

РАССЕЯНИЕ И ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 551.521

И.Н. Мельникова

ВЕРТИКАЛЬНЫЙ ПРОФИЛЬ СПЕКТРАЛЬНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ РАССЕЯНИЯ И ПОГЛОЩЕНИЯ СЛОИСТОЙ ОБЛАЧНОСТИ. 1. ТЕОРИЯ

Выведены формулы, выражающие объемные коэффициенты рассеяния и поглощения через полусферические потоки солнечной радиации внутри оптически толстого плоского слоя и для системы нескольких слоев, на основе асимптотических формул теории переноса излучения. Проведена оценка точности и области применимости формул. Полученные результаты позволяют определить вертикальный профиль спектральных зависимостей оптических параметров слоистой облачности.

Введение. Исследование взаимодействия солнечного излучения и слоистых облаков представляет собой интерес ввиду большой пространственной протяженности облаков и их стабильности во времени. Определение вертикальной структуры оптических параметров слоистого облака важно с точки зрения исследования характеристик слоистой облачности и формирующих ее процессов. Объемный коэффициент рассеяния в облаке определяется размером и количеством рассеивающих частиц, и вертикальный профиль коэффициента рассеяния содержит информацию о вертикальном распределении размеров капель в облаке.

Во многих случаях в слоистых облаках содержатся атмосферные аэрозоли, в частности антропогенные загрязнения. Причем их распределение внутри облака неоднородно по вертикали и может характеризовать процессы аккумуляции и вымывания атмосферных аэрозолей в слоистых облаках. На спектральные зависимости оптических характеристик в облаке влияет состав атмосферных аэрозолей. Поэтому представляется возможность выявить имеющиеся в облаке загрязняющие вещества, получив спектральный ход объемного коэффициента поглощения.

Таким образом, определение вертикального профиля оптических параметров реального облака представляет большой интерес как для исследования слоистой облачности, так и для решения экологических задач, связанных с переносом и трансформацией атмосферных экотоксикантов.

Слоистые облака хорошо описываются плоским рассеивающим слоем большой оптической толщины, бесконечным в горизонтальном направлении, представляющим удобную модель в теоретическом рассмотрении. Предполагается использовать предлагаемый в данной работе подход к интерпретации радиационных измерений в видимом диапазоне длин волн (0,4–0,95 мкм), потому что, во-первых, в видимом диапазоне находится большая часть солнечной энергии (поток излучения на длине волны 0,4 мкм на

порядок величины превосходит поток на длине волны 0,9 мкм) и, во-вторых, поглощение света в облаке достаточно слабое по сравнению с рассеянием и можно применять асимптотические формулы теории переноса излучения.

Постановка задачи. Автор монографии [3] подробно рассмотрел вертикально-неоднородные атмосферы и получил строгие решения некоторых задач теории переноса излучения. Использование полученных результатов для решения обратных задач и получения формул, выражающих оптические параметры среды через измеренные характеристики радиации, затруднительно, поэтому здесь будем опираться на приближенный метод учета вертикальной неоднородности, предложенный автором [4].

При учете вертикальной неоднородности облачных слоев необходимо различать два существенно разных случая: 1) два или три облачных слоя большой оптической толщины разделены чистой атмосферой; 2) один облачный слой большой оптической толщины, у которого свойства меняются в зависимости от высоты. Первый случай можно свести к случаю интерпретации данных измерений, выполненных на верхней и нижней границах однослойной облачности, что было ранее выполнено с использованием известных аналитических выражений для потоков излучения, выходящего из слоя на нижней и верхней границах, и были получены строгие формулы для оптических характеристик слоя [1, 2]. Результатом приложения предложенного метода были соответствующие спектральные зависимости объемных коэффициентов рассеяния и поглощения, средних для всего облачного слоя.

