$u_2^{(1)} = \hat{P}_2\xi_2 \frac{\partial}{\partial z_2}[E + \hat{P}_2 E] + \hat{P}_2\xi_2 \frac{\partial}{\partial z_2}[\hat{P}_1 E + \hat{P}_2\hat{P}_1 E] + \\ + \hat{P}_2\hat{P}_1\xi_1 \frac{\partial}{\partial z_1}[E + \hat{P}_1 E]. \qquad (10)$$

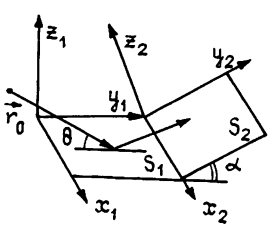

Рис 1.

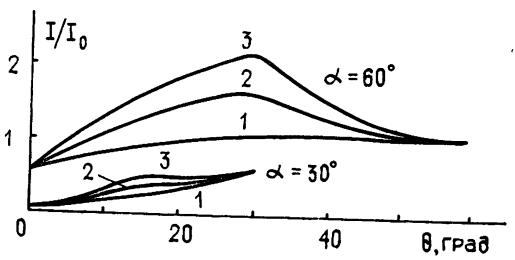

Рис 2.

Физический смысл всех слагаемых, входящих в (9) и (10), ясен. Первые члены в (9) и (10) — это поля E, однократно рассеянные на площадках S_1 и S_2 в сторону приемника, т. е. это как раз те члены, кото-

рыми исчерпывается приближение [2, 3]. Все остальные члены уже описывают эффекты, связанные с переотражениями между площадками. Второе слагаемое в (9) — поле E, однократно рассеянное на S_2 в сторону S_1 и отраженное затем от S_1; третье слагаемое — поле E, отраженное от S_1 в сторону S_2, затем однократно рассеянное на S_2 в сторону S_1 и, наконец, отраженное от S_1 в сторону приемника. Второе слагаемое в (10) — поле E, отраженное от S_1 в сторону S_2, а затем однократно рассеянное от площадки S_2 в сторону приемника, и, наконец, третье слагаемое в (10) — это поле E, рассеянное на площадке S_1 в сторону S_2 и затем зеркально отраженное от S_2 в сторону приемника. При каком-то конкретном взаимном расположении источника, приемника и площадок часть слагаемых в (9) и (10) может отсутствовать.

3. Пусть в точке $\boldsymbol{r}_0$ находится точечный источник, тогда

$$E(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r}_0) = -\frac{1}{4\pi}\frac{\exp(ik|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0|)}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_0|}. \tag{11}$$

Рассмотрим среднюю интенсивность рассеянного поля в точке расположения источника — $\overline{I}(\boldsymbol{r}_0) = \langle \tilde{u}(\boldsymbol{r}_0)\,\tilde{u}^*(\boldsymbol{r}_0)\rangle_\xi$. Если воспользоваться выражениями (10)—(12) и произвести необходимые вычисления, то $\overline{I}(\boldsymbol{r}_0)$ можно представить в виде суммы трех слагаемых:

$$\overline{I} = \overline{I_1} + \overline{I_2} + \overline{\Delta I}.$$

Слагаемое $\overline{I_1}$ описывает рассеяние на площадке S_1 в отсутствие S_2, слагаемое $\overline{I_2}$ — рассеяние на площадке S_2 в отсутствие S_1 и, наконец, слагаемое $\overline{\Delta I}$ описывает дополнительный эффект, связанный со взаимным влиянием площадок.

Для случая квадратных площадок со стороной a, удаленных от точки наблюдения (и источника) на расстояние $r_{01} \gg a$ ($\boldsymbol{r}_{01} = (x_{01}, 0, z_{01})$, причем $ka \gg 1$ и $kz_{01} \gg 1$, когда функция корреляции шероховатостей ξ задана в виде $B_\xi(\rho) = \sigma_\xi^2 \exp(-\rho^2/2l_\xi^2)$), получены следующие выражения:

$$\begin{gathered}
\overline{I_1} = I_0 \sin^4\theta \exp(-2k^2 l_\xi^2 \cos^2\theta),\\
\overline{I_2} = I_0 \sin^4(\alpha+\theta) \exp(-2k^2 l_\xi^2 \cos^2(\alpha+\theta)),\\
\overline{\Delta I} = I_0 c\,\{4\sin^2(\alpha+\theta)\sin^2(\alpha-\theta)\exp(-2k^2 l_\xi^2 \times\\
\times \cos^2\alpha\cos^2\theta) + \sin^4(\alpha-\theta)\exp(-2k^2 l_\xi^2 \cos^2(\alpha-\theta))\},
\end{gathered} \tag{12}$$

