

РАССЕЯНИЕ И ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН
В АТМОСФЕРЕ

УДК 551.521.3

Ю.А. Лебединский, К.Г. Предко

ВЛИЯНИЕ ОРИЕНТАЦИИ НЕСФЕРИЧЕСКИХ РАССЕИВАЮЩИХ ЧАСТИЦ
НА КОЭФФИЦИЕНТ ПРОПУСКАНИЯ АТМОСФЕРЫ

В рамках приближенного метода решения уравнения переноса излучения сделан расчет коэффициента пропускания плоского слоя с несферическими ориентированными в пространстве рассеивающими частицами для наклонного падения излучения на слой. Проведен качественный анализ поведения пропускания в зависимости от угла падения излучения и параметров среды.

За последние годы развитие прикладной оптики рассеивающей атмосферы и ряда других природных и искусственных объектов привело к необходимости учета несферичности рассеивающих частиц и учета ориентированности частиц в пространстве. В этом направлении достигнуты большие успехи в области расчета параметров элементарного объема и расчетов однократно рассеянного излучения [1–8]. Расчеты многократно - рассеянного света проводятся либо методом Монте-Карло [9], либо с помощью приближенных методов, сложность которых практически не уступает сложности численных методов [10].

В данной статье рассматривается поведение коэффициента пропускания рассеивающей атмосферы с несферическими ориентированными частицами с учетом многократного рассеяния излучения. Приближенный аналитический алгоритм для решения уравнения переноса в среде с параметрами элементарного объема, зависящими от направления падения излучения, и оценка его точности изложены в [11].

В качестве модели частиц были выбраны сфероиды, форма которых может служить приближением к форме рассеивающих частиц природных объектов для качественного описания поведения коэффициента пропускания атмосферы. Как и в [11] считаем, что частицы достаточно велики по размерам, чтобы иметь выделенное направление ориентации в атмосфере, причем ориентация возможна вдоль вертикальной оси z [2]. Считаем, что при рассеянии на таких частицах излучения видимого диапазона справедливо приближение геометрической оптики: параметр ослабления $\varepsilon(\Omega)$ пропорционален геометрическому сечению частиц в плоскости, перпендикулярной направлению падения излучения. Слабой зависимостью вероятности выживания фотона Λ и среднего косинуса угла рассеяния $\bar{\mu}$ от Ω [12], где Ω – единичный вектор направления, будем пренебрегать.

Поскольку индикатриса рассеяния $X(\Omega)$ в данном случае сильно вытянута «вперед», то, как и ранее, используем транспортное приближение решения уравнения переноса.

$$X(\Omega, \Omega') = 1 - \mu(\Omega) + 4\pi\bar{\mu}(\Omega) \delta(\Omega \cdot \Omega'). \quad (1)$$

Пусть сфероид имеет длину вертикальной оси L и горизонтальной M и $\Delta = L/M$. Считая, что сфероиды ориентированы вертикальной осью строго по оси z , для параметра ослабления ε элементарного объема можно записать:

$$\varepsilon_0(\theta) = E_c \Delta / (\Delta^2 \cos^2(\theta) + 1 - \cos^2(\theta))^{1/2}, \quad (2)$$

где $\Omega = (\theta, \varphi)$ – сферические углы.

Поскольку сфероиды имеют вертикальную ось симметрии, зависимость ε от угла φ исчезает. Отметим, что и для несферических частиц любой формы зависимостью ε от φ можно пренебречь ввиду хаотической ориентации осей частиц в горизонтальной плоскости (по углу φ) в атмосфере [8]. В этом случае и для описания наклонного падения излучения можно ограничиться одним углом отклонения от вертикали.

В [11] предполагалось, что элементарный объем занимают сфероиды одной определенной формы (с одним значением Δ). Как правило, в атмосфере могут присутствовать и сплюснутые и вытянутые частицы одновременно, например, в кристаллических облаках [7]. Следовательно, в общем случае параметр ослабления можно записать как

$$\varepsilon(\theta) = \int \varepsilon_0(\theta, \Delta) P(\Delta) d\Delta,$$

где $P(\Delta)$ — плотность вероятности распределения частиц по размерам. Ввиду использования приближения геометрической оптики функция P зависит только от отношения длин осей сферондов $\Delta = L/M$, а не от L и M отдельно.