При рассмотрении второго случая надо иметь в виду, что поле радиации внутри рассеивающего слоя большой оптической толщины отличается от поля радиации, выходящей из слоя на верхней и нижней границах, и описывается иными асимптотическими формулами [3–5]. В [6] на основе измерений интенсивности радиации внутри облачного слоя и асимптотической формулы для чистого рассеяния света

определялась оптическая толщина облачного слоя. Но учет истинного поглощения света в слое является существенным недостатком предложенного решения задачи. Здесь будут рассмотрены формулы для полусферических потоков радиации внутри слоя с учетом поглощения в слое и проведена процедура, аналогичная выполненной в [1, 2] для получения формул, выражающих оптические параметры облачных слоев в терминах потоков радиации, измеряемых в эксперименте.

Рассмотрим случай 1. В монографии [4] для расчета нисходящих и восходящих потоков рассеянной солнечной радиации в вертикально-неоднородной оптически толстой среде, которую можно представить набором оптически толстых слоев, отличающихся по своим оптическим свойствам, был предложен простой способ учета неоднородности. При этом было сделано приближение, заключающееся в том, что влияние вышележащих слоев учитывается потоком рассеянного излучения, пропущенного ими. Нижележащие слои учитываются через величину сферического альбеда этих слоев.

Таким образом, угловое распределение поля рассеянной радиации, входящей снизу и сверху в рассматриваемый подслой, расположенный внутри такой системы, учитывалось приближенно. Проведенная проверка предложенного способа показала высокую точность (< 1%), которую обеспечивает сделанное приближение [4] в случае оптически толстых слоев ($\tau > 7$). В данной работе будут получены обратные формулы для определения оптических параметров облачных слоев с использованием результатов измерений полусферических потоков солнечной радиации вверх и вниз $F^{\uparrow\downarrow}(\tau)$, принимая аналогичное приближение.

В случае 2 при выводе формул облачный слой рассматривается как однородный и при применении полученных результатов к данным экспериментов в реальной облачности необходимо провести проверку влияния вертикальной неоднородности слоя на точность решения обратной задачи.

В обоих случаях предполагается, что истинное поглощение света в среде мало по сравнению с рассеянием и при использовании асимптотических разложений по малому параметру s будем пренебрегать членами разложений при третьей степени s и выше.

Основные формулы. Пусть оптическая толщина системы облачных слоев $\tau = \Sigma\tau_i$, где τ_i – оптические толщины слоев. На верхнюю границу падает параллельный поток радиации πS под углом к нормали $\arccos \zeta$. Альбеда однократного рассеяния света в слоях (величину вероятности выживания кванта при однократном рассеянии) обозначим ω_{0i} , при этом $1 - \omega_{0i} \ll 1$. Индикатрису рассеяния будем описывать формулой Хензи–Гринстейна, значение параметра вытянутости (величину среднего косинуса) которой $g_i = \cos \gamma$ примем согласно модели, предложенной в

[9]. Объемные коэффициенты ослабления в каждом из слоев выражаются формулой $\varepsilon_i = \tau_i/z_i$, где z_i – геометрические толщины подслоев, объемные коэффициенты поглощения – $k_i = \varepsilon_i (1 - \omega_{0i})$ и объемные коэффициенты рассеяния – $\sigma_i = \varepsilon_i \omega_{0i}$. Нижний облачный слой опирается на подстилающую поверхность с альбедо A . Рассеянием света в подоблачном оптически тонком слое атмосферы будем пренебрегать.

Потоки рассеянного излучения, выходящего из оптически толстого однородного облачного слоя в единицах потока, падающего на верхнюю границу $\pi S \zeta$, описываются известными асимптотическими формулами, которые являются строгим решением уравнения переноса излучения в случае оптически толстой рассеивающей среды [3, 4]. Введем параметр $s^2 = (1 - \omega_0)/[3(1 - g)]$.

Если рассматривается система из нескольких слоев, то при рассмотрении верхнего слоя облачности нижележащие слои заменяются поверхностью с альбедо, равным альбедо этих слоев. Величина альбеда $A_1 = F^{\uparrow}(\tau_1)/F^{\downarrow}(\tau_1)$ получается из эксперимента (отношение полусферических потоков на уровне между слоями 1 и 2). Выходящие из оптически толстого слоя ($\tau > 7$) потоки радиации описываются формулами [4]

$$F^{\downarrow}(\tau, \zeta) = (\bar{Q} u(\zeta) M e^{-k\tau}) / (1 - \bar{N} N e^{-2k\tau}), \quad (1)$$

$$F^{\uparrow}(0, \zeta) = a(\zeta) = Q u(\zeta) M \bar{N} e^{-2k\tau} / (1 - \bar{N} N e^{-2k\tau}),$$

