

УДК 538 57

КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ОБРАТНОМ РАССЕЯНИИ НА СОВОКУПНОСТИ ТОЧЕЧНЫХ РАССЕИВАТЕЛЕЙ

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

Показано, что вследствие многоканальных когерентных эффектов интенсивность рассеянного поля, измеренная непосредственно в точке излучения, превышает интенсивность поля на удалении от этой точки. Различие интенсивностей при совмещенном и разнесенном приеме позволяет разделить вклады однократного и многократного рассеяния (более точно, разделить «парные» и «холостые» каналы рассеяния)

В данной статье рассматриваются когерентные эффекты при обратном рассеянии на совокупности отдельных рассеивателей, подобные описанным в работах [1-3].

Пусть имеется N рассеивателей, более или менее равномерно распределенных внутри объема V (рис. 1). Рассеянное поле u_{sc} можно представить в виде ряда по кратности рассеяния n :

$$u_{sc} = u_{sc}^{(1)} + u_{sc}^{(2)} + u_{sc}^{(3)} + \dots = \sum_{n=1}^{\infty} u_{sc}^{(n)}. \quad (1)$$

Каждое слагаемое $u_{sc}^{(n)}$ в свою очередь можно записать как сумму полей, претерпевших рассеяние на вполне определенных рассеивателях.

Интересуясь полем обратного рассеяния u_{bsc} , снабдим точку расположения источника и приемника индексом «0», а поле, отвечающее пути источник $\rightarrow i$ -й рассеиватель $\rightarrow j$ -й рассеиватель $\rightarrow \dots \rightarrow p$ -й рассеиватель \rightarrow источник, обозначим через $u_{0ij\dots p0}$. Все соседние индексы в последовательности $ij\dots p$ должны быть различными, чтобы исключить нефизические ситуации: поле, испытавшее рассеяние на одном теле, следующий акт рассеяния испытывает на другом теле.

Тогда однократно рассеянное поле представится простой суммой

$$u_{bsc}^{(1)} = \sum_{i=1}^N u_{0i0},$$

двукратно рассеянное — суммой по двум индексам:

$$u_{bsc}^{(2)} = \sum'_{i,j=1}^N u_{0ij0},$$

трехкратно — суммой по трем индексам:

$$u_{bsc}^{(3)} = \sum'_{i,j,k=1}^N u_{0ijk0}$$

и т. д. Штрихи у знаков суммирования отвечают упомянутому выше требованию, чтобы любые два соседних индекса не совпадали друг с другом. Всего имеется N членов в сумме однократно рассеянных волн, $N(N-1)$ членов — в сумме двукратно рассеянных полей, $N(N-1)^2$ — среди трехкратно рассеянных полей и т. д.

Специфическая особенность поля обратного рассеяния

$$u_{bsc} = u_{bsc}^{(1)} + u_{bsc}^{(2)} + \dots,$$

отмеченная Уотсоном [4], заключается в том, что поле $u_{0ij \dots p_0}$, отвечающее любой диаграмме n -кратного рассеяния $0 \rightarrow i \rightarrow j \rightarrow \dots \rightarrow p \rightarrow 0$

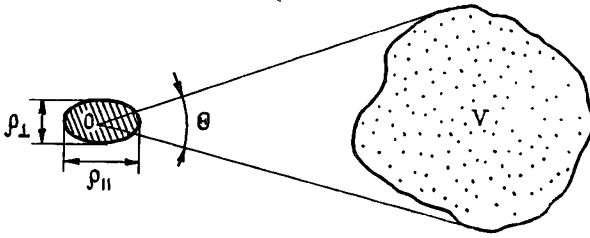


Рис. 1.

(кроме случая однократного рассеяния, $n=1$), в точности равно полю $u_{0p \dots j i_0}$, которому соответствует диаграмма $0 \rightarrow p \rightarrow \dots \rightarrow j \rightarrow i \rightarrow 0$, противоположная исходной по последовательности индексов:

$$u_{0ij \dots p_0} = u_{0p \dots j i_0}. \quad (2)$$

Это означает, что указанные поля когерентны между собой. Не все последовательности индексов $ij \dots p$ в (2) отвечают реально существующим полям. Пусть кратность рассеяния нечетна, $n = 2m + 1$, и пусть волна рассеивается m раз в прямом и m раз в обратном направлениях на одних и тех же неоднородностях, скажем, $j_1 j_2 \dots j_m j_{m+1}$ в прямом и $j_m j_{m-1} \dots j_2 j_1$ — в обратном направлениях. Соответствующая диаграмма показана на рис. 2. Для таких полей обратная последовательность индексов тождественно совпадает с прямой последовательностью $ij \dots p \equiv p \dots ji$, и поэтому у них нет когерентного партнера, удовлетворяющего условию (2). Для четных кратностей n такого рода «холостые» слагаемые отсутствуют.

