

Т.Б. Журавлева¹, А.С. Шестухин², В.Е. Павлов², В.В. Пашнев³

Интегральный метод определения оптической толщи рассеяния по данным о яркости неба

¹Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск²Институт водных и экологических проблем СО РАН,³Алтайский государственный университет, г. Барнаул

Поступила в редакцию 20.02.2003 г.

На основе анализа данных решения уравнения переноса лучистой энергии в атмосфере методом Монте-Карло разработан интегральный подход к определению аэрозольных оптических толщ рассеяния из данных о наблюдении яркости неба в солнечном альмукантарате. Полученные аппроксимационные формулы относятся к двум длинам волн в видимом участке спектра, используемым в солнечных фотометрах NASA. Исследованы вопросы о границах применимости метода и его точности.

К числу важных проблем современной физики атмосферы относится широкомасштабное исследование поглотительной способности аэрозоля. Определение вертикальной оптической толщи τ безоблачной атмосферы обычно базируется на известном законе ослабления света (закон Бугера):

$$F = F_0 \exp(-\tau m), \quad (1)$$

где F_0 и F — спектральные потоки прямого солнечного излучения на верхней границе атмосферы и на уровне подстилающей поверхности; m — атмосферная масса в направлении на Солнце. Оптическая толщина τ включает в себя компоненты рассеяния τ_s и поглощения τ_{abs} , которые, в свою очередь, разделяются на молекулярную и аэрозольную составляющие:

$$\tau = \tau_s + \tau_{abs} = \tau_{ms} + \tau_{as} + \tau_{m,abs} + \tau_{a,abs}. \quad (2)$$

Здесь τ_{ms} , τ_{as} — молекулярная и аэрозольная оптические толщи (АОТ) рассеяния; $\tau_{m,abs}$, $\tau_{a,abs}$ — молекулярная и аэрозольная толщи поглощения соответственно.

Вычисление молекулярной компоненты τ_{ms} осуществляется стандартным образом. Выделение $\tau_{m,abs}$ может быть выполнено на основе подхода, предложенного в [1–3]. В рассматриваемом нами диапазоне длин волн $400 \leq \lambda \leq 700$ нм основным поглощающим газом является атмосферный озон, имеющий широкую континуальную полосу поглощения Шапюи.

Для определения АОТ поглощения необходимо знание АОТ рассеяния. Эта величина может быть найдена различными способами из данных наблюдения угловых и спектральных характеристик поля излучения с поверхности Земли. Большинство современных методик восстановления аэрозольной толщи рассеяния связано с измерениями яркости без-

облачной атмосферы в солнечном альмукантарате. (Заметим, что впервые идея об определении толщи рассеяния $\tau_s = \tau_{ms} + \tau_{as}$ из данных измерений яркости в альмукантарате Солнца была высказана Е.В. Пясковской-Фесенковой [4]; краткая библиография современных подходов к решению данной проблемы представлена в [5]).

Введем обозначения основных характеристик светорассеяния (см., например, [6]), которые будут использованы в настоящей работе. Абсолютная индикатриса яркости неба в солнечном альмукантарате $f(\varphi)$ (φ — угол рассеяния) связана с яркостью неба $B(\varphi)$ соотношением

$$B(\varphi) = E_0 \exp(-\tau m) m f(\varphi)$$

(E_0 — внеатмосферная солнечная постоянная). Абсолютная индикатриса яркости неба $f(\varphi)$ включает компоненты

$$f(\varphi) = f_{as}(\varphi) + f_{ms}(\varphi) + f_2(\varphi) + f_{sur}(\varphi), \quad (3)$$

где $f_{as}(\varphi)$ и $f_{ms}(\varphi)$ — коэффициенты направленного однократного аэрозольного и молекулярного рассеяния; $f_2(\varphi)$, $f_{sur}(\varphi)$ — члены, описывающие эффекты многократного рассеяния и влияние подстилающей поверхности.

По данным наблюдений индикатрисы яркости неба определяется функция

$$\tau_h = 2\pi \int_0^\pi f(\varphi) \sin \varphi d\varphi, \quad (4)$$

которую называют яркостной оптической толщиной атмосферы. На основе (3) величину τ_h традиционно представляют в виде

$$\tau_h = \tau_s + \tau_2 + \tau_{sur}, \quad (5)$$

где

$$\tau_s = 2\pi \int_0^\pi (f_{as}(\varphi) + f_{ms}(\varphi)) \sin\varphi d\varphi,$$

$$\tau_2 = 2\pi \int_0^\pi f_2(\varphi) \sin\varphi d\varphi, \quad \tau_{sur} = 2\pi \int_0^\pi f_{sur}(\varphi) \sin\varphi d\varphi.$$

Одна из простых методик восстановления τ_{as} по результатам измерений в альмукантарате Солнца предложена нами в работе [5]. В основу «разностной» методики положена идея о возможности определения τ_{as} через величину τ^* , которая определяется формулой

$$\tau^* = 2\pi \int_0^{\pi/2} f(\varphi) \sin\varphi d\varphi - 2\pi \int_{\pi/2}^\pi f(\varphi) \sin\varphi d\varphi. \quad (6)$$

Симметрия функции $f_{ms}(\varphi)$ относительно точки $\varphi = \pi/2$ и предположение о том, что $\int_0^{\pi/2} f_{sur}(\varphi) \sin\varphi d\varphi \approx$

$\approx \int_{\pi/2}^\pi f_{sur}(\varphi) \sin\varphi d\varphi$, означают, что величина τ^* оп-

ределяется аэрозольной компонентой атмосферы, эффектами многократного рассеяния и мало чувствительна к влиянию подстилающей поверхности. Эти обстоятельства позволили аппроксимировать связь между разностью τ^* и аэрозольной оптической толщиной рассеяния простыми формулами.

