

В.Е. Павлов, Н.В. Хвостова

Аэрозольное поглощение однократно и многократно рассеянного света в безоблачной атмосфере

Институт водных и экологических проблем СО РАН, г. Барнаул

Поступила в редакцию 7.03.2007 г.

На базе численных результатов решения уравнения переноса излучения в безоблачной атмосфере с отражающим дном исследуется вид зависимости компонент яркости многократно рассеянного света в поглощающей атмосфере от оптической толщи поглощения и от зенитного угла Солнца. Установлены их принципиальные отличия от соответствующих компонент однократного рассеяния.

При решении широкого круга задач по восстановлению параметров атмосферного аэрозоля из наблюдений спектральной яркости безоблачного неба $B(\Psi, Z_0, Z)$ исследователь часто сталкивается с необходимостью ее разделения на компоненты однократного $B_1(\Psi, Z_0, Z)$ и многократного $B_{2,q}(\Psi, Z_0, Z)$ рассеяния. В последнюю обычно включается добавка, обусловленная отражением света от подстилающей поверхности:

$$B(\Psi, Z_0, Z) = B_1(\Psi, Z_0, Z) + B_{2,q}(\Psi, Z_0, Z), \quad (1)$$

где Ψ — азимут, отсчитываемый от плоскости солнечного вертикала; Z_0 и Z — зенитные углы Солнца и наблюдаемой точки неба; q — спектральное альbedo подстилающей поверхности. При условии $Z_0 = Z$, т.е. для точек, лежащих в альмукантарате Солнца, азимут Ψ связан с углом рассеяния φ известным соотношением:

$$\cos \varphi = \cos^2 Z_0 + \sin^2 Z_0 \cos \Psi. \quad (2)$$

Отражение света от подстилающей поверхности обычно принимается ортотропным. При однородно распределенной по горизонтали мутности атмосферы яркость неба зависит еще от длины волны λ , молекулярной $f_m(\varphi)$ и аэрозольной $f_a(\varphi)$ индикатрис рассеяния, а также от молекулярной τ_m и аэрозольной τ_a оптических толщ. Последние подразделяются на толщ поглощения $\tau_{m,п}$, $\tau_{a,п}$ и рассеяния $\tau_{m,р}$, $\tau_{a,р}$. Без предварительного подробного анализа влияния этих величин на яркость процедура разделения $B(\Psi, Z_0, Z)$ на $B_1(\Psi, Z_0, Z)$ и $B_{2,q}(\Psi, Z_0, Z)$ становится весьма затруднительной, особенно если она базируется на каких-либо приближенных формулах и не включает в себя прямое использование уравнения переноса излучения.

Согласно строгой теории однократного рассеяния света [1] яркость неба в солнечном альмукантарате для плоскопараллельной модели атмосферы связана с толщиной поглощения так же, как и интенсивность прямого солнечного излучения:

$$B_1(\Psi, Z_0, \tau_{m,р}, \tau_{a,р}, \tau_{m,п}, \tau_{a,п}) = B_1(\Psi, Z_0, \tau_{m,р}, \tau_{a,р}) \exp[-\sec Z_0 (\tau_{m,п} + \tau_{a,п})]. \quad (3)$$

Здесь $B_1(\Psi, Z_0, \tau_{m,р}, \tau_{a,р})$ — яркость однократно рассеянного света в непоглощающей атмосфере. Предполагается, что абсолютная индикатриса однократного рассеяния

$$f_1(\varphi) = f_a(\varphi) + f_m(\varphi) \quad (4)$$

одна и та же в вычислениях $B_1(\Psi, Z_0, \tau_{m,р}, \tau_{a,р})$ и $B_1(\Psi, Z_0, \tau_{m,р}, \tau_{a,р}, \tau_{m,п}, \tau_{a,п})$.

