

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

УГЛОВАЯ СТРУКТУРА МНОГОКРАТНО РАССЕЯННОГО СВЕТА БЕЗОБЛАЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

На основе результатов решения уравнения переноса излучения в атмосфере методом сферических гармоник исследуется угловое распределение многократно рассеянного света при разных оптических параметрах аэрозоля в видимой области спектра. Получены простые аппроксимационные формулы, позволяющие выделять аэрозольную индикатрису рассеяния из наблюдаемой индикатрисы яркости. Даются практические рекомендации по их использованию для решения некоторых прикладных задач.

При решении многих практических задач наземной и спутниковой метеорологии часто возникает необходимость в знании аэрозольной индикатрисы рассеяния, средневзвешенной по всей высоте атмосферы. В дневных условиях такая индикатриса может быть найдена из наземных наблюдений яркости безоблачного неба в солнечном альмукантарате на разных угловых расстояниях φ от Солнца. Методика измерений абсолютной индикатрисы яркости $f(\varphi)$ достаточно подробно описана в [1, 3]. Индикатриса яркости включает в себя компоненты однократного молекулярного $f_R(\varphi)$ и аэрозольного $f_D(\varphi)$ рассеяния, многократного $f_2(\varphi)$ рассеяния и отражения света от подстилающей поверхности f_q . Последняя составляющая обычно считается не зависящей от угла рассеяния (ламбертово приближение). Информацию об оптических свойствах аэрозоля несет компонента $f_D(\varphi)$, нормированная по условию:

$$\tau_D = 2\pi \int_0^{\pi} f_D(\varphi) \sin\varphi d\varphi, \quad (1)$$

где τ_D – аэрозольная оптическая толщина рассеяния. Поскольку во многих случаях целью исследования является изучение вариаций аэрозольного состава атмосферы, то задача сводится к разделению наблюдаемой индикатрисы $f(\varphi)$ на вышеуказанные компоненты:

$$f_D(\varphi) = f(\varphi) - f_R(\varphi) - f_2(\varphi) - f_q. \quad (2)$$

Формула для расчета индикатрисы рэлеевского рассеяния $f_R(\varphi)$ хорошо известна:

$$f_R(\varphi) = [3\tau_R/16\pi](1 + \cos^2\varphi), \quad (3)$$

где τ_R – оптическая толщина молекулярного рассеяния. Составляющие же $f_2(\varphi)$ и f_q могут быть определены только путем решения уравнения переноса излучения в атмосфере. Следует заметить, что грубые приближения в расчетах компоненты $f_2(\varphi)$ типа ее независимости от угла рассеяния [1, 4] приводят к большим ошибкам в определении $f_2(\varphi)$ при больших оптических толщах атмосферы [5–6]. Наиболее достоверные результаты при решении этой задачи были получены с помощью метода Монте-Карло [7]. Применялся итерационный метод, причем в качестве первого приближения для учета формы индикатрисы однократного рассеяния $f_1(\varphi) = f_D(\varphi) + f_R(\varphi)$ в расчетах $f_2(\varphi)$ использовалась наблюдаемая индикатриса яркости $f(\varphi)$. По-видимому, это не лучший выбор, поскольку различие между формами $f_1(\varphi)$ и $f(\varphi)$ весьма существенно, особенно при большой мутности атмосферы. Определенные авторами работы [7] и усредненные по 20 дням наблюдений аэрозольные индикатрисы $f_D(\varphi)/\tau_D$ характеризуют летний континентальный аэрозоль в Юго-Восточном Казахстане при высокой атмосферной прозрачности. В других регионах земного шара мутность атмосферы обычно существенно выше, и приведенные в [7] результаты заведомо не могут быть использованы в практических расчетах инженерного характера.

Упрощенная методика определения $f_D(\varphi)$ из наблюдаемой индикатрисы $f(\varphi)$, достаточно удобная для практического использования и учитывающая зависимость $f_2(\varphi)$ от угла рассеяния, была предложена В.А. Смеркаловым [8]. Однако она базируется на численных результатах решения уравнения переноса излучения, полученных еще в 1958 году [9], в которых нет четких представлений о спектральном составе пропущенной диффузной радиации. В настоящей статье приводятся простые аппроксимационные формулы для вычислений $f_2(\varphi)$, основанные на данных решения уравнения переноса модифицированным методом сферических гармоник [10]. Они соответствуют летнему континентальному аэрозолю, охватывают широкий диапазон вариаций атмосферной мутности и относятся к трем длинам волн видимого участка спектра.

