

Б.В. Кауль, Х. Вернер, Х. Геррманн

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ЛИДАРНОГО СИГНАЛА ОТ КАПЕЛЬНЫХ ОБЛАКОВ

Рассматриваются следствия полученных ранее соотношений для азимутального распределения интенсивностей параллельного и кроссполяризованного компонентов двукратно рассеянного излучения, регистрируемого лидаром обратного рассеяния.

Теоретические выводы сравниваются с экспериментальными результатами, полученными на лидаре, позволяющем реализовать одновременно два угла поля зрения («Mikrolidar-DLR»). Показано, что при выполнении определенных геометрий эксперимента приближения двукратного рассеяния достаточно для интерпретации результатов зондирования. При этом отношение интенсивностей кроссполяризованного компонента и параллельного в канале, регистрирующем только двукратное рассеяние, зависит от распределения капель по размерам.

Экспериментальные исследования, выполненные в работах [1, 2], показали, что распределение в плоскости изображений интенсивностей ортогональных компонентов рассеянного в направлении назад излучения по разному зависит от азимутального угла прихода излучения. В работе [3] одним из авторов настоящего сообщения приведено математическое описание ярких картин, возникающих в фокальной плоскости приемного объектива при двух взаимноортогональных положениях линейного поляризатора, установленного на пути рассеянного излучения. Описание выполнено по схеме, ранее использованной для вывода уравнения локации в приближении двукратного рассеяния [4]. При этом предполагалось, что рассеяние происходит в полубесконечном слое, расстояние до которого много больше $1/\beta$, где β – коэффициент рассеяния. Это означает, что большая часть рассеянного света приходится на область малых угловых апертур приемной антенны. Для периферийных, исключая область, освещенную излучением первой кратности рассеяния, участков изображения получены следующие выражения для интенсивностей двукратно рассеянного излучения, возникающих при облучении среды пучком линейно поляризованного света:

$$I_{\parallel}^{(2)}(d, \psi) = \frac{F \beta A}{Z_0 f d} \exp(-\beta Z_0 d/f) \left[\bar{P}_{11} \cos^4 \psi + \bar{P}_{22} \sin^4 \psi - \frac{1}{2} \bar{P}_{33} \sin^2 2\psi \right], \quad (1)$$

$$I_{\perp}^{(2)}(d, \psi) = \frac{F \beta A}{2 Z_0 f d} \exp(-\beta Z_0 d/f) [\bar{P}_{11} + \bar{P}_{22} + \bar{P}_{33}/2] \sin^2 2\psi, \quad (2)$$

где $I_{\parallel}^{(2)}$, $I_{\perp}^{(2)}$ – интенсивности параллельного и перпендикулярного (относительно направления линейной поляризации лазерного излучения) компонентов двукратно рассеянного излучения, как функции d – расстояния от центра фокальной плоскости и ψ – азимутального угла, отсчитываемого от направления x , лежащего в плоскости колебаний электрического вектора лазерного излучения; f и A – соответственно фокусное расстояние и площадь приемного объектива; F – мощность лазерного излучения; Z_0 – расстояние от лидара до рассеивающего слоя; β – коэффициент рассеяния. Величины P_{ii} имеют следующий смысл:

$$\begin{aligned} \bar{P}_{11} &= \int_0^{\pi/2} P'_1(\theta) P'_1(\varphi) \cos \varphi \, d\varphi, & \bar{P}_{22} &= \int_0^{\pi/2} P'_2(\theta) P'_2(\varphi) \cos \varphi \, d\varphi, \\ \bar{P}_{33} &= \int_0^{\pi/2} [P'_3(\theta) P'_3(\varphi) - P'_4(\theta) P'_4(\varphi)] \cos \varphi \, d\varphi, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\theta = \pi - \varphi + d/f$; $P'(\varphi) = P(\varphi)/4\pi$ – элементы матрицы рассеяния как функции угла рассеяния φ . Обозначения и нормировки соответствуют принятым в монографии Дейрменджана [5].