где

$$I_0 = k^2 a^2 \sigma_\xi^2 l_\xi^2/(2\pi)^3 r_{01}^4,$$

$$c = \begin{cases} 1 & \text{при } \theta \geqslant \alpha/2 \\ [(\sin\alpha/\operatorname{tg}\theta) - \cos\alpha]^{-1} & \text{при } \theta < \alpha/2 \end{cases}.$$

Множитель c учитывает степень облученности площадки S_2 волной, отраженной от S_1, при различных углах скольжения θ.

На рис. 2 представлены результаты расчета величин $(\overline{I_1}+I_2)/I_0$ (кривые *1*) и $\overline{I}/I_0$ (кривые *3*) для случая $l_\xi \ll a$ и $l_\xi \ll \lambda$ при $\alpha = 30°$, $60°$. Если бы вторые слагаемые из (9) и (10) складывались некогерентно, что соответствует сложению интенсивностей, то вместо множителя 4 в первом слагаемом формулы (12) был бы множитель 2. Этому случаю

отвечают кривые *2* на рис. 2. Сравнивая кривые *1* и *2*, видим, что даже в отсутствие эффекта усиления обратного рассеяния имеется заметное превышение уровня *1*, полученного без учета переотражений. Это превышение связано со взаимной подсветкой площадок S_1 и S_2 и носит чисто энергетический, некогерентный характер. Ясно, что оно должно наблюдаться не только в случае рассеяния назад, но и при произвольном положении источника и приемника. Усиление же, отвечающее превышению кривой *3* над кривой *2*, будет наблюдаться только при близком расположении друг к другу источника и приемника. Оценим расстояние Δr между приемником и источником, при котором еще возможно наблюдать эффект когерентного усиления. Для условий нашей задачи $\Delta r \sim \lambda r_{01}/a$. Таким образом, на примере простейшей модели поверхности, состоящей из двух шероховатых площадок, показано, что в случае двухмасштабной поверхности могут возникать эффекты усиления обратного рассеяния, обусловленные появлением дополнительных путей, по которым распространяются волны от источника к приемнику. Существование этих путей, в свою очередь, обязано наличию многократных зеркальных переотражений между различными участками поверхности. Поэтому, чтобы достаточно надежно рассчитать величину усиления обратного рассеяния от реальных двухмасштабных поверхностей, необходимо знать решение задачи о многократном переотражении поля на таких поверхностях.

Отметим, что появление многолучевости, лежащей в основе рассмотренного эффекта, а также эффекта усиления в случайно-неоднородной среде [1], приводит также к усилению сигнала реверберации при волноводном распространении звука в океане [4]. Во всех этих задачах усиление обратного рассеяния обусловливается когерентным сложением волн, идущих во встречных направлениях. Отсюда, в частности, следует, что там, где эти эффекты существенны, энергетический подход (развиваемый, например, в работах [5, 6] и используемый для вычисления интенсивности волны, рассеянной случайно-шероховатой поверхностью) может приводить к неверному результату.

В заключение авторы благодарят В. И. Татарского, А. С. Гурвича и И. Г. Якушкина за полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Виноградов А. Г., Кравцов Ю. А, Татарский В. И.— Изв. вузов — Радиофизика, 1973, **16**, № 7, с. 1064
2. Курьянов Б Ф.— Акуст. журн., 1962, **8**, № 3, с. 325.
3. Семенов Б И.— Радиотехника и электроника, 1966, **11**, № 8, с. 1351
4. Абросимов Д. И., Долин Л С.— Акуст. журн., 1981, **27**, № 6, с. 808.
5. Фукс И М — Радиотехника и электроника, 1976, **21**, № 3, с. 625.
6. Копилович Л. Е, Фукс И М — Изв вузов — Радиофизика, 1981, **24**, № 7, с. 840.

Институт физики атмосферы
АН СССР

Поступила в редакцию
6 января 1982 г.

ON THE EFFECT OF THE WAVE BACK SCATTERING AMPLIFICATION BY ROUGH SURFACES

V. U. Zavorotnyj, V. E. Ostashev

A problem is considered on wave scattering by a set of two area covered by microroughnesses Taking into account the mirror double reflections between areas one find amplification of back scattering. It is confirmed that this effect is similar to the effect of the back scattering amplification in the volume randomly inhomogeneous medium and it must take place also for the real two-scale surface.