

М.В. Танташев, Н.В. Задорина, Н.А. Румянцева

ФУНКЦИЯ РАССЕЯНИЯ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА В АТМОСФЕРЕ

Методом Монте-Карло решалась задача переноса излучения в сферической атмосфере от изотропного светящегося элемента поверхности с целью определения функции рассеяния точечного источника — эквивалента оптической передаточной функции (ОПФ) атмосферы. В расчетах использовались модели атмосферы, соответствующие условиям «Зима», «Лето» [5], а также варианту модели Эльтермана при дальности видимости $S_m = 15$ км.

На основании полученных данных показано, что при наблюдении в надир объекта с размерами порядка 600 м учет ОПФ может приводить к поправкам, превышающим 25%. При наблюдении малоразмерных объектов (20–100 м) влияние атмосферы приводит к изменениям контраста объекта, без нарушения его пространственной структуры.

При оценках воздействия внешней среды на условия наблюдения атмосферу можно рассматривать как один из элементов цепи, по которой передается информация о пространственной структуре наблюдаемого объекта. Анализ этого элемента может проводиться в терминах оптической передаточной функции (ОПФ), т. е. некоторой комплексной функции, воздействующей на яркость и структуру изображения (именно так и поступают при учете турбулентности атмосферы [1]). Наличие эффектов рассеяния (молекулярного и аэрозольного) также должно приводить к изменению пространственной структуры изображения. Обычно этот фактор на практике не учитывается, хотя по этому вопросу имеются обстоятельные работы [2, 3], доведенные до сравнительно простых конечных формул. Однако применимость последних ограничена существенным упрощением использованных при их получении условий (однократное рассеяние в однородном слое, содержащем крупные частицы [2]; диффузионное и малоугловое приближение при решении уравнения переноса в однородной среде [3]). Анализ воздействия рассеянного излучения в задачах наблюдения из космоса проведен в монографии [4].

Особый интерес представляет работа [9], где на основе неопубликованных расчетов, выполненных методом Монте-Карло, а также экспериментальных данных по обработке космических изображений, получена достаточно простая формула для ОПФ, которая, однако, вызывает много возражений. Функция рассеяния точечного источника (ФРТ), полученная путем Фурье-преобразования ОПФ [9], не обладает асимптотической зависимостью $F(\rho) \sim 1/\rho$ при $\rho \rightarrow 0$, как это следует из теории переноса [2] (согласно формуле (9) из [9] $F(\rho) \leq F_{\max}$). Кроме того, представление ОПФ, а следовательно, ФРТ как суммы компонент, обусловленных аэрозольным и молекулярным рассеяниями, совершенно необосновано. Скорее более правомерно представление их в виде произведения ОПФ (свертки ФРТ [10]).

Цель сообщения, в отличие и в дополнение результатов [4], — дать практические рекомендации относительно размеров объекта, при которых учет рассеянного излучения становится необходимым. Наши оценки проводились для условий, максимально приближенных к оптическим свойствам реальной атмосферы, без математических упрощений, характерных для работ [2–4].

В качестве примера будут рассмотрены случаи наблюдения в надир с высот 20 и 250 км при различных состояниях атмосферы. В расчеты закладывались оптические характеристики атмосферы, соответствующие оптической модели атмосферы [5] (рассмотрены две погодные модели: «Лето — день» и «Зима»), а также вариант модели Эльтермана [6], получившей широкое распространение при решении задач переноса излучения в атмосфере. Форма профилей коэффициента аэрозольного ослабления до высот $H = 10$ км, использованных в наших расчетах, показана на рисунке. Оценки проводились для длины волны $\lambda = 0,55$ мкм, индикатриса рассеяния, использованная в расчетах, близко соответствовала модели «дымка Н» Дейрменджана [7] при значении действительной части показателя преломления $n = 1,5$. Значение вероятности выживания кванта Λ принималось равным 0,96.

Целью наших расчетов явилось определение функции рассеяния точечного источника $F(x, y)$, где x и y — координаты на подстилающей поверхности.