В настоящей работе для определения оптической толщины рассеяния $\tau_s = \tau_{ms} + \tau_{as}$ предлагается использовать вместо разности интегралов «вперед» и «назад» [формула (6)] их сумму, которая представляет собой не что иное, как яркостную оптическую толщину атмосферы τ_n [формула (4)]. Согласно (5) значение τ_n зависит от τ_s и величины $\tau_{2,sur} = \tau_2 + \tau_{sur}$, обусловленной многократным рассеянием и отражением света от подстилающей поверхности при альбедо A_s . По аналогии с «разностным» методом можно предположить, что между τ_s и τ_n существует некоторая функциональная связь. Цель настоящей работы состоит в выводе простых аппроксимационных формул для определения оптической толщины рассеяния τ_s (и, следовательно, τ_{as}) из экспериментально определяемой величины τ_n .

Очевидно, что возможность вывода этих формул напрямую связана с точностью оценки $\tau_{2,sur}$. Различные подходы, которые использовались для этой цели ранее, показали [6], что корректный учет $\tau_{2,sur}$ может быть осуществлен только на основе данных решения уравнения переноса излучения в атмосфере. Такие численные данные могут быть получены, например, с помощью алгоритмов метода Монте-Карло [7, 8]. Точность расчетов $f(\varphi)$ при использовании современных вычислительных технологий достаточно высока: относительные погрешности $\delta f(\varphi)$ для типичных аэрозольных индикатрис рассеяния излучения, оптической толщины рассеяния

$\tau_s \ll 1$ и секанса зенитного угла Солнца $\sec Z_\odot \leq 5$ не превышают десятых долей процента.

Вычисления абсолютных индикатрис яркости неба $f(\varphi)$ выполнялись, как и в [5], методом сопряженных блужданий (с учетом осевой симметрии системы «Земля–атмосфера–Солнце») в рамках плоскопараллельной, вертикально однородной молекулярно-аэрозольной атмосферы. Аэрозольная модель атмосферы включала в себя три группы частиц с нормальными логарифмическими распределениями их по размерам: ядра Айткена, субмикронную и грубодисперсную фракции [9]. Вытянутость аэрозольной индикатрисы рассеяния

$$\Gamma_a = \int_0^{\pi/2} f_{as}(\varphi) \sin\varphi d\varphi \bigg/ \int_{\pi/2}^\pi f_{as}(\varphi) \sin\varphi d\varphi$$

задавалась вариациями числа частиц в модах. В итоге были подобраны аэрозольные индикатрисы со следующими значениями Γ_a : $\lambda = 439$ нм – $\Gamma_a = 7,03; 8,6; 10,2$; $\lambda = 675$ нм – $\Gamma_a = 7,03; 9,7; 11,6$. (Напомним, что выбранные длины волн соответствуют спектральным участкам в солнечных фотометрах NASA в видимом диапазоне спектра [10]). Оптические толщины молекулярного рассеяния τ_{ms} принимались равными 0,2379 для $\lambda = 439$ нм и 0,0427 для $\lambda = 675$ нм; оптические толщины аэрозольного ослабления τ_a варьировались в интервале $0,1 \leq \tau_a \leq 0,9$ с шагом 0,2 (эти границы охватывают большинство экспериментальных значений АОТ, измеренных в промышленном городе [11]). Значения альбедо однократного рассеяния ω_a полагались равными $\omega_a \in \{0,7; 0,8; 0,9; 1,0\}$ и охватывали большинство случаев наличия в атмосфере частиц как природного, так и городского аэрозоля. Зенитный угол Солнца изменялся в пределах $60 \leq Z_\odot \leq 80^\circ$ ($2 \leq m \leq 5$); предполагалось, что в этом диапазоне углов Z_\odot справедливо равенство $\sec Z_\odot = m$. Значения спектрального альбедо подстилающей поверхности A_s выбирались соответственно равными 0,06 ($\lambda = 439$ нм)

и 0,15 ($\lambda = 675$ нм), что эквивалентно летним условиям для большинства типов земных покровов. Предполагалось, что поглощение света молекулами воздуха в рассматриваемых спектральных участках пренебрежимо мало.

Индикатрисы яркости неба $f(\varphi)$ рассчитывались в интервале углов $[0, \varphi_{\max}]$, где $\varphi_{\max} = 2Z_\odot$. Необходимая для последующих вычислений τ_n интерполяция $f(\varphi) \sin\varphi$ в интервале $[\varphi_{\max}, 180^\circ]$ осуществлялась с использованием полиномов третьей степени. Вследствие гладкости интерполируемой функции дополнительная погрешность, вносимая интерполяцией, не превышала 2–3% [12].

Прежде чем переходить к нахождению функциональной зависимости между τ_n и τ_s , оценим вклад в τ_n величины $\tau_{2,sur} = \tau_2 + \tau_{sur}$, где слагаемое $\tau_2 = \tau_{2,sur}$ ($A_s = 0$) называют оптической толщиной кратного рассеяния. Поскольку с возрастанием АОТ доля многократно рассеянного излучения в яркость

$B(\varphi)$ увеличивается, возрастает и относительный вклад компоненты τ_2 в τ_n . Как следует из представленных на рис. 1 результатов расчетов, доля τ_2 изменяется от $\approx 45\%$ при $\tau_a = 0,1$ до $\approx 85\%$ при $\tau_a = 0,7$.

