

И.Н. Мельникова

СПЕКТРАЛЬНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ РАССЕЯНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ В СЛОИСТЫХ ОБЛАКАХ

Рассмотрены асимптотические формулы теории переноса излучения для диффузных потоков, выходящих из оптически толстого однородного рассеивающего слоя. Выведено аналитическое выражение для параметра $s = \sqrt{\frac{1-\Lambda}{3-x_1}}$ через потоки излучения, которое в совокупности с формулой, полученной в [5], решает «обратную задачу» для облачного слоя. Исследована точность выражений и их область применимости. На основании самолетных измерений спектральных диффузных потоков солнечного излучения вычислены спектральные зависимости объемных коэффициентов рассеяния и истинного поглощения света в облачном слое.

Оптические свойства дисперсной среды (в данном случае облачного слоя) связаны с поглощением и рассеянием проходящего через нее излучения и зависят от размера, химического состава и формы частиц, составляющих среду. Спектральные зависимости коэффициентов рассеяния и поглощения представляют интерес при изучении микрофизических свойств облачности. Определение *in situ* микрофизических и оптических параметров атмосферы и атмосферного аэрозоля весьма сложно и не всегда достаточно надежно. Оптические измерения, проводимые с борта самолета-лаборатории на разных уровнях в атмосфере позволяют получить значение коэффициентов рассеяния и поглощения [1] и могут, таким образом, служить основой для вычисления физических характеристик атмосферы (в данном случае облачной).

В то же время процессы рассеяния и поглощения солнечного излучения в облачном слое являются важнейшими факторами, определяющими взаимодействие излучения и облачности, сильно воздействующим на энергетику атмосферы. Известно, что количество лучистой энергии, поглощенной облаком, составляет иногда до 20% от приходящей на его верхнюю границу и может обеспечить скорость нагревания атмосферы около 2° в сутки. Таким образом, возможно более точные значения коэффициентов рассеяния и поглощения необходимы для создания адекватных климатических моделей, при прогнозировании погоды и климата с учетом влияния облачности (например, [2]). Подробнее процессы поглощения и рассеяния и взаимодействие этих процессов предполагается обсудить в последующих публикациях, после того как по предложенной в данной статье методике будут интерпретированы результаты нескольких экспериментов для разных облачных слоев. Здесь укажем на то, что весьма большую роль в поглощении солнечного излучения в видимой области вне молекулярных полос, по-видимому, играет атмосферный аэрозоль.

В настоящей статье предлагается метод определения коэффициентов рассеяния и поглощения, основанный на асимптотических формулах теории переноса излучения и использующий результаты спектральных измерений потоков солнечного излучения с борта самолета-лаборатории в слоистых облаках.

Постановка задачи. Рассмотрим плоский однородный облачный слой, бесконечно протяженный по горизонтали. Оптическая толщина слоя $\tau_0 = \sigma \cdot z$, где σ — коэффициент рассеяния, z — геометрическая толщина слоя; $\Lambda = \sigma/(\kappa + \sigma)$ — альbedo однократного рассеяния; κ — коэффициент истинного поглощения света.

На верхнюю границу слоя падает параллельный поток солнечного излучения πS под углом $\arccos \zeta$ к нормали к слою, F^\uparrow — отраженный от слоя монохроматический поток рассеянного излучения в единицах $\pi S \zeta$, F^\downarrow — пропущенный поток, A — альbedo подстилающей поверхности. Введем величину $s = \sqrt{\frac{1-\Lambda}{3-x_1}}$, которая включает в себя не только поглощательные свойства среды, но и характеризует индикатрису рассеяния света через 1-й коэффициент разложения индикатрисы по полиномам Лежандра x_1 .

Спектральные потоки солнечного излучения в атмосфере на разных уровнях измеряются с борта самолета-лаборатории [1] в абсолютных единицах.

Разделив измеренные значения на величину потока, падающего на верхнюю границу облачного слоя, получим относительные значения потоков, которые используются в дальнейших теоретических преобразованиях. Разделив восходящий поток на нижнем уровне y подстилающей поверхности, значения F^\uparrow , F^\downarrow и A можно считать известными в диапазоне спектра 0,4–0,9 мкм через 0,02 мкм.