Таблица 1

Поведение коэффициента пропускания T в зависимости от соотношения числа частиц

$\frac{H}{\mu_1}$	E_1					
	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
2	.875	.877	.880	.884	.888	.894
0,9	.867	.870	.873	.877	.883	.894
	.875	.877	.878	.879	.881	.882
	.867	.869	.871	.874	.877	.882
2	.722	.725	.731	.738	.750	.773
0,75	.705	.709	.714	.723	.737	.773
	.722	.725	.727	.730	.734	.739
	.705	.709	.713	.719	.726	.739
10	.527	.529	.533	.540	.556	.599
0,9	.503	.505	.509	.526	.537	.599
	.527	.531	.535	.539	.545	.551
	.503	.507	.513	.520	.531	.551
10	.325	.325	.323	.321	.323	.371
0,75	.298	.296	.293	.290	.294	.371
	.325	.330	.336	.343	.351	.360
	.298	.302	.307	.316	.331	.360

Заметим, что поскольку сферонды имеют лишь преимущественную ориентацию, то функция $\varepsilon_0(\theta)$ должна быть заменена на функцию

$$\varepsilon'_0(\theta) = \int \varepsilon_0(\theta - \theta') P_0(\theta') d\theta'$$

где функция $P_0(\theta')$ — плотность вероятности распределения угла θ' между осью симметрии сфероида и вертикалью. Более того, очевидно, что $P_0(\theta')$ зависит от L и M . Однако для качественного анализа поведения пропускания фактом наличия только преимущественной ориентации можно пренебречь.

Конкретные расчеты были сделаны для случая, когда в среде в виде плоскопараллельного слоя содержатся сферонды с двумя различными значениями Δ : Δ_1 и Δ_2 . Коэффициенты E_1 и E_2 определяют количество частиц с соответствующим Δ . Сумма $E_1 + E_2 \equiv 1$, поэтому в таблицах приводятся лишь значения E_1 . Оптическая толщина слоя в вертикальном направлении равна H . Вероятность выживания фотона Λ равна 0,995.

Рассмотрим вначале случай, когда $\mu_1 = \mu_2$ и мононаправленное освещение падает на слой нормально (табл. 1).

Четыре значения пропускания в каждой колонке относятся к следующим парам значений Δ_1 и Δ_2 — (0,1; 1,5); (0,1; 4,0); (0,7; 1,5); (0,7; 4,0).

Из табл. 1 видно/что, как правило, T растет с ростом доли сплюснутых частиц в среде. Однако с ростом H и уменьшением $\bar{\mu}$ зависимость коэффициента пропускания T от соотношения частиц с разными Δ становится немонотонной. Это можно объяснить тем, что с ростом H и уменьшением $\bar{\mu}$ угловая структура рассеянного света становится достаточно диффузной. При этом если на малых H основную роль в определении пропускания играют значения ε при малых углах отклонения излучения от вертикали, то с ростом H важную роль приобретают и значения ε при больших углах падения света. Поэтому имеющее место при $H = 10$ и $\bar{\mu} = 0,75$ уменьшение значения T с ростом доли сплюснутых частиц может объясняться увеличением ослабления на больших угла падения.

С увеличением H и уменьшением μ зависимость T от соотношения частиц увеличивается.

Кроме самого коэффициента пропускания T важным показателем является величина $R = T / \bar{T}$, где T — пропускание для хаотически расположенных частиц. Из рис. 1 видно, что величина R меня-

ется в зависимости от соотношения количества частиц значительно сильнее, чем T . Кроме того, величина R всегда падает с ростом доли сплюснутых частиц.

Далее рассмотрим случай, когда $\bar{\mu}_1 \neq \bar{\mu}_2$. Из формулы (1) и сказанного выше следует, что в данном случае общее $\bar{\mu}$ есть просто $\bar{\mu} = \bar{\mu}_1 E_1 + \bar{\mu}_2 E_2$. Из табл. 2 видно, что пропускание T падает с ростом E_1 , когда $\bar{\mu}_1 > \bar{\mu}_2$, и растет с ростом E_1 , когда $\bar{\mu}_1 < \bar{\mu}_2$.

