

Т.З. Мулдашев, В.Е. Павлов, Я.А. Тейфель

### ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ АЭРОЗОЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИ РАССЕЯНИЯ ПО ЯРКОСТИ НЕБА В ВИДИМОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

Анализируются результаты численного решения уравнения переноса лучистой энергии в атмосфере с трехмодальным распределением частиц по размерам. Получены аппроксимационные формулы, позволяющие определять оптическую толщину рассеяния из данных наблюдений абсолютных индикатрис яркости.

При решении многих практических задач актинометрии и атмосферной оптики часто возникает потребность в оперативном определении оптической толщи атмосферы  $\tau$  и ее составляющих, обусловленных чистым рассеянием и поглощением света, в дневных условиях. Такая потребность в известной мере диктуется повсеместным возрастанием замутненности воздуха. Суммарная  $\tau$  вне полос молекулярного поглощения может быть определена из измерений интенсивности прямой солнечной радиации коротким методом Бугера. Однако после выделения рэлеевской составляющей  $\tau_R$  ее последующее разделение на компоненты

$$\tau = \tau_R + \tau_d + \tau_n, \quad (1)$$

где  $\tau_d$  и  $\tau_n$  — толщи аэрозольного рассеяния и поглощения, невозможно без привлечения дополнительной информации о рассеивающих свойствах атмосферы. Источником последней могут служить данные наблюдений абсолютных индикатрис яркости  $f(\varphi)$  безоблачного неба в солнечном альмукантарате ( $\varphi$  — угол рассеяния). В настоящей статье на основе решения уравнения переноса лучистой энергии анализируется предложенный ранее достаточно простой метод определения  $\tau_d$ , базирующийся на измерениях  $f(\varphi)$  [1], и приводятся рекомендации по его практическому использованию в видимой области спектра.

Следуя Е.В. Пяковской-Фесенковой [2], представим абсолютную наблюдаемую индикатрису яркости как

$$\dot{f}(\varphi) = f_R(\varphi) + f_d(\varphi) + f_{2q}(\varphi), \quad (2)$$

где  $f_R(\varphi)$  и  $f_d(\varphi)$  — молекулярная и аэрозольная индикатрисы однократного рассеяния, а  $f_{2q}(\varphi)$  — добавка, обусловленная многократным рассеянием и отражением света от подстилающей поверхности с альбедо  $q$ . Если предположить, что световой поток, однократно рассеянный частицами аэрозоля в заднюю полусферу, примерно равен разности потоков многократно рассеянного излучения в переднюю и заднюю полусферы, т.е.

$$2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} f_d(\varphi) \sin \varphi d\varphi \approx 2\pi \int_0^{\pi/2} f_{2q}(\varphi) \sin \varphi d\varphi - 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} f_{2q}(\varphi) \sin \varphi d\varphi, \quad (3)$$

то достаточно легко прийти к следующему соотношению [1]:

$$\tau_d \approx \tau'_d = 2\pi \int_0^{\pi/2} f(\varphi) \sin \varphi d\varphi - 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} f(\varphi) \sin \varphi d\varphi, \quad (4)$$

позволяющему производить определения аэрозольной толщи рассеяния  $\tau_d$  из наблюдений  $f(\varphi)$ . Этот метод обладает рядом практических преимуществ по сравнению с другими [2]: результаты определения  $\tau_d$  не зависят от аэрозольной стратификации атмосферы [3], от наличия слабого поглощения [3, 4] и от альбедо подстилающей поверхности [1], если ее отражательные характеристики не слишком далеки от ламбертовых. Вопрос же о том, насколько предположение (3), а следовательно, и формула (4) соответствуют действительности, может быть решен только на основании теоретических расчетов  $f(\varphi)$  при разумном задании аэрозольной индикатрисы рассеяния  $f_d(\varphi)$ .

При построении аэрозольной модели для расчетов  $f(\varphi)$  при разных длинах волн и различной замутненности мы стремились к тому, чтобы она адекватно отражала оптические свойства реальной атмосферы.