Выражения для относительных потоков диффузного излучения имеют вид [3, 4]:

$$\bar{F}^\uparrow = a(\zeta) - \frac{M\bar{N}Qu(\zeta)e^{-2\kappa\tau_0}}{1 - N\bar{N}e^{-2\kappa\tau_0}}; \quad (1)$$

$$\bar{F}^\downarrow = \frac{MQu(\zeta)e^{-\kappa\tau_0}}{1 - N\bar{N}e^{-2\kappa\tau_0}} \frac{1}{1 - Aa^\infty}, \quad (2)$$

где $a(\zeta)$ — плоское альbedo слоя; $u(\zeta)$ — функция Милна, которая определяет угловое распределение рассеянного излучения, прошедшего верхнюю границу слоя. В литературе имеются таблицы функции $u(\zeta)$ [6]. $Q = 2 \int_0^1 u(\zeta)\zeta d\zeta$, M и N определяются интегральными соотношениями [3, 4], κ — параметр, называемый обычно диффузной экспонентой или обратной диффузионной длиной, черта сверху обозначает учет отражения излучения подстилающей поверхностью;

$$\bar{N} = N - \frac{AMQ^2}{1 - Aa^\infty}; \quad (3)$$

$$a^\infty = 2 \int_0^1 a(\zeta)\zeta d\zeta \text{ — сферическое альbedo полубесконечной атмосферы,}$$

В работе [5] решается задача определения оптической толщины облачного слоя τ_0 , исходя из измеренных значений отраженной интенсивности излучения и соотношения, аналогичного формуле (1). При этом в [5] предполагается, что поглощение в облаке в видимом диапазоне спектра столь мало, что им можно пренебречь. Поэтому рассмотрение проводится для априорно-заданного значения $\Lambda = 1$. Альbedo подстилающей поверхности в [5] равно 0,2. При обсуждении результатов настоящей статьи будет показано, что необходимо учитывать поглощение и истинные значения альbedo поверхности для получения верных значений τ_0 .

Решение задачи. Для нашей задачи представляет интерес выражение (28), выведенное в работе [5] из формулы для отраженной интенсивности излучения. Действуя по аналогии, получим следующее соотношение из формулы (1)

$$e^{2\kappa\tau_0} - N\bar{N} = \frac{M\bar{N}Qu(\zeta)}{a(\zeta) - \bar{F}^\uparrow}. \quad (4)$$

Далее подставим (4) в выражение для потока, пропущенного слоем (2), и после очевидных преобразований получим

$$\bar{F}^\downarrow \bar{N} (1 - Aa^\infty)^2 = MQu(\zeta) (a(\zeta) - \bar{F}^\uparrow) + N (a(\zeta) - \bar{F}^\uparrow)^2. \quad (5)$$

Для величин и функций, входящих в выражение (5) известны асимптотические разложения по малому параметру $\sqrt{1 - \Lambda}$ [4]. Запишем эти разложения по параметру $s = \sqrt{\frac{1 - \Lambda}{3 - x_1}}$ сохраняя члены порядка s^2

$$\left. \begin{aligned} M &= 8s \\ N &= 1 - 3\delta s + \frac{9}{2}\delta^2 s^2 \\ Q &= 1 - \frac{3}{2}\delta s + Q_2 s^2 \\ u(\zeta) &= u_0(\zeta) \left(1 - \frac{3}{2}\delta s\right) + u_2(\zeta) s^2 \\ a(\zeta) &= 1 - 4u_0(\zeta)s + a_2(\zeta)s^2 \\ a^\infty &= 1 - 4s + 6\delta s^2 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где $\delta = 4 \int_0^1 u_0(\zeta)\zeta^2 d\zeta = 1,427$; $u_0(\zeta)$ — функция $u(\zeta)$ при $\Lambda = 1$; выражения для коэффициентов Q_2 и $u_2(\zeta)$ при s^2 не будем раскрывать, так как в дальнейших выкладках они сократятся.

