

МНОГОКАНАЛЬНЫЕ КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ОБРАТНОМ РАССЕЯНИИ НА ТЕЛАХ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

О.Я. Бутковский, Ю.А. Кравцов, В.В. Рябыкин

УДК 538.57

Рассмотрены многоканальные когерентные эффекты обратного рассеяния на телах, имеющих сложную форму. Показано, что последовательные физические различные акты дифракции приводят к увеличению средней интенсивности рассеянного назад поля и указаны возможные применения этого явления.

Вопрос о многоканальных когерентных эффектах при обратном рассеянии волн рассматривался в литературе применительно к телам, помещенным вблизи границы раздела /1/ и в волноводе /2,3/. В данной работе обсуждаются аналогичные эффекты при дифракции волн на телах сложной формы.

Условимся называть сложными тела, на которых падающая волна испытывает последовательные физические различные акты дифракции. Требование физической различимости означает, что акты последовательной дифракции, хотя бы в принципе, могут быть локализованы при помощи тех или иных измерений: путем экранирования отдельных частей тела, при помощи облучения короткими и сверхкороткими импульсами и т.д. С практической точки зрения выделение отдельных актов рассеяния равносильно расчленению тела на части, дифракция на которых *de facto* может быть описана в духе идей геометрической теории дифракции (ГТД) и теории краевых волн (ТКВ) /4-7/. В качестве таких частей могут выступать ребра (полуплоскости, клинья), вершины, гладкие выпуклые участки поверхности, точечные или близкие к точечным рассеиватели, участки, на которых возбуждаются поверхностные и боковые волны или, наоборот, участки, на которых такие волны трансформируются в объемные волновые движения во внешнем пространстве и т.д. Иными словами, при разбиении сложного тела на части целесообразно ориентироваться прежде всего на канонические объекты ГТД и ТКВ, и при этом независимость, различимость отдельных актов дифракции можно контролировать при помощи эвристических критериев, сформулированных в /8/.

Рассмотрим когерентные многоканальные эффекты в предположении, что разбиение сложного тела на отдельные части уже проведено, и что рассеянное назад поле u^{bs} можно представить в виде суммы однократно, двукратно, трехкратно и т.д. рассеянных полей $u^{bs} = u^{(1)} + u^{(2)} + u^{(3)} + \dots$. Однократно рассеянное поле представляет собой сумму волн, порожденных непосредственно первичным полем $u^{(1)} = \sum_{i=1}^N u_{oi0}$. Двукратно рассеянные волны порождаются однократно рассеянными полями

$$u^{(2)} = \sum'_{i,j=1}^N u_{oijo} \quad (1)$$

и т.д. Штрих у знака суммы в (1) исключает слагаемые, отвечающие "саморассеянию".

Особенность рассеянных полей второй, третьей и т. д. кратности состоит в том, что при рассеянии строго назад, т. е. при совмещении приемника с источником, поле $u_{oij\dots po}$, описывающее рассеяние по каналу: источник $\rightarrow i$ рассеиватель $\rightarrow j$ рассеиватель $\rightarrow \dots \rightarrow p$ рассеиватель \rightarrow приемник, в точности совпадает с полем $u_{op\dots jio}$, отвечающим обратной последовательности актов рассеяния: $u_{oij\dots po} = u_{op\dots jio}$. Благодаря этому поля для каналов с прямой и обратной последовательностью индексов складываются когерентно: $u_{oij\dots po} + u_{op\dots jio} = 2u_{oij\dots po}$.

Разобьем все возможные каналы рассеяния на парные (обозначим их \tilde{u}) и холостые (\tilde{u}), отнеся к последним не только однократно рассеянные поля, но и те слагаемые нечетной кратности рассеяния, для которых прямая и обратная последовательности индексов совпадают, например, как в случае канала 0123210:

$$u^{bs} = \tilde{u} + 2\tilde{u} = \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{u}^{(n)} + 2 \sum_{n=2}^{\infty} \tilde{u}^{(n)}. \quad (2)$$

Коэффициент 2 отражает когерентность прямого и обратного каналов, при этом \tilde{u} включает в себя только поля прямых последовательностей индексов.