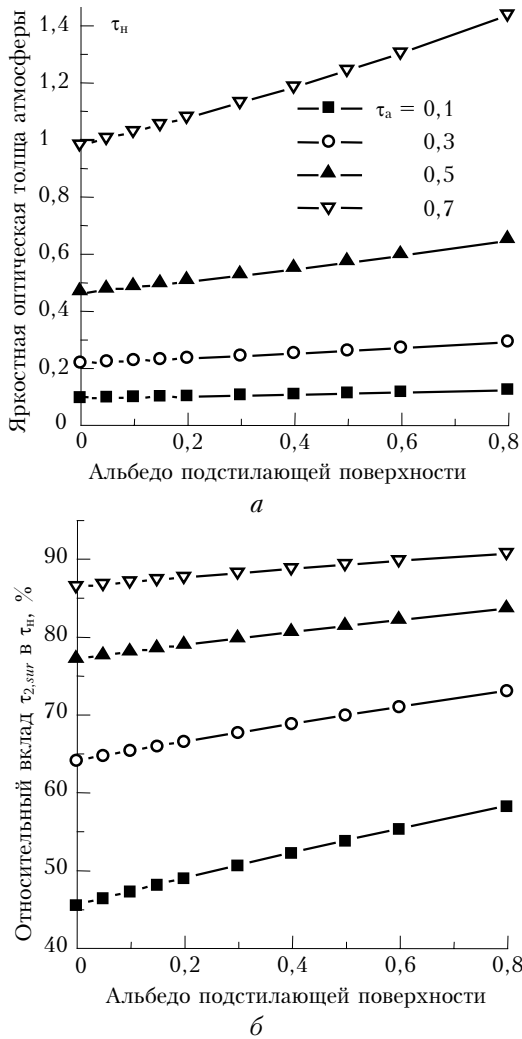


Рис. 1. Влияние альbedo подстилающей поверхности A_s на яркостную толщину атмосферы τ_n (а) и относительный вклад $\tau_{2,sur}$ в τ_n , % (б). Длина волны $\lambda = 439$ нм, $\Gamma_a = 8,77$, $m = 5$

В то же время относительный вклад τ_{sur} в τ_n уменьшается: если при $\tau_a = 0,1$ и вариациях A_s в интервале $0 \leq A_s \leq 0,8$ приращение τ_{sur} составило $\approx 12\%$, то при $\tau_a = 0,7$ относительная доля τ_{sur} не превосходила $\approx 5\%$. В связи с этим можно ожидать, что процедура восстановления τ_s из данных о τ_n будет наиболее эффективна при сравнительно небольших значениях альbedo A_s . Поэтому массив данных наблюдений, который можно анализировать с помощью «интегральной» методики, должен относиться к летним условиям.

Уже первые тщательные расчеты τ_n показали [13]: эта величина является функцией оптической толщи рассеяния τ_s в целом и слабо зависит от поглощения света аэрозолем при условии, что

$0,7 \leq \omega_a \leq 1$ и значения толщ рассеяния $\tau_s \approx 0,95$ для $\lambda = 439$ нм и $\tau_s \approx 0,65$ для $\lambda = 675$ нм. Более детально об этом можно судить из результатов, приведенных на рис. 2: при построении каждой из кривых τ_n как функции τ_s использованы расчеты $f(\varphi)$ для всех четырех значений $\omega_a \in \{0,7; 0,8; 0,9; 1,0\}$.

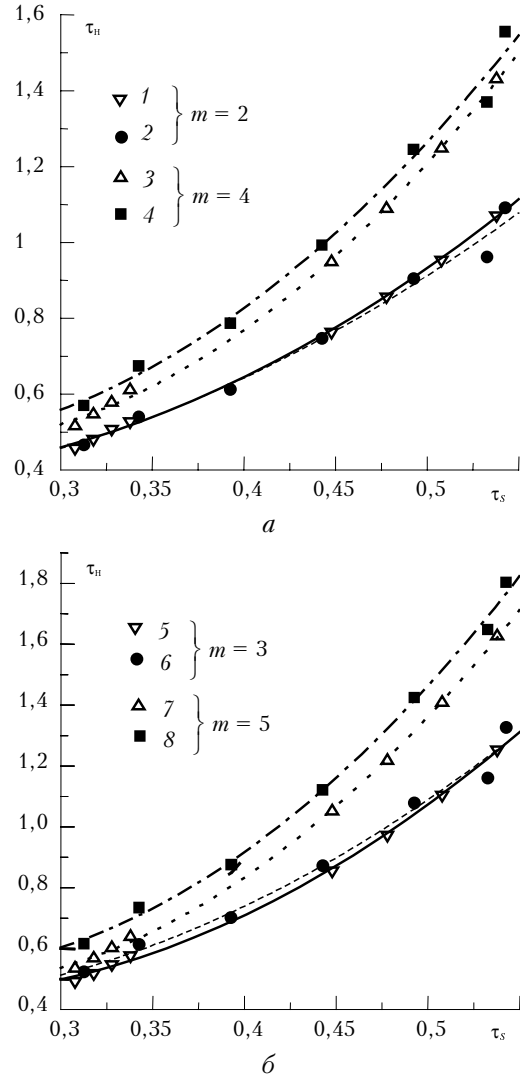


Рис. 2. Зависимость τ_n от τ_s при различных значениях m и длинах волн: 1, 3, 5, 7 — $\lambda = 439$ нм, 2, 4, 6, 8 — $\lambda = 675$ нм в интервале $0,3 \leq \tau_s \leq 0,55$