Функция $a_2(\zeta)$, стоящая коэффициентом при s^2 в разложении плоского альbedo, имеет вид [3]

$$a_2(\zeta) = \frac{15(3 - x_1)}{5 - x_2} v(\zeta) + 6\delta u_0(\zeta). \quad (7)$$

Здесь x_2 – второй коэффициент разложения индикатрисы рассеяния по полиномам Лежандра. Функции $v(\zeta)$ и $u_0(\zeta)$ определяются интегральными соотношениями через азимутально-независимый член разложения коэффициента отражения света при чистом рассеянии света $\rho_0(\eta, \zeta)$ [4]

$$\left. \begin{aligned} v(\zeta) &= \zeta^2 - 2 \int_0^1 \rho_0(\zeta, \eta) \eta^3 d\eta \\ u_0(\zeta) &= \frac{3}{4} \left[\zeta + 2 \int_0^1 \rho_0(\zeta, \eta) \eta^2 d\eta \right] \end{aligned} \right\} . \quad (8)$$

В правой части выражения (6) вынесем функцию $u_0(\zeta)$ за скобки

$$a_2(\zeta) = u_0(\zeta) \left[\frac{15(3-x_1)}{5-x_2} \frac{v(\zeta)}{u_0(\zeta)} + 6\delta \right]. \quad (9)$$

Используя подробные таблицы для функции $v(\zeta)$ и $u_0(\zeta)$ из работы [6], мы численно получили, что $v(\zeta)/u_0(\zeta)$ – линейная функция от ζ и имеет вид

$$v(\zeta)/u_0(\zeta) = u_0(1)\zeta - 0,9. \quad (10)$$

Значения $a_2(\zeta)$ были рассчитаны для 4-х индикатрис рассеяния, а затем усреднены (табл. 10). Численная проверка показала, что средние значения $\bar{a}_2(\zeta)$ обеспечивают на практике достаточную точность вычислений. Таким образом, если индикатриса рассеяния неизвестна, то можно воспользоваться значениями $a_2(\zeta)$, приведенными в таблице.

Значения функции $a_2(\zeta)$

$g \backslash \zeta$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
0,75	1,310	2,220	3,118	4,078	5,126	6,256	7,475	8,786	10,194	11,696	13,290
0,8	1,267	2,236	3,151	4,117	5,163	6,289	7,494	8,796	10,184	11,664	13,234
0,85	1,201	2,242	3,181	4,148	5,198	6,320	7,512	8,798	10,167	11,625	13,181
0,9	1,092	2,244	3,208	4,193	5,237	6,350	7,529	8,808	10,159	11,597	13,120
$\bar{a}_2(\zeta)$	1,217	2,236	3,165	4,209	5,181	6,304	7,503	8,797	10,176	11,646	13,206

Учитывая выражения (8), можно записать

$$2 \int_0^1 \rho_0(\eta, \zeta) \eta^2 d\eta \left[\frac{3}{4} u_0(1) \cdot \zeta - \frac{2,7}{4} \right] + 2 \int_0^1 \rho_0(\eta, \zeta) \eta^3 d\eta. \quad (11)$$

Это соотношение может оказаться полезным для нахождения функции $\rho_0(\eta, \zeta)$ в явном виде.

Перейдем к определению величины s . Для этого подставим в соотношение (5) разложения (6), выполним умножение, сохраняя члены порядка s^2 , и получим

$$s^2 = \frac{(1 - \bar{F}^\dagger)^2 - \bar{F}^\dagger{}^2 (1 - A)^2}{16(u_0^2(\zeta) - A^2 \bar{F}^\dagger{}^2) - 2(1 - \bar{F}^\dagger) a_2(\zeta) - 12\delta A (1 - A) \bar{F}^\dagger{}^2}. \quad (12)$$

Воспользуемся соотношением, аналогичным полученному в [5]

$$k\tau_0 = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{M\bar{N}Qu(\zeta)}{a(\zeta) - \bar{F}^\dagger} + N\bar{N} \right]. \quad (13)$$

Подставляя в (13) разложения (6) и учитывая, что $k = (3-x_1)s$, получим для τ_0 выражение

$$\tau' = (3 - x_1) \tau_0 = \frac{1}{2s} \left[2 \ln \left(1 - 3\delta s + \frac{9}{2} \delta^2 s^2 \right) + \ln \frac{1 - A - 4As - 6A\delta s^2}{1 - A + 4As - 6A\delta s^2} + \ln \frac{1 - \bar{F}^\dagger + 4u_0(\zeta)s + a_2(\zeta)s^2 - 18u_0(\zeta)s^3}{1 - \bar{F}^\dagger - 4u_0(\zeta)s + a_2(\zeta)s^2} \right], \quad (14)$$

где для удобства введено обозначение $\tau' = (3 - x_1)\tau_0$.

При получении формулы (14) в разложении величины k мы ограничились членом $\sim s$, а под знаком логарифма учли член $\sim s^3$, потому что численная проверка показала, что именно в таком виде формула (14) обеспечивает наибольшую точность.