Вычислим интенсивность рассеянного назад поля, усредненную по различным ориентациям сложного тела относительно источника (либо по различным положениям источника при неподвижной системе рассеивателей). Считая, что расстояние между отдельными элементами сложного тела в среднем заметно больше длины волны, пренебрежем интерференцией между любыми двумя слагаемыми в (2), получив в итоге, что

$$\langle I^{bs} \rangle = \langle |u^{bs}|^2 \rangle = \sum_{n=1}^{\infty} \langle \Upsilon^{(n)} \rangle + 4 \sum_{n=2}^{\infty} \langle \tilde{\Gamma}^{(n)} \rangle \equiv \tilde{\Gamma} + 4\tilde{\tilde{\Gamma}}, \quad (3)$$

где $I^{(n)} = |u^{(n)}|^2$, причем $\langle I^{(n)} \rangle$ включает в себя сумму интенсивностей по всем каналам данной кратности n .

Если бы мы провели вычисления средней интенсивности в точке $0'$, не совпадающей с источником, чтобы когерентные эффекты уже нарушились, но в то же время не слишком удаленной от него, чтобы интенсивности $I_{oij...po}$ и $I_{oij...po}'$ еще практически совпадали, то мы получили бы выражение

$$\langle I_{inc} \rangle = \sum_{n=1}^{\infty} \langle \tilde{\Gamma}^{(n)} \rangle + 2 \sum_{n=2}^{\infty} \langle \tilde{\tilde{\Gamma}}^{(n)} \rangle = \tilde{\Gamma} + 2\tilde{\tilde{\Gamma}}, \quad (4)$$

отвечающее некогерентному сложению интенсивностей.

Сопоставление формул (3) и (4) показывает, что интенсивность рассеянного назад поля I^{bs} несколько выше, чем средняя интенсивность вне зоны действия когерентных эффектов. Введем коэффициент усиления обратного рассеяния

$$K = \langle I^{bs} \rangle / \langle I_{inc} \rangle. \quad (5)$$

Определив K из экспериментальных данных, можно оценить величину Z , характеризующую удельный вес многократного рассеяния

$$Z \equiv 2\tilde{\tilde{\Gamma}} / \tilde{\Gamma} = (K - 1) / (2 - K). \quad (6)$$

Величины K и Z могут оказаться полезными для целого ряда задач.

Во-первых, отношения (5) и (6) могут служить характеристикой сложности формы тел подчеркивая роль переотраженных полей в общей картине рассеяния: при $K \rightarrow 1$ преобладает однократное рассеяние ($Z \rightarrow 0$), а при $K \rightarrow 2$ — многократное ($Z \rightarrow \infty$).

Во-вторых, в условиях, когда рассеяние на сложном теле наблюдается на фоне рассеивающей случайно-неоднородной поверхности, коэффициенты K , Z и области существования эффекта усиления для тела и для рассеивающего фона могут оказаться различными. Благодаря этому появляется возможность увеличить отношение сигнал/реверберационная помеха путем разнесения приемника и источника.

Отметим, что вместо усреднения по реализациям ориентации сложного тела, можно подразумевать в (3) усреднение по частотам, требуя, чтобы в используемом интервале частот разности фаз между полями, рассеянными отдельными элементами, менялись на много π .

Институт общей физики АН СССР Поступила в редакцию 24 июля 1985 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А х у н о в Х. Г., К р а в ц о в Ю. А. Акустический журнал, 28, 438 (1982).
2. А х у н о в Х. Г., К р а в ц о в Ю. А. Акустический журнал, 30, 145 (1984).
3. А х у н о в Х. Г., К р а в ц о в Ю. А., К у з ь к и н В. М. Изв. ВУЗов "Радиофизика", 27, 319 (1984).
4. K e l l e r J. V. J. Appl. Phys., 28, 426, 570 (1957).
5. K e l l e r J. V. J. Opt. Soc. Am., 52, 116 (1962).
6. K e l l e r J. V. Trans. IRE, AP-4, 312 (1956).
7. У ф и м ц е в П. Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. М., Сов. радио, 1962.
8. К р а в ц о в Ю. А., О р л о в Ю. И. Изв. ВУЗов "Радиофизика", 25, 805 (1982).