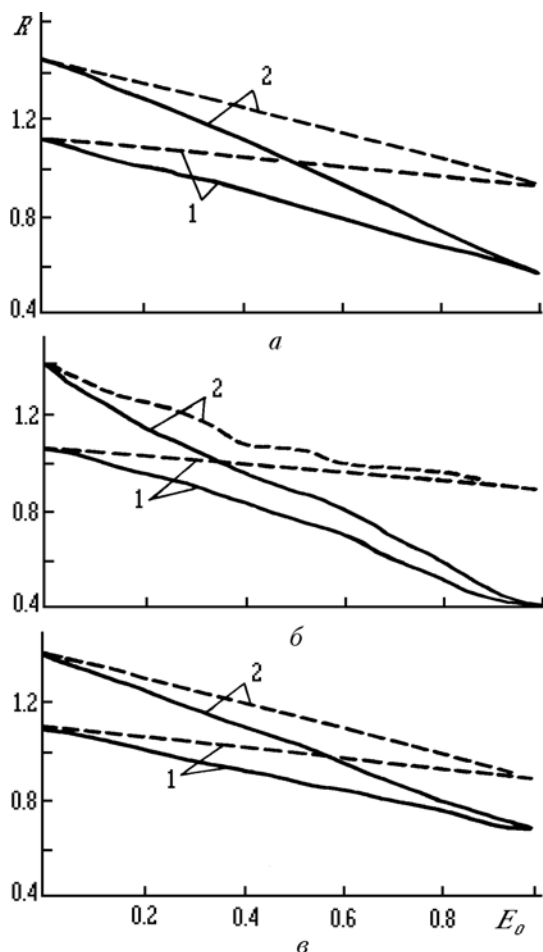


Рис. 1. Зависимость величины R от доли сплюснутых сфероидов в среде. $H = 10$, $\mu = 0,9$ (а); $H = 10$, $\bar{\mu} = 0,75$ (б); $H = 2$, $\bar{\mu} = 0,75$ (в). 1 — $\Delta_2 = 1,5$; 2 — $\Delta_2 = 4,0$. Сплошные линии — $\Delta_1 = 0,1$; штриховые — $\Delta_2 = 0,7$. Направление падения света нормальное

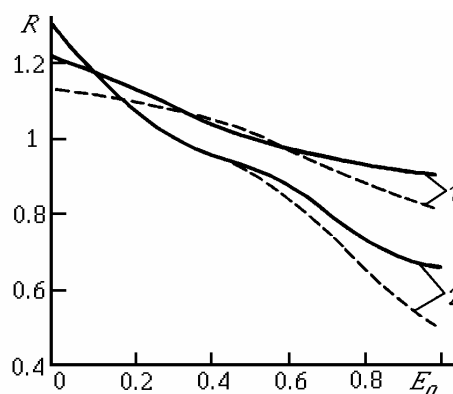


Рис. 2. Зависимость величины R от доли сплюснутых сфероидов для случая различных индикатрис рассеяния для сфероидов с разным Δ . Сплошные линии — $\bar{\mu}_1 = 0,9$, $\bar{\mu}_2 = 0,75$; штриховые — $\mu_1 = 0,9$, $\bar{\mu}_2 = 0,75$; 1 — $H = 2$; 2 — $H = 10$. Направление падения света нормальное

Таблица 2

Поведение коэффициента пропускания T в зависимости от соотношения числа частиц.
 $H = 0$; $\Delta_1 = 0,1$, $\Delta_2 = 4$

$\frac{\bar{\mu}_2}{\bar{\mu}_1}$	E_1					
	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0
$\frac{0,75}{0,9}$.503	.435	.383	.345	.321	.371
$\frac{0,9}{0,75}$.298	.328	.344	.386	.458	.598

Величина R , как видно из рис. 2, всегда падает с ростом E_1 .