Таким образом, полученные формулы имеют достаточно элементарный вид. Процесс вычислений по ним не представляет труда, но в то же время они вполне строго решают задачу нахождения величины $s^2 = \sqrt{(1 - \Lambda) / (3 - x_1)(1 - \Lambda) / (3 - x_1)}$ и $\tau' = (3 - x_1)\tau_0$ при измеренных потоках излучения, выходящего из облачного слоя, при большой оптической толщине слоя и слабом поглощении. Выражение (12) и (14) получены из асимптотических формул теории переноса, являющихся единственным и строгим решением уравнения переноса в условиях $\tau_0 \gg 1$, $1 - \Lambda \ll 1$.

Отметим, что сочетание $(3 - x_1)$, определяемое формой индикатрисы рассеяния, входит в обе искомые величины. Это обстоятельство следует из природы процесса многократного анизотропного рассеяния света (здесь уместно вспомнить соотношения подобия [3], выражающие ту же физическую сущность явления). Для выявления свойств индикатрисы рассеяния было бы полезно привлечение дополнительных измерений (может быть микрофизического характера) и методов их интерпретации).

Укажем еще на один момент. Коэффициент истинного поглощения света в слое толщиной z можно записать в виде

$$\kappa = (1 - \Lambda) \tau_0 / z. \quad (15)$$

Откуда следует, что, имея значения величин τ' и s^2 , легко найти κ без привлечения сведений об индикатрисе рассеяния

$$\kappa = \tau' s^2 / z. \quad (16)$$

Погрешности метода и область применимости. Предположим, что мы знаем значения f_i некоторой функции $f(x)$, график изменения $f(x)$ и хотим определить соответствующие им значения аргумента x_i . Понятно, что значения x_i мы сможем найти тем точнее, чем сильнее меняется $f(x)$, т. е. чем больше по величине ее производная. Это выражает известный факт: если мы находим функцию, обратную исходной $x(f)$, то ошибка при этом обратно пропорциональна производной $f'(x)$. Это обстоятельство широко используется и в статистических методах решения обратных задач, где вычисляются частные производные по многим искомым переменным и составляются матрицы обратных этим производным величин, определяющие соответствующие погрешности.

Исходя из указанных соображений, найдем производные $\frac{\partial F^{\uparrow\downarrow}}{\partial s}$ и $\frac{\partial F^{\uparrow\downarrow}}{\partial \tau_0}$:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \bar{F}^\dagger}{\partial \tau_0} &= 2kQu(\zeta) \frac{M\bar{N}e^{-2k\tau_0}}{(1 - N\bar{N}e^{-2k\tau_0})^2} \\ \frac{\partial \bar{F}^\downarrow}{\partial \tau_0} &= -\bar{F}^\downarrow \frac{k|1 + N\bar{N}e^{-2k\tau_0}|}{1 - N\bar{N}e^{-2k\tau_0}} \end{aligned} \right\}. \quad (17)$$

Учтем разложения (6) с точностью до s и получим производные

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \bar{F}^\downarrow}{\partial s} &= \bar{F}^\downarrow \left[\frac{1}{s} - \frac{3\delta}{Q} - (3 - x_1)\tau_0 - \frac{2Ne^{-2k\tau_0}(3\delta + N(3 - x_1)\tau_0)}{1 - N^2 e^{-2k\tau_0}} \right], \\ \frac{\partial \bar{F}^\dagger}{\partial s} &= 4u_0(\zeta) - Ne^{-k\tau_0} \bar{F}^\downarrow \left[\frac{1}{s} - \frac{3\delta(Q + N)}{QN} - \right. \\ &\quad \left. - 2(3 - x_1)\tau_0 - \frac{2Ne^{-2k\tau_0}(3\delta + N(3 - x_1)\tau_0)}{1 - N^2 e^{-2k\tau_0}} \right]. \end{aligned} \right. \quad (18)$$

Для оценки погрешностей достаточно учесть члены, определяющие порядок величин, тогда при малых s можно записать

$$\frac{ds}{s} \sim \frac{dF^{\downarrow\uparrow}}{F^{\downarrow\uparrow}}; \quad \frac{d\tau}{\tau} \sim \frac{dF^{\uparrow\downarrow}}{F^{\uparrow\downarrow}} \frac{1}{k\tau_0}, \quad (19)$$