Следует указать условия нормировки абсолютных индикатрис молекулярного $f_m(\varphi)$ и аэрозольного $f_a(\varphi)$ рассеяния, входящих в формулу (4):

$$\tau_{m,р} = 2\pi \int_0^\pi f_m(\varphi) \sin \varphi d\varphi, \quad (5)$$

$$\tau_{a,р} = 2\pi \int_0^\pi f_a(\varphi) \sin \varphi d\varphi. \quad (6)$$

При этом совершенно неважно, как стратифицированы коэффициенты молекулярного и аэрозольного поглощения: находятся ли поглощающие компоненты над рассеивающим свет слоем, под ним или каким-либо образом распределены по высоте внутри него.

Поиски простых зависимостей компоненты $B_{2,q}(\Psi, Z_0, Z)$ от $\tau_{m,п}$ и $\tau_{a,п}$ представляют несомненный интерес при решении сложных радиационных задач типа [2]. Естественно, что в этом случае коэффициент поглощения каким-либо образом должен быть распределен внутри рассеивающей среды. Цель нашей работы как раз и состоит в подробном исследовании зависимости яркости неба, обусловленной многократным рассеянием и отражением света от подстилающей поверхности, от оптической толщи поглощения при равномерном перемешивании рассеивающей и поглощающей компонент. Анализируется

случай $Z = Z_0$ для $B_{2,q}(\Psi, Z_0, Z)$ в видимой области спектра.

Рассмотрение такой задачи должно опираться на численные результаты решения фундаментального уравнения переноса лучистой энергии в атмосфере. Для этого использовался метод Монте-Карло. Соответствующий эффективный алгоритм вычислений яркости был разработан Т.Б. Журавлевой [3] и любезно предоставлен в наше распоряжение.

Аэрозольная модель атмосферы включала в себя три фракции сферических частиц: ультрамикроскопическую, субмикронную и грубодисперсную [4]. Считалось, что их распределение по размерам внутри каждой из мод носит нормальный логарифмический характер. Параметры распределений следующие: $\sigma^2 = 0,3$ и $a = -0,1$ (ядра Айткена), $\sigma^2 = 0,4$ и $a = 0,4$ (субмикронные частицы) и $\sigma^2 = 0,5$ и $a = 0,8$ (крупнодисперсные частицы). Здесь σ – дисперсия логарифмов радиусов; $a = \ln \rho_0$; $\rho_0 = 2\pi r_0$; r_0 – средний геометрический радиус частиц.

Заметим, что при вкладе этих фракций в аэрозольную оптическую толщину рассеяния в соотношении 15, 60 и 25% вычисленная по теории Ми [5] суммарная аэрозольная индикатриса рассеяния для сферических частиц в области спектра 0,55 мкм в диапазоне углов рассеяния $2^\circ \leq \varphi \leq 160^\circ$ хорошо аппроксимирует среднюю индикатрису $f_a(\varphi)$, определенную из больших рядов наблюдений яркости неба в Юго-Восточном Казахстане [6]. Действительная часть показателя преломления принята равной 1,5. Коэффициенты асимметрии рассеянных световых потоков

$$\Gamma_a = \frac{\int_0^{\pi/2} f_a(\varphi) \sin \varphi d\varphi}{\int_{\pi/2}^{\pi} f_a(\varphi) \sin \varphi d\varphi}, \quad (7)$$

вычисленные для этих аэрозольных индикатрис и относящиеся к середине видимого участка спектра, соответственно равны 4,3, 10,3 и 15,6.

Уравнение переноса излучения решалось в приближении плоскопараллельной модели атмосферы. Оно применимо в расчетах яркости неба в альмукантарате Солнца для зенитных углов $Z_0 \leq 75^\circ$. Анализируемые ниже результаты вычислений $B(\Psi, Z_0, \tau_{m,p}, \tau_{a,p}, \tau_{m,n}, \tau_{a,n})$ получены для волн 0,651, 0,546 и 0,416 мкм. При нормальном атмосферном давлении им соответствуют молекулярные оптические толщи рассеяния $\tau_{m,p}$, равные 0,05; 0,10 и 0,30.