ры. Согласно [5] оптические характеристики атмосферной дымки достаточно надежно описываются с помощью трех логнормальных распределений частиц по размерам, включающих ядра Айткена  $a$ , субмикронный  $b$  и грубодисперсный  $c$  аэрозоли. Выбор параметров распределений и весовые соотношения между фракциями можно осуществить, воспользовавшись найденной из наблюдений средней аэрозольной функцией рассеяния [6] в области спектра  $\lambda = 0,55$  мкм. С помощью таблиц [7] было установлено, что эта функция в практически наблюдаемом диапазоне углов  $2^\circ \leq \varphi \leq 160^\circ$  наилучшим образом аппроксимируется суммой трех индикатрис, соответствующих параметрам распределений  $\sigma^2 = 0,3$  и  $a' = -1,0$  (ядра Айткена, 15%),  $\sigma^2 = 0,4$  и  $a' = 0,4$  (субмикронная фракция, 60%) и  $\sigma^2 = 0,5$  и  $a' = 0,8$  (грубодисперсная фракция, 25%) с показателем преломления  $n = 1,5$  (рис. 1). Здесь  $\sigma$  — дисперсия логарифмов радиусов;  $a' = \ln \rho_0$ ;  $\rho_0 = \frac{2\pi r_0}{\lambda}$ ;  $r_0$  — средний геометрический радиус частиц.

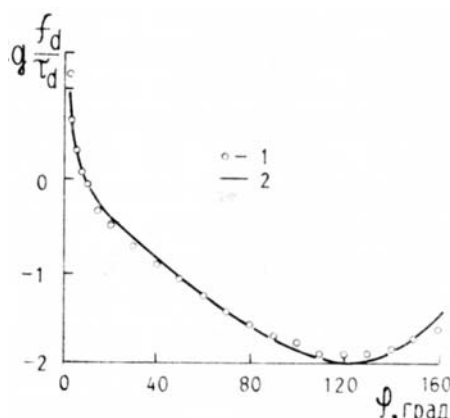


Рис. 1. Аэрозольная индикатриса рассеяния по данным наблюдений (1) и ее аппроксимация с помощью трехмодального распределения частиц по размерам (2)

Оптические толщи, соответствующие каждой из вышеперечисленных групп частиц  $\tau_{da}$ ,  $\tau_{db}$  и  $\tau_{dc}$ , приведены в табл. 1. В ней же указаны суммарная аэрозольная  $\tau_d$  и рэлеевская  $\tau_R$  оптические толщи. Все аэрозольные толщи относятся к условиям высокой атмосферной прозрачности при факторе мутности  $T = \frac{\tau_R + \tau_d}{\tau_R}$  в области спектра  $\lambda = 0,55$  мкм, равном 2. В работе рассмотрены также случаи  $T = 3$  и  $T = 4$ , эквивалентные умеренной и значительной замутненности атмосферы.

Таблица 1

$\lambda$ , мкм	$\tau_{da}$	$\tau_{db}$	$\tau_{dc}$	$\tau_d$	$\tau_R$
0,40	0,0314	0,0599	0,0231	0,1144	0,3631
0,55	0,0147	0,0588	0,0245	0,0980	0,0980
0,65	0,0096	0,0549	0,0249	0,0894	0,0500

Расчеты  $f(\varphi)$  проводились посредством численного решения уравнения переноса излучения для плоскопараллельной модели атмосферы:

$$\mu \frac{\partial I}{\partial t} + I + \frac{\omega}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\psi' \int_{-1}^1 g(\psi') I(t, \mu', \psi') d\mu' + \frac{\omega}{4} Sg(\varphi) e^{-t/\mu};$$

$$I(0, \mu, \psi) = 0, \mu > 0; \tag{5}$$

$$I(\tau, \mu, \psi) = \frac{q}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\psi' \int_{-1}^1 I(\tau, \mu', \psi') \mu' d\mu' + qS e^{-\tau/\mu}, \mu < 0,$$

где  $I(t, \mu, \psi)$  — интенсивность рассеянного излучения на оптической глубине  $t$ ;  $\mu = \cos \Theta$  и  $\psi$  — сферические координаты направления;  $g(\varphi)$  — индикатриса однократного рассеяния, связанная с  $f_1(\varphi)$  как

$$g(\varphi) = \frac{4\pi}{\tau} f_1(\varphi); \quad (6)$$

$\omega$  — альbedo однократного рассеяния (в нашем случае полагалось равным единице);  $\zeta = \cos Z_0$ ;  $Z_0$  — зенитное расстояние Солнца;  $\pi S$  — спектральная солнечная постоянная.

