

**А. Г. Виноградов, А. С. Гурвич, С. С. Кашкаров, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский.** Эффект усиления обратного рассеяния. Все известные до сих пор виды воздействия случайных неоднородностей на волновые поля приводят к тем или иным негативным последствиям: к уширению волновых пучков, к потере когерентности, к ослаблению среднего поля и т. д. Однако сравнительно недавно был предсказан<sup>1</sup>, а затем и

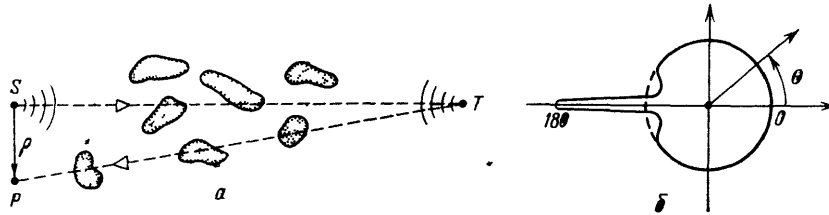


Рис. 1

экспериментально обнаружен<sup>2</sup> эффект усиления обратного рассеяния, который всегда приводит к увеличению средней интенсивности волны. Хотя эффект был обнаружен около 15 лет назад, он до сих пор продолжает привлекать внимание исследователей в связи с постоянно обнаруживаемыми новыми проявлениями и разнообразными новыми применениями.

Существо эффекта состоит в следующем. Пусть точечный источник  $S$  облучает точечный рассеиватель  $T$ , помещенный в случайно-неоднородную среду, а наблюдение производится в точке  $P$ , смещенной относительно источника  $S$  на расстояние  $\rho$  (рис. 1,  $a$ ). Через  $\bar{I}(\rho)$  обозначим среднюю (по ансамблю реализаций случайных неоднородностей) интенсивность рассеянного поля в точке наблюдения  $P$ , а через  $I_0$  — интенсивность в отсутствие неоднородностей. Оказывается, что при рассеянии строго назад ( $\rho = 0$ ), т. е. при совмещении приемника  $P$  с источником  $S$ ,

$$\bar{I} > I_0. \quad (1)$$

Это неравенство, установленное в<sup>1</sup>, означает, что при «включении» неоднородностей средняя интенсивность неожиданным образом возрастает. Увели-

чение интенсивности обратного рассеяния обусловлено двукратным прохождением волны через одни и те же неоднородности среды<sup>1</sup>.

Величину эффекта удобно характеризовать коэффициентом усиления  $N(\rho) = \bar{I}(\rho)/I_0$ . В<sup>1</sup> показано, что

$$N(\rho) = 1 + B_I(\rho), \quad (2)$$

где  $B_I(\rho) = \langle \tilde{I}(0) \tilde{I}(\rho) \rangle / (I_0)^2$  — функция корреляций относительных флуктуации интенсивности  $\tilde{I}/I_0$  при однократном прохождении волн на двух трассах от рассеивателя до приемника и от рассеивателя до источника. В силу

закона сохранения энергии увеличение  $N$  при рассеянии «строго назад» ( $\rho = 0$ ) должно сопровождаться некоторым уменьшением  $N$  при рассеянии «почти назад». В результате индикатриса обратного рассеяния имеет характерный максимум при угле  $\theta = 180^\circ$  и минимум при углах, близких к  $180^\circ$  (рис. 1, б). Пунктиром на рис. 1, б изображена круговая индикатриса рассеяния малого тела в однородной среде (для звуковых волн). Усиление будет наблюдаться и на любом протяженном рассеивателе с достаточно широкой индикатрисой рассеяния. Например, в<sup>2</sup> в качестве рассеивателя был использован лист писчей бумаги.

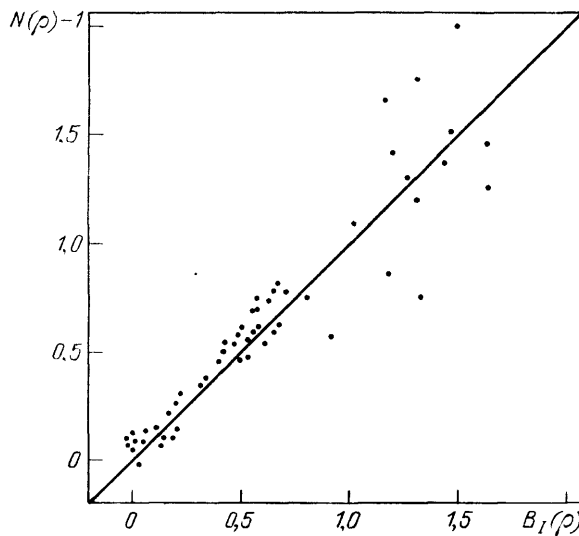


Рис. 2

В условиях реальной атмосферы в области фокусировок светового излучения фактор усиления обратного рассеяния  $N$  может достигать нескольких единиц. На рис. 2 приведены экспериментальные данные, полученные при распространении лазерного излучения в атмосфере на трассах длиной 650 и 1300 м<sup>3</sup>.