где функция $a(\zeta)$ – плоское альбеда полубесконечной среды; $u(\zeta)$ – функция «выхода», описывает угловую зависимость интенсивности излучения, выходящего из полубесконечной среды. Асимптотические постоянные M , Q , k и N и функции $a(\zeta)$ и $u(\zeta)$ в случае слабого истинного поглощения света ($1 - \omega_0 \sim 0,005$) выражаются асимптотическими разложениями по малому параметру $1 - \omega_0$ [3, 4]. Здесь запишем эти разложения в терминах параметра s :

$$\begin{aligned} k &= 3(1 - g) s \left[1 + s \left(1,5g - \frac{1,2}{1 + g} \right) \right] + \dots \\ M &= 8s \left[1 + s \left(6 - 7,5g + \frac{3,6}{1 + g} \right) \right] + \dots \\ N &= 1 - 3 \delta s + 4,5 \delta^2 s^2 + \dots \end{aligned} \quad (2)$$

$$a^{\infty} = 1 - 4s + 6\delta s^2 + \left[24 - 30g + \frac{1,63}{1 + g} + 9d^2 \right] s^3 + \dots$$

$$Q = 1 - 1,5 \delta s + Q_2 s^2, \text{ где } \delta = 4 \int_0^1 u_0(\zeta) \zeta^2 d\zeta \cong 1,427$$

$$\text{и } a^{\infty} = 2 \int_0^1 a(\zeta) \xi d\zeta; \quad Q = 2 \int_0^1 u(\zeta) \xi d\zeta.$$

Величина a^{∞} называется сферическим альбедо полубесконечной среды.

Для функций $a(\zeta)$ и $u(\zeta)$ имеем следующие выражения [3, 4]:

$$u(\zeta) = u_0(\zeta) (1 - 1,5 \delta s) + u_2(\zeta) s^2 + \dots$$

$$a(\zeta) = 1 - 4 u_0(\zeta) s + a_2(\zeta) s^2 + \dots, \quad (3)$$

где $u_0(\zeta)$ – угловое распределение интенсивности излучения, выходящего из полубесконечной среды при чистом рассеянии света, функция $a_2(\zeta)$ описывается выражением, полученным в [7]:

$$a_2(\zeta) = 3 u_0(\zeta) [3/(1 + g) (u_0(1) \zeta - 0,9) + 2\delta]. \quad (4)$$

Чертой сверху обозначены функции и величины с учетом альbedo, выражающиеся формулами

$$\bar{N} = N - AMQ/(1 - A a^\infty),$$

$$\bar{u}(\eta) = u(\eta) + AQ a(\eta)/(1 - A a^\infty)$$

и

$$\bar{Q} = Q/(1 - A a^\infty). \quad (5)$$

Производя простые преобразования с формулами (1), подставляя в них разложения (2) и (3) и соотношения (4) и обозначая величину полного потока $F(\tau) = F^\downarrow(\tau) - F^\uparrow(\tau)$, в [1, 2] были получены формулы для величин s^2 и $\tau' = 3\tau(1 - g)$. Соответствующие выражения для верхнего слоя в многослойной среде в принятом приближении совпадают с формулами, полученными в [1, 2]:

$$s_1^2 = F^2(0) - F^2(\tau_1) / \{16 [u_0^2(\zeta) - F^{\uparrow 2}(\tau_1)] - 2a_2(\zeta) F(0) - 12\delta F^\downarrow(\tau_1) F(\tau_1)\}; \quad (6)$$

$$\tau_1' = \frac{1}{2 s_1} \ln \left[N_1^2 \left(1 + \frac{2 u_0(\zeta) s_1 (4 - 9 s_1^2)}{a(\zeta) - F^\uparrow(0)} \right) \left(1 - \frac{8 A_1 s_1}{1 - A_1 a_1^\infty} \right) \right]. \quad (7)$$

