

Алгоритм восстановления оптических параметров облачной атмосферы из самолетных, спектральных измерений интенсивности солнечной радиации

И.Н. Мельникова¹, С.А. Никитин², Шарль Гатебе³

¹Научно-исследовательский центр экологической безопасности РАН

E-mail: irina.melnikova@pobox.spbu.ru

²Балтийский государственный технический университет

³NASA, Goddard Space Flight Center

Данные самолетных измерений интенсивности солнечной радиации в коротковолновом диапазоне спектра, полученные в лаборатории Годдардского центра полетов НАСА предполагается использовать для восстановления оптических параметров протяженного облачного слоя (оптической толщины, альbedo однократного рассеяния, объемных коэффициентов рассеяния и поглощения, а также параметра асимметрии индикатрисы рассеяния). Предлагается применять метод обратных асимптотических формул, позволяющий аналитически решать обратную задачу оптики атмосферы без существенных ограничений на восстанавливаемые параметры. Основные требования к данным при решении задачи – выполнение измерений в облачном слое большой оптической толщины и протяженности в спектральном диапазоне 0.3-1.0 мкм. В статье приведен набор формул, решающий задачу, а также рассмотрена область применимости метода и погрешности формул. Описаны экспериментальные данные и условия измерений.

Ключевые слова: коротковолновая солнечная радиация, самолетные измерения, оптические параметры атмосферы.

Введение

Цель данной публикации анализ данных самолетных измерений интенсивности рассеянной солнечной радиации в облачной атмосфере, выбор оптимальных методов их обработки и разработка алгоритмов определения тех или иных оптических и радиационных характеристик атмосферы. Рассматриваемый самолетный эксперимент проводился в условиях протяженной облачности большой оптической толщины у берегов западной Африки. В НАСА накоплен значительный объем данных таких измерений в различных географических регионах. Разработанные алгоритмы и построенные на их основе компьютерные коды обеспечат оперативную обработку экспериментальных данных для получения важной информации о взаимодействии солнечной радиации и облачной атмосферы. Для решения поставленной задачи будут применены различные методы теории переноса излучения, а именно асимптотические формулы для определения оптических параметров облачного слоя, метод однократного рассеяния для надоблачной атмосферы и метод Эддингтона для решения прямой задачи – расчета радиационных характеристик атмосферы, в частности притока тепла и оценки скорости нагревания облачного слоя за счет солнечной энергии. В первом разделе описан формат данных измерений, представленных для обработки. Во втором разделе рассмотрены данные измерений над облаком, восстановление оптической толщины надоблачного слоя и расчета потока прямой солнечной радиации, падающей на верхнюю границу облака. В третьем разделе представлен анализ данных измерений внутри облачного слоя и предложены методы для восстановления

оптических параметров облачной атмосферы, а именно: оптической толщины, вероятности выживания кванта, и вертикальных профилей объемных коэффициентов рассеяния и поглощения. В третьем разделе предложен алгоритм для расчета радиационных характеристик атмосферы – полусферических потоков на уровнях измерений и радиационного притока тепла в слоях между уровнями измерений. Эта задача может быть решена двумя способами - решением прямой задачи на основе восстановленных оптических параметров и прямым интегрированием имеющихся данных. Сравнение результатов этих двух подходов позволит провести их взаимную валидацию.

Экспериментальные данные

Данные самолётных исследований были получены в результате проведения полётов в эксперименте «Southern African Regional Science Initiative 2000» 13 сентября 2000г. над территорией Южной Африки. Координаты исследуемого района 20,0–21,0° ю.ш. и 13,0–13,5° з.д.

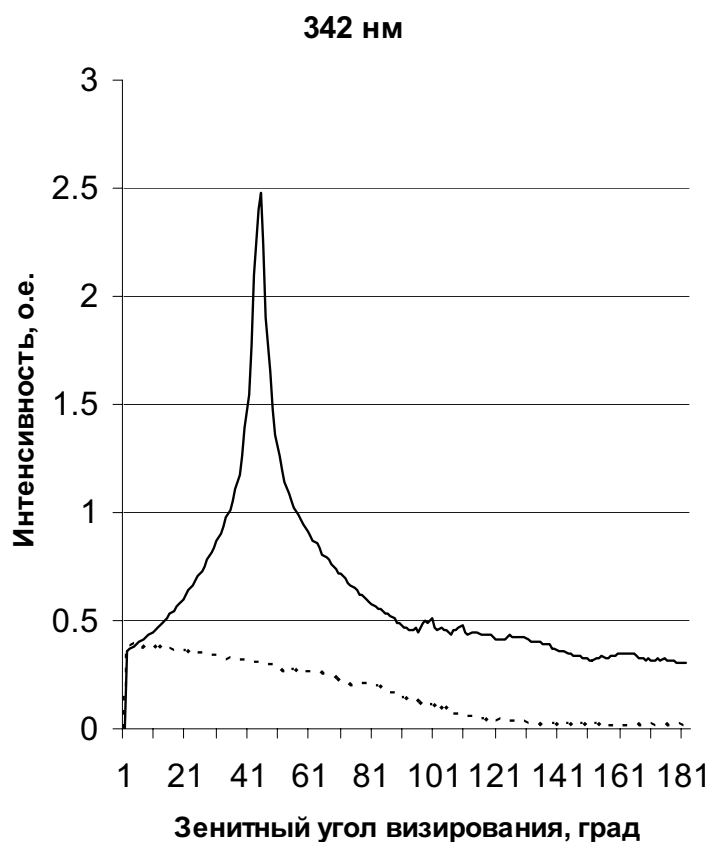


Рис. 1. Угловые зависимости интенсивности рассеянного солнечного излучения над облаком (сплошная линия) и под облаком (пунктир) в спектральном канале 342 нм

