

ЛАЗЕРНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ И ОБЛАЧНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ

УДК 535.361; 551.501.7

В.В. Брюханова*, **И.В. Самохвалов***,
А.И. Абрамочкин, С.А. Абрамочкин, А.А. Тихомиров

Лидарный сигнал многократного рассеяния от капельных облаков

* *Томский государственный университет
Институт оптического мониторинга СО РАН, г. Томск*

Поступила в редакцию 19.07.2003 г.

Проведен анализ полученного ранее уравнения лазерного зондирования неоднородной атмосферы в приближении двукратного рассеяния. Доказано, что траектории фотонов, претерпевших две кратности рассеяния типа «вперед-назад», «назад-назад», дают одинаковый вклад в интенсивность сигнала обратного рассеяния. Это существенно упрощает общее выражение для лидарного сигнала, если глубина проникновения зондирующего импульса в облако меньше, чем поперечный размер рассеивающего объема на его верхней границе.

Показано, что лидарный сигнал двукратного рассеяния более чувствителен к микроструктуре среды по сравнению с сигналом однократного рассеяния. Описывается лидар с переменным углом поля зрения, позволяющий выделять многократное рассеяние из суммарного сигнала. Приводится методика оценки сигнала многократного рассеяния, базирующаяся на предположении о нормальном распределении интенсивности многократного рассеяния в плоскости изображения рассеивающего объема на заданной дальности.

Обсуждаются результаты экспериментальных исследований структуры лидарного сигнала многократного рассеяния от капельного облака.

Введение

Высокая чувствительность лазерных локаторов при обнаружении малых аэрозольных примесей в атмосфере, дистанционность и большая оперативность получения данных делают реальной перспективу их использования для исследования динамики развития и распространения облачных образований и трансформации микрофизических характеристик аэрозоля во времени.

В настоящее время для интерпретации данных лидарных экспериментов используется уравнение лазерного зондирования (УЛЗ), полученное с учетом однократного рассеяния:

$$P^{(1)}(r) = \frac{P_0 A c \tau_n}{8\pi r^2} X(\pi, r) \sigma(r) e^{-2\tau(r)}, \quad (1)$$

где $P^{(1)}(r)$ — мощность однократно рассеянного назад излучения, поступающего на вход приемной системы лидара с расстояния r ; P_0 — пиковая мощность посылаемого в атмосферу импульса излучения; A — площадь приемной апертуры лидара; c — скорость света в воздухе; τ_n — длительность импульса излучения лазера; $X(\pi, r)$ — индикатриса рассеяния в направлении 180° относительно зондирующего излучения; $\sigma(r)$ — объемный коэффициент

рассеяния на расстоянии r ; $\tau(r) = \int_0^r \alpha(z) dz$ — оптическая толщина на участке трассы от 0 до r ; $\alpha(z)$ — объемный коэффициент ослабления, определяемый коэффициентами рассеяния $\sigma(z)$ и поглощения $\kappa(z)$:

$$\alpha(z) = \sigma(z) + \kappa(z).$$

При зондировании атмосферных аэрозолей длина волны λ выбирается в спектральном интервале, где нет сильных линий поглощения атмосферных газов. В этом случае можно положить $\alpha(z) \approx \sigma(z)$.

Распространение излучения в плотных рассеивающих средах сопровождается появлением многократного рассеяния (МР). МР более чувствительно к изменению микроструктуры зондируемой среды по сравнению с однократным и, таким образом, предпочтительнее для решения обратной задачи [1–6]. При зондировании облаков, туманов, плотных дымок лазерное излучение рассеивается частями не один раз, прежде чем попасть на приемник лидара, что приводит к необходимости учитывать в лидарном сигнале потоки энергии всех кратностей рассеяния, поступающие на вход приемной системы лидара:

$$P(r) = P^{(1)}(r) + P^{(2)}(r) + \dots + P^{(i)}(r). \quad (2)$$

Явление МР в аэрозольных средах в полной мере описывается уравнением переноса излучения (УПИ), которое до сих пор в общем виде не решено. Наиболее распространены приближенные методы решения УПИ — метод Монте-Карло и метод малоуглового приближения. Эти методы дают достаточно хорошие результаты при решении прямой задачи, т.е. при расчете сигналов обратного рассеяния. В то же время интерпретация данных лазерного зондирования аэрозолей затруднена, так как невозможно проанализировать, как пространственная структура сигнала обратного рассеяния и интенсивности отдельных кратностей связаны

с параметрами лидара и оптическими характеристиками среды.

Исследование закономерностей формирования лидарного сигнала путем численного решения УПИ методом Монте-Карло показывает, что преобладающий вклад в отраженный сигнал при лазерной локации плотных аэрозольных образований с $\tau \leq 3$ вносит рассеяние первой и второй кратностей [7]. Технические возможности относительно простых современных лидаров таковы, что позволяют принимать сигнал с расстояний, не превышающих значений оптической толщи $\tau \approx 4$. Таким образом, во многих практически важных случаях лидарный сигнал с достаточной точностью можно описать в приближении двукратного рассеяния и на этой основе решать обратную задачу определения микроструктуры аэрозоля [6]. Ниже подробно рассмотрим, как формируется в среде лидарный сигнал двукратного рассеяния, прежде всего для того чтобы показать, что полученные соотношения для $P^{(2)}(r)$ не менее строгие по сравнению УЛЗ в виде (1).

1. Лидарный сигнал двукратного рассеяния

Рассмотрим, как формируется поток двукратно рассеянного излучения на входной апертуре A приемной системы моностатического лидара (рис. 1).

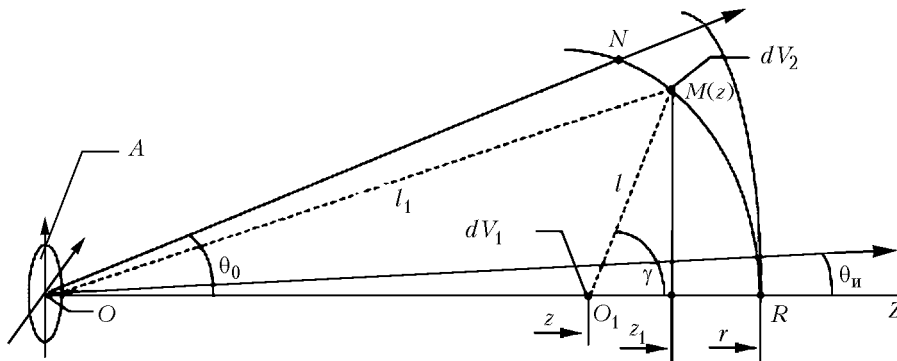


Рис. 1. Формирование потока двукратного рассеяния

Излучение источника, находящегося в точке O , направлено по трассе зондирования вдоль оси Z . Диаграмма направленности излучения источника определяется линейным углом $2\theta_n$, а поля зрения — $2\theta_0$, причем, $\theta_n < \theta_0 \ll 1$. Будем считать, что оптические оси приемной и передающей антенн совмещены, что характерно для моностатических коаксиальных лидаров. Лазерный импульс представим в виде $P_0(t) = P_0 f(t)$, где $f(t)$ — функция, описывающая форму импульса.

