

В.Е. Зуев, В.В. Зуев, Б.С. Костин

РАЗДЕЛЕНИЕ КОМПОНЕНТ РАССЕЯНИЯ ПРИ МНОГОЧАСТОТНОМ ЛАЗЕРНОМ ЗОНДИРОВАНИИ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ

Рассмотрен алгоритм разделения аэрозольной и молекулярной составляющих рассеяния при многочастотном лазерном зондировании верхней атмосферы. Показано, что алгоритм устойчив относительно ошибок входных данных.

Разделение компонент рассеяния является важной и сложной задачей лазерного зондирования атмосферы. Особое значение эта задача приобретает, если речь идет о зондировании верхних слоев атмосферы. Здесь необходимо отметить два момента. Во-первых, рассеяние на аэрозольных частицах может давать вклад в оптические характеристики атмосферы, равный по величине вкладу молекулярной компоненте [1]. Следовательно, необходим учет аэрозольной компоненты рассеяния. Во-вторых, оптические характеристики верхней атмосферы достаточно невелики. Они представляют собой величины порядка 10^{-2} или 10^{-3} км⁻¹. Вполне естественным следствием этого факта являются жесткие требования к точности алгоритмов разделения компонент рассеяния.

Как правило, подобные алгоритмы основаны на априорном задании аэрозольных моделей [2]. В этом случае задача разделения сводится к нахождению одного или нескольких (в зависимости от объема измерительной информации) нормирующих множителей. Разумеется, эффективность данного подхода в значительной степени определяется выбором соответствующих моделей. Подобный подход вполне оправдан при одночастотном зондировании. Однако если используются дилеры с тремя и более рабочими длинами волн, то могут быть построены более эффективные алгоритмы разделения аэрозольной и молекулярной компонент рассеяния. Такие алгоритмы требуют меньшего объема задаваемой информации.

Напомним, что при зондировании верхних слоев атмосферы регистрируемые сигналы равны:

$$N(\lambda_i, h_l) = b(\lambda_i) h_l^{-2} T_a^2(\lambda_i, h_0) [\beta_\pi^m(\lambda_i, h_l) + \beta_\pi^a(\lambda_i, h_l)] T_a^2(\lambda_i, h_0 - h_l) T_m^2(\lambda_i, h_l) \Delta h_l, \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad (1)$$

где $N(\lambda_i, h_l)$ — число фотоимпульсов с расстояния h_l ; λ_i — длина волны, $b(\lambda_i)$ — калибровочная константа; $T_a^2(\lambda_i, h_0)$ — квадрат аэрозольной прозрачности атмосферы; $\beta_\pi^m(\lambda_i, h_l)$ и $\beta_\pi^a(\lambda_i, h_l)$ — соответственно молекулярный и аэрозольный коэффициенты обратного рассеяния; $T_a^2(\lambda_i, h_0 - h_l)$ — квадрат аэрозольной прозрачности слоя, заключенного между h_0 и h_l , $T_m^2(\lambda_i, h_l)$ — квадрат молекулярной прозрачности в слое от 0 до h_l , Δh_l — расстояние между двумя последовательными отсчетами (размер строка).

В общем случае система (1) состоит из n уравнений и содержит $2n$ неизвестных. Однако если воспользоваться аналитическим выражением спектральной зависимости коэффициентов молекулярного рассеяния, то число неизвестных в данной системе можно уменьшить. Действительно, коэффициенты молекулярного обратного рассеяния могут быть представлены в виде

$$\beta_\pi^m(\lambda_i, h_l) = p(\lambda_i) \beta_\pi^m(\lambda_1, h_l), \quad (2)$$

где $p(\lambda_i)$ — дробно-рациональная функция известного вида. Вид определяется теорией молекулярного рассеяния. В общем случае можно записать

$$p(\lambda_i) = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_i} \right)^4 \left(\frac{m_{0l} - 1}{m_{0i} - 1} \right)^2. \quad (3)$$

В выражении (3) значение показателя преломления воздуха определяется формулой Эдлена [3]

$$(m_{0i} - 1) \cdot 10^6 = 64,328 + \frac{29498.1}{146 - \frac{1}{\lambda_i}} + \frac{255.4}{41 - \frac{1}{\lambda_i}},$$

выполняющейся при $T_0 = 288$ К и $P_0 = 1013$ нбар. В результате число неизвестных в системе (1) уменьшается до $n+1$. Сделать задачу вполне определенной можно за счет аэрозольной компоненты [4]. Такое действие вполне правомерно, поскольку сигналы образуют совокупность взаимосвязанных величин.