Из формулы (2) можно получить связь между диаметром изображения при $\psi = (2n + 1)\pi/4$ и коэффициентом рассеяния света в среде. Если за край изображения принять расстояние d_m , на котором интенсивность падает до 7 % от ее значения в центре, можно записать

$$d_m = 2f/\beta Z_0. \quad (4)$$

Формулы (1), (2) получены в предположении о незначительном вкладе высших кратностей. Согласно оценкам, следующим из результатов численного моделирования процессов рассеяния методом Монте-Карло [6, 7], рассеянием высших кратностей можно пренебречь, если

$$\eta = \beta Z_0 \Phi_0 \leq 0,01, \quad (5)$$

где Φ_0 – половина угла раскрыва приемной антенны; Z_0, β – как и выше, расстояние до облака и коэффициент рассеяния.

Если условие (5) выполняется, то вклад рассеяния высших кратностей не превысит 10 %, вплоть до глубин проникновения в облако, соответствующих оптической толщине $\tau = 3 \div 4$.

Укажем сразу на противоречие, состоящее в том, что формула (4) и условие (5) несовместимы. В самом деле, для того чтобы изображение наблюдалось в полном объеме, половинный угол раскрыва антенны должен быть, согласно (4),

$$\Phi_0 = d_m/2f.$$

Если подставить это значение в (5), то будем иметь $\eta = 1$. Таким образом, получается, что если параметры приемной антенны и геометрия эксперимента выбраны так, что в поле зрения лидара уместится все изображение рассеивающего объема, то невозможно удовлетворить условие (5) и, следовательно, в сигнале должен присутствовать большой вклад рассеяния высших кратностей. Но результаты, представленные в [3], не оставляют места для сомнений, что экспериментальные данные авторов работы [1] хорошо описываются приближением двукратного рассеяния. Противоречие снимается тем, что картина распределения яркости, ответственная за фотографические изображения, полученные в [1], формируется рассеянием в тонком слое у границы рассеивающей среды. На это указывают результаты в [2], где лидарные измерения не дают уже столь простой картины распределения интенсивности по азимутальному углу ψ , как в [1]. Кратности рассеяния нарастают по мере увеличения оптической толщины, и если она не превышает величины порядка 0,1, то приближение двукратного рассеяния может выполняться при значениях η больше единицы.

Сопоставим изложенные выше теоретические положения с реальной схемой зондирования облаков, реализованной на лидаре Отделения лазерной техники Немецкого аэрокосмического управления (НАУ) [8]. Схема лидара представлена на рис. 1.

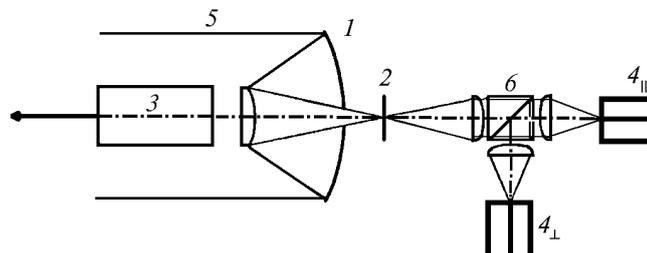


Рис. 1. Схема поляризационного лидара «Microlidar-DLR» с двумя полями зрения: 1 – каскадный объектив; 2 – диафрагма поля зрения; 3 – лазер; 4_⊥, 4_{||} – световоды центрального (внутреннего) и кольцевого (внешнего) полей зрения соответственно для параллельного и кроссполаризованного компонентов рассеянного излучения – 5; 6 – призма, разделяющая излучение на два пучка с взаимортогональными линейными поляризациями

Лидар имеет два угла поля зрения, которые формируются торцами световодов – внутренним в форме диска с диаметром 2 мм и внешним в форме кольца с внутренним диаметром 2 мм и внешним 7 мм. При фокусном расстоянии приемного объектива 370 мм половинные углы раскрыва составляют соответственно 3 мрад для внутреннего и от 3 до 9 мрад для внешнего

него световода. В лидаре имеется два таких световода, которые установлены после поляризационной призмы, разделяющей рассеянное излучение на компоненты, поляризованные параллельно и перпендикулярно направлению линейной поляризации лазерного излучения. Четыре детектора измеряют интенсивности параллельно и перпендикулярно поляризованных компонентов двух частей потока рассеянного излучения, пространственно разделенных по углам падения на приемную антенну. Половинный угол расходимости излучения лазера не превышает 3 мрад. Поэтому можно считать, что световой поток во внешнем световоде формируется исключительно за счет многократного рассеяния.