Пусть в момент времени $t_0 = 0$ источник посылает импульс в направлении оси Z . Тогда для любого $t > 0$ отраженный средой сигнал с расстояния $r = ct/2$ можно представить в виде суммы потоков однократного и многократного рассеяния. Поток двукратного рассеяния $P^{(2)}(r)$ складывается из эле-

ментарных потоков $dP^{(2)}$, которые появляются при последовательном взаимодействии излучения с парами элементарных объемов среды dV_1 и dV_2 . Причем объем dV_1 расположен на оси зондирующего пучка в точке O_1 , а dV_2 — в точке $M(z)$ ($0 \leq z \leq r$), лежащей на дуге RN эллипса с фокальными точками O и $O_1(z)$.

Для нахождения всего эхосигнала, обусловленного двукратно рассеянным излучением, необходимо просуммировать $dP^{(2)}$ по всему объему рассеивающей среды, ограниченному конической поверхностью с углом при вершине $2\theta_0$ и сферой радиуса $OR = r$ (вершина конуса и центр сферы находятся в точке O). При этом необходимо учесть, что в момент времени $t = 2r/c$ на приемник поступает двукратно рассеянное излучение только от тех пар dV_1 и dV_2 , координаты которых удовлетворяют уравнению

$$l_1 + l + z = 2r, \quad (3)$$

где l_1 — расстояние от точки O до объема dV_2 , l — расстояние между объемами dV_1 и dV_2 .

При фиксированном положении точки O и заданной дальности зондирования r соотношение (3) выполняется, если точки $M(z)$, R и N будут находиться на поверхности эллипсоида вращения относительно оси OZ с фокусами в точках O и $O_1(z)$. Сечение эллипсоида плоскостью, проходящей через

ось OZ , дает уравнение эллипса, имеющее в полярных координатах вид

$$l = r(r - z) / \left(r - z \sin^2 \frac{\gamma}{2} \right), \quad (4)$$

где γ — полярный угол, отсчитываемый против часовой стрелки от положительного направления оси OZ .

Заишем выражение для элементарного сигнала двукратного рассеяния $dP^{(2)}$, обусловленного рассеянием сначала в точке O_1 , лежащей на оси зондирующего пучка, а затем в точке $M(z)$, принадлежащей поверхности эллипсоида. Оно имеет вид

$$dP^{(2)}(r) = \frac{A}{16\pi^2} P_0 f \left(t - \frac{2r}{c} \right) \sigma(z) X(z, \gamma) T(z) T(l) \times$$

$$\times \frac{1}{l^2 l_1^2} T(l_1) \sigma(l) X(l, \pi - \gamma) dz dV_2, \quad (5)$$

где

$$T(z, l, l_1) = T(z)T(l)T(l_1) = \exp\{-[\tau(z) + \tau(l) + \tau(l_1)]\}$$

— прозрачность среды на трассе;

$$OO_1 + O_1M + MO = 2r, \text{ а } \tau(z, l, l_1)$$

— оптическая толщина на соответствующих участках трассы. Поскольку $\theta_0 \ll 1$, можно считать, что коэффициенты ослабления α , рассеяния σ и индикатриса $X(\gamma)$ зависят только от координаты z . Тогда в (5) можно положить

$$T(z, l, l_1) \approx \exp\left[-2 \int_0^r \alpha(z) dz\right] = \exp[-2\tau(z)].$$

Для нахождения всей мощности двукратно рассеянного излучения $P^{(2)}(r)$, приходящего в приемную систему лидара в течение времени от t до $t + \tau_n$ (одновременно с однократным), необходимо произвести интегрирование в (5) по всему объему V_z для каждого z , а затем взять интеграл по z . При этом надо учесть, что величина объема V_z зависит от положения точки O_1 на оси Z , т.е. нижний предел интегрирования по z переменный. Объем V_z образован конической поверхностью с углом при вершине $2\theta_0$ и двумя эллипсоидами вращения (относительно OO_1) с радиусами — векторами l' и l , удовлетворяющими уравнениям

$$l + l_1 + z = 2r, \quad l' + l'_1 + z = 2(r - \Delta r),$$

$$\text{где } \Delta r = \frac{1}{2} c \tau_n.$$

Подставляя в (5) выражение для $dV_2 = l^2 \sin \gamma d\gamma d\psi dl$ и учитывая, что

$$dl = \frac{l_1^2}{r^2 - (2r - z)z \sin^2(\gamma/2)} dr, \text{ а } dr = \frac{cdt}{2},$$

проинтегрируем (5) по азимутальному углу ψ от 0 до 2π , затем по времени в пределах от t до $t + \tau_n$. В случае зондирования коротким импульсом излучения $\tau_n \ll 2/c\epsilon_{\max}$ (ϵ_{\max} — максимальное значение коэффициента ослабления на исследуемой трассе) интегрирование по времени легко выполняется для $r \gg c\tau_n$. Мощность лидарного сигнала двукратно рассеяния имеет вид

$$P^{(2)}(r) = \frac{P_0 A c \tau_n}{16\pi} e^{-2\tau(r)} \times \left[\int_0^{\theta_0} \int_0^r \frac{\sigma(z) \sigma(z_1) X(z, \gamma) X(z_1, \pi - \gamma) \sin \gamma}{r^2 - (2r - z)z \sin^2\left(\frac{\gamma}{2}\right)} dz d\gamma + \int_{\theta_0}^{\pi} \int_{z^*(\gamma)}^r \frac{\sigma(z) \sigma(z_1) X(z, \gamma) X(z_1, \pi - \gamma) \sin \gamma}{r^2 - (2r - z)z \sin^2\left(\frac{\gamma}{2}\right)} dz d\gamma \right]. \quad (6)$$

Здесь

$$z^*(\gamma) = r \left(1 - \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} \operatorname{ctg} \frac{\gamma}{2} \right),$$

$$z_1 = z + l \cos \gamma = z + \frac{r(r - z) \cos \gamma}{r - z \sin^2\left(\frac{\gamma}{2}\right)}.$$

Соотношение (6) для нижнего предела интегрирования по z получено из условия пересечения в точке N эллипса (4) с прямой ON , уравнение, которое в принятой системе полярных координат (полюс в точке z) имеет вид

$$l_n(\gamma) = z \sin \theta_0 / [\sin(\gamma - \theta_0)].$$

Выражение (6) определяет лидарный сигнал двукратно рассеяния от произвольно стратифицированной среды. При его выводе мы практически оставались в рамках тех предположений о свойствах среды и параметрах лидара, которые обычно принимаются при формулировке УЛЗ (1) в приближении однократно рассеяния.