Для решения (5) был применен метод сферических гармоник в модификации [8], позволяющей его эффективное использование для численного решения задач переноса излучения в средах с высокой анизотропией рассеяния. С помощью этого алгоритма производились расчеты интенсивности диффузного излучения в солнечном альмукуантарате  $J(\tau, \zeta, \psi)$ , связанной с индикатрисой яркости следующим соотношением:

$$f(\varphi) = \frac{I(\tau, \zeta, \psi)}{\pi S \sec Z_0 \exp(-\tau \sec Z_0)}, \quad (7)$$

причем

$$\cos \varphi = \zeta^2 + (1 - \zeta^2) \cos \psi. \quad (8)$$

Последнее соотношение накладывает ограничение на возможности определения индикатрисы  $f(\varphi)$  в области больших углов рассеяния: при  $\psi = 180^\circ$  максимальный угол рассеяния  $\varphi_{\max} = 2Z_0$ . Обычно плоскопараллельное приближение к реальной атмосфере считается допустимым при  $\cos Z_0 \geq 0,2$ , что соответствует  $\varphi_{\max} \sim 157^\circ$ . Если  $Z_0 \leq 45^\circ$ , то величина  $\varphi_{\max}$  не превышает  $90^\circ$  и вычисления интеграла в (4) оказываются невозможными. Анализ наблюдений и расчетов функций  $f(\varphi)$  свидетельствуют о том, что вычисления этого интеграла с приемлемой точностью могут быть выполнены лишь при наличии  $f(\varphi)$  с углами  $\varphi_{\max}$  не менее  $120^\circ$ . Таким образом, практическое использование соотношения (4), исходя из соображений чисто геометрического характера и учета применимости плоскопараллельного приближения, ограничено значениями  $\sec Z_0$  (или воздушных масс), равными  $\sim 2-5$ .

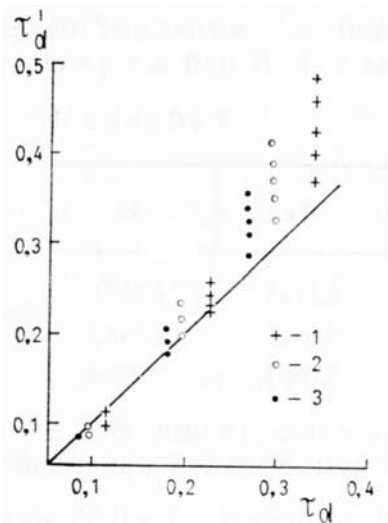


Рис. 2. Значения  $\tau'_d$  функции  $\tau_d$  для 0,4 мкм (1), 0,55 мкм (2) и 0,65 мкм (3)

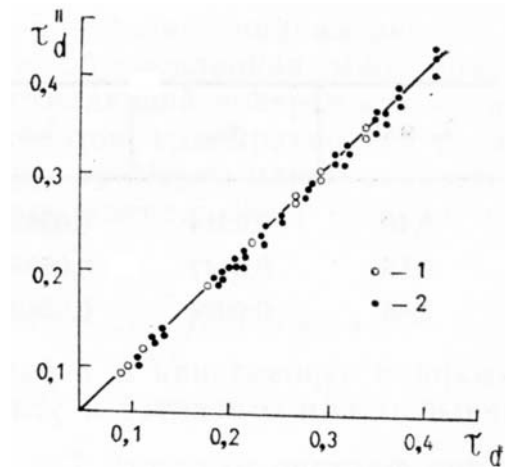


Рис. 3. Значения  $\tau''_d$  соответствующие исходным (1) и дополнительным (2) вариантам распределений частиц по размерам, в функции  $\tau_d$

На рис. 2 представлены результаты определения величин по формуле (4) для различных значений  $\cos Z_0$  в зависимости от истинных значений  $\tau_d$ , принятых в расчетах  $f(\varphi)$ . Прямая линия проведена под углом  $45^\circ$ . Вертикальное распределение точек снизу вверх при фиксированных  $\tau_d$  четко соответствует уменьшению  $\cos Z_0$ . Из рисунка видно, что использование соотношения (4) для определения аэрозольной толщи рассеяния лишь при  $\sim 0,15$ . При меньших  $\tau_d$  формула (4) приводит к заниженным, а при больших — к завышенным результатам.

Анализ расчетных данных приводит к следующему соотношению, связывающему величины  $\tau'_d$  и  $\tau_d$ :

$$\tau_d \approx \tau'_d = \frac{-(\delta + \beta \sec Z_0) + \sqrt{(\delta + \beta \sec Z_0)^2 + 4(\gamma + \varepsilon \cos Z_0) \tau'_d}}{2(\gamma + \varepsilon \sec Z_0)}. \quad (9)$$

Значения параметров  $\delta$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\varepsilon$  приведены в табл. 2.