т.е. относительные погрешности искомых величин пропорциональны относительным погрешностям измерения потоков излучения. Но соотношения (19) справедливы только в области применимости асимптотических формул (1), (2) и разложений (6) и (18). Область применимости довольно подробно изучена как с помощью теоретических соображений [4, 7], так и численных расчетов [18]. Здесь для определения зависимости погрешности вычислений по полученным формулам от величины τ_0 и $1-\Lambda$ будем основываться на модельных расчетах потоков рассеянного излучения для широкого диапазона изменения $\tau_0 = 3-50$ и $\Lambda = 0,7-1,0$ при $x_1 = 2,55$, выполненных методом сложения слоев [8]. На рис. 1 показаны соответствующие зависимости относительных погрешностей $\delta\tau_0$ и δs от Λ при фиксированном $\tau_0 = 25$ и от τ_0 при фиксированном $\Lambda = 0,999$. Видно, что с усилением поглощения (уменьшением Λ) особенно резко возрастает погрешность определения τ_0 . Это легко понять, так как τ_0 определяется логарифмической зависимостью. Поэтому в формуле (14) мы сохранили член порядка s^3 , чтобы повысить точность вычисления выражения под знаком логарифма. Отметим также, что неопределенность в задании альbedo подстилающей поверхности A и истинного поглощения в слое, выражающаяся величиной s , приведет при расчетах по формуле (14) к очень большим ошибкам, и нам трудно согласиться с автором [5], утверждающим, что соотношения, аналогичного (14) при $\Lambda = 1$ для интенсивности в совокупности с измерениями отраженного излучения, достаточно для определения оптической толщины слоя. В этих обстоятельствах возможна только довольно грубая оценка τ_0 . А для точного определения τ_0 по измерениям отраженного излучения необходимы также измерения под облачным слоем, проводимые хотя бы с поверхности земли. Для подробных исследований облачных слоев предпочтительнее, конечно, самолетные измерения с подробной зондировкой вне и внутри облачного слоя.

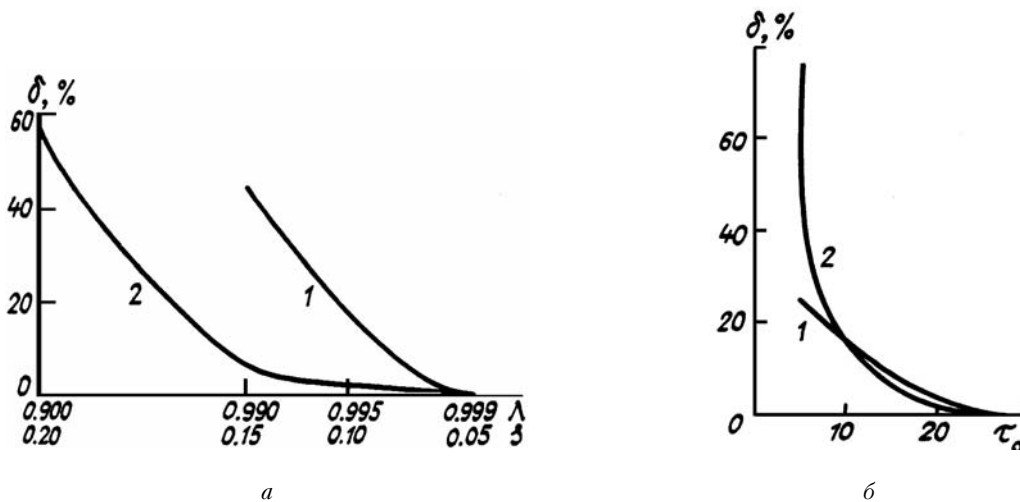


Рис. 1. Относительные погрешности определения τ_0 и s по формулам (21) и (22) ($\delta\tau$ — кривая 1, δs — кривая 2, $g = 0,85$): а — в зависимости от Λ при $\tau_0 = 25$; б — в зависимости от τ_0 при $\Lambda = 0,999$

Применение полученных формул к интерпретации экспериментальных результатов проведем на примере данных из [1]. Опишем кратко условия и результаты эксперимента. Измерения проводились 20.04.85 г. с борта самолета-лаборатории ИЛ-14 над Ладожским озером, подстилающая поверхность состояла из льда со снегом с довольно сильным отражением; $\cos \vartheta = \zeta = 0,647$, толщина облачного слоя $z = 1,1$ км. Значения потоков излучения приведены через $0,02$ мкм в видимом спектральном диапазоне $0,4-0,9$ мкм. Погрешности измерений порядка 2%. На рис. 2, а показаны полусферические потоки солнечного излучения, выходящего на верхней и нижней границе слоя, отнесенные к потоку, падающему на верхнюю границу облачного слоя и альbedo подстилающей поверхности.