Для нижних слоев (с номером $i > 1$) в формулах (1) алbedo из измерений потоков $A_i = F^\uparrow(\tau_i)/F^\downarrow(\tau_i)$ между слоями i и $i + 1$, функции $u(\zeta)$ и $a(\zeta)$ заменяются интегралами этих функций по углу $\zeta - Q_i$ и a_i^∞ , умноженным на поток радиации $F^\downarrow(\tau_{i-1})$, пропущенный верхним слоем. Обращение формул для потоков в формулы для величин s и τ производится аналогично процедуре, описанной в [1, 2]. В результате получаются выражения для величин s_i^2 , характеризующих поглощение в слоях при $i > 1$:

$$s_i^2 = F^2(\tau_{i-1}) - F^2(\tau_i) / \{16 [F^{\downarrow 2}(\tau_{i-1}) - F^{\uparrow 2}(\tau_i)] + 12\delta [F^\downarrow(\tau_{i-1}) F^\uparrow(\tau_{i-1}) - F^\downarrow(\tau_i) F^\uparrow(\tau_i)]\}; \quad (8)$$

$$\tau_i' = \frac{1}{2 s_i} \ln \left[N_i^2 \left(1 + \frac{2 s_i (4 - 9 s_i^2)}{a_i^\infty - A_{i-1}} \right) \left(1 - \frac{8 A_i s_i}{1 - A_i a_i^\infty} \right) \right], \quad (9)$$

где $F(\tau_i)$ – значения полного потока радиации на верхней границе всего слоя и на границах слоев,

$$F(\tau_i) = F^\downarrow(\tau_i) - F^\uparrow(\tau_i).$$

Вывод асимптотических формул для решения обратной задачи внутри оптически толстого слоя (случай 2). Для вывода требуемых выражений будем использовать формулы для потоков радиации, на границах (1) и внутри слоя. Внутри слоя будем рассматривать в качестве основных характеристик отношение полусферических потоков солнечной радиации вверх и вниз $b = F^\uparrow/F^\downarrow$ и полный поток $F = F^\downarrow - F^\uparrow$, которые описываются формулами [4, 5]

$$b(\tau) = \frac{b^\infty - \bar{N} e^{-2k(\tau_0 - \tau)}}{1 - b^\infty \bar{N} e^{-2k(\tau_0 - \tau)}};$$

$$F(\tau, \zeta) = \frac{4s u(\zeta) e^{-k\tau}}{1 - N \bar{N} e^{-2k\tau_0}} [1 + \bar{N} e^{-2k(\tau_0 - \tau)}]. \quad (10)$$

Здесь τ_i обозначает оптическую глубину i -го уровня внутри облачного слоя. Величины b^∞ и $b(\tau)$ называются внутренним альbedo полубесконечной атмосферы и атмосферы конечной оптической толщины. Асимптотические константы и функции, выражающие зависимость характеристик излучения от зенитного угла Солнца для слабого истинного поглощения, наблюдающегося в облачных слоях, представлены в виде разложений (2) и (3) по параметру s .

Процесс переноса излучения через оптически толстый слой можно разбить на три этапа [5]: прохождение излучения через верхний граничный слой $\tau = 0$ (накачка), соответствует слою, примыкающему к верхней границе облака, между уровнями измерений 0,1; диффузия сквозь среду (диффузия) – происходит во внутренних слоях, расположенных между уровнями измерений с номером $0 < i < n$; и прохождение через слой, примыкающий к нижней границе $\tau = \tau_0$ (выход). Когда среда оптически толстая, процессы накачки, диффузии и выхода можно считать независимыми. Последовательно рассмотрим этапы процесса переноса излучения. Выполняя простые преобразования формул (1), (10) с помощью разложений (2), (3), учитывая альbedo поверхности согласно соотношениям (4) и (5) и сохраняя члены порядка s^2 , для каждого из упомянутых трех этапов переноса радиации в слое получается линейное уравнение относительно величины s^2 . Решения уравнений дают следующие результаты.