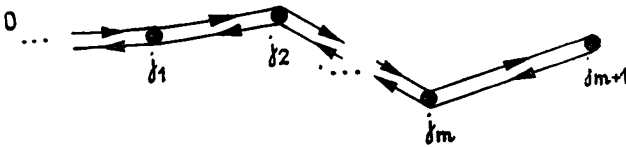


Рис. 2.

Исходя из этого, выделим из слагаемых нечетной кратности рассеяния «холостые» члены $\tilde{u}^{(2m+1)}$, а остаток $u^{(2m+1)} - \tilde{u}^{(2m+1)}$, содержащий только когерентные пары, запишем в виде $2\tilde{\tilde{u}}^{(2m+1)}$, где $\tilde{\tilde{u}}^{(2m+1)}$ содержит только прямые последовательности индексов:

$$u^{(2m+1)} = 2\tilde{\tilde{u}}^{(2m+1)} + \tilde{u}^{(2m+1)},$$

причем $\tilde{u}^{(1)} = 0$. Оценки показывают, что из общего числа $N(N-1)^{n-1} = N(N-1)^{2m}$ членов имеется $N(N-1)^m$ «холостых» и $N(N-1)^m [(N-1)^m - 1]$ парных членов.

Что касается четных кратностей рассеяния, то среди них имеются только когерентные пары, так что

$$u^{(2m)} = 2\tilde{\tilde{u}}^{(2m)}, \quad \tilde{u}^{(2m)} = 0,$$

при этом член $u^{(2m)}$ содержит $N(N-1)^{n-1}$ слагаемых ($n=2m$). В этих обозначениях ряд по кратности рассеяния (1) запишется как

$$u = \tilde{u} + 2\tilde{\tilde{u}} = \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{\tilde{u}}^{(2m+1)} + 2 \sum_{m=1}^{\infty} (\tilde{\tilde{u}}^{(2m)} + \tilde{u}^{(2m+1)}). \quad (3)$$

В силу неупорядоченного расположения рассеивателей в пространстве при расчете интенсивности $I = |u|^2$ можно пренебречь интерференционными членами между всеми входящими в (3) слагаемыми, что отвечает усреднению I либо по положению рассеивателей, либо по положению источника. В итоге усредненная интенсивность обратного рассеяния $I_{\text{совм}}$ запишется в виде

$$I_{\text{совм}} = \tilde{I} + 4\tilde{I} = \sum_{n=0}^{\infty} \langle |\tilde{u}^{(2m+1)}|^2 \rangle + 4 \sum_{n=1}^{\infty} (\langle |\tilde{u}^{(2m)}|^2 \rangle + \langle |\tilde{u}^{(2m+1)}|^2 \rangle). \quad (4)$$

Каждое из слагаемых в (4) в свою очередь распадается на некогерентную сумму полей, рассеянных по различным каналам рассеяния $ij \dots p$ заданной кратности $2m$ или $2m+1$.

Сумму (4) запишем в эквивалентной форме

$$I_{\text{совм}} = \sum_{m=0}^{\infty} \tilde{I}^{(2m+1)} + 4 \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{I}^{(n)},$$

где

$$\tilde{I}^{(2m+1)} = \langle |\tilde{u}^{(2m+1)}|^2 \rangle, \quad \tilde{I}^{(n)} = \langle |\tilde{u}^{(n)}|^2 \rangle,$$

причем в каждом слагаемом $\tilde{I}^{(n)}$, как и в (4), содержатся только прямые последовательности индексов.

Рассмотрим теперь случай, когда точка O' , где производятся измерения поля не совпадает с источником. В этом случае прямой и обратной последовательности индексов отвечают разные поля:

$$u_{0ij \dots p0'} \neq u_{0'p \dots j0}, \quad (5)$$

так что когерентные эффекты пропадают вне некоторой области, окружающей источник. Продольный и поперечный (по отношению к объему рассеивателей — см. рис. 1) размеры этой области оцениваются как $\rho_{\perp} \sim \lambda/\theta$, $\rho_{\parallel} \sim \lambda/\theta^2$, где θ — угол, под которым видно облако рассеивателей из источника, λ — длина волны.

Усредненная интенсивность рассеянного поля $I_{\text{разн}} = \langle |u|^2 \rangle$ вне зоны действия когерентных эффектов представится суммой

$$I_{\text{разн}} = \sum_{n=1}^{\infty} \langle |u^{(n)}|^2 \rangle = \sum_{n=1}^{\infty} \langle |u_{0ij \dots p0'}|^2 \rangle. \quad (6)$$

На периферии указанной зоны неравенство (5) еще сохраняет силу, но интенсивности соответствующих полей $I_{0i \dots p0'}$ и $I_{0'p \dots j0}$ практически одинаковы:

$$I_{0ij \dots p0'} \cong I_{0'p \dots j0}.$$

Выделим из суммы (6) «холостые» слагаемые. К ним относятся, прежде всего, слагаемые $\tilde{I}^{(1)} = \langle |u^{(1)}|^2 \rangle = \sum_{i=1}^N \langle |u_{0i0}|^2 \rangle$, описывающие