$\lambda$ , мкм	$\delta$	$\beta$	$\gamma$	$\epsilon$
0,40	0,835	-0,0035	0,392	0,260
0,55	0,822	-0,0040	0,320	0,310
0,65	0,800	-0,0100	0,187	0,320

Результаты сопоставления величин  $\tau''_d$ , вычисленных с помощью соотношений (4) и (9), со значениями  $\tau_d$ , принятыми в расчетах  $f(\varphi)$ , представлены на рис. 3.

Чтобы судить о перспективах практического использования соотношений (4) и (9), необходимо оценить влияние возможных вариаций реальной индикатрисы рассеяния на сходимость  $\tau''_d$  и  $\tau_d$ . Вообще говоря, такие вариации уже были заложены в расчеты зависимости индикатрисы рассеяния от длины волны и фактора мутности. Так, коэффициенты асимметрии рассеянных световых потоков

$$\Gamma_1 = \frac{\int_0^{\pi/2} f_1(\varphi) \sin \varphi d\varphi}{\int_{\pi/2}^{\pi} f_1(\varphi) \sin \varphi d\varphi} \quad (10)$$

принимали крайние значения 1,47 ( $\Gamma_d = 8,79$ ) при  $T = 2$  в синей области спектра и 5,28 ( $\Gamma_d = 9,47$ ) при  $T = 4$  в красной области спектра. В скобках указаны соответствующие коэффициенты асимметрии аэрозольной индикатрисы. Кроме того, в пределах каждого спектрального участка нами были осуществлены вариации аэрозольной индикатрисы за счет изменения соотношений между фракциями частиц. Так, вклад ядер Айткена изменялся от 15 до 25%, субмикронных частиц — от 60 до 70%, а грубодисперсных — от 25 до 55%. Результаты расчетов  $\tau''_d$  с учетом таких вариаций спектров частиц представлены на том же рис. 3. Эти вариации приводят к некоторому дополнительному разбросу точек, не меняя картины в целом. Среднеквадратические отклонения  $\tau''_d$  от  $\tau_d$  для всех рассмотренных случаев при доверительной вероятности 0,95 составляют 2,8% ( $\lambda = 0,4$  мкм), 3,4% ( $\lambda = 0,55$  мкм) и 4% ( $\lambda = 0,65$  мкм).

Таким образом, соотношения (4) и (9) позволяют определять из наблюдений абсолютных индикатрис яркости  $f(\varphi)$  аэрозольную оптическую толщину рассеяния с вполне приемлемой для практики точностью. Границы применимости метода таковы:

$$0,09 \lesssim \tau_d \lesssim 0,4; 2 \lesssim \sec Z_0 \lesssim 5; 0,4 \leq \lambda \leq 0,65 \text{ мкм.}$$

1. Лившиц Г. Ш., Павлов В. Е. // Атмосферная оптика. М.: Наука, 1968. С. 59.
2. Пясковская-Фесенкова Е. В. Исследование рассеяния света в земной атмосфере. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 219 с.
3. Лившиц Г. Ш. Рассеяние света в атмосфере. Алма-Ата: Наука, 1965. 177 с.
4. Назаралиев М. А., Павлов В. Е. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1979. Т. 15. № 6. С. 619.
5. Розенберг Г. В., Горчаков Г. П., Георгиевский Ю. С., Любовцева Ю. С. // Физика атмосферы и проблемы климата. М.: Наука, 1980. С. 216.
6. Антюфеев В. С., Иванов А. И., Лившиц Г. Ш., Михайлов Г. А. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1980. Т. 16. № 2. С. 146.
7. Яновичкий Э. Г., Думанский З. О. Таблицы по рассеянию света полидисперсной системой сферических частиц. Киев: Наук. думка, 1972. 123 с.
8. Мулдашев Т. З., Султангазин У. М. // ЖВМ и МФ. 1986. Т. 26. № 6. С. 882.

Институт математики и механики АН КазССР  
Астрофизический институт им. акад. В. Г. Фесенкова АН КазССР,  
Алма-Ата

Поступила в редакцию  
5 июня 1989 г.

**T. Z. Muldashev, V. E. Pavlov, Ya. A. Tejfel. On the Determination of the Atmospheric Optical Depth due to Aerosol Scattering from the Sky Brightness Measurements in the Visible Spectral Region.**

The results of the numerical solution of the radiative transfer equation for the atmosphere containing the aerosol with three-modal particle sizes distribution are analyzed. The approximating formulae are derived for the determination of the aerosol optical depth from the observations of the absolute phase functions of the sky brightness.