Подслоем расположен между верхней границей облачного слоя и первым уровнем измерений (0, 1):

$$s_1^2 = F(0)^2 - F(\tau_1)^2 / [16 u^2(\zeta) - 4 (F^\downarrow + F^\uparrow)^2 + F(\tau_1)^2 (2 Q_2 - \frac{9}{4} \delta^2) - 2 F(0) a_2(\zeta)]. \quad (11)$$

Уровни измерений находятся внутри облачного слоя ($i - 1, i$):

$$s_i^2 = [F^2(\tau_{i-1}) - F^2(\tau_i)] F^2(\tau_{i-1}) / \{16 [F^2(\tau_i) + F^\downarrow(\tau_{i-1}) F^\uparrow(\tau_{i-1}) - F^2(\tau_{i-1}) F^\downarrow(\tau_i) F^\uparrow(\tau_i)]\}. \quad (12)$$

Подслоя находится между предпоследним уровнем измерений и нижней границей облачного слоя ($n - 1, n$):

$$s_n^2 = F(\tau_{n-1})^2 - F(\tau_n)^2 / [4(F_{n-1}^\downarrow + F_{n-1}^\uparrow)^2 - 16F_n^{\uparrow 2} - F(\tau_{n-1})^2 \left(2Q_2 - \frac{9}{4}\delta^2\right) - 12\delta F_n^\uparrow F(\tau_n)]. \quad (13)$$

Выражение в числителе формул (11)–(13) есть разность квадратов полных потоков на соответствующих уровнях внутри облачного слоя и на верхней и нижней границах, при этом введены обозначения: $F_0^\uparrow = F^\uparrow(\zeta, 0)$, $F_i^\uparrow = F^\uparrow(\zeta, \tau_i)$. Зависимость от зенитного угла Солнца в случае верхнего подслоя входит через функции $u_0(\zeta)$ и $a_2(\zeta)$. Отметим, что в формулы для верхнего и среднего подслоя не входит альbedo подстилающей поверхности, а в формулы для среднего и нижнего – функции, зависящие от зенитного угла Солнца. Эти факты подтверждают, что в отдельных оптически толстых ($\tau > 5$) слоях облака влияние соседних слоев можно не учитывать.

Выражения для оптической толщины слоев между уровнями измерений τ_i получаются из комбинации формул (1) и (10) и имеют вид:

– для верхнего подслоя (0,1)

$$3(1-g)\tau_1 = \frac{1}{2s} \times \ln \left[\frac{(F(\tau_1) - 4F_1^\downarrow s(1-2s))(F(0)N + s(4u_0 + a_2s))}{F(\tau_1) + 4F_1^\uparrow s(1-2s)(F(0) - s(4u_0 - a_2s))} \right]; \quad (14)$$

– для подслоя внутри облачного слоя ($i - 1, i$)

$$3(1-g)(\tau_i - \tau_{i-1}) = \frac{1}{2s} \times \ln \left[\frac{(F(\tau_{i-1}) + 4F_{i-1}^\uparrow s(1-2s))(F(\tau_i) - 4F_i^\downarrow s(1-2s))}{F(\tau_{i-1}) - 4F_{i-1}^\downarrow s(1-2s)(F(\tau_i) + 4F_i^\uparrow s(1-2s))} \right]; \quad (15)$$

– для нижнего подслоя ($n - 1, n$)

$$3(1-g)(\tau_n - \tau_{n-1}) = \frac{1}{2s} \times \ln \left[N \frac{(F(\tau_{n-1}) + 4F_{n-1}^\uparrow s(1-2s))(F(\tau_0) - 4F_n^\downarrow s(1 + \frac{3}{2}\delta s))}{(F(\tau_{n-1}) - 4F_{n-1}^\downarrow s(1-2s))(F(\tau_0) + 4F_n^\uparrow s(1 - \frac{3}{2}\delta s))} \right]. \quad (16)$$

Для объемных коэффициентов истинного поглощения и рассеяния справедливы соотношения

$k_i = s_i^2 \tau_i' / z_i$, $\sigma_i = \tau_i / [3z_i(1-g)] - k$, где z_i – толщина соответствующего слоя между уровнями измерений, км. Подставляя измеренные значения потоков радиации на разных уровнях в облаке в соответствующие выражения, полученные выше, можно определить объемный коэффициент поглощения света в разных слоях облака, а с привлечением дополнительной информации об индикатрисе рассеяния света определяются оптическая толщина отдельных слоев между уровнями измерений, альbedo однократного рассеяния и объемный коэффициент рассеяния на разных уровнях.