Обращает на себя внимание близость кривых, соответствующих длинам волн 439 и 675 нм, при относительно высоких положениях Солнца над горизонтом: $m \leq 3$. Поскольку вытянутость индикатрисы рассеяния излучения в молекулярно-аэрозольной атмосфере

$$\Gamma_1 = \frac{\int_{\pi/2}^0 [f_{as}(\varphi) + f_{ms}(\varphi)] \sin \varphi d\varphi}{\int_{\pi/2}^{\pi} [f_{as}(\varphi) + f_{ms}(\varphi)] \sin \varphi d\varphi}$$

существенно различна из-за вклада молекулярного рассеяния в разных участках спектра, можно сделать вывод, что при $m \leq 3$ она мало влияет на величину τ_n . Следует заметить, что влияние вытянутости индикатрисы рассеяния на τ_n может проявиться только через многократно рассеянный свет: с ростом m оно становится более заметным.

На рис. 3 представлены данные расчетов τ_n как функции τ_s при четырех значениях m в области спектра $\lambda = 675$ нм. При малой мутности атмосферы ($\tau_s \leq 0,15$) расхождения между кривыми не превышают 10%, что отмечалось ранее Е.В. Пясковской-Фесенковой по данным наблюдений [4]. С последующим ростом τ_s дифференцирование кривых по m становится все более четким, что обусловлено ростом вклада многократного рассеяния в яркость неба [9].

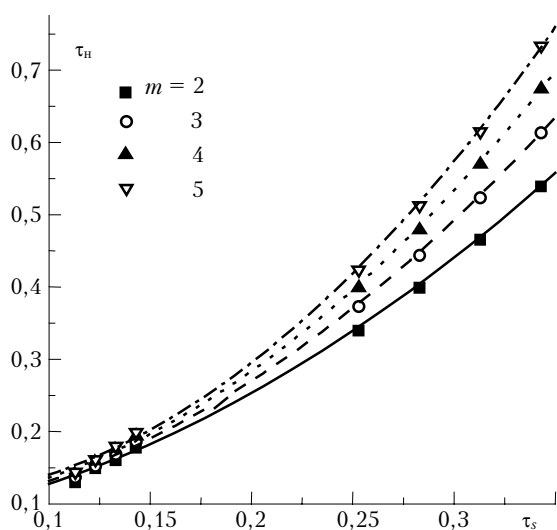


Рис. 3. Зависимость τ_n от τ_s при $0,1 \leq \tau_s \leq 0,35$ для $\lambda = 675$ нм ($\Gamma_a = 7,03$)

По аналогии с «разностной» методикой, по данным решения уравнения переноса излучения для вышеуказанных аэрозольных моделей атмосферы были выведены аппроксимационные формулы, связывающие τ_n и τ_s , причем исходной считалась величина τ_n , поскольку именно она служит основой для определения оптической толщи рассеяния. Для каждого спектрального участка значения τ_s были представлены в виде

$$\tau_s = K_2\tau_n^2 + K_1\tau_n + K_0. \quad (7)$$

Последующий анализ показал, что во избежание потерь точности определения τ_s вычисления коэффициентов K_i , $i = 0, 1, 2$, следует проводить для двух интервалов изменения τ_s : $0,31 \leq \tau_s \leq 0,54 \div 0,59$ и $0,54 \leq \tau_s \leq 0,92 \div 0,94$ для $\lambda = 439$ нм и $0,11 \leq \tau_s \leq 0,36 \div 0,39$ и $0,34 \leq \tau_s \leq 0,64 \div 0,67$ для $\lambda = 675$ нм. Эти изменения τ_s , по сути, охватывают абсолютное большинство вариаций оптических толщ рассеяния как природного, так и антропогенного аэрозоля.

Коэффициенты в формуле (7) зависят от атмосферной массы m (см. рис. 3) и с приемлемой точностью аппроксимируются полиномами второй степени:

$$K_i = P_{i,2}m^2 + P_{i,1}m + P_{i,0}, \quad i = 0, 1, 2. \quad (8)$$

Значения коэффициентов K_i , $i = 0, 1, 2$, при разных τ_s и вышеуказанных значениях Γ_a приведены в табл. 1, 2.

На рис. 4 на примере одной из аэрозольных моделей атмосферы ($\Gamma_a = 7,03$) представлены диапазоны изменчивости яркостной оптической толщи атмосферы τ_n , соответствующие интервалам изменения τ_s . Если значения τ_n принадлежат области пересечения интервалов $\tau_n^{(1)} \leq \tau_n \leq \tau_n^{(2)}$, то при расчете оптической толщи рассеяния могут быть использованы оба набора коэффициентов K_i , $i = 0, 1, 2$.