Рассмотрим алгоритм решения подобной задачи. Алгоритм является итерационным. Выделим наименьшую длину волны для определения молекулярной компоненты и рассмотрим оставшиеся $n - 1$ уравнений, запишем эти уравнения в виде

$$\frac{N(\lambda_i, h_l) h_l^2}{b(\lambda_i) T_a^2(\lambda_i, h_0) T_m^2(\lambda_i, h_{l+1}) T_a^2(\lambda_i, h_0 - h_{l+1}) \Delta h_l} - \beta_{\pi}^m(\lambda_i, h_{l+1}) = \beta_{\pi,0}^a(\lambda_i, h_l), \quad i = 2, \dots, n, \quad (4)$$

где h_0 — высота, по которой произведена калибровка лидара; h_{l+1} — высота предыдущего строка, для которой определены все оптические характеристики. Напомним, что интерпретацию будем вести сверху, то есть $h_0 > h_{l+1} > h_l$. Решая затем обратную задачу аэрозольного светорассеяния в виде

$$\begin{aligned} \alpha s(r) + \frac{1}{(\Lambda_2 - \Lambda_1)(R_2 - R_1)^3} \int_{R_1}^{R_2} \int_{R_1}^{R_2} \int_{\Lambda_1}^{\Lambda_2} G(r, \eta) K_{\pi}(\lambda_i, m_i, \xi) K_{\pi}(\lambda_i, m_i, \eta) s(\xi) d\lambda d\xi d\eta = \\ = \frac{1}{(\Lambda_2 - \Lambda_1)(R_2 - R_1)^3} \int_{R_1}^{R_2} \int_{\Lambda_1}^{\Lambda_2} G(r, \eta) K_{\pi}(\lambda_i, m_i, \eta) \beta_{\pi,0}^a(\lambda_i, h_l) d\lambda d\eta, \end{aligned} \quad (5)$$

находим $s_{\alpha}(r)$ — функцию распределения частиц по размерам. В выражении (5) α — параметр регуляризации, $K_{\pi}(\lambda_i, m_i, r)$ — факторы эффективности обратного рассеяния, $G(r, \eta)$ — функция Грина для интегрально-дифференциального уравнения Эйлера. Поскольку структура подобных алгоритмов подробно рассмотрена в [5], то в данной статье останавливаться на этих вопросах не будем.

Далее, определив функцию распределения частиц по размерам, можно рассчитать любую характеристику аэрозольного светорассеяния. В частности, зная функцию распределения, можно рассчитать коэффициент аэрозольного ослабления

$$\beta_{\text{ex},1}^a(\lambda_i, h_l) = \int_{R_1}^{R_2} K_{\text{ex}}(\lambda_i, m_i, r) s_{\alpha}(r) dr \quad (6)$$

и квадрат аэрозольной прозрачности

$$T_{a,1}^2(\lambda_i, h_0 - h_l) = T_a^2(\lambda_i, h_0 - h_{l+1}) \exp\{\beta_{\text{ex}}^a(\lambda_i, h_{l+1}) + \beta_{\text{ex},1}^a(\lambda_i, h_l)\} \Delta h_l. \quad (7)$$

Разумеется, что рассчитанные значения являются первым приближением к реальным значениям. В целом процесс повторяется, начиная с формулы (4), до тех пор, пока не выполнится условие

$$|\beta_{\pi,j}^a(\lambda_i, h_l) - \beta_{\pi,j-1}^a(\lambda_i, h_l)| \leq \delta_1 \quad (8)$$

где j — номер итерации.

Следует заметить, что процесс сходится достаточно быстро. Это связано с тем, что значение экспоненты в (7) близко к единице.