Погрешности и область применимости. При применении полученных формул необходимо учитывать четыре основных источника погрешностей:

- 1) погрешности измерений,
- 2) априорное задание параметра g ,
- 3) нарушение области применимости асимптотических формул,
- 4) неоднородность облачного слоя, в то время как формулы получены для однородного по вертикали слоя.

Погрешности и ошибки, возникающие в результате нарушения области применимости формул, аналогичных выражениям (6)–(9), исследованы ранее в [2, 7]. Остановимся подробнее на формулах (11)–(16).

Погрешность формул, вызванная ошибками измерений, определяется как погрешность косвенных измерений, а именно: если определяемая функция $y = f(x_1, x_2, \dots)$ и x_i – измеряемые величины, то

$$\Delta y \approx \left| \frac{\partial f}{\partial x_1} \right| \Delta x_1 + \left| \frac{\partial f}{\partial x_2} \right| \Delta x_2 + \dots,$$

где Δx_i – средние квадратичные отклонения (СКО) измеряемых величин. Вычисляя соответствующие производные и учитывая величину СКО для измеренных потоков $\Delta F^{\uparrow\downarrow} \sim 0,03$, имеем

$$\frac{\Delta s}{s} \leq \frac{\Delta F}{1 - F^\uparrow - F^\downarrow} + \frac{2\Delta F a_2(\zeta) + 16 u_0(\zeta) \Delta u_0 + F(0) \Delta a_2}{16 u_0(\zeta) - 2F(0) a_2(\zeta)},$$

$$\Delta s/s \leq 0,06. \quad (17)$$

Относительная погрешность определения величины $1 - \omega_0$ находится по формуле

$$\frac{\Delta(1 - \omega_0)}{1 - \omega_0} = \frac{2\Delta s}{s} + \frac{\Delta g}{1 - g}. \quad (18)$$

Величина $\Delta g/(1-g)$ вызвана вторым источником погрешностей и зависит от того, насколько хорошо априорное модельное значение параметра индикатрисы соответствует исследуемому облаку; часто для слоистого облака принимают величину $g = 0,85$. В работе [8] рассчитаны спектральные значения величины g для 8 моделей облачности. Согласно модельным расчетам вариации параметра g в видимой области не превосходят 1%, тогда можно считать, что

$\Delta g/(1-g) \sim 0,02$. Учитывая эту величину, получим оценку $\Delta(1-\omega_0)/(1-\omega_0) \leq 0,08$.

Относительная погрешность формул (11)–(13) для оптической толщины оценивается выражением

$$\frac{\Delta\tau}{\tau} \leq \frac{2\Delta F}{\tau_s (F^\downarrow - F^\uparrow) (1-g)} + \frac{\Delta s}{s} + \frac{\Delta g}{(1-g)}. \quad (19)$$

Величина первых двух слагаемых определяется погрешностями измерений и формул для s и составляет около 15%, еще 10% добавляет погрешность $\Delta g/(1-g)$, тогда максимальная погрешность восстановления оптической толщины равняется 25%.

Формулы для погрешностей справедливы в области применимости асимптотических формул. При использовании асимптотик возникают погрешности, связанные с тем, что величина поглощения света и оптическая толщина слоев облака выходят за рамки области применимости формул. Величина этих погрешностей зависит от величины поглощения и оптической толщины слоя и определяется путем применения полученных формул к модельным расчетам радиационных характеристик для слоев с заданными оптическими свойствами. Рассчитанные значения потоков радиации [9] по методу сложения слоев для набора величин $\omega_0 = 0,9999; 0,999, 0,998; 0,995, \tau_0 = 50$ и $\tau_i = 5, 10, 15, \dots, 45$ были подставлены в выведенные выше формулы, и полученные значения ω_0 и τ сравнивались с модельными. Общий вывод состоит в том, что удовлетворительные результаты восстановления значений ω_0 с ошибкой, не превышающей 5–10%, возможны при слабом поглощении ($\omega_0 > 0,955$) и $\tau_i > 10$. Точность определения оптической толщины оказывается более критичной к величине поглощения в слое, и ошибка не превышает 10% только при $\omega_0 > 0,9995$. При этом величина оптической толщины должна удовлетворять условиям $\tau_0 - \tau_i > 5$ и $\tau_0 > 15$. Подчеркнем, что при этой проверке исследовались только погрешности формул, используемые значения потоков считались точными.