На основании формулы (12), примененной к измерениям на каждой длине волны, определена спектральная зависимость $s(\lambda)$ (кривая 2), показанная на рис. 2, в. Используя формулу (14) и предположение о том, что вытянутость вперед индикатрисы рассеяния описывается параметром $x_1 = 2,55$ и не зависит от длины волны, получены спектральные значения оптической толщины облачного слоя $\tau_0(\lambda)$. Если при этом учесть, что толщина облачного слоя $1,1$ км, легко перейти к значениям коэффициента рассеяния $\sigma = \tau_0/z$, представленным на рис. 2, б. Спектральные значения коэффициента истинного поглощения света $\kappa(\lambda)$, рассчитанные по формуле (16), приведены на рис. 2, в (кривая 1).

Оценим относительные ошибки полученных результатов. Будем говорить об относительной ошибке $\delta\tau_0$, так как она совпадает с относительной ошибкой δs . В диапазоне спектра $0,4-0,6$ мкм,

где величина $s \leq 0,06$; $\delta s \sim \delta F = 2\%$, $\delta \sigma = \delta \tau_0 \sim \delta F / \kappa \tau_0 = \delta F / 0,5 \sim 4\%$. С увеличением длины волны s растет до 0,08, и согласно рис. 1, a относительная ошибка $\delta \tau_0$ возрастает и при $s \sim 0,08$ она приблизительно равна $10 \div 12\%$. Точность определения s почти не уменьшается и при s , равном 0,08, δs равна $\sim 3\%$. Разброс точек на рис. 2, b при $\lambda > 0,6$ мкм объясняется возросшей ошибкой $\delta \tau_0 \sim 10\%$.

