

Моделирование характеристик светорассеяния капельных полидисперсных облаков

КРИВОРОТОВ К. А., НИ Е. В., БРЮХАНОВА В. В.

Национальный исследовательский Томский государственный университет г. Томск,
Россия

email: klim.andreevich@gmail.com, wolf.ni@yandex.ru, leo@mail.tsu.ru

Распространение света в атмосфере сопровождается разнообразными эффектами, обусловленными взаимодействием света с оптическими неоднородностями. На ослабление оптического излучения существенное влияние оказывают аэрозоли, т.к. упругое аэрозольное рассеяние (наблюдаемое на исходной частоте) является энергетически наиболее выраженным. Суть рассеяния заключается в изменении пространственного распределения интенсивности излучения, его частоты и состояния поляризации. Характеристики светорассеяния существенно зависят от микрофизических свойств вещества, поэтому рассеянный свет несет информацию об исследуемом объекте.

Лидары, широко используемые в развитых странах для исследования аэрозольных полей, позволяют получить информацию о геометрических и оптических свойствах зондируемых объектов с достаточно высоким пространственным разрешением практически в режиме реального времени.

В общем случае лидарный сигнал $P(r)$, поступающий из объема среды, находящегося на расстоянии r , можно представить как сумму сигналов первой, второй и более высоких кратностей рассеяния:

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

где $P^{(1)}(r)$, $P^{(2)}(r)$ и $P^{(n)}(r)$ – мощности компонент лидарного сигнала, обусловленных рассеянием 1-й, 2-й и n -й кратностей, соответственно.

Интерпретация данных лидарных экспериментов чаще всего осуществляется на основе уравнения лазерного зондирования, связывающего регистрируемую мощность отраженного излучения с параметрами приемо-передающей системы лидара и характеристиками среды

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

где $P^{(1)}(r)$ – мощность однократно рассеянного назад излучения, поступающего на вход приемной системы лидара с расстояния r , P_0 – мощность посылаемого в атмосферу излучения, A – площадь приемной апертуры лидара, c – скорость света в воздухе, τ – длительность импульса излучения лазера, $\chi(\pi, r)$ – индикатриса обратного рассеяния, $\sigma(r)$ – коэффициент рассеяния, $\tau(r)$ – оптическая толщина [1].

Данное уравнение справедливо для зондирования образований малой оптической плотности ($\tau \leq 1$), например слабых дымок. При зондировании более плотных образований, например облаков, туманов, плотных дымок лидарный сигнал обусловлен не только однократным, но и многократным рассеянием.

Во многих практически значимых случаях лидарный сигнал с достаточной точностью можно описать в приближении двукратного рассеяния. В этом случае лидарный сигнал можно представить как сумму сигналов первой и второй кратностей рассеяния:

$$P(r) = P^{(1)}(r) + P^{(2)}(r)$$

где мощность лидарного сигнала двукратного рассеяния в общем виде определяется следующим образом:

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

Здесь

$$I_1 = \int_0^{\theta_{\pi/2}} \int_0^r \frac{\sigma(z)\sigma(z_1)}{R(r,z,\gamma)} \chi(z,\gamma) \chi(z_1,\pi-\gamma) \sin \gamma dz d\gamma, \quad I_1 = \int_{\theta_{\pi/2}}^{\pi} \int_{z'(\gamma)}^r \frac{\sigma(z)\sigma(z_1)}{R(r,z,\gamma)} \chi(z,\gamma) \chi(z_1,\pi-\gamma) \sin \gamma dz d\gamma,$$

$$R(z,\gamma,r) = r^2 - (2r-z)z \sin^2 \frac{\gamma}{2}, \quad z_1 = z + \frac{r(r-z) \cos \gamma}{r-z \sin^2 \frac{\gamma}{2}}, \quad z'(\gamma) = r \left(1 - \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{4} \operatorname{ctg} \frac{\gamma}{2}\right).$$

Как следует из приведенных выражений, мощность лидарного сигнала двукратного рассеяния $P^{(2)}(r)$ определяется характеристиками приемо-передающей системы лидара и характеристиками среды. Однако, в отличие от (1) в (2) входит полная индикатриса рассеяния, что позволяет полагать, что выражение (2) более информативно о микроструктуре исследуемого образования [1].

Вид индикатрисы рассеяния зависит от дифракционного параметра, т.е. от соотношения размеров частицы и длины волны излучения, которое падает на частицу:

$$\rho = \frac{2\pi a}{\lambda}.$$

Индикатриса рассеяния частиц, размеры которых много меньше длины волны, имеет простой вид (рисунок 1а). По мере увеличения дифракционного параметра индикатриса рассеяния становится все более и более сложной (рисунок 1б, 1в) вследствие интерференции волн, отраженных от различных участков поверхности частицы.