Формулы для определения τ_i и s_i получены в предположении однородности по вертикали рассеивающего слоя. В природе этот случай осуществляется редко. Для оценки погрешности, которая может возникнуть при неоднородном по вертикали слое, полученные формулы были применены к модели неоднородного слоя, представленного в виде набора 5 слоев, различающихся оптическими свойствами (таблица). Потоки рассеянного излучения на границах каждого из слоев были рассчитаны в [9]. В таблице приведены значения исходных оптических параметров (столбцы 2–5), значения параметров, определенных по предложенному выше методу (столбцы 6, 7), и погрешности восстановления величин s и τ' (столбцы 8, 9). В той же таблице представлены результаты для двух случаев однородного слоя, оптическая толщина которого равна суммарной толщине неоднородного.

Альbedo однократного рассеяния и параметр индикатрисы равны значениям соответствующих параметров в неоднородном слое, и рассматривается уровень в середине слоя. Видно, что неоднородность слоя не вносит значительного вклада в погрешность результата, потому что ошибка, возникающая из-за неоднородности слоя, не превосходит погрешности, связанной с областью применимости асимптотик. Относительные ошибки для неоднородной среды не отличаются по величине от ошибок для однородной. Физически этот результат понятен, так как именно в силу многократности рассеяния фотона в облаке информация об удаленных точках «забывается» и зарегистрированный прибором фотон несет с собой информацию о последнем столкновении. Поэтому при измерении потока рассеянного излучения собирается информация о точках облака, удаленных на длину свободного пробега фотона. Для слоистого облака эта величина составляет $\sim 20 - 50$ м. Таким образом, вполне правомерно изучать свойства слоя толщиной 100 м внутри облака, используя описанные в статье измерения.

Влияние неоднородности на точность восстановления оптических параметров внутри рассеивающей среды

i	g	ω_0	$\tau'_{\text{модели}}$	$s_{\text{модели}}^2$	τ'	s^2	$\delta s^2, \%$	$\delta \tau', \%$
Неоднородный слой								
1	0,85	0,999	2,25	0,00222	2,29	0,00235	4,0	4,8
2	0,85	0,999	2,25	0,00222	2,27	0,02287	2,7	3,6
3	0,85	0,970	2,25	0,06667	2,17	0,07042	5,8	5,2
4	0,85	0,950	2,25	0,10870	2,54	0,11620	7,3	9,4
5	0,85	0,930	2,25	0,15556	2,95	0,15732	8,8	15
Однородный слой								
1	0,85	0,999	4,59	0,00222	4,72	0,00228	3,0	3,1
3	0,85	0,970	4,59	0,06667	4,80	0,06349	5,4	5,0

Случай чистого рассеяния света. Этот случай выполняется в отдельных облачных слоях на определенных длинах волн, при этом альbedo однократного рассеяния $\omega_0 = 1$. Формулы, выражающие восходящий и падающий потоки, имеют очень простой вид, выражение для произведения $3(1-g)\tau = \tau'$ легко получить с помощью соответствующих формул из [3].