Задание функции $F(x, y)$ эквивалентно определению ОПФ. Воздействие атмосферы на передачу изображения плоского объекта может быть выражено через интегральное преобразование свертки

$$B'(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} B(x', y') F(x - x', y - y') dx' dy' + B(x, y) P_{\text{пр}}, \quad (1)$$

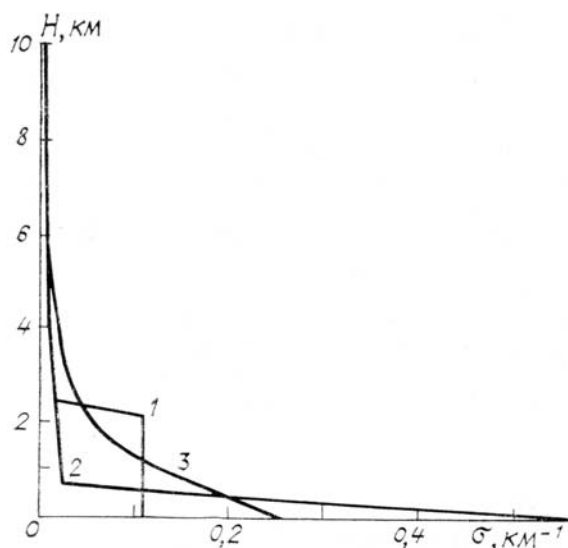
где $B(x, y)$ и $B'(x, y)$ — соответственно истинная и наблюдаемая яркости объекта; $T_{\text{пр}}$ — прямое пропускание, обусловленное нерассеянным излучением. Для точечного источника единичной мощности

$$B_{\text{ти}}(x, y) = \delta(x' - x, y' - y),$$

тогда

$$B_{\text{тп}}(x, y) = F(x, y) + \delta(x' - x, y' - y) T_{\text{пр}}.$$

Следовательно, задача сводится к нахождению распределения яркости рассеянного излучения, обусловленного наличием светящегося ортотропного бесконечно малого элемента поверхности, и $T_{\text{пр}}$.



Вертикальные источники профили коэффициента ослабления атмосферы: 1 — модель «лето»; 2 — «зима»; 3 — Эльтермана

Расчеты проводились методом Монте-Карло, т. е. из источника, расположенного на поверхности с альбедо A , моделировался вылет «частиц», которые после прохождения сферической атмосферы попадали на «приемное устройство», расположенное на высоте H . Простое моделирование в задачах с малыми размерами детекторов практически невыполнимо, поэтому нами использовалась одна из модификаций метода Монте-Карло — «локальная оценка» [8]. Все излучение, достигшее детектора, фиксировалось соответствующими «счетчиками», по показаниям которых строились гистограммы углового распределения излучения ΔT_i относительно оптической оси, проходящей через детектор и источник. Для рассматриваемых ниже условий наблюдения в надир

$$\Delta T_i = 2\pi \int_{\alpha_i}^{\alpha_{i+1}} B(\alpha) \sin \alpha d\alpha. \quad (2)$$

Функция $F(x, y)$ связана с диффузным пропусканием за счет рассеянного излучения T_p следующим соотношением:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(x, y) dx dy = T_p \approx \sum_{i=1}^{i_{\max}} \Delta T_i. \quad (3)$$

Поскольку рассеянное излучение, поступающее на „детектор”, сосредоточено в области углов $\alpha \ll \frac{\pi}{2}$,

то можно полагать $\alpha \approx \frac{\rho}{H}$ — расстояние от источника до точки на подстилающей поверхности; H — высота наблюдения). Следовательно,

$$\Delta T_i \approx 2\pi \int_{\rho_i}^{\rho_{i+1}} B(\rho) \rho d\rho. \quad (4)$$

Это приближение в области $4710 \text{ м} < \rho < 13156 \text{ м}$ выполняется с точностью 10–15%, в остальных случаях погрешность значительно меньше. Всего проведено $\sim 5 \cdot 10^4$ испытаний, при этом ошибка в основном была ниже 10%.

