

А.Г. Боровой

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ МНОГОКРАТНО РАССЕЯННЫХ ВОЛН В ЛИДАРНЫХ СИГНАЛАХ

Рассмотрено влияние интерференции волн, рассеянных частицами аэрозоля, на величину лидарных сигналов. Показано, что при коллимированных зондирующих лазерных пучках и при когерентном приеме отраженного поля интерференция между многократно рассеянными полями может увеличить лидарный сигнал почти в два раза.

Многократное рассеяние зондирующего излучения лидарных систем традиционно описывается фундаментальным уравнением переноса излучения. В рамках уравнения переноса излучение трактуется как совокупность «частиц излучения», например, фотонов, где волновая природа излучения не проступает в явной форме.

Однако из теории многократного рассеяния волн хорошо известно, что при многократном рассеянии волн на системе дискретных рассеивателей в направлении рассеяния назад, как раз характерных для лидарных измерений, интерференция волн приводит к тому, что (начиная с двукратного рассеяния) лучевая интенсивность удваивается по сравнению со значением, соответствующим уравнению переноса излучения. Этот факт исследовался как теоретически, так и экспериментально рядом авторов, например [1–4]. Аналогичные эффекты усиления рассеянного назад излучения в турбулентных и других случайно-неоднородных средах рассмотрены в [5].

Цель данной статьи – рассмотреть, проявляется ли указанный «эффект удвоения» лучевой интенсивности многократно рассеянного излучения в реально измеряемых лидарных сигналах.

В наиболее чистом виде «эффект удвоения» удобно рассмотреть в следующей простейшей схеме, близкой к реальным оптическим схемам лидарных устройств. Пусть волновое поле от точечного источника рассеивается на системе точечных рассеивателей, а отраженный сигнал регистрируется квадратичным по полю приемником в той же самой точке, где находится источник излучения. Выделим в рассеивающей среде два произвольных рассеивателя 1 и 2 (рис. 1). От каждого из этих рассеивателей в точку наблюдения, во-первых, придут однократно рассеянные волны, которые обычно и рассматриваются в задачах зондирования. Разность фаз между волнами, пришедшими от первого и второго рассеивателей – случайная величина. Поэтому интерференция между этими волнами в среднем дает нулевой вклад в интенсивность, и регистрируемый лидарный сигнал образуется просто сложением интенсивностей.

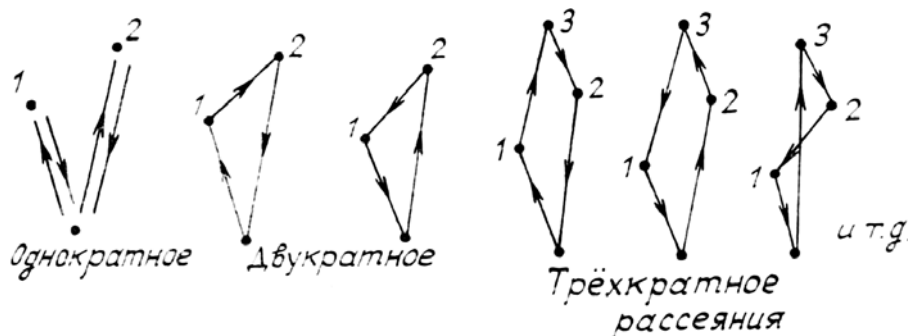


Рис. 1

Ситуация кардинально меняется, начиная с двукратного рассеяния. Как видно из рисунка, рассеиватели 1 и 2 образуют две двукратно рассеянные волны, соответствующие различной последовательности рассеяния: 1) источник излучения – рассеиватель 1 – рассеиватель, 2 – точка наблюдения и 2) источник излучения – рассеиватель 2 – рассеиватель, 1 – точка наблюдения. Разность фаз у этих волн в точке наблюдения всегда равна нулю. Следовательно, в данном случае на детекторе складываются не интенсивности, а поля. Амплитуды обеих волн A равны, в результате детектор зарегистрирует величину $I = (2A)^2 = 4A^2$, которая вдвое больше той величины, которая получилась бы при сложении интенсивностей $I' = A^2 + A^2 = 2A^2$. Аналогично от рассеивателей 1 и 2 в точку регистрации сигнала будут приходить также трехкратно, четырехкратно и т.д. рассеянные волны. Например, на рис. 1 трехкратно рассеянное поле образуется рассеивателями 1, 2, 3. Разность фаз между этими волнами в точке наблюдения будет, как правило, случайной величиной, и регистрируемый сиг-