Нетрудно видеть, что при указанных выше параметрах лидара условие (5) выполняется, если $\beta Z_0 \approx 3$ для внутреннего поля зрения или $\beta Z_0 \approx 1$ для внешнего. Это означает, что приближением двукратного рассеяния можно пользоваться при работе лидара в непосредственной близости от облака на дистанциях порядка 0,1 км.

Следствием интегрирования формул (1), (2) по азимутальному углу ψ является следующее соотношение для интенсивностей параллельного и кроссполяризованного компонентов лидарного сигнала, поступающего на приемники внешнего поля зрения:

$$I_{\perp}^{(2)}/I_{\parallel}^{(2)} = (\bar{P}_{11} + \bar{P}_{22} + \bar{P}_{33}/2) / [3(\bar{P}_{11} + \bar{P}_{22}) - \bar{P}_{33}/2]. \quad (6)$$

Из этой формулы следует, что в рамках принятых предположений отношение (6) зависит только от величин, являющихся функционалами элементов матрицы рассеяния и, следовательно, от распределения облачных капель по размерам. При неизменности размеров отношение кроссполяризованного компонента к параллельному может изменяться в сторону увеличения только за счет рассеяния высших кратностей. Этот вывод подтверждается проведенными ранее расчетами лидарных сигналов на основе уравнения локации в приближении двукратного рассеяния. Описание результатов подобного расчета можно найти, например, на с. 150 монографии [10]. Из расчета следует, что на оптических глубинах, где сигнал двукратного рассеяния начинает преобладать над сигналом однократного рассеяния, отношение I_{\perp}/I_{\parallel} перестает возрастать и остается неизменным.

На рис. 2 представлен результат выполненного с использованием методов математической статистики расчета сигналов многократного рассеяния [9] для внешней кольцеобразной части поля зрения упомянутого выше лидара. Этот результат может быть использован для проверки формулы (6), поскольку параметры математического моделирования эксперимента приближены к выполнению соотношения (5), являющегося условием малого вклада рассеяния высших кратностей. Оказывается, что на дистанциях от 150 до 220 м отношение I_{\perp}/I_{\parallel} остается неизменным и составляет величину $0,4 \pm 0,007$. Случайные отклонения, по-видимому, объясняются ошибками недостаточного статистического накопления.

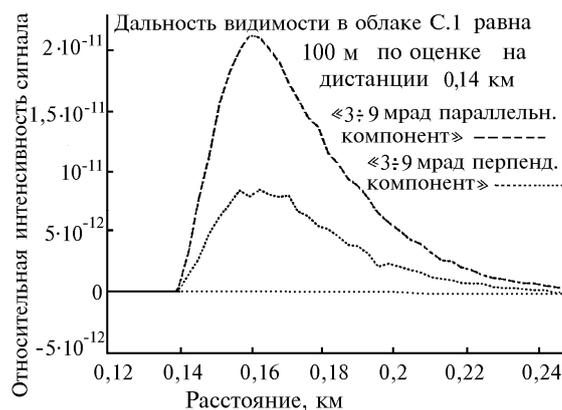


Рис. 2. Сигнал многократного рассеяния, полученный расчетом по методу Монте-Карло [9] при параметрах, соответствующих внешнему кольцевому полю зрения лидара «Microlidar-DLR»

Таким образом, формула (6) указывает на то, что в гомогенном облаке при выполнении условия (5) во внешней области поля зрения лидара компонент сигнала с перпендикулярной поляризацией будет воспроизводить сигнал с параллельной поляризацией при некотором постоянном коэффициенте пропорциональности, зависящем от размеров капель.