Зная функцию распределения частиц по размерам, можно дать прогноз аэрозольных оптических характеристик для выделенной длины волны. Обозначим через $\beta_{\pi,q}^a(\lambda_i, h_l)$ значение коэффициента обратного рассеяния, рассчитанное по формуле (5). Предположим, что $T_{m,0}^2(\lambda_1, h_{l+1} - h_l) = 1$. Тогда уравнение

$$\frac{N(\lambda_i, h_l) h_l^2}{b(\lambda_1) T_a^2(\lambda_1, h_0) T_m^2(\lambda_1, h_{l+1}) T_a^2(\lambda_1, h_0 - h_l) T_{m,0}^2(\lambda_1, h_{l+1} - h_l) \Delta h_l} - \beta_{\pi,q}^a(\lambda_i, h_l) = \beta_{\pi,0}^m(\lambda_i, h_l), \quad (9)$$

будет определять нулевое приближение молекулярной компоненты. Найдем коэффициент молекулярного рассеяния, используя известное выражение

$$\beta_{\text{sc},0}^m(\lambda_i, h_l) = \frac{2}{3} \beta_{\text{sc},0}^m(\lambda_1, h_l). \quad (10)$$

Рассчитаем следующее приближение молекулярной прозрачности:

$$T_{m,1}^2(\lambda_i, h_{l+1} - h_l) = \exp\{[\beta_{sc}^m(\lambda_i, h_{l+1}) + \beta_{sc,0}^m(\lambda_i, h_l)] \Delta h_l\}, \quad (11)$$

и подставим в уравнение (9). Если не выполнено условие

$$|\beta_{\pi, \kappa}^m(\lambda_i, h_l) - \beta_{\pi, \kappa-1}^m(\lambda_i, h_l)| \leq \delta_2, \quad (12)$$

то процесс (начиная с формулы (9)) повторяется (κ — номер итерации). Заметим, что и этот процесс сходится быстро, так как квадрат прозрачности, определяемый формулой (11), близок к единице.

Затем с помощью формулы (2) рассчитываются значения коэффициентов обратного рассеяния. Формулы (3) позволяют определить коэффициенты молекулярного рассеяния. Затем в соответствии с

$$T_{m,1}^2(\lambda_i, h_{l+1} - h_l) = \exp\{[\beta_{sc}^m(\lambda_i, h_{l+1}) - \beta_{sc,1}^m(\lambda_i, h_l)] \Delta h_l\} \quad (13)$$

рассчитаем первое приближение квадрата молекулярной прозрачности. Образует разность

$$\frac{N(\lambda_i, h_l) h_l^2}{b(\lambda_i) T_a^2(\lambda_i, h_0) T_m^2(\lambda_i, h_{l+1}) T_a^2(\lambda_i, h_0 - h_l) T_m^2(\lambda_i, h_{l+1} - h_l) \Delta h_l} - \beta_{\pi, \kappa}^m(\lambda_i, h_l) = \beta_{\pi,1}^a(\lambda_i, h_l), \quad i = 2, \dots, n, \quad (14)$$

которая равна первому приближению аэрозольного коэффициента обратного рассеяния. Если выполняется условие

$$|\beta_{\pi, s}^m(\lambda_i, h_l) - \beta_{\pi, s-1}^m(\lambda_i, h_l)| \leq \delta_3, \quad (15)$$

то процесс обрывается. В противном случае он повторяется начиная с формулы (5). Как показали численные расчеты, для сходимости данного итерационного процесса необходимо выполнить 5–7 итераций.

С целью проверки устойчивости изложенного алгоритма был выполнен численный эксперимент. В качестве модели микроструктуры аэрозоля верхней атмосферы была выбрана модель H [6]. На высотах от 12 до 18 км вносилось «возмущение». Микроструктура его описывалась логнормальным законом [7]. Показатель преломления аэрозольных частиц выбран 1,43–0, что соответствует 75%-й серной кислоте [8]. Молекулярная компонента рассчитывалась по модели, приведенной в [9]. Некоторые результаты численного эксперимента показаны на рис. 1 и 2. Результаты относятся к лидару, работающему на четырех длинах волн ($\lambda_i = 0,339; 0,353; 0,532; 0,683$ мкм). На рис. 1 приведено поведение по высоте аэрозольного коэффициента обратного рассеяния для длины волны 0,339 мкм. Он иллюстрирует ошибку метода. Специфика алгоритма такова, что наибольшее отклонение точного коэффициента от «восстановленного» наблюдается на выделенной длине волны.