Таблица 1

Коэффициенты K_i , $i = 0, 1, 2$, для расчетов τ_s в области спектра $\lambda = 439$ нм

Диапазоны τ_s	$\Gamma_a = 7,03$	$\Gamma_a = 8,6$	$\Gamma_a = 10,2$
$0,31 < \tau_s < 0,59$	$K_2 = 0,0082m^2 - 0,023m - 0,196$ $K_1 = -0,019m^2 + 0,05m + 0,667$ $K_0 = 0,012m^2 - 0,062m + 0,104$	$K_2 = -0,0096m^2 + 0,123m - 0,476$ $K_1 = 0,015m^2 - 0,23m + 1,194$ $K_0 = -0,00195m^2 + 0,051m - 0,099$	$K_2 = -0,0004m^2 + 0,055m - 0,358$ $K_1 = -0,0041m^2 - 0,09m + 0,954$ $K_0 = 0,0082m^2 - 0,021m + 0,014$
$0,54 < \tau_s < 0,94$	$K_2 = -0,00163m^2 + 0,027m - 0,101$ $K_1 = 0,0025m^2 - 0,112m + 0,635$ $K_0 = 0,0057m^2 + 0,028m + 0,07$	$K_2 = -0,0078m^2 + 0,074m - 0,181$ $K_1 = 0,027m^2 - 0,3m + 0,95$ $K_0 = -0,0083m^2 + 0,131m - 0,091$	$K_2 = -0,0046m^2 + 0,0485m - 0,133$ $K_1 = 0,015m^2 - 0,202m + 0,765$ $K_0 = -0,00038m^2 + 0,071m + 0,014$

Таблица 2

Коэффициенты K_i , $i = 0, 1, 2$, для расчетов τ_s в области спектра $\lambda = 675$ нм

Диапазоны τ_s	$\Gamma_a = 7,03$	$\Gamma_a = 9,7$	$\Gamma_a = 11,55$
$0,11 < \tau_s < 0,39$	$K_2 = 0,018m^2 - 0,09m - 0,332$ $K_1 = -0,011m^2 + 0,018m + 0,859$ $K_0 = 0,0028m^2 - 0,015m + 0,024$	$K_2 = -0,0087m^2 + 0,122m - 0,73$ $K_1 = 0,014m^2 - 0,18m + 1,229$ $K_0 = -0,00127m^2 + 0,017m - 0,032$	$K_2 = 0,0011m^2 + 0,053m - 0,593$ $K_1 = 0,0045m^2 - 0,115m + 1,102$ $K_0 = 0,0022m^2 - 0,0081m + 0,012$
$0,34 < \tau_s < 0,67$	$K_2 = -0,00119m^2 + 0,035m - 0,182$ $K_1 = 0,0051m^2 - 0,13m + 0,815$ $K_0 = 0,001m^2 + 0,023m + 0,016$	$K_2 = -0,0069m^2 + 0,078m - 0,262$ $K_1 = 0,016m^2 - 0,218m + 0,974$ $K_0 = -0,001m^2 + 0,036m - 0,0052$	$K_2 = -0,0058m^2 + 0,07m - 0,239$ $K_1 = 0,014m^2 - 0,206m + 0,927$ $K_0 = 0,001m^2 + 0,025m + 0,021$

Заметим, что общий диапазон ($\tau_n^{(1)}, \tau_n^{(2)}$) в каждом спектральном интервале слабо зависит от степени вытянутости рассматриваемых в данной работе аэрозольных индикатрис рассеяния.

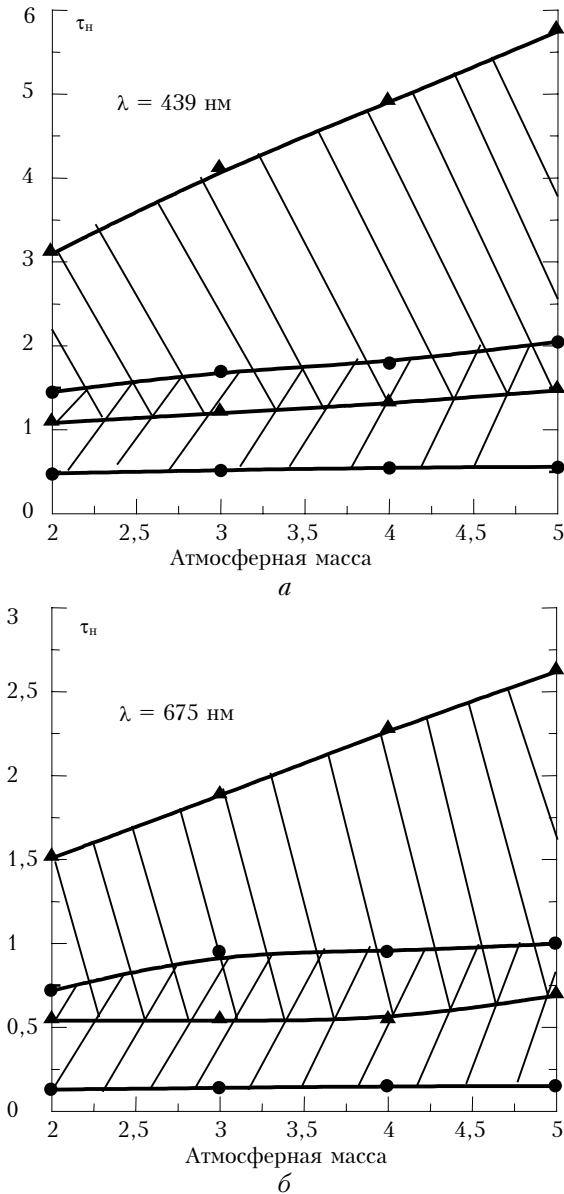


Рис. 4. Интервалы изменения τ_n , определяющие диапазоны изменения τ_s при расчетах по формуле (7): кружки соответствуют $0,31 \leq \tau_s \leq 0,54 \div 0,59$ ($\lambda = 439$ нм) и $0,11 \leq \tau_s \leq 0,36 \div 0,39$ ($\lambda = 675$ нм); треугольники — $0,54 \leq \tau_s \leq 0,92 \div 0,94$ ($\lambda = 439$ нм) и $0,34 \leq \tau_s \leq 0,64 \div 0,67$ ($\lambda = 675$ нм). $\Gamma_a = 7,03$