При зондировании облаков, удаленных от лидара на расстояние H , рассеяние и ослабление оптического излучения в облаке ($H \leq z \leq r$), как правило, велики по сравнению с таковыми в подоблачном слое дымки на участке трассы зондирования $0 \leq z \leq H$. Поэтому можно положить $\sigma(0 \leq z \leq H) \approx 0$. В этом случае общее выражение для $P^{(2)}(r)$ имеет вид [8]:

$$P^{(2)}(r) = \frac{P_0 A c \tau_n}{16\pi} e^{-2\tau(r)} [I_1 + I_2], \quad (7)$$

где

$$I_1 = \int_{\theta_0}^{\pi/2} \int_H^r \frac{\sigma(z) \sigma(z_1)}{R(z, \gamma, r)} X(z, \gamma) X(z_1, \pi - \gamma) \sin \gamma d\gamma dz,$$

$$I_2 = \int_{\pi/2}^{\pi} \int_{z_H(\gamma)}^r \frac{\sigma(z) \sigma(z_1)}{R(z, \gamma, r)} X(z, \gamma) X(z_1, \pi - \gamma) \sin \gamma d\gamma dz;$$

$$R(z, \gamma, r) = r^2 \cos^2 \frac{\gamma}{2} \left(1 + \frac{(r - z)^2}{r^2} \operatorname{tg}^2 \frac{\gamma}{2} \right);$$

$$z_1 = z + \frac{r(r - z) \cos \gamma}{r - z \sin^2 \frac{\gamma}{2}}, \quad z_H(\gamma) \approx r \left(1 - \frac{r - H}{r} \operatorname{ctg}^2 \frac{\gamma}{2} \right).$$

Из (7) видно, что лидарный сигнал двукратно рассеяния формируется в облачной среде и зависит как от угла поля зрения приемной антенны лидара, так и от глубины проникновения зондирующего импульса в облако.

2. Особенности формирования лидарного сигнала двукратно рассеяния от удаленных облачных образований

В плотных аэрозольных средах (например, в естественных облаках нижнего и среднего ярусов)

мощность лидарного сигнала быстро затухает по мере распространения лазерного излучения в глубь среды. При зондировании таких сред глубина проникновения импульса в облака мала по сравнению с расстоянием до ближайшей границы аэрозольного образования H :

$$\frac{r-H}{r} \approx \frac{r-H}{H} \ll 1. \quad (8)$$

В этом случае необходимо учитывать, что рассеивающий объем ограничен со стороны лидара плоскостью, которая определяется в случае зондирования облаков с Земли нижней границей облаков, а при размещении лидара на космическом аппарате или самолете – верхней. Если выполняется условие (8) и

$$r-H \leq H \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2}, \quad (9)$$

то выражение (7) можно существенно упростить [9].

Прежде всего отметим, что если

$$H \leq z \leq r \text{ и } \frac{r-z}{r} \ll 1,$$

то в (7)

$$z_1 \approx r \left(1 - \frac{r-z}{r} \operatorname{tg}^2 \frac{\gamma}{2} \right).$$

Теперь в (7) сделаем замену

$$\xi = (r-z) / \left(H \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} \right),$$

а затем в выражении для $I_2(\xi, \gamma)$ еще раз перейдем к новым переменным

$$U = \xi \operatorname{tg}^2 \frac{\gamma}{2}; \quad \beta = \pi - \gamma.$$

После этих подстановок оказывается, что интегралы в (7) для $I_1(\xi, \gamma)$ и $I_2(U, \beta)$ идентичны. Поэтому (7) можно переписать в виде

$$P^{(2)}(r) = \frac{P_0 A c \tau_n H}{4\pi r^2} \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} e^{-2\tau(r)} \times \int_0^{\pi/2} \int_0^{\xi_0} \sigma(\xi) \sigma(\xi_1) X(\xi, \gamma) X(\xi_1, \pi - \gamma) \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2} d\xi d\gamma.$$

Здесь учтено, что

$$0 \leq \xi \leq 1, \quad \xi_1 = \xi \operatorname{tg}^2 \frac{\gamma}{2} \text{ и } \xi_0 = (r-H) / \left(H \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} \right).$$

Относительный вклад двукратного рассеяния по сравнению с однократным определяется как

$$\delta_{21}(r) = \frac{P^{(2)}(r)}{P^{(1)}(r)} = \frac{2H}{X(\pi, r) \sigma(r)} \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} \times \int_0^{\pi/2} \int_0^{\xi_0} \sigma(\xi) \sigma(\xi_1) X(\xi, \gamma) X(\xi_1, \pi - \gamma) \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2} d\xi d\gamma.$$

Оптические характеристики однородного облака можно представить в виде

$$\sigma(z) = \begin{cases} 0, & X(z, \gamma) = 0, & 0 \leq z \leq H, \\ \sigma_0, & X(z, \gamma) = X(\gamma), & z \geq H. \end{cases} \quad (10)$$

С учетом этого получим следующие выражения для мощности $P^{(2)}(r)$ и относительного вклада двукратного рассеяния по сравнению с однократным $\delta_{21}(r)$:

$$P^{(2)}(r) = \frac{P_0 A c \tau_n \sigma_0^2 (r-H)}{4\pi r^2} e^{-2\tau(r)} \int_0^{\pi/2} X(\gamma) X(\pi - \gamma) \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2} d\gamma \quad (11)$$

и

$$\delta_{21}(r) = \frac{2\sigma_0(r-H)}{X(\pi)} \int_0^{\pi/2} X(\gamma) X(\pi - \gamma) \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2} d\gamma.$$

Если облачный слой ограничен высотами H и H_1 и при этом выполняется условие

$$r - H_1 \leq r \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2},$$

то при $r > H_1$ мощность однократного рассеяния $P^{(1)}(r) = 0$, а сигнал двукратного рассеяния

$$P^{(2)}(r) = \frac{P_0 A c \tau_n H}{4\pi r^2} \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} e^{-2\tau(r)} \times \int_{\gamma_1}^{\pi/2} \int_{\xi_2}^{\xi_0^1} \sigma(\xi) \sigma(\xi_1) X(\gamma) X(\pi - \gamma) \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2} d\xi d\gamma,$$

где

$$\xi_0^1 = \frac{r-H}{H \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2}}, \quad \xi_2 = \frac{r-H_1}{H \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2}}; \quad \gamma_1 = 2 \operatorname{arctg} \sqrt{1 - \frac{H_1 - H}{r - H}}.$$

Для однородного слоя ($\sigma = \text{const}$) справедливо выражение

$$P^{(2)}(r) = \frac{P_0 A c \tau_n \sigma_0^2 (H_1 - H)}{4\pi r^2} e^{-2\tau(\Delta H)} \times \int_{\gamma_1}^{\pi/2} X(\gamma) X(\pi - \gamma) \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2} d\gamma, \quad (12)$$

где $\Delta H = H_1 - H$ – толщина облачного слоя.