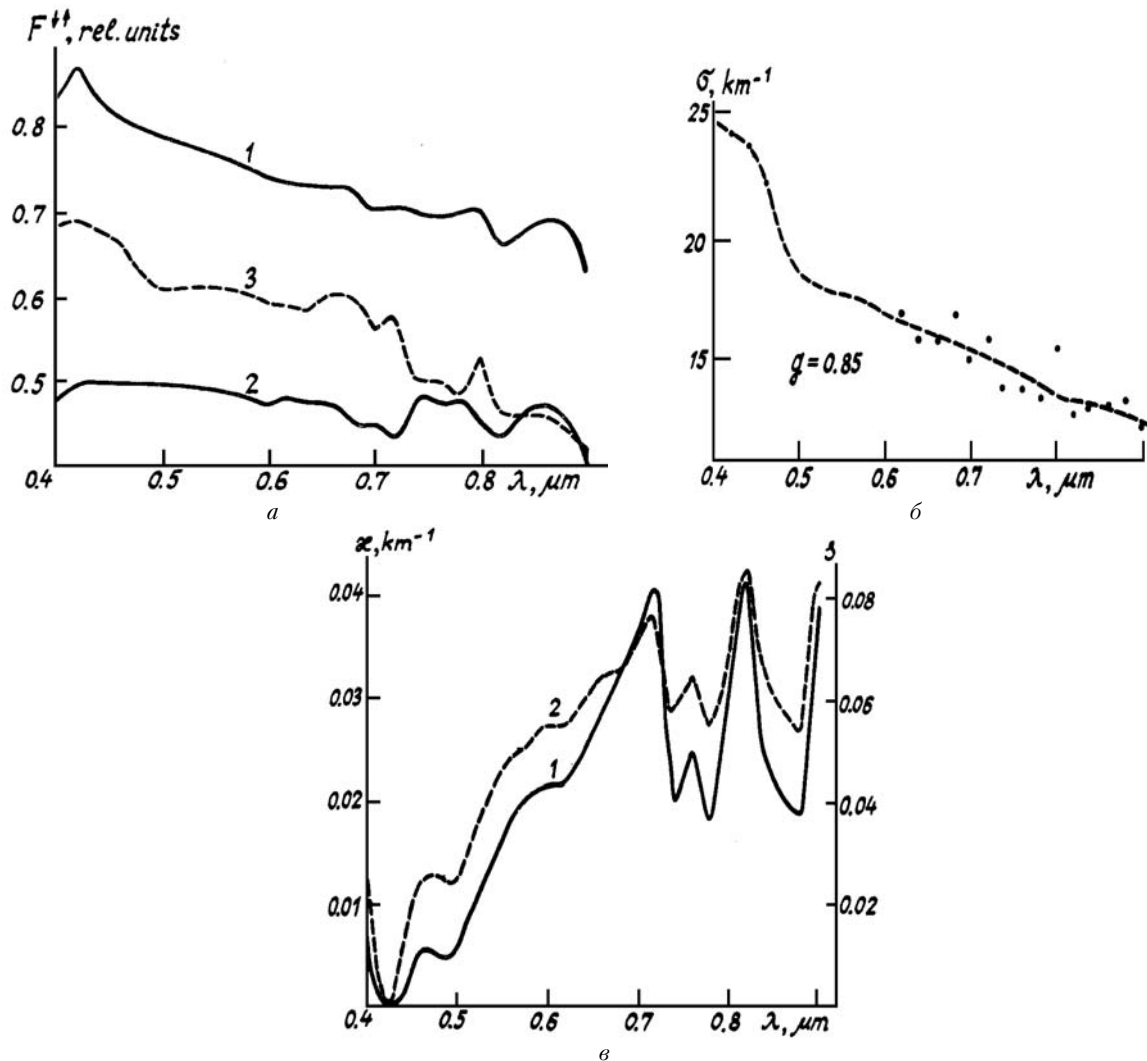


Рис. 2. Спектральные зависимости: a — полусферических потоков диффузного солнечного излучения, выходящего из облачного слоя по измерениям [1] (кривая 1 — F^{\uparrow} ; 2 — F^{\downarrow} ; 3 — A ; b — объемного коэффициента рассеяния света; c — объемного коэффициента истинного поглощения света

Обсуждение свойств облачного слоя на основе полученных спектральных зависимостей $\sigma(\lambda)$ и $\kappa(\lambda)$ выходит за рамки настоящего рассмотрения; этот вопрос составит предмет отдельной работы. Отметим, что при получении значений s и τ' , а вернее при выводе соответствующих формул, приняты некоторые ограничения (например, что плоский слой горизонтально бесконечен и однороден). В дальнейшем предполагается получить аналогичные формулы, решающие обратную задачу для уровней внутри слоя, однородного и неоднородного в вертикальном направлении.

В заключение автор выражает благодарность А.И. Демьяникову за предоставление результатов модельных расчетов методом сложения слоев, Э.А. Безруковой и А.И. Шульц — за помощь в выполнении и оформлении работы.

1. Гришечкин В.С., Мельникова И.Н. // Рациональное использование природных ресурсов и охрана окружающей среды. Л.: Изд-во ЛПИ, 1989. С. 60—67.
2. Stephens G.L. Optical properties of eight water cloud types // CSIRO Austr. Div. Atmos. Phys. Techn. Paper. № 36, 1979. P. 1—35.
3. Соболев В. В. Рассеяние света в атмосферах планет. М.: Наука, 1972. 264 с.
4. Минин И.Н. Теория переноса излучения в атмосферах планет. М.: Наука, 1988.
5. King D.M. // J. Atmos. Sci. 1987. V. 44. № 13. P. 1734—1751.
6. Dlugach J.M., Yanovitskij E.G. // Icarus. 1974. V. 22. P. 66—81.

7. Коновалов Н. В. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1975. Т. 11. № 12. С. 1263–1271.
8. Демьяников А. И., Мельникова И. Н. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1986. Т. 22. №6. С. 652–655.

Ленинградский госуниверситет

Поступила в редакцию
28 апреля 1990 г.

I. N. Mel'nikova. Spectral Scattering and Absorption Coefficients in Stratus.

Asymptotic formulae of the theory of radiative transfer have been examined for diffuse fluxes outgoing from an optically thick, homogeneous scattering layer. An analytical expression for the parameter $s = \sqrt{\frac{1-\lambda}{3-x}}$ has been obtained in terms of analytical expression for the parameter radiative fluxes, which, in combination with the formula derived in (5), makes it possible to solve an «inverse problem» for the cloudy layer. The accuracy of the expressions obtained and their applicability have been studied. On the basis of aircraft measurements of diffuse solar radiation fluxes, spectral dependences have been obtained for volume scattering coefficients and the true absorption of light in the cloudy layer.