Таким образом, получены аппроксимационные формулы, базирующиеся на теории переноса излучения и позволяющие восстанавливать оптические толщи рассеяния τ_s по наблюдениям τ_n в интервале атмосферных масс $2 \leq m \leq 5$. О точности этих формул можно судить по данным табл. 3, где приведены относительные отклонения вычисленных τ_s от значений, изначально заложенных в расчеты.

Видно, что максимальные отклонения возникают при больших оптических толщах и атмосферных массах $m = 4 \div 5$. Систематические отклонения, характерные для некоторых строк (например, для $\lambda = 439$ нм, $\tau_s \geq 0,5079$, $\Gamma_a = 10,2$ и $m = 5$), являются следствием двукратного представления τ_s полиномами. В перекрывающихся участках $0,54 \leq \tau_s \leq 0,59$ для $\lambda = 439$ нм и $0,34 \leq \tau_s \leq 0,39$ для $\lambda = 675$ нм, как уже отмечалось выше, можно в равной мере использовать формулы для любого из двух диапазонов. Величина АОГ рассеяния τ_{as} определяется путем вычитания из найденной величины τ_s молекулярной компоненты τ_{ms} .

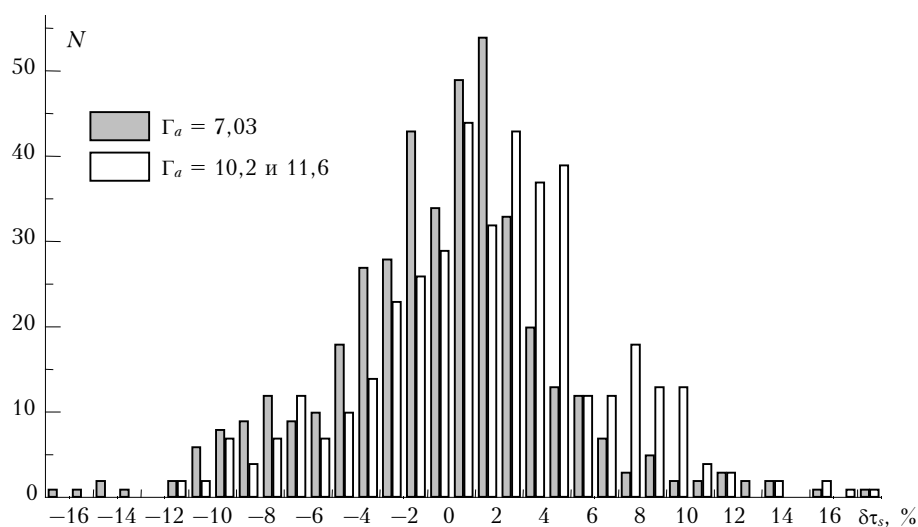
Решим вопрос о выборе значения Γ_a при практическом использовании предлагаемого метода определения τ_{as} . Несмотря на заметные различия в коэффициентах $P_{i,j}$, $i, j = 0, 1, 2$, в зависимости от Γ_a (см. табл. 1 и 2), приводимые для каждого спектрального интервала соотношения дают близкие результаты в расчетах τ_{as} независимо от аэрозольной модели. Проиллюстрируем последнее утверждение следующим образом. Выберем длину волны, например, $\lambda = 439$ нм. Аппроксимационные формулы, выведенные для первой ($\Gamma_a = 7,03$) и третьей ($\Gamma_a = 10,2$) аэрозольных моделей, последовательно используем в вычислениях τ_s по всему массиву рассчитанных τ_n ($\Gamma_a = 7,03; 8,6$ и $10,2$). Затем найдем $\tau_{as} = \tau_s - \tau_{ms}$ и сопоставим их с аэрозольными толщинами рассеяния, изначально заложенными в расчеты. Затем подобную же процедуру проделаем для красной области спектра, используя соответствующие параметры. Совмещенные гистограммы отклонений (%) по обоим участкам спектра представлены на рис. 5. Отчетливо видно, что они незначительно смещены друг относительно друга. Среднее отклонение с учетом знака составляет $\approx -0,5\%$ для первой гистограммы (формулы для $\Gamma_a = 7,03$) и $\approx 1,6\%$ для второй (формулы для $\Gamma_a = 10,2$ и $11,6$ для $\lambda = 439$ нм и $\lambda = 675$ нм соответственно), что не выходит за рамки обычных погрешностей измерений τ . Максимальные расхождения, достигающие 15–18%, возникают при малых ($\tau_a < 0,1$) и больших ($\tau_a > 0,4-0,5$) аэрозольных толщах. Среднеквадратическое отклонение при использовании второй модели в анализе всего массива данных составляет 4%. Здесь следует заметить, что абсолютная ошибка $\Delta \tau_a$ в определении τ_a методом Бугера обычно составляет 0,01–0,02; при $\tau_a = 0,1$ это эквивалентно относительной погрешности 10–20%; значения же $\tau_a > 0,4-0,5$ достаточно редко встречаются в реальных условиях.