Эффект усиления обратного рассеяния имеет общеволновую природу и может наблюдаться также при акустическом зондировании атмосферы и океана, при рассеянии радиоволн в ионосферной, космической и лабораторной плазме, при сейсмоакустическом зондировании, при рассеянии электронов на сложных молекулах и т. д. Обзоры опубликованных работ имеются в<sup>4,5</sup>.

Обнаруженный эффект лег в основу принципиально нового метода зондирования случайно-неоднородных сред, при котором сведения о неоднородностях получают путем измерений средней интенсивности поля. Такие измерения осуществляются значительно проще, чем измерения корреляции интенсивности. Кроме того, в предложенном методе приемник располагается вблизи излучателя, а не вдали от него, и метод не требует стабилизированных платформ с аппаратурой и применения высококачественной оптики.

Сходные явления усиления, выраженные даже в еще большей степени, могут иметь место при рассеянии на телах, расположенных за случайным фазовым экраном<sup>1</sup> или же вблизи неровной границы раздела двух сред. Последний факт был предсказан в работе<sup>6</sup>, а затем экспериментально обнаружен при лазерном зондировании океана (см. ниже доклад А. А. Апресяна и Д. В. Власова). К рассмотренным явлениям примыкают также родственные эффекты дальних корреляций и частичного обращения волнового

фронта в случайно-неоднородной среде, обсуждаемые ниже в докладе А. Н. Малахова, А. В. Половинкина и А. И. Саичева.

Наконец, к явлению усиления близки также многоканальные когерентные эффекты, которые могут иметь место при рассеянии волн на совокупности рассеивателей.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Виноградов А. Г., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. // Изв. вузов. Сер. «Радиофизика», 1973. Т. 16. С. 1064.
2. Гурвич А. С., Кашкаров С. С. // Ibidem. 1977. Т. 20. С. 794.
3. Кашкаров С. С. // Ibidem. 1983. Т. 26. С. 44.
4. Кравцов Ю. А., Саичев А. И. // УФН. 1982. Т. 137. С. 501.
5. Kravtsov Yu. A., Saichev A. I. // JOSA Ser. A. 1985. V. 2. P. 2100.
6. Заворотный В. У., Татарский В. И. // ДАН СССР. 1982. Т. 265. С. 608.

537.874(048)

**А. Н. Малахов, А. В. Половинкин, А. И. Саичев.** Частичное обращение волнового фронта в случайно-неоднородной среде. При обратном рассеянии или отражении волн в неоднородной среде могут возникать многочисленные каналы когерентности, где в противоположных направлениях распространяются различные компоненты волны. Их взаимная когерентность приводит к специфическим эффектам, отсутствующим для волн, распространяющихся и рассеиваемых преимущественно в одном направлении. Наиболее явно эти эффекты проявляются для отраженных волн, дважды проходящих через одни и те же неоднородности среды, например для оптических волн, отраженных в турбулентной атмосфере. К подобным эффектам относится и эффект частичного обращения, состоящий в том, что поле отраженной волны содержит компоненту, волновой фронт которой в среднем частично обращен по отношению к волновому фронту падающей волны.

Поясним механизм частичного обращения на простейшем примере волны, излучаемой в неоднородной среде двумя взаимно когерентными точечными излучателями, расположенными в точках  $\mathbf{R}_1$  и  $\mathbf{R}_2$ , и отраженной от точечного отражателя в точке  $\mathbf{R}_0$  (рис. 1). При этом комплексная амплитуда поля отраженной волны в произвольной точке  $\mathbf{R}$  равна

$$v(\mathbf{R}) = fg(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) [u_1g(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_0) + u_2g(\mathbf{R}_2, \mathbf{R}_0)];$$

здесь  $u_1$ ,  $u_2$  — комплексные амплитуды излученных волн,  $f$  — коэффициент отражения,  $g(\mathbf{R}', \mathbf{R}'')$  — функция Грина волны. Наличие изображенного на рис. 1 канала когерентности приводит к тому, что поле отраженной волны в окрестности каждого излучателя содержит взаимно когерентные компоненты

$$v_0(\mathbf{R}_1) = fu_2g(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_0)g(\mathbf{R}_2, \mathbf{R}_0),$$

$$v_0(\mathbf{R}_2) = fu_1g(\mathbf{R}_2, \mathbf{R}_0)g(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_0),$$

фазы которых обращены по отношению к начальным фазам излученных волн. Действительно, пусть начальные фазы равны  $S_1$  и  $S_2$ . При распространении волны в противоположных направлениях по одному и тому же каналу когерентности волны приобретают, в силу свойства взаимности, одинаковый фазовый набег  $S_{12}$ . Таким образом,

$$v_0(\mathbf{R}_1) \sim \exp[j(S_2 + S_{12})], v_0(\mathbf{R}_2) \sim \exp[j(S_1 + S_{12})].$$

Поскольку  $S_2 + S_{12} = -S_1 + S$ ,  $S_1 + S_{12} = -S_2 + S$ , то, с точностью до общей фазы  $S = S_1 + S_2 + S_{12}$ , фазы взаимно когерентных компонент отраженной волны в точках  $\mathbf{R}_1$  и  $\mathbf{R}_2$  равны соответственно  $-S_1$  и  $-S_2$ , т. е. обращены по отношению к начальным фазам излученных волн.