В основе аэрозольной модели атмосферы, принятой в расчетах функций $f(\varphi)$, $f_2(\varphi)$ и $f_q(\varphi)$, использована средняя аэрозольная индикатриса рассеяния в области спектра $\lambda = 0,55$ мкм, полученная в [7]. В диапазоне углов рассеяния $2^\circ \leq \varphi \leq 160^\circ$ она широко аппроксимируется суммой индикатрис, соответствующих трем группам частиц с логнормальным распределением: $\sigma^2 = 0,3$ и $a = -0,1$ (ядра Айткена, 15%), $\sigma^2 = 0,4$ и $a = 0,4$ (субмикронная фракция, 60%), $\sigma^2 = 0,5$ и $a = 0,8$ (грубодисперсная фракция, 25%) [11]. Здесь σ – дисперсия логарифмов радиусов; $a = \ln \rho_0$; $\rho_0 = 2\pi r_0/\lambda$; r_0 – средний геометрический радиус частиц. В скобках отмечен вклад каждой из фракций в аэрозольную оптическую толщину. Показатель преломления принят равным 1,5. С помощью таблиц [12] можно задать спектральный ход $f_D(\lambda)$ и $\tau_D(\lambda)$. Измерения абсолютной индикатрисы яркости $f(\varphi)$ обычно выполняются при значениях зенитного расстояния Солнца $65^\circ < Z_0 < 80^\circ$. Ограничение слева обусловлено тем, что угол рассеяния φ связан с Z_0 и азимутом ψ следующим соотношением:

$$\cos\varphi = \cos^2 Z_0 + \sin Z_0 \cos\psi. \quad (4)$$

Если $\psi = 180^\circ$, то $\varphi = 2Z_0$. Поэтому при $Z_0 \leq 45^\circ$ тыловая часть наблюдаемой индикатрисы яркости остается полностью неопределенной. Это приводит не только к потере информации об оптических свойствах аэрозоля, но и к большим ошибкам в расчетах величины

$$\tau_{\text{н}} = 2\pi \int_0^\pi f(\varphi) \sin\varphi \, d\varphi, \quad (5)$$

используемой во всех последующих построениях [13]. Ограничение справа значением $Z_0 \leq 80$ связано с двумя обстоятельствами. Во-первых, это быстрый рост компоненты $f_2(\varphi)$ с последующим увеличением Z_0 , особенно при большой мутности атмосферы, что приводит к резкому ухудшению точности в определении $f_D(\varphi)$ с помощью разностного соотношения (2). Во-вторых, применимость плоскопараллельной модели атмосферы в расчетах $f_2(\varphi)$ ограничивается примерно указанным значением Z_0 . При больших Z_0 необходим учет сферичности атмосферных слоев, что связано с дополнительными трудностями [14].

Обратим внимание на тот факт, что суммированная по всем рассеивающим слоям индикатриса для солнечного альмукантарата не зависит от их стратификации [2]. Поэтому в расчетах принята однородная модель атмосферы. Вычисление компоненты f_q в ламбертовом приближении осуществлялось на основе данных о спектральном альбедо травяного покрова q с учетом его слабой зависимости от Z_0 [15]. Число сферических гармоник N , используемых в решении уравнения переноса излучения, определялось условием неизменности $f(\varphi)$ в пределах 0,5% при их последующем увеличении. Обычно N превышало 50. Вычисления $f(\varphi)$ проводились в трех длинах волн: 0,40; 0,55; 0,65 мкм и для трех значений фактора мутности

$$T = (\tau_R + \tau_D)/\tau_R \quad (6)$$

при $\lambda = 0,55$ мкм: 2, 3 и 4. Шаг по углу рассеяния составлял 1° в интервале $0^\circ \leq \varphi \leq 10^\circ$, 5° при $10^\circ \leq \varphi \leq 30^\circ$ и 10° при $30^\circ \leq \varphi \leq 2Z_0$. Значения $\sec Z_0$ были равны 2,86; 3,64; 4,35; 5,00. На рис. 1 приведены результаты вычислений индикатрисы яркости $f(\varphi)$ и всех ее компонент $f_R(\varphi)$, $f_D(\varphi)$, $f_2(\varphi)$ и f_q для $\lambda = 0,55$, $T = 3$, $\sec Z_0 = 2,86$ и $q = 0,10$. Из рисунка видно, что индикатриса многократного рассеяния $f_2(\varphi)$ вытянута в направлении падающего излучения, имеет небольшой ореол при $\varphi < 10^\circ$ и слабо выраженный минимум в районе $\varphi \approx 110^\circ$. Лишь в области углов рассеяния

$\varphi \leq 50^\circ$ в зеленой области спектра при средней замутненности атмосферы ($T = 3$) аэрозольная составляющая $f_D(\varphi)$ превышает компоненту $f_2(\varphi)$. В целом же информацию о вкладе $f_D(\varphi)$ в $f(\varphi)$ в зависимости от параметров λ , φ , T и $\sec Z_0$ дает табл. 1.