Таким образом, на основе решения уравнения переноса излучения нами получены простые аппроксимационные формулы, позволяющие восстанавливать оптическую толщину рассеяния по данным относительно величины τ_n . «Интегральную» методику определения τ_{as} предпочтительно использовать в летний период, когда альbedo подстилающей поверхности невелико и его вариации мало сказываются на величине τ_n . В противном случае, когда

Точность восстановления оптической толщи рассеяния τ_s по формулам (7), (8). В выделенных столбцах указаны значения погрешностей, рассчитанных по формулам для перекрывающихся интервалов

τ_s		0,3079	0,3179	0,3279	0,3379	0,4479	0,4779	0,5079	0,5379	0,5079	0,5379	0,5879	0,6379	0,6879	0,7379	0,7279	0,7979	0,8679	0,9379
Γ_a	m	$\delta\tau_s (\lambda = 439 \text{ нм}), \%$																	
7	2	-0,8	-2	-2,5	-2,7	0,6	0,3	0,2	0,7	-1	-1,5	3,5	1,8	-0,5	-2,5	4,5	2	0,5	0,5
8,6	2	1,6	0,8	-0,6	-0,5	0,6	-0,2	-0,1	0	-1,7	-3,1	2,2	0,4	-1,6	-5,3	2,6	0,5	-0,6	0,4
10,2	2	-1,4	-2	-2,6	-3,5	0,5	-0,1	-0,3	0,1	-1,7	-2,8	2,3	0,7	-1,2	-3,3	3,1	1,2	-0,1	0,2
7	3	2,9	2	0,9	0,1	1,2	1,1	0,3	0,5	-2,1	-3	2,1	0,7	-1,5	-3,4	2	0,1	-1,2	0
8,6	3	1	0,4	-0,4	-1	1,3	0,6	0,3	0,9	-1,5	-1,9	2,8	1,5	-0,3	-2,5	2,9	0,8	-0,7	-0,1
10,2	3	1,9	1,1	0,4	-0,6	1,3	0,5	0,2	0,9	-2,3	-3	1,5	0	-2,1	-4,5	1,5	-0,8	-2,3	-1,4
7	4	3,9	3,2	2,5	1,7	2,9	2	1,8	2,3	-2,3	-2,2	1,4	0,8	-0,7	-2,5	0,6	-1,2	-2,3	-0,6
8,6	4	1,9	1,4	1	0,4	2,5	1,8	1,6	2,2	-0,6	0	3,7	3,1	1,3	-1,4	2,5	-0,8	-4,6	-7,9
10,2	4	3	2,4	1,7	1	2,1	1,3	1,1	2	-2,9	-2,8	1	0	-2	-4,7	-0,8	-3,8	-6,6	-7,2
7	5	3,2	3	2,7	2,4	3,4	2,7	2,5	2,9	-3,4	-2	0,8	1,2	0,5	-1,2	-1,6	-4	-6,7	-8,1
8,6	5	1,8	1,7	1,5	1,3	2,9	2,5	2,6	3,6	-2,1	-0,7	2,5	3,1	2,6	1,3	1,3	-0,3	-1,4	0,4
10,2	5	0,8	0,7	0,5	0,3	1,8	1,1	0,9	1,6	-5,3	-4,1	-1,2	-1,2	-2,4	-4,6	-3,5	-6,1	-8,4	-7,9
		<i>Среднеквадратическое отклонение</i>																	
		1,6	1,7	1,7	1,7	1	1	1	1,1	1,2	1,1	1,3	1,2	1,5	1,9	2,3	2,4	3	3,8

τ_s		0,1127	0,1227	0,1327	0,1427	0,2527	0,2827	0,3127	0,3427	0,3127	0,3427	0,3927	0,4427	0,4927	0,5427	0,5327	0,6027	0,6727	
Γ_a	m	$\delta\tau_s (\lambda = 675 \text{ нм}), \%$																	
7	2	-1,1	-1,3	-1,8	-2,3	1	0,4	0,2	0,3	-0,7	-1,8	3,1	1,3	-1	-3,3	3,1	1,1	-0,2	
9,7	2	1,8	-2,3	-0,8	-3,2	0,2	-0,7	-1	-0,7	-1	-2,2	2,6	0,8	-1,4	-3,5	2,5	0,9	0,4	
11,6	2	-3,9	-4,2	-4,7	-5,2	-1,9	-2,2	-2,2	-1,8	-2,3	-3	1,7	0,5	-1,3	-3,3	2,2	0,8	0,4	
7	3	1,9	1,1	0,2	-0,8	1	0,2	0	0,6	-1,9	-2,7	2,3	0,5	-1,9	-4,4	1,6	-0,4	-0,8	
9,7	3	1	0,1	-0,5	-1,7	0,7	-0,1	-0,2	0,4	-0,3	-1	4	2,5	0,4	-1,8	3,8	2,2	2,4	
11,6	3	1,2	0,7	-0,1	-0,9	0,8	-0,2	-0,6	-0,1	-1	-1,6	3,4	1,8	-0,3	-2,6	3,4	1,8	2,2	
7	4	2,7	2	1,4	0,5	1,7	0,9	0,9	2	-2,1	-2,3	2,5	1	-1,2	-3,6	1,3	-0,6	-0,4	
9,7	4	0,6	0,2	-0,1	-0,6	1,8	1,1	1	1,8	1,1	1,1	5,9	4,9	3	1,1	5,6	4,2	5	
11,6	4	2,3	2	1,4	0,6	1,6	0,5	0,1	0,9	-0,4	-0,3	5,1	3,9	1,9	-0,3	4,7	3,2	4,4	
7	5	0,9	0,9	0,6	0,1	2,1	1,2	0,9	1,8	-2,8	-2,2	2,4	1,3	-0,9	-3,8	-0,9	-3,7	-4,5	
9,7	5	0,2	-0,2	-0,2	-0,5	1,6	0,7	0,5	1,6	0,7	1,6	6,4	6	4,9	3,6	5,7	5,5	8,8	
11,6	5	-1,5	-1,3	-1,4	-1,8	0	-1,2	-1,7	-0,7	-1,8	-0,8	4,7	4,3	2,8	1,1	4,4	3,7	6,9	
		<i>Среднеквадратическое отклонение</i>																	
		1,9	1,8	1,6	1,7	1,1	1	1	1,2	1,2	1,5	1,5	1,9	2,2	2,5	1,9	2,5	3,7	