Из (12) следует, что сигнал двукратного рассеяния поступает на приемник лидара даже в те моменты времени $t > 2H_1/c$, когда сигнал однократного рассеяния равен нулю ($r > H_1$). Таким образом, задержка лидарного сигнала объясняется многократным рассеянием (в данном случае – двукратным), а величина «хвоста» определяется формой индикатрисы рассеяния и толщиной слоя.

Если $r - H > H \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2}$, то поперечный размер рассеивающего объема для второй кратности рассеяния определяется как границей среды, так и

углом поля зрения приемной системы лидара. В этом случае общее выражение для мощности лидарного сигнала, обусловленного двукратным рассеянием, имеет вид

$$P^{(2)}(r) = \frac{P_0 A c \tau_n}{16\pi} e^{-2\tau(r)} [I_1 + I_2 + I_3], \quad (13)$$

где

$$I_1 = \int_0^{\gamma_1} \int_H^r \frac{\sigma(z)\sigma(z_1)}{R(z, \gamma, r)} X(z, \gamma) X(z_1, \pi - \gamma) \sin \gamma d\gamma dz,$$

$$I_2 = \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} \int_{z^*(\gamma)}^r \frac{\sigma(z)\sigma(z_1)}{R(z, \gamma, r)} X(z, \gamma) X(z_1, \pi - \gamma) \sin \gamma d\gamma dz,$$

$$I_3 = \int_{\gamma_2}^{\pi} \int_{z_H(\gamma)}^r \frac{\sigma(z)\sigma(z_1)}{R(z, \gamma, r)} X(z, \gamma) X(z_1, \pi - \gamma) \sin \gamma d\gamma dz.$$

Здесь

$$\gamma_1 = 2 \arctg \left(\frac{r}{r-H} \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} \right), \quad \gamma_2 = \pi - 2 \arctg \left(\frac{H}{r-H} \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} \right).$$

Путем соответствующей замены можно показать, что выражение (13) приводится к виду

$$P^{(2)}(r) = \frac{P_0 A c \tau_n H}{4\pi r^2} \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} e^{-2\tau(r)} \times \left\{ \int_0^{\gamma_1} \int_0^{\xi_0} \frac{\sigma(\xi)\sigma(\xi_1) X(\xi, \gamma) X(\xi_1, \pi - \gamma) \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2} d\xi d\gamma}{1 + \xi^2 \frac{H^2}{r^2} \operatorname{tg}^2 \frac{\gamma}{2} \operatorname{tg}^2 \frac{\theta_0}{2}} + \int_{\gamma_1}^{\pi/2} \int_0^{\xi(\gamma)} \frac{\sigma(\xi)\sigma(\xi_1) X(\xi, \gamma) X(\xi_1, \pi - \gamma) \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2} d\xi d\gamma}{1 + \xi^2 \frac{H^2}{r^2} \operatorname{tg}^2 \frac{\gamma}{2} \operatorname{tg}^2 \frac{\theta_0}{2}} \right\},$$

где

$$\xi(\gamma) = \frac{r}{H} \operatorname{ctg} \frac{\gamma}{2}; \quad \gamma_1 \approx \pi - \gamma_2.$$

Для однородного облака при $\xi_0 > 1$ мощность сигнала обратного рассеяния

$$P^{(2)}(r) = \frac{P_0 A c \tau_n \sigma_0}{4\pi r^2} e^{-2\tau(r)} \times \left[\sigma_0 (r-H) \int_0^{\gamma_1} X(\gamma) X(\pi - \gamma) \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2} d\gamma + \sigma_0 r \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} \int_{\gamma_1}^{\pi/2} X(\gamma) X(\pi - \gamma) \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2} d\gamma \right].$$

Как видно из полученного выражения, при $r - H > H \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2}$ величина эхосигнала двукратного рассеяния зависит как от глубины проникновения импульса в облако, так и от поперечного размера рассеивающего объема на расстоянии r .

3. Влияние формы индикатрисы на интенсивность сигнала двукратного рассеяния

Рассмотрим простейший случай — зондирование однородного облака. Значение коэффициента рассеяния такого облака постоянно по глубине и может быть описано выражением (10). При зондировании наземным лидаром глубина проникновения больше поперечного геометрического диаметра на входе в облако. Воспользуемся соотношением (13) и для однородного плоскостратифицированного облака получим

$$P^{(2)}(r) = \frac{A P_0 c \tau_n \sigma_0}{4\pi r^2} e^{-2\tau(r)} [I_1 + I_2],$$

где

$$I_1 = \sigma_0 (r-H) G_1, \quad I_2 = \frac{\sigma_0 r \theta_0}{2} G_2;$$

$$G_1 = \int_0^{\gamma_1} X(\gamma) X(\pi - \gamma) \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2} d\gamma, \quad G_2 = \int_{\gamma_1}^{\pi/2} X(\gamma) X(\pi - \gamma) d\gamma.$$

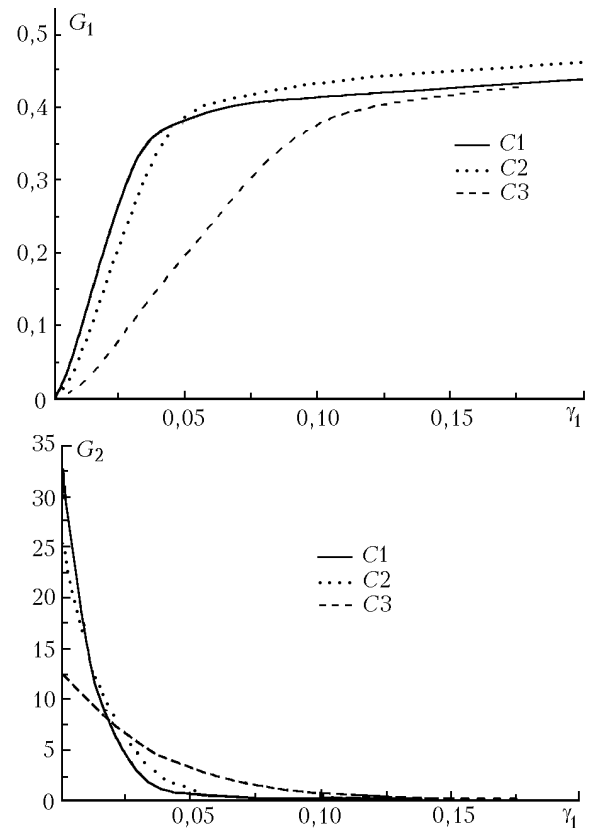


Рис. 2. Зависимость интегральных параметров G_1 и G_2 от обобщенного параметра γ_1 для моделей облаков C1, C2, C3 [10]. Длина волны $\lambda = 450$ нм

Величина $P^{(2)}(r)$ зависит от двух составляющих I_1 и I_2 , которые через γ_1 неявно зависят от угла поля зрения θ_0 , от расстояния до облака H и от глубины зондирования $(r - H)$. Кроме этого величина I_1 существенно зависит от оптической

толщи зондируемого аэрозоля, а I_2 увеличивается пропорционально углу поля зрения. При определенных значениях угла поля зрения лидара и глубины зондирования аэрозольного облака I_2 вносит ббльший вклад в лидарный сигнал, чем I_1 . Как видно из рис. 2, интегральные параметры G_1 и G_2 зависят от формы индикатрисы, определяемой микроструктурой аэрозоля, а наиболее существенное изменение их величин наблюдается в области малых значений обобщенного параметра γ_1 .