Оптические толщи молекулярного поглощения $\tau_{m,n}$ в выбранных участках спектра считались пренебрежимо малыми, т.е. поглощающей компонентой предполагался аэрозоль. Хотя, вообще говоря, для окончательного результата расчетов яркости, по сути, все равно, какая из компонент – $\tau_{m,n}$ или $\tau_{a,n}$ – реально поглощает свет, поскольку в уравнение переноса входит комбинированная величина вероятности выживания кванта:

$$\Lambda = (\tau_{m,p} + \tau_{a,p}) / (\tau_{m,p} + \tau_{a,p} + \tau_{m,n} + \tau_{a,n}).$$

Если приписать эффект поглощения аэрозольным частицам, то соответствующие модельные значения аэрозольной вероятности выживания кванта $\Lambda_a = \tau_{a,p} / (\tau_{a,p} + \tau_{a,n})$ варьировались в пределах от 1 до 0,79. Аэрозольные оптические толщи рассеяния изменялись от 0,1 до 0,6. Такие значения охватывают абсолютное большинство ситуаций в безоблачной атмосфере [7–9].

Альbedo подстилающей поверхности принималось равным 0,15 (летние условия) и 0,8 (зимние). Здесь нужно обратить внимание на следующее обстоятельство. В видимой области спектра летнее альbedo, в отличие от альbedo снега, имеет вполне определенный спектральный ход, который связан с типом почвы или растительности [7, 10].

Однако для того чтобы исследовать влияние поглощения на компоненту яркости, обусловленную только многократным рассеянием в разных длинах волн, т.е. при разных значениях молекулярной толщи $\tau_{m,p}$, приходится фиксировать q , используя, например, ее осредненное по спектру значение. То же самое относится и к форме модельной аэрозольной индикатрисы рассеяния $f_a(\varphi)$, которая вычисляется, например, для зеленого участка спектра и считается не зависящей от λ во всем видимом диапазоне. Кроме того, ее приходится считать не зависящей и от вероятности выживания кванта для аэрозольных частиц Λ_a .

Поскольку точность вычислений яркости рассеянного света методом Монте-Карло обусловлена числом моделируемых траекторий фотонов в дисперсной среде [11], необходимо было определиться с выбором интервала времени счета Δt . Вычисления яркости неба в единицах спектральной солнечной постоянной (интенсивности) $I = B/S$ показали, что их погрешность $\delta I \leq 1\%$ в большинстве решаемых задач на компьютере с частотой процессора 900 МГц достигается за время $\Delta t \leq 1$ мин. Если же оптические толщи рассеяния $\tau_p = \tau_{m,p} + \tau_{a,p}$ и зенитные углы Солнца Z_0 были большими и рассматривался случай максимальной вытянутости индикатрисы, то время приходилось увеличивать. Например, при $\lambda = 0,416$ мкм, $\tau_{m,p} = 0,3$, $\tau_{a,p} = 0,4$, $\sec Z_0 = 5$, $\tau_{m,n} = \tau_{a,n} = 0$, $q = 0,15$ и $\Gamma_a = 15,6$ погрешность меньше 1% достигалась только в течение 10 мин.

Чтобы в максимальной мере исключить влияние формы аэрозольной индикатрисы рассеяния на получаемый результат, рассматривались результаты вычислений яркости неба в нефелометрических углах рассеяния φ_0 . Для них выполняется следующее условие:

$$B(\varphi_0) = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} B(\varphi) \sin \varphi d\varphi. \quad (8)$$

Интегралы определялись численным методом. Для модели атмосферы, содержащей только ядра Айткена, среднее значение угла $\varphi_0 \pm \Delta\varphi_0$ оказалось равным $(65,8 \pm 0,7)^\circ$, субмикронной фракции – $(57,9 \pm 0,4)^\circ$ и грубодисперсной – $(52,5 \pm 0,5)^\circ$. Наличие среднеквадратических отклонений $\Delta\varphi_0$ вызвано вариациями оптических толщ аэрозольного рассеяния

и зенитных углов Солнца. Заметим, что случаи, когда реальная атмосфера содержит исключительно ядра Айткена, на практике не отмечались, а два последних значения φ_0 хорошо соответствуют наблюдательным данным [13, 14].