Рис. 5. Распределение относительных отклонений восстановленных значений аэрозольной оптической толщи рассеяния τ_{as} от заложенных в расчеты

$A_s > 0,2$, следует измерять альbedo местности и внести соответствующие коррективы в предложенные для определений τ_{as} формулы. Несомненным преимуществом предлагаемого подхода является слабая чувствительность τ_{as} к фактору асимметрии аэрозольной индикатрисы рассеяния. В дальнейшем мы планируем сравнить результаты восстановления АОР рассеяния, полученные с использованием «разностной» и «интегральной» методик, как в рамках численного эксперимента, так и на основе данных натурных измерений.

Работа выполнена при частичной поддержке DOE's ARM Program (контракт № 5012).

1. *Shiobara M., Spinhirne J.D., Uchiyama A., Asano S.* Optical depth measurements of aerosol, cloud and water vapor using sun photometers during FIRE CIRRUS IFO II // *J. Appl. Meteorol.* 1996. V. 35. N 1. P. 36–46.
2. *Сакерин С.М., Кабанов Д.М.* О методике определения аэрозольной оптической толщи атмосферы в ближнем ИК-диапазоне спектра // *Оптика атмосфер. и океана.* 1997. Т. 10. № 8. С. 866–875.
3. *Sakerin S.M., Kabanov D.M.* Spatial inhomogeneities and the spectral behavior of atmospheric aerosol optical depth over Atlantic ocean // *J. Atmos. Sci.* 2002. V. 59. N 3. Part I. P. 484–500.
4. *Пясковская-Фесенкова Е.В.* Исследование рассеяния света в земной атмосфере. М.: Изд. АН СССР, 1957. 217 с.
5. *Журавлева Т.Б., Павлов В.Е., Пашнев В.В.* Разностный метод определения аэрозольных оптических толщ рассеяния по данным о яркости неба в видимой области спектра: Часть I // *Оптика атмосфер. и океана.* 2003. Т. 16. № 4. С. 377–382.
6. *Смеркалов В.А.* Прикладная оптика атмосферы. СПб.: Гидрометеиздат, 1997. 334 с.
7. *Метод Монте-Карло в атмосферной оптике* / Под ред. Г.И. Марчука. Новосибирск: Наука, 1976. 283 с.
8. *Назаралиев М.А.* Статистическое моделирование радиационных процессов в атмосфере. Новосибирск: Наука, 1990. 226 с.
9. *Розенберг Г.В., Горчаков Г.И., Георгиевский Ю.С., Любовцева Ю.С.* Оптические параметры атмосферного аэрозоля // *Физика атмосферы и проблемы климата.* М.: Наука, 1980. С. 216–257.
10. *Holben B.N.* AERONET – a federated instrument network and data archive for aerosol characterization // *Remote Sens. Environ.* 1998. N 66. P. 1–16.
11. *Миронов В.Л., Павлов В.Е., Пашнев В.В.* Аэрозольная оптическая толщина атмосферы в г. Барнауле // *Оптика атмосфер. и океана.* 2001. Т. 14. № 6–7. С. 551–553.
12. *Мулдашев Т.З., Павлов В.Е., Тейфель Я.А.* О контроле устойчивости оптических свойств атмосферы // *Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана.* 1991. Т. 27. № 8. С. 831–841.
13. *Павлов В.Е., Пашнев В.В., Шестухин А.С., Журавлева Т.Б.* Использование метода Монте-Карло для определения альbedo атмосферного аэрозоля // *Вычислительные технологии.* Т. 7 (совместный выпуск, часть 4, 2002 г.). *Вестн. КазНУ.* № 4 (32). С. 34–41.

T.B. Zhuravleva, A.S. Shestukhin, V.E. Pavlov, V.V. Pashnev. **Integral method for determination of scattering optical depth from sky brightness data.**

Based on analysis of the data from solution of the radiative transfer equation in the atmosphere by the Monte Carlo method, we developed an integral method of determination of aerosol scattering optical depths from observations of sky brightness in solar almucantar. The obtained approximation formulas apply to two visible wavelengths used in NASA sun photometers. Method utility and accuracy issues are addressed.