Таким образом, приведенные результаты дают методическую основу выделения из суммарного лидарного сигнала той части, которая формируется двукратным рассеянием. Это позволяет оптимально спланировать эксперимент, а именно: в зависимости от расстояния до облачного образования определить углы поля зрения приемной системы лидара, а также значения оптической толщи и глубины зондирования, при которых наиболее эффективно регистрируется $P^{(2)}(r)$.

4. Лидар для измерения сигнала многократного рассеяния

Удобным средством исследования компоненты многократного рассеяния в лидарном сигнале является некогерентная пространственная фильтрация принимаемого излучения в приемной системе лидара [6, 11, 12]. Для экспериментального исследования возможностей такой фильтрации в ИОМ СО РАН был создан специализированный лидар. Его особенностями являются: малая угловая расходимость зондирующего излучения и высокое качество (разрешение) приемного объектива, в фокальной плоскости которого был установлен пространственный фильтр, дискретно изменяющий поле зрения приемной системы. Такая фильтрация сигнала позволила анализировать распределение освещенности в пятне изображения рассеивающего объема при зондировании оптически плотных аэрозольных объектов, когда в принимаемом сигнале присутствует компонента многократного рассеяния.

В передатчике использован лазерный излучатель на второй гармонике Nd:YAG (длина волны $\lambda = 532$ нм). Расходимость потока зондирующего излучения снижалась до 0,8 мрад афокальной оптической системой с увеличением $\Gamma = 10^{\times}$. В качестве оптических антенн в передающем канале и в приемной системе использовались линзы с исправленной

сферической аберрацией. При относительном отверстии приемного объектива 1:5 и фокусном расстоянии линзы $f = 750$ мм кружок рассеяния изображения точки не превосходил по диаметру 24 мкм в линейном поле зрения диаметром до 16 мм. Для улучшения изображения в ближней зоне, без заметной потери качества в дальней зоне и на «бесконечности» использовалась гиперфокальная установка приемного объектива относительно плоскости окон пространственного фильтра $f + (0,3 \div 0,5)$ мм.

Первоначально принятая коаксиальная компоновка приемопередатчика была изменена на биаксиальную, что обеспечило ббльшую жесткость конструкции и стабильность юстировки оптических осей передатчика и приемной системы (не более 0,1 мрад). Одновременно это снизило энергетические потери и дифракционные искажения сигнала на входной апертуре. При базовом расстоянии между осями передатчика и приемной системы, равном 144 мм, влияние параллакса практически не проявляется с расстояний $z = 150 \div 200$ м, т.е. практически сразу же за пределами заметного проявления расфокусировки приемной системы в ближней зоне. В качестве фотодетектора в лидаре используется фотоэлектронный умножитель ФЭУ-84-3, работающий в токовом режиме. Полоса частот выходной цепи фотодетектора составляла 20 МГц.

Нами использовалась наиболее простая по конструктивному исполнению реализация пространственного фильтра интегрирующего типа: круглое окно с дискретно изменяющимся радиусом R_0 (рис. 3, а). Возможны другие формы окон [13], когда дискретно изменяется радиус кольца R_k при постоянной его ширине ΔR или когда изменяется радиус затеняющего кружка R_3 при постоянном радиусе окна R_{\max} (дифференцирующий и согласованный фильтры, рис. 3, б, в).

Функциональная схема лидара представлена на рис. 4. Фильтр выполнен в виде револьверного диска 7, который вращается электродвигателем 13 со скоростью 3 об/с, последовательно устанавливая в рабочее положение круглые окна диаметром 1, 2, 3, 4, 6, 8, 10 и 12 мм с частотой 24 Гц. Синхронизация работы передатчика производится с помощью оптронной пары 14, 15 и ряда специальных отверстий на краю диска. Для синхронизации процесса группировки оцифрованных сигналов по размеру окна в устройство введена дополнительная оптронная пара 14, 16, связанная с компьютером. Она

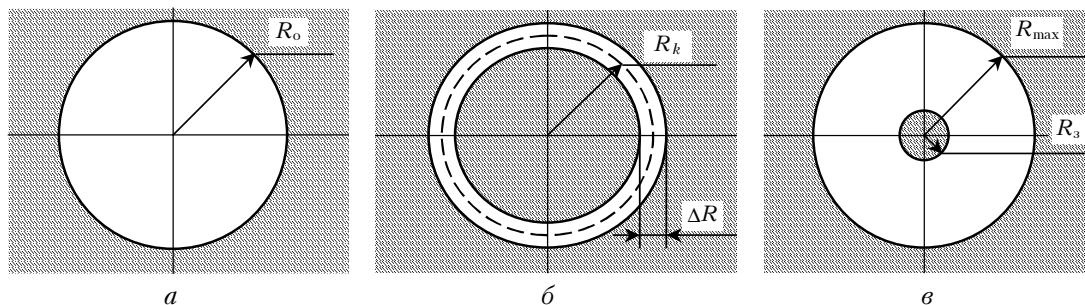


Рис. 3. Окна пространственных фильтров: а – интегрирующего; б – дифференцирующего; в – согласованного