Результаты расчетов параметров $\Delta T_{\rho_i} = 2\pi \int_{\rho_i}^{\rho_{i+1}} F(\rho)\rho d\rho$ функции рассеяния точечного источника

$\rho_{i+1}-\rho_i$, м	ΔT_{ρ_i}				
	Модель «зима»	Модель «лето — день»		Модель Эльтермана	
		$A=0,7$ $H=20$ км	$A=0,15$ $H=20$ км	$A=0,3$ $H=20$ км	$A=0,15$ $H=250$ км
29—0	0,017	0,0065	0,066	0,0106	0,0106
58—29	0,015	0,0057	0,0058	0,0094	0,0094
116—58	0,021	0,0106	0,0107	0,0185	0,0187
291—116	0,038	0,0262	0,0262	0,039	0,040
581—291	0,032	0,033	0,034	0,042	0,043
1165—581	0,03	0,043	0,044	0,045	0,047
2327—1165	0,035	0,047	0,050	0,040	0,042
3520—2327	0,025	0,023	0,025	0,019	0,022
4710—3520	0,015	0,014	0,016	0,013	0,0145
13156—4710	0,05	0,040	0,045	0,037	0,042
∞ —13156	0,03	0,027	0,029	0,035	0,041

В табл. 1 приведены результаты расчетов величин ΔT_{ρ_i} для разных моделей атмосферы. Анализ данных таблицы показывает, что функция $F(\rho)$ может быть аппроксимирована при $\rho \leq \rho_{\max}$ простой и удобной для практического использования формулой:

$$F(\rho) = a_i \rho^{-k_i}, \quad (5)$$

где

$$i = \begin{cases} 1, & \text{при } \rho < 116 \text{ м,} \\ 2, & \text{при } \rho > 116 \text{ м.} \end{cases}$$

Параметры a_i и k_i для выбранных нами условий приведены в табл. 2. Отметим, что при малых ρ $k_1 = 1$, а параметры a_1 и a_2 связаны между собой условием «сшивания» в точке $\rho = 116$ м, т.е. в формуле (3) содержатся всего два независимых параметра. Средняя погрешность аппроксимации (5) в интервале $0 \leq \rho \leq 3520$ м, где сосредоточено до 75% рассеянной энергии, составляет 15–20%. В интервале $3520 \text{ м} \leq \rho \leq 4710 \text{ м}$ погрешность выше.

Таблица 2

Параметры функции рассеяния $F(\rho)$ ($\rho_{\max} = 4710$ м) и значения прямого $T_{\text{пр}}$ и диффузного $T_{\text{д}}$ пропускания

Модели	a_1	a_2	κ_1	κ_2	$T_{\text{пр}}$	$T_{\text{д}}$
«Зима», $A=0,7$	$7,14 \cdot 10^{-5}$	$1,106 \cdot 10^{-2}$	1	2,06	0,580	0,31
«Лето—день», $A=0,15$	$3,107 \cdot 10^{-5}$	$5,58 \cdot 10^{-4}$	1	1,607	0,60	0,28
«Лето—день», $A=0,3$	$3,158 \cdot 10^{-5}$	$5,75 \cdot 10^{-4}$	1	1,610	0,60	0,29
Эльтермана, $A=0,15$	$5,25 \cdot 10^{-5}$	$2,78 \cdot 10^{-3}$	1	1,834	0,58	0,30
Эльтермана, $A=0,50$	$5,47 \cdot 10^{-5}$	$2,46 \cdot 10^{-3}$	1	1,800	0,58	0,363

В заключение приведем результаты оценок характерных размеров объекта, для которых учет рассеянного излучения при формировании изображения становится необходимым, т.е. велика роль первого члена в правой части (1). С целью упрощения будем рассматривать объект, имеющий форму круга с радиусом r , расположенный на однородном фоне

$$B(\rho) = \begin{cases} B_{об}, & \text{при } \rho < r, \\ B_{ф}, & \text{при } \rho > r. \end{cases} \quad (6)$$

При наблюдении в надир на основании простых физических соображений можно показать, что вклад первого члена в (1) будет наибольшим в центре изображения, где и будем проводить оценки.