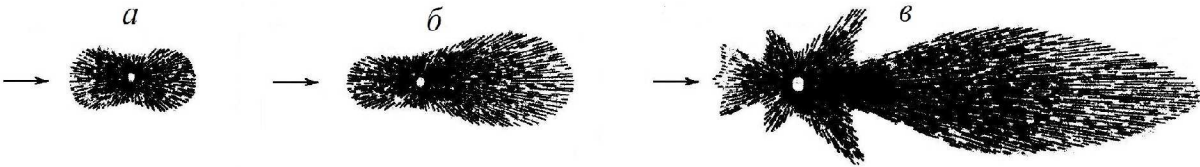


Рис. 1. Индикатриса рассеяния частиц трех различных размеров: а – малые частицы ($\lambda/10$), б – большие частицы ($\lambda/4$), в – частицы с размерами больше λ [2].

Выражение (2) имеет ряд особенностей: значение верхнего предела интегрирования параметра I_1 по углу рассеяния γ составляет меньше 1° , а при приближении угла рассеяния γ к верхнему пределу угол обратного рассеяния $\pi-\gamma$ стремится к 0, вследствие чего подынтегральное выражение параметра I_2

$$f(r, z', \gamma) = \sin \gamma \int_{z'(\gamma)}^r \frac{\chi(z,\gamma) \chi(z_1,\pi-\gamma)}{R(z,\gamma,r)} dz \quad (3)$$

резко возрастает и стремится к ∞ (рисунок 2).

Данная особенность приводит к невозможности вычисления значения функции (3) в точке $\gamma = \pi$. Поэтому для численного интегрирования параметров I_1 и I_2 нами используются методы наивысшей алгебраической точности с неравноотстоящими узлами [4].

Получение полной угловой зависимости в силу ее сложности возможно только благодаря численным расчетам. Поэтому при моделировании лидарного сигнала двукратного рассеяния на основе выражения (2) используются индикатрисы рассеяния, заранее рассчитанные с шагом 1° на основе программы POLY_2 [5].

Расчет значения индикатрисы рассеяния между узлами таблицы можно осуществить на основе кубической сплайн-интерполяции. Кубический сплайн хорошо аппроксимирует не очень гладкие функции, легко конструируется и является кривой наименьшего порядка, допускающей точки перегиба и изгиб в пространстве [6]. Недостатком кубических сплайнов является то, что они склонны осциллировать в окрестностях точки, существенно

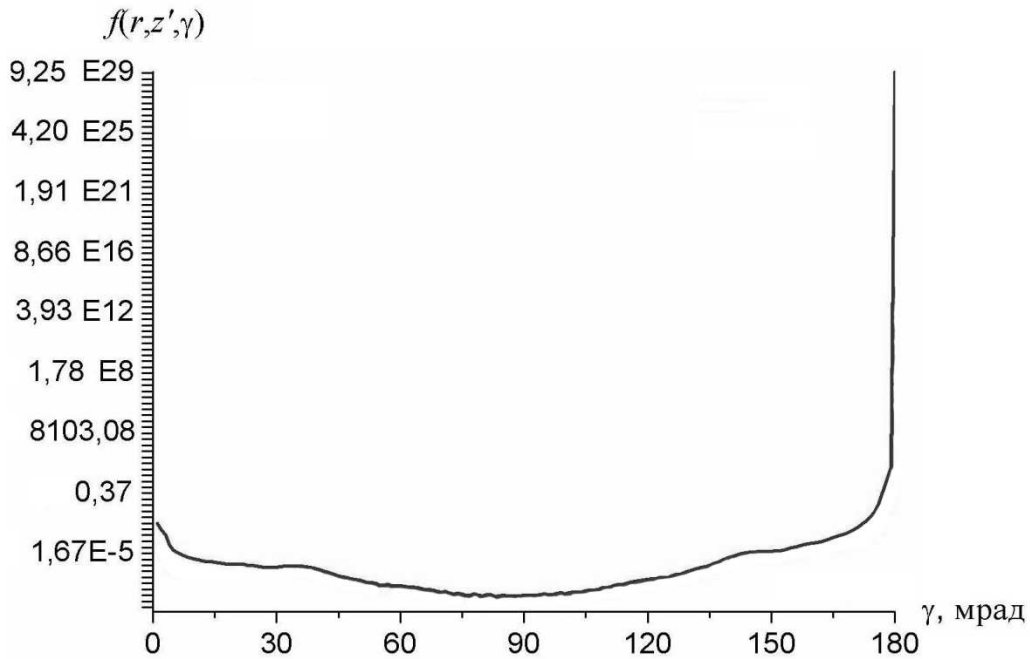


Рис. 2. Угловая зависимость подынтегрального выражения по γ для модели облака C1 [3].