Пример такого поведения сигналов можно видеть на рис. 3, где во внешней (от 3 до 9 мрад) области поля зрения I_{\perp} воспроизводит I_{\parallel} с коэффициентом 0,5. Примечательно, что то же соотношение соблюдается и для излучения, поступающего во внутреннюю область (от 0 до 3 мрад) поля зрения на расстоянии (R) примерно до 30 м. Это ближняя зона лидара, в которой еще существенно экранирование центральной части поля зрения передним зеркалом кассегрендовской приемной антенны, так что однократно рассеянное излучение в значительной мере отсекается.

Таким образом, проведенное выше сопоставление теоретических и экспериментальных результатов дает уверенность, что приближение двукратного рассеяния в рассмотренной геометрии лидара и при соблюдении условия (5) может быть использовано для интерпретации результатов лазерного зондирования облаков. Возможность самолетного базирования лидара НАУ позволяет изменением дистанции варьировать параметр η так, что следствия этого приближения будут выполняться с хорошей точностью.

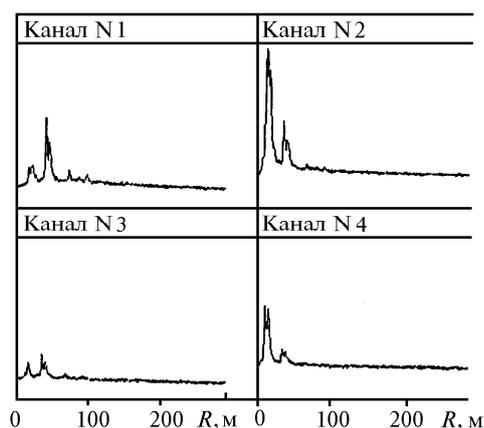


Рис. 3. Сигналы от морящего дождя, полученные посредством «Microlidar-DLR». Канал 1 – сигнал детектора внутреннего (от 0 до 3 мрад) участка поля зрения для компонента, поляризованного параллельно линейной поляризации лазерного излучения; канал 3 – то же для кроссполяризованного компонента; каналы 2, 4 – соответственно параллельный и кроссполяризованный компоненты во внешней (от 3 до 9 мрад) кольцевом участке поля зрения

1. Carswell A. I. and Pal S. R. // Appl. Opt. 1980. V. 19. N 24. P. 4123–4126.
2. Pal S. R., Carswell A. I. // Appl. Opt. 1985. V. 24. N 21. P. 3404–3471.
3. Кауль Б. В. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. N 10. С. 1428–1434.
4. Кауль Б. В., Самохвалов И. В. // Изв. вузов СССР. Сер. Физика. 1976. N 1. С. 80–85.
5. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 165 с.
6. Креков Г. М., Крекова М. М., Попков А. И. // IV-й Всесоюзный симпозиум по лазерному зондированию атмосферы: Тезисы докл. Томск, 1976. С. 151–153.
7. Кауль Б. В., Креков Г. М., Крекова М. М. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. N 11. С. 2408–2413.
8. Kirchbaumer W., Herrmann H., Nagel E. et al. // Optics & Laser Technology. 1993. N 25. P. 283 – 287.
9. Oppel U. G., Findling A., Kirchbaumer W. et al. DLR Forschungsbericht DLR-FB 89-36. DLR. 1989.
10. Зуев В. Е., Кауль Б. В., Самохвалов И. В. и др. Лазерное зондирование промышленных аэрозолей. Новосибирск: Наука, 1986. 185 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН, Томск,
Институт оптоэлектроники, Оберпфаффенхофен, ФРГ

Поступила в редакцию
26 марта 1996 г.

B. V. Kaul, H. Werner, H. Herrmann. **Polarization Structure of Lidar Returns from Water Clouds.**

The paper deals with colloraries from the relationships deduced earlier for azimuth distribution of intensities of parallel and crosspolarized components of repeatedly scattered radiation registered by a backscattering lidar.

The theoretical conclusions are compared with the experimental results obtained with the lidar (Microlidar DLR), which allows operation at two angles of field of view simultaneously. It is shown that under certain geometry of the experiment, an approximation of repeated scattering is sufficient for interpreting the sounding results. Therewith, the correlation between intensities of the crosspolarized component and the parallel one in the channel registering only the repeated scattering depends on the droplets size distribution.