нал складывается из интенсивностей этих волн. Но каждой волне будет всегда соответствовать еще одна волна, образуемая прохождением волны через те же самые рассеиватели, но в обратной последовательности. Эти волны будут иметь одинаковые амплитуды и равную нулю разность фаз. Интерференция между ними и приведет к искомому удвоению интенсивности многократного рассеянного (начиная с двукратно рассеянного) поля по сравнению с сигналом, получаемым сложением интенсивностей в рамках уравнения переноса излучения.

Легко понять причину появления дополнительного потока энергии в рассеянном поле. Интерференция здесь, как и во многих других интерференционных явлениях, приводит к простому перераспределению потока энергии в пространстве. В выбранной оптической схеме точка наблюдения оказалась в центре центрального, наиболее яркого пятна. При удалении точки наблюдения от источника излучения мы попадаем вначале в темное интерференционное кольцо, затем опять в светлое и т.д. Ясно, что если приемник излучения имеет поперечные размеры, меньшие центрального пятна, то влияние интерференции будет существенным, в противоположном случае интерференцией можно пренебречь.

Теперь рассмотрим более реалистичскую оптическую модель лидара. Будем считать, что один и тот же телескоп используется в излучателе и приемнике, как это обычно бывает на практике. Наша задача теперь будет заключаться в том, чтобы учесть конечные поперечные размеры телескопа (рис. 2). Эта задача легко решается, если ввести понятие области, образующей пространственно когерентные рассеянные волны (КРВ).

Область КРВ определим следующим образом. На расстоянии h (высота зондирования) на оптической оси лидара с радиусом телескопа R возьмем произвольный рассеиватель. Область КРВ, по определению, выделяет такую окрестность этого рассеивателя, где разность фаз между двумя двукратно рассеянными волнами, изображенными на рис. 1, на расстоянии R от оптической оси не превосходит, π т. е. геометрическая разность хода не превосходит половины длины волны $\lambda/2$.

Геометрическая разность хода здесь равна

$$s = \sqrt{(h+a)^2 + b^2} - \sqrt{(h+a)^2 + (b-R)^2} + \sqrt{h^2 + R^2} - h, \quad (1)$$

где a и b — разность координат рассеивателей в вертикальном и горизонтальном направлениях. Будем считать малыми величинами, наряду с R/h , также и величины a/h и b/h . Тогда, разлагая величину (1) как функцию трех переменных R/h , a/h и b/h в ряд Тейлора вплоть до кубических членов, получаем

$$s \approx R \left(\frac{b}{h} + \frac{1}{2} \frac{R}{h} \frac{a}{h} - \frac{a}{h} \frac{b}{h} \right). \quad (2)$$

Третье слагаемое в (2) пренебрежимо мало по сравнению с первым и может быть отброшено. В результате, обозначая параметры a и b на границе как α и β , получаем уравнение, определяющее границы области КРВ

$$\frac{\lambda}{2} = R \frac{\beta}{h} + \frac{R}{2} \frac{R}{h} \frac{\alpha}{h}. \quad (3)$$

При $\alpha = 0$ из уравнения (3) получаем поперечные размеры области

$$\beta_{\max} \approx h\theta_0, \quad (4)$$

где

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{2R}. \quad (5)$$

Как видим, поперечные размеры КРВ определяются тривиальной френгоферовой дифракцией плоской волны на апертуре телескопа.

Продольные размеры области КРВ соответственно равны

$$\alpha_{\max} \approx \lambda \frac{h^2}{R^2}. \quad (6)$$

Как видим, область КРВ сильно вытянута в продольном направлении:

$$\beta_{\max}/\alpha_{\max} = R/2h \ll 1.$$

Теперь обсудим влияние интерференции на величину сигналов, регистрируемых лидаром. Если лидар некогерентный (прямое детектирование), то ясно, что при зондировании атмосферного аэрозоля на высоте h сигнал лидара образуется как сумма фотонов, приходящих из некоторой области, ок-

ружающей точку 1 на рис. 2, которую назовем областью некогерентного приема (НП). Область НП определяется угловой расходимостью θ после телескопа и длиной зондирующего импульса. Поправка на интерференцию в сигнале, очевидно, имеет порядок

$$\varepsilon = v/V, \quad (7)$$

где V — объем области НП и v — объем области, получающейся из пересечения областей НП и КРВ. Величина в практически всегда пренебрежимо мала.