Изменяя два параметра и фиксируя остальные, можно установить, что отношение $f_D(\varphi)/f(\varphi)$ убывает с уменьшением длины волны λ , с увеличением зенитного расстояния Солнца Z_0 и ростом угла рассеяния φ . Возрастание мутности атмосферы мало меняет вклад $f_D(\varphi)$ в $f(\varphi)$: уменьшающаяся роль однократного молекулярного рассеяния компенсируется увеличением доли многократного рассеяния.

Таблица 1

Вклад аэрозольной компоненты в индикатрису яркости $f_D(\varphi)/f(\varphi)$

φ°	λ , мкм					
	0,40		0,55		0,65	
	T					
	3	2	3	4	3	
	$\sec Z_0$					
	3,64	3,64	2,86	5,00	3,64	3,64
2	0,87	0,95	0,94	0,92	0,91	0,94
5	0,66	0,84	0,83	0,78	0,76	0,84
10	0,54	0,74	0,75	0,68	0,67	0,76
30	0,29	0,53	0,56	0,49	0,48	0,61
60	0,12	0,27	0,31	0,26	0,27	0,38
90	0,05	0,13	0,16	0,14	0,14	0,22
120	0,03	0,07	0,10	0,08	0,09	0,14

Из данных табл. 1 можно отчетливо судить и о влиянии ошибок измерений $f(\varphi)$ на точность выделяемой аэрозольной компоненты $f_D(\varphi)$. Если относительная погрешность измерений наблюдаемой индикатрисы яркости $f(\varphi)$ составляет 3–4% [1–3], то в области спектра $\lambda = 0,4$ мкм тыловая часть ($\varphi > 90^\circ$) аэрозольной индикатрисы рассеяния $f_D(\varphi)$ остается полностью неопределенной. В красной и зеленой областях точность при этих φ будет не выше 20–40% даже в предположении абсолютно безошибочного задания компонент $f_R(\varphi)$, $f_2(\varphi)$ и f_q в соотношении (2). Последнее, естественно, не реально. Точность выделения $f_D(\varphi)$ из $f(\varphi)$ резко ухудшится в случае наблюдений $f(\varphi)$ при снеговом покрове вследствие роста компоненты f_q .

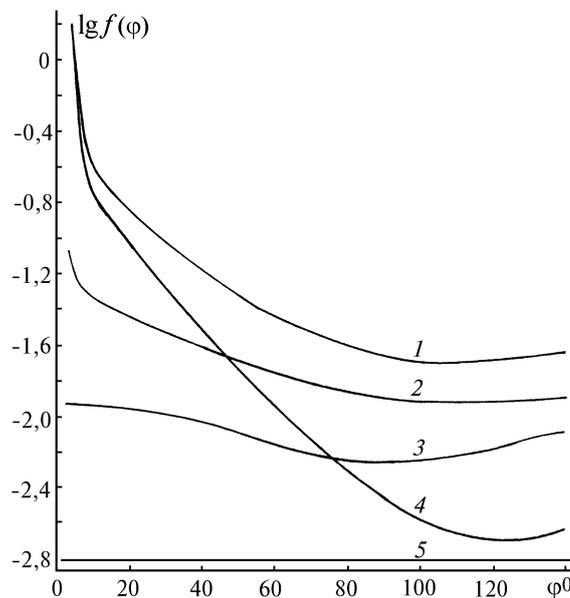


Рис. 1. Индикатрису яркости I и ее составляющие, обусловленные многократным 2, однократным рэлеевским 3, однократным аэрозольным 4 рассеянием и отражением света от подстилающей поверхности 5

Все вышесказанное свидетельствует о том, что требования к точности представления индикатрисы многократного рассеяния $f_2(\varphi)$, вклад которой в $f(\varphi)$ в широком диапазоне параметров λ , T , Z_0 и φ является доминирующим, какой-либо аппроксимационной формулой для вы-