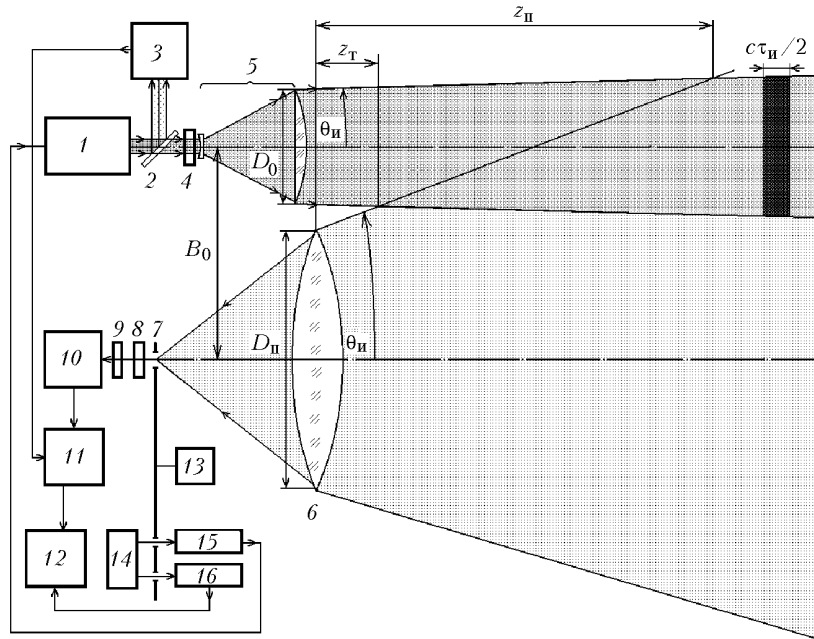


Рис. 4. Функциональная схема лидара: 1 – лазер; 2 – стеклянная пластинка-делитель; 3 – датчик запуска АЦП и устройств обработки; 4 – поляризационный фильтр; 5 – коллиматор; 6 – приемный объектив; 7 – диск с окнами пространственного фильтра; 8 – поляризационный фильтр; 9 – спектральный фильтр; 10 – фотодетектор; 11 – АЦП; 12 – компьютер IBM PC; 13 – электрический двигатель; 14 – излучатели датчиков; 15 – датчик запуска лазерного излучателя; 16 – датчик запуска процесса группировки данных

синхронизирует работу устройств регистрации сигналов с началом каждого нового цикла смены окон фильтра (с моментом установки в рабочее положение окна минимального размера). Оцифровка и регистрация сигналов проводятся 7-разрядным аналого-цифровым преобразователем, частота оцифровки 20 МГц.

Быстрая и непрерывная смена окон, группировка отдельных ансамблей оцифрованных сигналов, соответствующих каждому из окон фильтра, и последующее вычисление семейства усредненных сигналов позволяют снизить вклад динамических изменений зондируемых объектов в результат лидарных измерений. Каждое получаемое семейство представляет восемь усредненных лидарных сигналов (по числу окон фильтра). При этом число циклов смены окон (количество отдельных реализаций сигнала в каждом ансамбле) и дальность регистрации сигнала (число отсчетов по дальности) устанавливаются предварительно перед началом каждого лидарного измерения.

Пятно изображения рассеивающего объема, проецируемое в фокальной плоскости приемной системы такого лидара, начиная с дистанций $z > 200$ м, уже обладает осевой (центральной) симметрией. Распределение освещенности (плотности мощности лидарного сигнала) в плоскости изображения можно описать функцией $b(z, \rho)$, где ρ – расстояние от геометрического центра пятна (от оси приемной системы). Реальный вид функции $b(z, \rho)$ зависит от параметров приемопередающего устройства и характеристик зондируемой среды. Мощность потока излучения, принимаемого с расстоя-

ния z и ограниченного в плоскости изображения круглой диафрагмой радиуса R , равна

$$P(z, R) = 2\pi \int_0^R b(z, \rho) \rho d\rho. \quad (14)$$

Значения мощности усредненных сигналов в каждой точке дальности z_j получаются путем усреднения значений отдельных реализаций сигналов в этой точке по ансамблям, соответствующим каждому из восьми значений радиуса R_k окна пространственного фильтра ($k = 1, 2, \dots, 8$). Таким образом, анализируются некоторые усредненные распределения в ансамблях (по числу циклов смены окон).

В экспериментальных исследованиях [14] пространственное распределение плотности мощности лидарного сигнала, обусловленного МР в искусственных туманах и дымах при их облучении непрерывным излучением лазера, предложено описывать функцией Гаусса. Это позволяет предположить, что

$$b(z, \rho) = b(z) \exp\{-[\rho/a(z)]^2\}. \quad (15)$$

Такой подход позволяет свести дальнейший анализ лидарных сигналов к определению параметров нормальных распределений: энергетического параметра $b(z)$ – плотности мощности в центре анализируемого пятна и пространственного параметра $a(z)$ – размера этого пятна. Значения этих параметров связаны со свойствами зондируемой среды, а их зависимости от дальности z наилучшим образом отражают динамику изменений рассеивающего

объема — источника лидарного сигнала. Подставляя (15) в (14), можно для отдельного сигнала в каждом цикле i смены окон получить значения мощности P_{ijk} , регистрируемой в каждой точке дальности z_j , для каждого из окон k (в каждом ансамбле):

$$P_{ijk} = P_i(z_j, R_k) = \pi a^2(z_j) b(z_j) \{1 - \exp[-(R_{ok}/a(z_j))^2]\}_i. \quad (16)$$

На основе массива значений P_{ijk} , получаемых экспериментально, рассчитываются: семейство усредненных сигналов $\overline{P}_{jk} = \sum_{i=1}^n P_{ijk}$, по заданному числу n циклов смены окон пространственного фильтра; семейство S -функций $S_{jk} = \overline{P}_{jk} z_j^2$; семейство логарифмов S -функций $\ln S_{jk} = \ln \overline{P}_{jk} z_j^2$ для использования в последующих практических приложениях. Параметры $a(z)$ и $b(z)$ распределения (15) связаны с индикатрисой рассеяния и с микрофизическими характеристиками рассеивающих частиц на трассе. При этом характеристики пучка зондирующего излучения проявляются тем меньше, чем сильнее неравенство $(D_0 + 2\theta_n z)/2 < A(z)$, где D_0 — диаметр пучка зондирующего излучения на выходе передатчика; $A(z)$ — эффективный радиус рассеивающего объема на дистанции z (в пространстве предметов).

Для определения параметров распределения плотности мощности уравнение (16) приводится к виду

$$P_k = B[1 - \exp(-CR_k^2)], \quad (17)$$

где

$$C = 1/a^2; B = \pi a^2 b.$$

Уравнение (17) имеет независимые решения в каждой точке дальности, так как параметры a и b являются функциями расстояния z_j . Для их определения используется метод наименьших квадратов. Заданному значению C_0 наилучшим образом соответствует значение

$$B_0 = \frac{\sum_k P_k [1 - \exp(-C_0 R_k^2)]}{\sum_k [1 - \exp(-C_0 R_k^2)]^2}. \quad (18)$$

Значениям C_0 и B_0 наилучшим образом соответствует значение поправки

$$\Delta C_1 = \frac{\sum_k P_k R_k^2 \exp(-C_0 R_k^2)}{\sum_k B_0 R_k^4 \exp(-2C_0 R_k^2)} - \frac{\sum_k B_0 R_k^2 \exp(-C_0 R_k^2) [1 - \exp(-C_0 R_k^2)]}{\sum_k B_0 R_k^4 \exp(-2C_0 R_k^2)}. \quad (19)$$

Поправка ΔC_1 уточняет решение. При этом новое (уточненное) значение C_1 определяется как

$$C_1 = C_0 + \Delta C_1. \quad (20)$$

Повторением процедур (18)–(20) можно получить новые значения B_1 , ΔC_2 и C_2 и уточнить решение уравнения (17). Многократно повторяя итерационные процедуры, можно найти значения C_N и B_N , где N — число итераций, при котором $\Delta C_N/C_N \leq \delta$ (здесь δ — задаваемая относительная погрешность расчета).