отличающейся от соседних. Для устранения этой особенности можно использовать монотонный кубический сплайн – это особый вид сплайна, устойчивый к выбросам [7].

Из работы [8] нами был отобран ряд моделей капельных облаков, параметры микро-структуры которых варьируют в диапазонах: $r_m=1.18-10.2$ мкм, $\mu=0.6-23.6$ и $N=5-693$ см⁻³. На рисунке 3 представлены результаты монотонной кубической сплайн-интерполяции с использованием различных алгоритмов наиболее сложной угловой зависимости рассеянной капельным облаком интенсивности из рассматриваемых (модель облака $r_m=8$ мкм, $\mu=22.9$ и $N=360$ см⁻³).

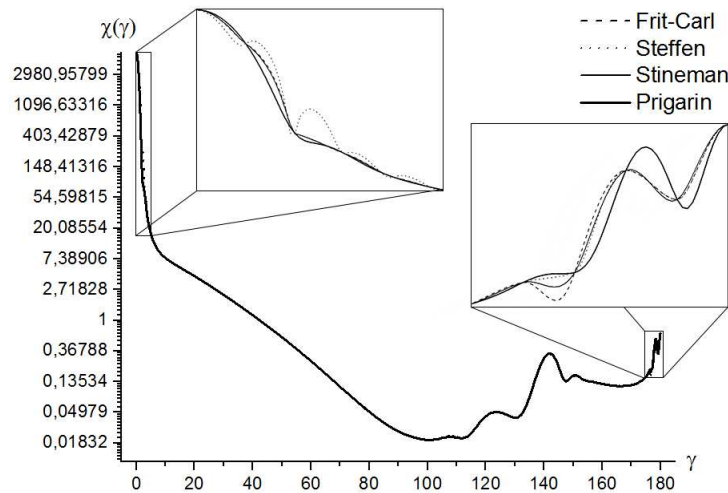


Рис. 3. Индикатриса рассеяния выбранной модели облака, рассчитанная с помощью программы POLY_2 (в легенде - Prigarin) с шагом 0.1, и интерполяционные кривые, полученные с использованием различных алгоритмов (Fritsch-Carlson, Steffen и Stineman [7, 9, 10]).

Анализируя полученные результаты, можно сказать, что интерполяционная кривая, полученная методом Steffen'a, совершенно точно не может быть использована из-за ее

сильных отклонений. Методы Fritsch-Carlson'a и Stineman'a, позволяют получить вид индикатрисы рассеяния близкий к ее виду при прямом расчете. Однако если обратить внимание на выделенный участок $175^\circ - 180^\circ$, можно сказать, что интерполяционная кривая Stineman'a является более гладкой и близкой по виду к кривой прямого расчета. Этот факт позволяет сделать вывод о том, что данный метод наиболее применим к расчету значений индикатрисы рассеяния между узлами таблицы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Грант № 16-05-00710).

Литература

1. Зуев Е.В., Кауль Б.В., Самохвалов И.В. и др. Лазерное зондирование промышленных аэрозолей. – Новосибирск: Наука, 1986. 188 с.
2. Маккартни Э. Оптика атмосферы. – М.: Мир, 1979. 422 с.
3. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. – М.: Мир, 1971 г. 165 с.
4. Брюханова В.В. Лидарный сигнал в приближении двукратного рассеяния от удаленных аэрозольных образований: дис. канд. физ.-мат. наук. – Томск, 2013.
5. Program Poly_2 to calculate optical properties of water droplet clouds.
– URL http://osmf.ssec.ru/~smp/INTAS_01-0239/main.html.
(дата обращения 17.05.2011).
6. Квасов Б.И. Методы изометрической аппроксимации сплайнами. – М.: Физматлит, 2006. 360 с.
7. Fritsch F.N., Carlson R.E. Monotone Piecewise Cubic Interpolation // SIAM Journal on Numerical Analysis. – 1980 – V.17 – N.2 – P. 238-246
8. Kokhanovsky A.A. Cloud Optics. – Springer, 2006. 283 p.
9. M. Steffen A simple method for monotonic interpolation in one dimension // Astronomy and Astrophysics. – 1990. – P. 443–450.
10. Russel W. Stineman A consistently well-behaved method of interpolation // Creative Computing. – 1980 – P. 54–57.