полнения инженерных расчетов должны быть достаточно высокими. Исключение составляет область малых углов рассеяния, где яркость неба в основном обусловлена однократным аэрозольным рассеянием. Вычисления функций $f_2(\varphi)$ методом сферических гармоник, аналогичных представленной на рис. 1, для других параметров показали их принципиальную схожесть по многим признакам. Это позволило все рассчитанное семейство кривых представить модифицированной формулой В.А. Крата [3]:

$$f_2(\varphi) = \tau_2 \{ k \exp(-\pi r \varphi / 180) + s [1 + t \cos^2(\varphi - 20)] \}, \quad (7)$$

где

$$\tau_2 = \tau_n - (\tau_R + \tau_D) - 4\pi f_q; \quad (8)$$

$$f_q = \kappa f_n(60^\circ), \quad (9)$$

а углы φ задаются в градусах. Параметры κ , τ_2 , k , r , s и t приведены в табл. 2. Пример аппроксимации индикатрисы многократного рассеяния соотношением (7) с использованием данных табл. 2 приведен на рис. 2. Видно, что аппроксимирующая функция вполне удовлетворительно описывает индикатрису $f_2(\varphi)$ за исключением области малых углов φ , что согласно вышесказанному не имеет принципиального значения при ее использовании в соотношении (2). Какие ошибки при этом допускаются, можно судить из табл. 3.

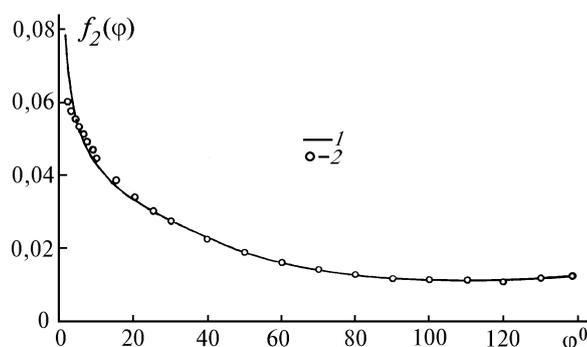


Рис. 2. Индикатриса многократного рассеяния 1 и результат ее аппроксимации 2 соотношением (7). Параметры соответствуют рис. 1

Таблица 2

Параметры индикатрисы $f_2(\varphi)$

$\lambda, \text{мкм}$	T secZ ₀	2				3				4				
		2,86	3,64	4,35	5,00	2,86	3,64	4,35	5,00	2,86	3,64	4,35	5,00	
0,40	κ	0,022	0,021	0,022	0,023	0,022	0,021	0,022	0,023	0,022	0,021	0,022	0,023	
	τ_2	0,478	0,533	0,586	0,646	0,816	0,952	1,090	1,242	1,294	1,576	1,884	2,242	
	k	0,019	0,025	0,028	0,030	0,071	0,073	0,075	0,078	0,105	0,106	0,107	0,108	
	s	0,076	0,075	0,075	0,075	0,072	0,072	0,072	0,072	0,070	0,070	0,070	0,069	
	r		6,17				4,35				3,28			
	t		0,257				0,283				0,255			
0,55	κ	0,043	0,039	0,036	0,034	0,043	0,039	0,036	0,034	0,043	0,039	0,036	0,034	
	τ_2	0,084	0,094	0,100	0,106	0,196	0,227	0,249	0,269	0,368	0,435	0,491	0,543	
	k	0,150	0,157	0,169	0,186	0,247	0,273	0,285	0,287	0,287	0,317	0,326	0,337	
	s	0,066	0,065	0,064	0,063	0,059	0,057	0,056	0,056	0,055	0,054	0,054	0,052	
	r		3,48				2,86				2,52			
	t		0,476				0,421				0,293			
0,65	κ	0,049	0,045	0,041	0,038	0,049	0,045	0,041	0,038	0,049	0,045	0,041	0,038	
	τ_2	0,043	0,050	0,053	0,057	0,118	0,139	0,153	0,166	0,236	0,283	0,317	0,349	
	k	0,232	0,252	0,270	0,283	0,350	0,368	0,375	0,387	0,387	0,410	0,410	0,427	
	s	0,060	0,058	0,057	0,055	0,052	0,050	0,049	0,048	0,048	0,047	0,046	0,045	
	r		2,87				2,75				2,67			
	t		0,625				0,537				0,423			

Хуже всего представляется область спектра $\lambda = 0,40$ мкм при $\varphi > 60^\circ$, где согласно табл. 1 вклад компоненты $f_D(\varphi)$ в $f(\varphi)$ столь незначителен, что ее определение из экспериментальных

данных вуалируется погрешностями измерений. Во всех остальных случаях соотношение (7) вполне допустимо.