Теперь рассмотрим случай наклонного освещения. Пусть угол отклонения направления излучения от вертикали равен θ . В этом случае поведение пропускания T определяется в значительной сте-

пени соотношением числа сплюснутых и вытянутых частиц, то есть видом функции $\epsilon(\theta)$. Пропускание можно приближенно считать максимальным, когда направление падения света близко к направлению, под которым оптическая толщина слоя минимальна.

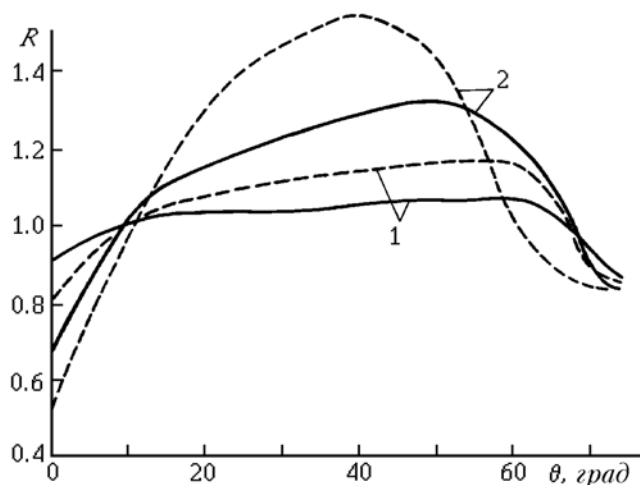


Рис. 3. Зависимость величины R от угла падения света. $\Delta_1 = 0,1$; $\Delta_2 = 4,0$; $E_1 = 0,75$; $E_2 = 0,25$. Сплошные линии — $\bar{\mu} = 0,9$; штриховые — $\bar{\mu} = 0,75$; 1— $H = 2$; 2— $H = 10$

Максимум R смещен в сторону больших углов наклона за счет уменьшения величины T с увеличением угла наклона. С ростом оптической толщины H максимум сдвигается в сторону меньших углов. Это можно объяснить тем, что пропускание для хаотического расположения частиц T при малом истинном поглощении в среде слабо изменяется с изменением угла падения при большой оптической толщине слоя. Максимум смещается в сторону меньших углов и с уменьшением степени вытянутости индикатрисы (рис. 3).

1. Asano S. //Appl. Opt. 1983. V. 22. № 9. P. 1390—1396.
2. Fraser A. V. //J. Opt. Soc. Am. 1979. V. 69. P. 1112—1118.
3. Подкамень Л. И., Гуминецкий С. Г., Архельюк А. Д. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1986. № 12. С. 1287—1292.
4. Вошинников Н. В., Фарафонов В. Г. //Оптика и спектроскопия. 1985. Т. 85. Вып. 1. С. 135—141.
5. Парамонов Л. Е., Лопатин В. Н., Сидько Р. Я. //Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 61. Вып. 3. С. 570—576.
6. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.
7. Волковицкий О. А., Павлова Л. Н., Петрушин А. Г. Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеониздат, 1984. 198 с.
8. Сидько Ф. Я., Лопатин В. Н., Парамонов Л. Е. Поляризационные характеристики взвесей биологических частиц. Новосибирск: Наука, 1990. 120 с.
9. Holt A. R., Shepherd J. W. //J. Phys. 1979. V. A12. № 1. P. 159—166.
10. Furutsu K. //J. Math. Phys. 1980. № 4. P. 765—777.
11. Лебединский Ю. А., Предко К. Г. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1987. № 9. С. 970—975.
12. Петрушин А. Г. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1986. № 12. С. 1293—1299.

Институт физики Академии наук Беларуси,
Могилев

Поступила в редакцию
4 декабря 1991 г.

Yu. A. Lebedinskii, K. G. Predko. **Influence of Nonspherical Scattering Particles Orientation on the Atmospheric Transmission.**

The transmission of a plane layer containing nonspherical oriented particles has been calculated for the case of oblique incidence of light within the framework of a technique for approximate solving of the radiation transfer equation. A qualitative analysis of the transmission as a function of angle of light incidence and parameters of the medium is made.