В выражение (3) для яркости однократно рассеянного света оптические толщи поглощения $\tau_{a,п}$ (в предположении $\tau_{m,п} = 0$) и секансы зенитного угла Солнца $\sec Z_0$ входят в показатель экспоненты как простые множители. Произведение $\tau_{a,п} \cdot \sec Z_0$, по сути, представляет собой оптическую толщину аэрозольного поглощения в направлении на Солнце.

В свое время Г.В. Розенберг считал, что величина $\exp(-\tau_{a,п} \cdot \sec Z_0)$ может быть использована не только в расчетах однократно рассеянного света, но и в приближенных оценках эффектов многократного рассеяния [12], причем не только в плоскопараллельной, но и в сферической атмосфере с заменой $\sec Z_0$ на функцию Бемпорад.

Конечно, такой подход существенно упрощает схему вычислений, особенно для интенсивности I в сумеречных условиях, однако требуются прямые доказательства правомочности подобного приема. В настоящей статье зависимость яркости от $\tau_{a,п}$ и $\sec Z_0$ рассматривается отдельно для каждого из параметров.

Для исследования зависимости яркости многократно рассеянного излучения $B_{2,q}(\varphi_0, \sec Z_0, \tau_{a,п})$ от аэрозольной толщи поглощения были выполнены расчеты $B_{2,q}(\varphi_0)$ для трех вышеуказанных длин волн λ , для двух значений альbedo подстилающей поверхности и пяти значений $\sec Z_0$ (1,5, 2, 3, 4 и 5). Величины аэрозольных оптических толщ рассеяния $\tau_{a,р}$ и поглощения $\tau_{a,п}$ задавались в соответствии с данными таблицы.

Модельные оптические толщи поглощения и рассеяния, принятые в расчетах

$\tau_{a,р}$	0,1	0,2	0,4	0,6
$\tau_{a,п}$	0	0	0	0
	0,005	0,01	0,02	0,02
	0,01	0,02	0,04	0,04
	0,015	0,03	0,06	0,06
	0,02	0,04	0,08	0,08
	0,025	0,05	0,1	0,1
				0,12
				0,14
				0,16

Значения $\tau_{a,п}$ подбирались так, чтобы вероятность выживания кванта для аэрозольных частиц менялась от 1 до 0,79. Последняя цифра примерно соответствует величине Λ_a для городского аэрозоля [15, 16].

По аналогии с общепринятыми методиками обработки данных для спектральных потоков солнечного излучения, используемых, например, в озониметрии, вычислим значения $B_{2,q}(\varphi_0, \sec Z_0, \tau_{a,п}) / B_{2,q}(\varphi_0, \sec Z_0, \tau_{a,п} = 0)$. Анализ показал, что в пределах 2–3% эти отношения не зависят от длины волны, т.е. от $\tau_{m,р}$, от оптической толщи аэрозольного рассеяния $\tau_{a,р}$ и от фракционного состава частиц, т.е. от вытянутости индикатрисы рассеяния Γ_a , что позволяет осуществить их осреднение по пере-

численным параметрам. На рис. 1 представлены логарифмы отношения в функции $\tau_{a,п}$ для двух значений $\sec Z_0$, равных 2 и 5, и результаты расчетов для случая однократного рассеяния.

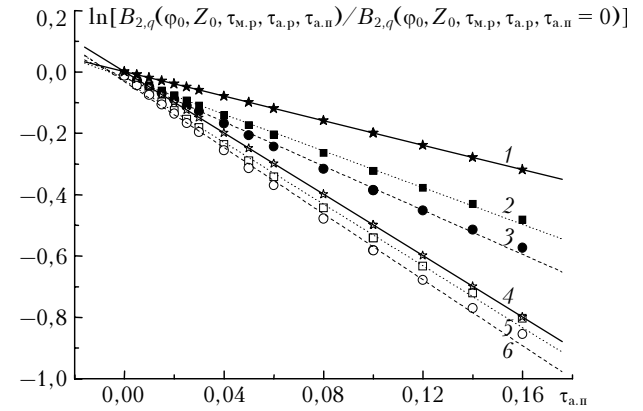


Рис. 1. Зависимость логарифма отношения яркостей от оптической толщи $\tau_{a,п}$ при значениях $\sec Z_0 = 2$ (1–3) и $\sec Z_0 = 5$ (4–6) для однократно (1, 4) и многократно (2, 3, 5, 6) рассеянного света при значениях альbedo подстилающей поверхности $q = 0,15$ (2, 5) и $0,8$ (3, 6)