Конечным результатом такого расчета являются значения параметров распределения плотности мощности лидарного сигнала в плоскости пространственного фильтра для каждой точки дальности z_j

$$a(z) = \frac{1}{\sqrt{C_N(z)}} \text{ и } b(z) = \frac{C_N(z) B_N(z)}{\pi}.$$

На основе этих значений можно определить асимптотический сигнал — мощность лидарного сигнала, при условии, что радиус окна фильтра $R_k \gg a(z)$ в уравнении (16)

$$P(z)|_{R \gg a} = \pi a^2(z) b(z) \quad (21)$$

и значения параметров распределения энергетической яркости в плоскости лидарного наблюдения (в пространстве предметов)

$$A(z) = \frac{a(z)z}{f} \text{ и } B(z) = \frac{4b(z)}{\pi q^2},$$

где $q = D_n/f$ — относительное отверстие приемного объектива, а D_n — диаметр его входной апертуры. Асимптотический сигнал (21) также может быть определен через параметры $A(z)$ и $B(z)$ рассеивающего объема

$$P(z)|_{R \gg a} = \frac{\pi^2 [A(z)]^2 B(z) D^2}{4z^2}.$$

5. Экспериментальные результаты

На рис. 5 представлено семейство из восьми лидарных сигналов (по числу реализованных размеров $2R_k$ окон пространственного фильтра), полученное при зондировании облака, находящегося на расстоянии 470 м от лидара. Каждый сигнал представляет усреднение отдельных реализаций измерений в десяти циклах зондирования.

Таким образом, представленные восемь зависимостей получены на основе 80 актов зондирования, выполненных с частотой повторения 24 Гц за интервал времени 3,33 с. Различие амплитуды сигналов на начальном отрезке трассы обусловлено различием значений теневой z_t и переходной зон z_n приема для каждого размера окна (см. рис. 4).

Наибольшая протяженность теневой и переходной зон соответствует окну наименьшего размера. С ростом размера окна фильтра наблюдается увеличение мощности регистрируемых сигналов,

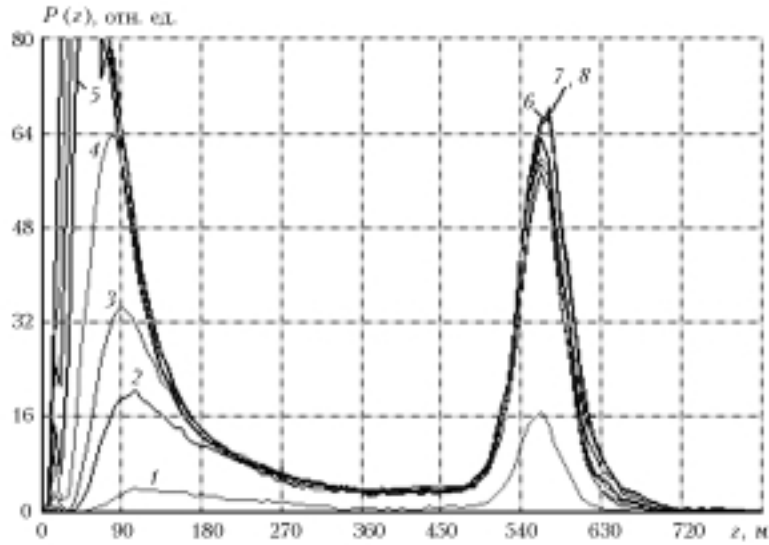


Рис. 5. Семейство усредненных лидарных сигналов при различных размерах окон пространственного фильтра: 1 – $2R = 1$ мм; 2 – 2; 3 – 3; 4 – 4; 5 – 6; 6 – 8; 7 – 10; 8 – 12

как в переходной зоне лидара (на первых 180 м), так и на дистанции облака. Последнее свидетельствует о наличии многократного рассеяния. Различие амплитуды сигналов особенно заметно на конце трассы зондирования, где энергетический вклад многократного рассеяния является преобладающим. Все без исключения сигналы в получаемых семействах хорошо коррелируют друг с другом за пределами переходной зоны, что свидетельствует о незначительном проявлении динамических изменений зондируемого объекта во временном интервале 3,33 с. Наибольшую техническую сложность представляет реализация лидарных измерений с окнами минимальных размеров. В случаях, когда поле зрения приемной системы приближается к угловой расходимости излучения передатчика ($\theta_0 \approx \theta_n$), становятся существенными даже незначительные разъюстировки оптических осей передатчика и приемной системы. В нашем случае уровень сигнала 1 на интервале дальности 270–500 м ограничен проявлением такой разъюстировки.

На основе семейства усредненных сигналов были рассчитаны параметры распределения плотности мощности лидарного сигнала в плоскости пространственного фильтра, которые представлены на рис. 6.

Энергетический параметр $b(z)$, физически представляющий плотность мощности лидарного сигнала в центре пятна, качественно повторяет динамику изменений сигналов в исходном семействе (см. рис. 5). Пространственный параметр $a(z)$, представляющий эффективный радиус пятна, в пределах переходной зоны обусловлен проявлением параллакса; за пределами ближней зоны и до облака он изменяется незначительно. В условиях однократного рассеяния параметр $a(z)$ определяется угловым размером сечения потока излучения передатчика. Последующий рост параметра $a(z)$ связан с увеличением наблюдаемого углового размера рас-

сеивающего объема, которое обусловлено повторными актами рассеяния в облаке.

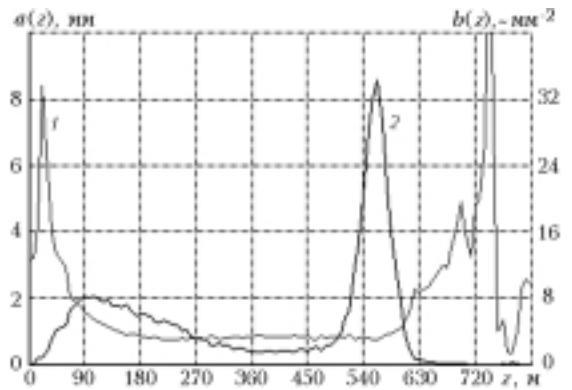


Рис. 6. Рассчитанные параметры лидарного сигнала: 1 – изменение поперечного размера пятна изображения $a(z)$; 2 – плотность мощности $b(z)$ в центре этого пятна