Оптическая толщина слоя, прилегающего к верхней границе облака, выражается через потоки излучения формулой

$$\tau' = \frac{4 u_0(\zeta) - 2 (F_1^\downarrow + F_1^\uparrow)}{F(t_1)} - 1,5 \delta. \quad (20)$$

Для нижнего подслоя соответствующая формула принимает вид

$$\tau'_n - \tau'_{n-1} = \frac{2 (F_{n-1}^\downarrow + F_{n-1}^\uparrow)}{F(t_{n-1})} - 1,5 \delta - \frac{4A}{1-A}. \quad (21)$$

Если воспользоваться этой формулой для двух уровней i и $i-1$, то оптическая толщина слоя между этими уровнями определится следующим выражением:

$$\tau'_i - \tau'_{i-1} = 2 \frac{(F_{i-1}^{\downarrow} - F_i^{\downarrow}) + (F_{i-1}^{\uparrow} - F_i^{\uparrow})}{F(\tau_i)}. \quad (22)$$

Проверка точности применения этих формул показывает, что они пригодны для определения оптической толщины при ее достаточно малых значениях ($\tau > 3$) и даже при слабом поглощении $\omega_0 > 0,998$ (ошибка не превышает 5%). Это важное обстоятельство, так как формулы, выведенные с учетом поглощения в слое (14)–(16), из-за больших погрешностей, возникающих при малых τ , часто невозможно использовать, и тогда их можно заменить на формулы (20)–(22) для оценки оптической толщины. При увеличении поглощения точность формул (20)–(22) резко падает. Выражение, аналогичное (22), было получено для случая интенсивности излучения и применено к самолетным измерениям внутри облачного слоя в работе [6].

Заключение. Полученный набор формул, выражающих оптические параметры облачного слоя через измеряемые в эксперименте потоки солнечной радиации, позволяет определить вертикальный профиль важных характеристик слоистой облачности по данным самолетных радиационных измерений в облачной атмосфере. Конкретная реализация будет осуществлена во второй части этой работы. При применении метода необходимо учитывать, что облачные слои должны быть достаточно протяженными и однородными в горизонтальном направлении (> 10 км). Дополнительное ограничение на протяженность слоя накладывают условия проведения самолетного эксперимента. Отме-

тим также, что применение метода к спектральным измерениям происходит для каждой длины волны независимо. Полученные значения оптических параметров, особенно в случае оптической толщины, должны меняться достаточно плавно с изменением длины волны, данное требование позволяет дополнительно проконтролировать получаемые результаты и повышает точность предложенного метода.

1. Мельникова И.Н., Михайлов В.В. Определение оптических характеристик облачных слоев // Докл. РАН. 1993. Т. 328. N 3. С. 319–321.
2. Melnikova I., Mikhaylov V. Spectral scattering and absorption coefficients in strati derived from aircraft measurements // J. Atmos. Sci. 1994. V. 51. N 4. P. 925–931.
3. Яновицкий Э.Г. Рассеяние света в неоднородных атмосферах. Киев, 1995. 400 с.
4. Минин И.Н. Теория переноса излучения в атмосферах планет М.: Наука, 1988. 264 с.
5. Иванов В.В. Перенос излучения в многослойной оптической толстой атмосфере // Труды Астрономической обсерватории. Сер. мат. наук. 1976. Т. 32. Вып. 385. С. 3–23.
6. King M.D., Radke L.F., Hobbs P.V. Determination of the spectral absorption of solar radiation by marine stratocumulus clouds from airborne measurements within clouds // J. Atmos. Sci. 1990. V. 47. N 4. P. 894–907.
7. Мельникова И.Н. Аналитические формулы для определения оптических параметров облачного слоя по измеренным характеристикам поля солнечного излучения. I. Теория // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 2. С. 169–177.
8. Stephens G.L. Optical properties of eight water cloud types. Technical Paper of CSIRO, Atmosph. Phys. Division, Aspendale, Australia, 1979. N 36. P. 1–35.
9. Демьяников А.И., Мельникова И.Н. К определению области применимости асимптотических формул теории переноса излучения // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1986. Т. 22. N 5. С. 652–655.

Санкт-Петербургский государственный университет,
НИИ физики

Поступила в редакцию
11 марта 1997 г.

I. N. Melnikova. Vertical Profile of the Spectral Scattering and Absorption Coefficients in Strati Cloudiness. Part I. Theory.

The formulas which express the volume scattering and absorption coefficients through semispherical fluxes inside optically thick one and several layers' cloudiness were derived. The evaluation of the uncertainties and the applicability region were carried out. The formulas obtained are applied to the spectral radiation airborne measurements in different levels inside strati clouds for determination of the vertical profiles of spectral optical parameters of the cloud sublayers.