Можно сделать следующее заключение: зависимость $\ln[B_{2,q}(\varphi_0, Z_0, \tau_{m,р}, \tau_{a,р}, \tau_{a,п}) / B_{2,q}(\varphi_0, Z_0, \tau_{m,р}, \tau_{a,р}, \tau_{a,п} = 0)]$ от $\tau_{a,п}$ в пределах указанных вариаций атмосферных параметров носит явно выраженный линейный характер. Тангенсы углов наклона этих прямых к оси абсцисс свидетельствуют о том, что компонента яркости многократно рассеянного излучения с ростом оптической толщи поглощения убывает быстрее, чем компонента однократно рассеянного света. Скорость убывания увеличивается с ростом зенитного угла Солнца и альbedo подстилающей поверхности.

Более сложный характер носит зависимость яркости многократно рассеянного света от секанса зенитного расстояния Солнца. Вычислим величины $B_{2,q}(\varphi_0, \tau_{m,р}, \tau_{a,р}, \tau_{a,п}, \sec Z_0) / B_{2,q}(\varphi_0, \tau_{m,р}, \tau_{a,р}, \tau_{a,п}, \sec Z_0 = 1,5)$ и по аналогии с рис. 1 построим логарифмы этих отношений в функции $\sec Z_0$. Как и в прежнем случае, оказалось, что результаты расчетов слабо зависят от оптических толщ рассеяния τ_p (а значит, и от λ), что позволило произвести соответствующие осреднения. На рис. 2 приведены средние данные для двух фиксированных толщ поглощения 0,04 и 0,16, а также прямые для однократного рассеяния.

Видно, что зависимости $\ln[B_{2,q}(\varphi_0, \tau_{m,р}, \tau_{a,р}, \tau_{a,п}, \sec Z_0) / B_{2,q}(\varphi_0, \tau_{m,р}, \tau_{a,р}, \tau_{a,п}, \sec Z_0 = 1,5)]$ от $\sec Z_0$ нелинейны и носят менее крутой характер, чем для однократно рассеянного света. Меняются местами и кривые для разных альbedo по сравнению с данными рис. 1.

Изложенные результаты свидетельствуют о том, что приближение об идентичном характере зависимости компонента яркости однократного B_1 и многократно $B_{2,q}$ рассеяния в поглощающей атмосфере от $\tau_{a,п}$ и $\sec Z_0$, которое использовалось Г.В. Розенбергом в расчетах сумеречных явлений, весьма условно. Из-за малых величин Z_0 это в меньшей степени касается наших методик определения вероятности выживания кванта для аэрозольных частиц [3, 17].

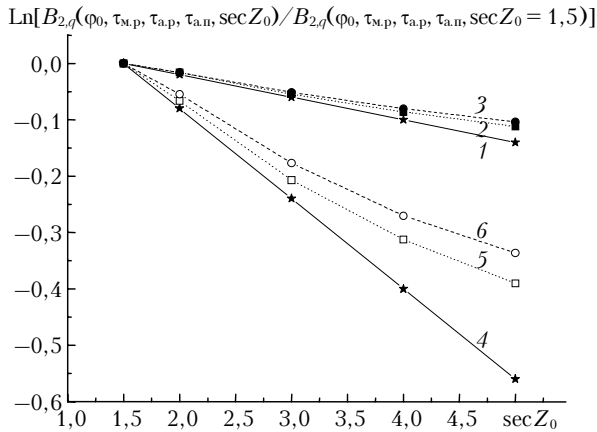


Рис. 2. Зависимость логарифма отношения яркостей от $\sec Z_0$ при значениях $\tau_{a,n} = 0,04$ (1–3) и $\tau_{a,n} = 0,16$ (4–6) для однократно (1, 4) и многократно (2, 3, 5, 6) рассеянного света при значениях альbedo подстилающей поверхности $q = 0,15$ (2, 5) и $0,8$ (3, 6)