Используя параметры $a(z)$ и $b(z)$, можно разделить лидарный сигнал $P(z)$ на однократно и многократно рассеянные компоненты $P^{(1)}(z)$ и $P^{(2)}(z)$. Мощность компоненты $P^{(1)}(z)$ сосредоточена в центральной зоне изображения, ее величина оценивается как

$$P^{(1)}(z) = \pi(\bar{a})^2 b(z),$$

где \bar{a} – эффективный радиус изображения поперечного сечения потока излучения передатчика, который определяет поперечный размер однократно рассеивающего объема. Компонента многократного рассеяния может быть оценена как

$$P^{(2)}(z) = P(z) - P^{(1)}(z).$$

В качестве исходного (суммарного) сигнала $P(z)$ был использован сигнал $P_8(z)$ из семейства усредненных сигналов, который практически

совпадает с асимптотическим сигналом (21). Радиус \bar{a} пятна изображения можно оценить усреднением $a(z)$ на отрезке дальности, где $a(z) \approx \text{const}$. Однако такая оценка может содержать ошибку, если в сигналах на отрезке усреднения присутствовала компонента многократного рассеяния. Мы оценивали радиус \bar{a} на основе анализа семейства сигналов, получаемых при зондировании рассеивающего экрана. Оцениваемый радиус \bar{a} равен значению пространственного параметра $a(z_3)$ на дальности z_3 , равной расстоянию до экрана. Его значение за пределами переходной зоны равно 0,35 мм, не зависит от дальности и использовалось нами как калибровочная постоянная.

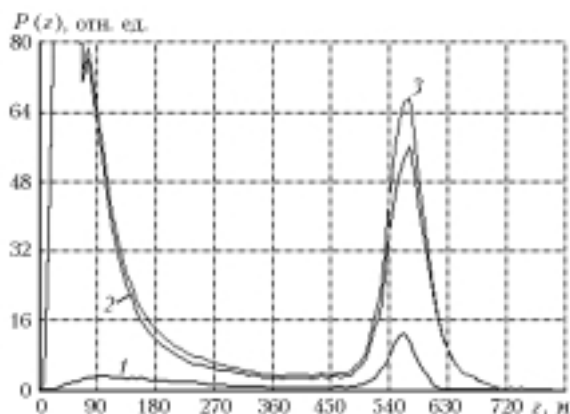


Рис. 7. Разделение компонентов лидарного сигнала $P(z)$: 1 – $P^{(1)}(z)$; 2 – $P^{(2)}(z)$; 3 – полный сигнал

На рис. 7 представлены суммарный сигнал $P_8(z)$ и его составные компоненты $P^{(1)}(z)$ и $P^{(2)}(z)$, оцененные по изложенной методике. Как видно из этого рисунка, за пределами переходной зоны и до облака сигнал однократного рассеяния 1 практически повторяет сигнал 1 в исходном семействе, соответствующий окну минимального размера (см. рис. 4), в котором МР проявляется незначительно. А сигнал МР 2 близок по значению к суммарному сигналу 3. С проникновением в облако энергетический вклад МР в суммарный сигнал становится преобладающим, как и в пределах переходной зоны ($z < 180$ м).

Качество представленных оценок может быть вполне достаточным для практического применения.

V.V. Bryukhanova, I.V. Samokhvalov, A.I. Abramochkin, S.A. Abramochkin, A.A. Tikhomirov. Multiply scattered lidar return from water-droplet clouds.

We have analyzed the lidar equation that was obtained earlier for the inhomogeneous atmosphere with regard for single and double scattering. It is shown that double scattered «forward-backward» and «backward-backward» photon trajectories equally contribute to the backscattering intensity. This significantly simplifies the lidar equation, if the sounding pulse penetrates into the cloud to the depth that is small as compared with the scattering volume diameter at the cloud top.

It is shown that the double scattered lidar return is more sensitive to the aerosol microstructure than the single scattered one. A lidar with changeable field of view is described. This lidar allows separating the multiple scattering component in the total lidar return. The technique for estimating the multiply scattered lidar return is based on the hypothesis about normal distribution of multiple scattering intensity of the signal received in the image plane of the scattering volume at the predetermined distance.

The results of the experimental research of the structure of lidar return multiply scattered from droplet cloud are discussed.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 01-05-65209) и Минпромнауки и технологий РФ (рег. № 06-21).

1. Полонский И.Н., Зега Э.П., Кацев И.Л. Лидарное зондирование теплых облаков и определение параметров их микроструктуры // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана 2001. Т. 37. № 5. С. 672–680.
2. Bruscalioni P., Ismaelli A., Zaccanti G. Monte-Carlo Calculation of LIDAR returns: Procedure and Results // Appl. Phys. B. 1995. V. 60. P. 325–329.
3. Bissonnette L.R., Hutt D.L. Multiply scattered aerosol lidar returns: inversion method and comparison with in situ measurements // Appl. Opt. 1995. V. 34. № 30. P. 6959–6975.
4. Eloranta E.W. A Practical Model for the Calculation of Multiply Scattered Lidar Returns // Appl. Opt. 1998. V. 40. P. 2464–2472.
5. Veretennikov V.V., Abramochkin A.I., Abramochkin S.A. Experimental research of stratocumulus cloudiness above city of Tomsk with changeable field-of-view lidar // Proc. SPIE. 2002. V. 5059. P. 179–188.
6. Разенков И.А., Самохвалов И.В., Таргонский С.Н. Лидарное исследование микроструктуры дымового аэрозоля // Оптика атмосф. 1988. Т. 1. № 12. С. 22–25.
7. Лазерное зондирование промышленных аэрозолей / В.Е. Зуев, Б.В. Кауль, И.В. Самохвалов, К.И. Кирков, В.И. Цанев. Новосибирск: Наука, 1986. 188 с.
8. Самохвалов И.В. Уравнение лазерного зондирования неоднородной атмосферы с учетом двукратного рассеяния // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1979. Т. XV. № 12. С. 1271–1279.
9. Самохвалов И.В., Брюханова В.В. // Взаимодействие излучений и полей с веществом: Матер. Второй Байкальской школы по фундаментальной физике. Иркутск, 1999. С. 444–449.
10. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 165 с.
11. Абрамочкин А.И., Тихомиров А.А. Оптимизация приемной системы лидара. 2. Пространственные фильтры, // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 12. № 4. С. 345–356.
12. Тихомиров А.А. Додетекторная обработка сигналов обратного рассеяния при лазерном зондировании атмосферы // Изв. вузов. Физ. 2001. № 10. С. 93–104.
13. Abramochkin A.I., Abramochkin S.A., Tikhomirov A.A. Lidar receiver spatial filters for recording multiple scattering // Proc. SPIE. 1999. V. 3983. P. 458–462.
14. Донченко В.А., Самохвалов И.В., Матвиенко Г.Г. Экспериментальное исследование яркости и поляризационных характеристик многократно рассеянного назад излучения // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1971. Т. VII. № 11. С. 1183–1189.