Ситуация существенно изменится, если используется когерентный лидар. Действительно, полезный сигнал когерентного лидара — это проходящий через апертуру оптической системы поток энергии, который обусловлен интерференцией между исследуемой волной и волной от локального осциллятора. Если фазовые фронты этих волн несогласованы, то приемник дает нулевой сигнал. При зондировании аэрозоля на высоте h для идеального согласования фазовых фронтов волна от локального осциллятора должна быть точно такой же, какая волна получается при распространении сферической волны от точки 1 на рис. 2 до приемного телескопа (и которая затем трансформируется оптической системой). Следовательно, получаем важный вывод: когерентный лидар регистрирует только те волны, которые приходят из определенной выше области КРВ относительно точки 1.

Таким образом, если трактовать излучение как совокупность фотонов, то для когерентных лидаров можно утверждать, что все многократно рассеянные фотоны, у которых первый и последний акты рассеяния приходятся на область КРВ (сплошная траектория на рис. 3), дают вклад в регистрируемый сигнал с коэффициентом, близким к коэффициенту 2.

Более подробный расчет коэффициента усиления сигнала лидара при многократном рассеянии не входит в задачу этой статьи. Отметим только, что если угловая расходимость лидара θ превышает дифракционную расходимость θ_0 , то вклад в регистрируемый сигнал будут давать также фотоны, первый акт рассеяния у которых происходит вне области КРВ, а последний — в области КРВ (пунктирная траектория на рис. 3). Эти фотоны входят в регистрируемый сигнал с обычным коэффициентом 1. Следовательно, максимальный эффект почти двойного усиления обратного рассеяния за счет интерференции будет наблюдаться для когерентных лидаров с углом расходимости, равным дифракционной расходимости $\theta = \theta_0$.

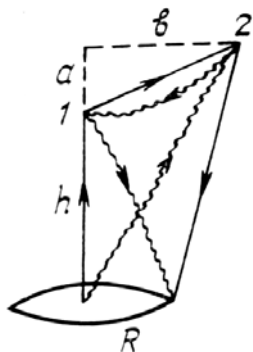


Рис. 2

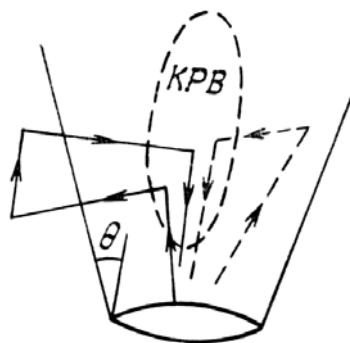


Рис. 3

Таким образом, эффект усиления многократно рассеянного поля за счет интерференции можно наблюдать только в когерентных лидарах. Причем величина эффекта зависит не от абсолютных размеров телескопа, а от отношения угловой расходимости излучающей оптической системы лидара к дифракционной расходимости телескопа.

Автор благодарит К. Флезия за полезное обсуждение данной проблемы.

1. Watson K. M. // Journ. Math. Phys. 1969. V. 10. P. 688—702.
2. We Wolf D. A. // IEEE Trans. 1970. V. AP-19. P. 254—262.
3. Барабаненков Ю. Н. // Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика 1973. Т. 16. С. 88—96.
4. Барабаненков Ю. Н. // УФН. 1975. Т. 117. С. 49—78.
5. Кравцов Ю. А., Саичев А. И. // УФН. 1982. Т. 137. Вып. 3. С. 501—527.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
8 января 1991 г.

A. G. Borovoy. **Interference of Multiply Scattered Waves in Lidar Returns.**

The influence of the interference of waves scattered by particles on the lidar returns intensity is considered. It is shown that in the case of collimated sounding laser beams and coherent detection of return signals the interference between multiply scattered waves can result in about twofold increase of the lidar return signal.