Вообще говоря, такие методики, где результаты решения уравнения переноса излучения представляются в виде аппроксимационных формул, следует рассматривать как первое приближение в итерационной схеме по разделению аэрозольной оптической толщи на компоненты рассеяния и поглощения.

Становится актуальной проблема разработки второго приближения в методиках типа [17], где будет более точно учитываться роль компонент, обусловленных многократным рассеянием и отражением света от подстилающей поверхности.

1. Лившиц Г.Ш. Рассеяние света в атмосфере. Ч. I. Алмата: Наука, 1965. 177 с.
2. 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, ч. 4). Вестник КазНУ. 2002. № 4 (32). С. 34–41.
3. Журавлева Т.Б., Насретдинов И.М., Сакерин С.М. Численное моделирование угловой структуры яркости

неба вблизи горизонта при наблюдении с Земли. Часть 1. Аэрозольная атмосфера // Оптика атмосф. и океана. 2003. Т. 16. № 5–6. С. 537–545.

4. Розенберг Г.В., Горчаков Г.И., Георгиевский Ю.С., Любоцеза Ю.С. Оптические параметры атмосферного аэрозоля // Физика атмосферы и проблемы климата. М.: Наука, 1980. С. 216–257.
5. Яновицкий Э.Г., Думанский З.О. Таблицы по рассеянию света полидисперсной системой сферических частиц. Киев: Наук. думка, 1972. 123 с.
6. Мулдашев Т.Э., Павлов В.Е., Тейфель Я.А. Об определении аэрозольной оптической толщи рассеяния по яркости неба в видимой области спектра // Оптика атмосф. и океана. 1989. Т. 2. № 11. С. 1130–1134.
7. Смеркалов В.А. Прикладная оптика атмосферы. СПб.: Гидрометеониздат, 1997. 334 с.
8. <http://aeronet.gsfc.nasa.gov>
9. Сакерин С.М. Пассивное зондирование оптических характеристик атмосферы над океаном и континентом: Дис. ... докт. физ.-мат. наук. Томск, 1999. 376 с.
10. Коган В.К., Кондратьев К.Я. Основы информационной теории видимости в атмосфере. Л.: Гидрометеониздат, 1968. 168 с.
11. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике / Под ред. Г.И. Марчука. Новосибирск: Наука, 1976. 284 с.
12. Розенберг Г.В. Сумерки. М.: Физматгиз, 1963. 380 с.
13. Пясковская-Фесенкова Е.В. Исследование рассеяния света в земной атмосфере. Изд. АН СССР. М., 1957. 219 с.
14. Коровченко В.Н., Ошлаков В.К., Павлов В.Е., Шестухин А.С. Анализ яркости дневного неба в области нефелометрических углов рассеяния // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 8. С. 660–662.
15. World Climatic Program. World Meteorological Organization. A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation calculations. Boulder, Colorado, USA. 1986. 112 p.
16. Иванов А.И., Каримова Л.М., Коровченко В.Н. Спектральные исследования поглощения солнечной радиации естественным аэрозолем // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1980. Т. 16. № 8. С. 869–871.
17. Zhuravleva T.B., Pavlov V.E., Pashnev V.V., Shestukhin A.S. Integral and difference methods for the determination of the aerosol scattering optical depth from sky brightness data // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer. 2004. N 88. P. 191–209.

V.E. Pavlov, N.V. Khvostova. Aerosol absorption of single- and multiple-scattered light in the cloudless atmosphere.

The dependence of the multiple-scattered light brightness in the absorbing atmosphere on the absorption optical depth and the solar zenith angle is studied based on numerical results of the transfer equation solution for the case of the cloudless atmosphere with a reflecting bottom.