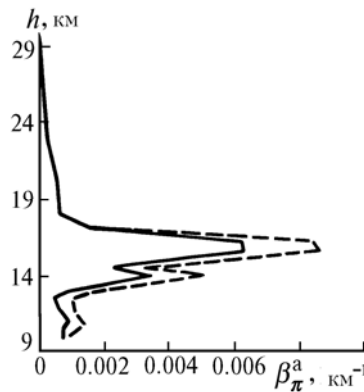


Рис. 1. Вертикальный профиль коэффициента обратного рассеяния для длины волны 0,339 мкм. Штриховая кривая — точное распределение, сплошная — «восстановленное»

Из рис. 1 видно, что с уменьшением высоты отклонение точного решения (штриховая кривая) от «восстановленного» (сплошная кривая) растет. Оно достигает максимума в слое аэрозольного возмущения. Рис. 2 характеризует устойчивость алгоритма.

На этом рисунке приведено поведение по высоте аэрозольного (рис. 2, *a*) и молекулярного (рис. 2, *б*) коэффициентов обратного рассеяния для двух длин волн: 0,339 мкм (сплошная кривая) и 0,683 мкм (штриховая кривая). Точками нанесены значения коэффициентов обратного рассеяния, которые получены при 5% ошибке сигналов. Из рисунка следует, что дополнительно вносимая ошибка мало искажает коэффициенты обратного рассеяния.

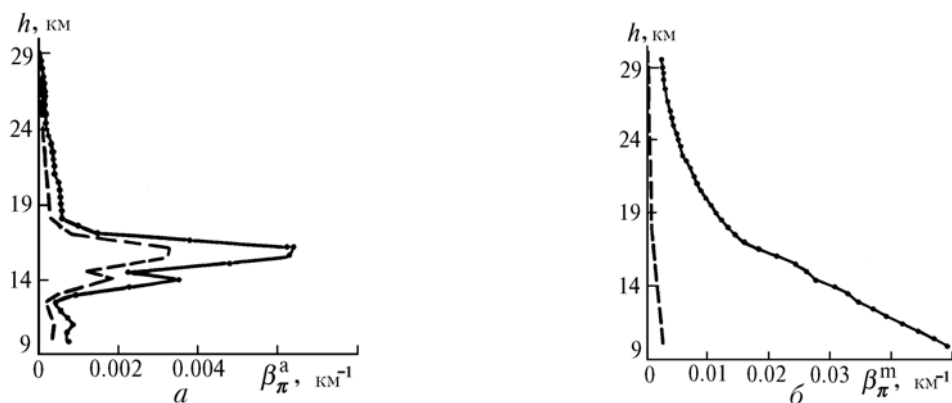


Рис. 2. Вертикальные профили коэффициентов обратного рассеяния

1. Philip M.T., Alleyne Hugo. // *Indian J. Phys.*, 59B. 1985. P. 151 – 163.
2. Russel P.V., Morley B.M., Livigston J.M. et al. // *Appl. Opt.* 1982. V. 31. № 9. P. 1541–1553.
3. Зуев В.Е., Креков Г.М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1986. 256 с.
4. Зуев В.Е., Наац И.Э. Обратные задачи оптики атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1990. 286 с.
5. Зуев В.Е., Наац И.Э. Обратные задачи лазерного зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1982. 241 с.
6. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 165 с.
7. Halperin B., Murcrav David G. // *Appl. Opt.* 1987. V. 26, № 11. P. 2222–2235.
8. Russel P.V., Swisser T.J., Mc Cormic M.P., Shu W.P., Livingston J.M., Perrin T.J. // *J Atmos. Sci.* 1981. V. 38. P. 1279–1294.
9. Ипполитов И.И., Комаров В.С., Мицель А.А. // *Спектроскопические методы зондирования атмосферы*. Новосибирск: Наука, 1985. С. 4–44.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
5 августа 1992 г.

V. E. Zuev, V. V. Zuev, B. S. Kostin. **Separation of Light Scattering Components Based on Multifrequency Laser Sensing of the Upper Atmosphere.**

An algorithm of separating aerosol and molecular scattering components based on multifrequency laser sensing of the upper atmosphere is considered. It is shown that the proposed algorithm is stable with respect to uncertainties of the input data.