Для выбранных нами условий имеет место следующее соотношение:

$$B(0) = B_{об}T_{пр} + B_{ф}T_p + (B_{об} - B_{ф})2\pi \int_0^r F(\rho)\rho d\rho. \quad (7)$$

Последний член в (7) определяется возмущением, вызванным рассеянным излучением самого объекта. Введем параметр $\eta(r)$, характеризующий это возмущение,

$$\eta(r) = \frac{|B_{об} - B_{ф}|2\pi \int_0^r F(\rho)\rho d\rho}{B_{об}T_{пр} + B_{ф}T_p}. \quad (8)$$

Анализ (8) особенно удобно проводить для двух случаев: $B_{об} = 0$ и $B_{ф} = 0$. В первом случае (темный объект на светлом фоне) —

$$\eta(r) = \frac{2\pi \int_0^r F(\rho)\rho d\rho}{T_p}; \quad (9)$$

во втором случае (светлый объект на темном фоне) —

$$\eta(r) = \frac{2\pi \int_0^r F(\rho)\rho d\rho}{T_{пр}}. \quad (10)$$

Ниже в табл. 3 помещены результаты оценок, сделанных по приведенным формулам, из которых следует, что для выбранных нами условий рассеянное излучение может заметно изменить контрастные характеристики объекта при размерах объекта порядка 500 м и больше. Специально проведенные оценки показали, что при изменении высоты наблюдения от 20 до 250 км вид функции $F(\rho)$ практически не меняется, т. е. данные таблицы пригодны для всех высот наблюдения более 20 км.

Таблица 3

Зависимость величины поправки $\eta(r)$ в процентах от размеров объекта при наблюдении в надир

r , м	Модель «зима» $H=20$ км, $A=0,7$ (формула (9))	Модель «лето» $H=20$ км, $A=0,15$ (формула (10))	Модель Эльтермана $H=250$ км, $A=0,15$ (формула (10))
29	5,4	0,65	1,7
58	10,2	1,22	3,2
116	16,8	2,3	6,05
291	28,2	4,9	12,2
581	38,3	8,2	18,8
1165	47,5	12,5	26,0

1. Румянцева Н. А., Танташев М. В. // ОМП. 1986. № 9.
2. Зуев В. Е., Кабанов М. В. Перенос оптических сигналов в земной атмосфере. М.: Советское радио, 1977. 368 с.
3. Зега Э. П. и др. Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск: Наука и техника. 1985. 327 с.
4. Кондратьев К. Я., Смоктий О. И., Козодеров В. В. Влияние атмосферы на исследования природных ресурсов из космоса. М.: Машиностроение, 1985. 272 с.

5. Дябин Ю.П., Иванов В.П., Танташев М.В., Филиппов В.Л. // Аэрозоль и климат. Т. 1. Л.: Гидрометеокздат, 1982.
6. Elterman L. Atmospheric attenuation model 1964 in the ultraviolet, visible and infrared region for altitude to 50 km. Report AFCRL-64-740. Environ. Res. Papers. 1964. № 46. 40 p.
7. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 166 с.
8. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике/Под ред. Г.И. Марчука. Новосибирск: Наука, 1976. 284 с.
9. Yoram J. Kaufman. //Appl. Opt. 1984. V. 23. № 19.
10. Korotka N.S., Solomon S., Gensay Y. //JOSA. 1981. V. 11. № 7.

Поступила в редакцию
11 июля 1988 г.

M.V. Tantashev, N.V. Zadorina, N.A. Rummyantseva. **Scattering-Function of a Point Source in the Atmosphere.**

The problem on transfer of the radiation from an isotropically emitting element of a surface in a spherical atmosphere is solved using the Monte-Carlo method in order to obtain the scattering function of a point source which is equivalent to the optical transfer function of the atmosphere. The calculations used atmospheric models corresponding to winter and summer seasons [5] as well as the models similar to the Elterman model at the visual range $S_m = 15$ km.

It is shown in this paper based on the obtained calculational data that the account for the atmospheric optical transfer function can give a 25% correction into the downward observations of the object with the dimension of about 600 m. In the observations of smaller objects (20 to 100 m) the influence of the atmosphere can change the objects contrast introducing no changes into its spatial structure.