однократно рассеянные поля, и слагаемое $\tilde{I}^{(2m+1)}$ ($m \geq 1$), являющееся составной частью сумм $I^{(2m+1)}$ нечетной кратности рассеяния. Парные слагаемые из сумм нечетной кратности и целиком все члены четной кратности сгруппируем так, чтобы в них фигурировали только прямые последовательности индексов $ij \dots p$, а наличие членов с обратной последовательностью индексов учтем введением коэффициента 2. В итоге

$$I_{\text{разн}} = \tilde{I} + 2\tilde{I}, \quad (7)$$

где \tilde{I} и \tilde{I} — те же, что и в формуле (4). Это означает, что $I_{\text{совм}}$ и $I_{\text{разн}}$ выражаются через две самостоятельные величины \tilde{I} и \tilde{I} , и если $I_{\text{совм}}$ и $I_{\text{разн}}$ измерены экспериментально, то \tilde{I} и \tilde{I} можно найти по формулам

$$2\tilde{I} = I_{\text{совм}} - I_{\text{разн}}, \quad \tilde{I} = 2I_{\text{разн}} - I_{\text{совм}}.$$

В условиях, когда «холостые» слагаемые $\tilde{I}^{(2m+1)}$ достаточно малы, величина \tilde{I} описывает однократное рассеяние. Тогда величина $2\tilde{I}$ отражает вклад многократного рассеяния вне пятна, где проявляются когерентные эффекты. Если отношение $I_{\text{совм}}/I_{\text{разн}}$, характеризующее величину эффекта усиления обратного рассеяния, обозначить через G , $G = I_{\text{совм}}/I_{\text{разн}}$, то удельный вес многократного рассеяния по отношению к однократному выразится как

$$2\tilde{I}/\tilde{I} = (G-1)/(2-G). \quad (8)$$

Значению $G = 1$ отвечает преобладание однократного рассеяния, тогда как при $G \rightarrow 2$ вклад однократного рассеяния становится пренебрежимо малым.

Таким образом, экспериментальное измерение $I_{\text{совм}}$ и $I_{\text{разн}}$ позволяет оценить отдельный вклад однократного и многократного рассеяния.

Произведем оценку \tilde{I} в предположении, что преобладает двукратное рассеяние, т. е. $\tilde{I} \sim I^{(2)}$. Пусть σ — сечение рассеяния отдельного рассеивателя, а δ — некоторое среднее расстояние, характерное для двукратного рассеяния. По порядку величины имеем $I^{(1)} \cong I_0 N \sigma / r_0^2$, $I^{(2)} \approx \mu I^{(1)}$, $\mu = N \sigma / \delta^2$. Пока величина μ мала, вкладом рассеяния высокой кратности можно пренебречь, и тогда из (8) получаем оценку

$$G - 1 \sim I^{(2)}/I^{(1)} \sim \mu \sim N \sigma / \delta^2,$$

так что отличие G от единицы позволяет судить о величине комбинации $N \sigma / \delta^2$. Если бы мы располагали теоретической зависимостью G от параметров задачи (N, V, σ), то по измеренным значениям G можно было бы судить о характеристиках рассеивающей среды. Данный метод позволяет измерять комбинацию параметров $N \sigma / \delta^2$, которая дает дополнительную информацию о свойствах рассеивающей среды. Определение этой величины не требует измерения абсолютных значений интенсивности и, следовательно, позволяет обойтись без калибровки излучателя и приемника. В соединении с традиционными методами диагностики (измерение рассеянной и прошедшей через слой рассеивателей интенсивности) предлагаемый метод позволяет отдельно оценивать концентрацию рассеивателей и их сечение рассеяния.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кравцов Ю. А., Санчев А. И. — УФН, 1982, 137, № 3, с. 501.
2. Ахунов Х. Г., Кравцов Ю. А. — Акуст. журн., 1982, 28, № 4, с. 438.
3. Ахунов Х. Г., Кравцов Ю. А. — Акуст. журн., 1984, 30, № 2, с. 145
4. Watson K. M. — J. Math. Phys., 1969, 10, p. 688

Институт общей физики
АН СССР

Поступила в редакцию
29 июля 1985 г.

THE COHERENT BACKSCATTERING EFFECTS BY A POINT SCATTERER ARRAY

O Ya. Butkovskij, Yu. A. Kravtsov, V V Ryabykin

Due to multichannel coherent effects the backscattered field intensity (monostatic measurements) exceeds the intensity under bistatic measurements. The difference between intensities, measured under monostatic and bistatic conditions makes it possible to separate the contributions of single and multiple scattering (more precisely, the «couple» and «idle» channels of scattering).