Таблица 3

Погрешности в определении $f_D(\varphi)$ с помощью соотношений (2) и (7), %

φ°	λ , МКМ									
	0,40			0,55				0,65		
	T									
	2		4		3		2		4	
	$\sec Z_0$									
	2,86	5,00	2,86	5,00	2,86	5,00	2,86	5,00	2,86	5,00
2	-1	-1	-2	-4	-1	-2	2	-3	0	-3
5	0	0	1	2	1	0	0	0	0	0
10	1	0	2	4	1	1	2	2	1	1
30	5	11	-2	-4	-1	-1	-4	-4	1	1
60	40	74	16	13	4	1	-7	-10	6	6
90	65	>100	40	20	17	14	10	6	8	10
120	>100	6	-12	-75	5	-1	17	16	-10	-9

В заключение остановимся на практических рекомендациях по использованию приводимых результатов. Допустим, что на уровне моря в континентальных условиях на местности с зеленым покровом выполнены измерения абсолютной индикатрисы яркости $f(\varphi)$. По методике, изложенной в [11, 13], вычисляется соответствующая данному зенитному расстоянию Солнца Z_0 аэрозольная оптическая толщина рассеяния τ_D . С помощью формул (5)–(9) и интерполированных данных табл. 2 определяется индикатриса многократно рассеянного света, являющаяся типичной для континентального аэрозоля. Соотношение (2) позволяет получить аэрозольную индикатрису $f_D(\varphi)$ с точностью, пригодной для многих инженерных расчетов. При наличии у исследователя соответствующего программного обеспечения для решения уравнения переноса эта индикатриса может рассматриваться как первое приближение в итерационном процессе, схема которого предложена, например, в [7].

Особенно целесообразно использование приводимых сведений об $f_2(\varphi)$ для решения прямой задачи – расчетов распределения яркости по безоблачному небосводу в летних условиях. В этом случае требуется задание единственного параметра – аэрозольной оптической толщи.

1. Пясковская - Фесенкова Е. В. Исследование рассеяния света в земной атмосфере. М.: АН СССР, 1957. 219 с.
2. Лившиц Г. Ш. Рассеяние света в атмосфере. Ч. 1. Алма-Ата: Наука, 1965. 177 с.
3. Иванов А. И., Лившиц Г. Ш. и др. Рассеяние света в атмосфере. Ч. 2. Алма-Ата: Наука, 1968. 116 с.
4. Соболев В. В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. М.: АН СССР, 1956. 391 с.
5. Фейгельсон Е. М. // Изв. АН СССР. Сер. Геофиз. 1958. N 10. С. 1222–1232.
6. Павлов В. Е. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1977. Т. 13. N 1. С. 94–97.
7. Антюфеев В. С., Иванов А. И. и др. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1980. Т. 16. N 2. С. 146–154.
8. Смеркалов В. А. // Тр. ИПГ. 1973. Вып. 17. С. 194–202.
9. Фейгельсон Е. М., Малкевич М. С. и др. Расчет яркости света в атмосфере при анизотропном рассеянии. М.: АН СССР, 1958. 104 с.
10. Мулдашев Т. З., Султангазин У. М. // ЖВМ и МФ. 1986. Т. 26. N 6. С. 888–893.
11. Мулдашев Т. З., Павлов В. Е. и др. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 11. С. 1130–1134.
12. Яновицкий Э. Г., Думанский З. О. Таблицы по рассеянию света полидисперсной системой сферических частиц. Киев: Наукова думка, 1972. 123 с.
13. Мулдашев Т. З., Павлов В. Е. и др. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1991. Т. 27. N 8. С. 831–841.
14. Марчук Г. И., Михайлов Г. А. и др. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, 1976. 283 с.
15. Радиационные характеристики атмосферы и земной поверхности / Под ред. К.Я. Кондратьева. Л.: Гидрометеоиздат, 1969. 345 с.

Астрофизический институт
АН Казахстана

Поступила в редакцию
26 октября 1995 г.

A. V. Pavlov, V. E. Pavlov, T. Z. Muldashev. **Angular Structure of Multiply Scattered Light of Cloudless Atmosphere.**

The angular distribution of the multiply scattered light at various optical parameters of aerosol within the visible spectral region is studied based on the results of the radiation transfer equation solution by means of spherical harmonics. The simple approximation formulas are derived allowing the selection of aerosol dispersion index from the observed intensity indicatrix. Practical recommendations are given for solving some applied problems.