Всего было прозондировано около 100 уровней по высоте. Под облаком высота уровней измерений от 343 до 404 м, внутри облака – 405–790 м и над облаком – 800–1178м. Измерения проводились в условиях слоистой облачности толщиной около 400 м. Длительность эксперимента около 1 часа, зенитный угол солнца изменялся в пределах от 38 до 27°. Плоскость углового сканирования рассеянного солнечного излучения расположена под азимутальным углом $\varphi = 27 - 53^\circ$ по отношению к направлению на солнце.

Измерения интенсивности через 1° в верхней и нижней полусферах дают возможность произвести

(рис. 1). Измерения проводились прибором CAR (Cloud Absorption Radiometer) [1] в 8 спектральных каналах: 340, 381, 472, 682, 870, 1,035, 1,219 и 1,273 нм, каждый соответствует одному файлу. Каждый файл состоит из сканов, причем один скан содержит значения географических координат и местного времени момента измерения, зенитного угла солнца, азимута по отношению к направлению на солнце, высоты уровня измерений и 182 значения интенсивности в зенитных углах визирования от -1 до 181° через 1° . Регистрация сканов в разных спектральных каналах производилась одновременно, поэтому сканы в разных спектральных каналах на одной высоте соответствуют одному моменту времени (значению зенитного угла солнца). На каждой высоте получено несколько сканов (до 12-ти), что позволяет провести начальное усреднение значений интенсив-

интегрирование для определения значений потока, средней интенсивности и К-интеграла. Для определения полного потока солнечной радиации, падающей на облачный слой, необходимо добавить прямую солнечную радиацию к потоку рассеянной радиации, полученному интегрированием из данных измерений. Для этого следует определить оптическую толщину надоблачного слоя, что также можно осуществить из имеющихся данных.

Обработка результатов измерений над облаком

Ранее предлагалось определять оптические параметры безоблачной атмосферы, используя простые формулы для коэффициентов яркости, в приближении однократного рассеяния света [2, 3]. Несколько модифицируем упомянутые подходы применительно к данным конкретных измерений.

Начнем с получения оптической толщины безоблачного неба по данным многоугловых измерений пропущенной рассеянной солнечной радиации. Пусть параллельный поток солнечной радиации падает на верхнюю границу атмосферы под углом θ_0 к нормали. Интенсивность излучения под углом визирования θ_1 обозначим I_1 . Принимая условие однократно рассеянного света, имеем известное выражение для интенсивности радиации, пропущенной однородным слоем атмосферы :

$$I_1 = \frac{\omega_0 \chi(\gamma)}{4} \frac{\exp(-\frac{\tau_0}{\eta_1}) - \exp(-\frac{\tau_0}{\zeta})}{\eta_1 - \zeta}, \quad (1)$$

где обозначено: ω_0 – вероятность выживания кванта (или альбеде однократного рассеяния); τ_0 – оптическая толщина, $\zeta = \cos(\theta_0)$ косинус зенитного угла солнца, $\eta_{1,2} = \cos(\theta_{1,2})$ – косинусы углов визирования; $\chi(\gamma)$ – индикатриса рассеяния света и γ – угол рассеяния света. Вначале рассматривается отношение пары интенсивностей I_1 и I_2 , измеренной в углах визирования θ_1 и θ_2 . Имея в виду известное выражение для угла рассеяния $\cos \gamma = \cos \theta_0 \cos \theta + \sin \theta_0 \sin \theta \cos \varphi$, из условия равенства $\cos \gamma_1 = \cos \gamma_2$ приходим к выражению для углов θ_1 и θ_2 а именно: $\theta_1 + \theta_2 = \arctg[\tg \theta_0 \cos \varphi]$, в этом случае индикатриса рассеяния $\chi(\gamma)$ в дроби сократится. Тогда приходим к соотношению:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{\eta_2 - \zeta}{\eta_1 - \zeta} \frac{\exp(-\frac{\tau_0}{\eta_1}) - \exp(-\frac{\tau_0}{\zeta})}{\exp(-\frac{\tau_0}{\eta_2}) - \exp(-\frac{\tau_0}{\zeta})},$$

откуда получается экспоненциальное уравнение относительно τ_0

$$\frac{I_1}{I_2} \frac{\eta_1 - \zeta}{\eta_2 - \zeta} = \frac{1 - \exp(-\tau_0(\frac{1}{\zeta} + \frac{1}{\eta_1}))}{1 - \exp(-\tau_0(\frac{1}{\zeta} + \frac{1}{\eta_2}))}. \quad (2)$$

Решение уравнения может быть осуществлено численно. Рассмотрение нескольких пар углов θ_i позволит определить оптическую толщину для каждой пары и затем найти среднее значение и СКО. Если при интерпретации измерений яркости неба, выполненных с поверхности земли в большинстве случаев следует приближенно учитывать долю многократно рассеянного излучения с помощью эмпирического слагаемого, как это предлагалось в работах [2, 3], то при применении метода к атмосфере над облачным слоем (с высоты около 800 м) приближение однократного рассеяния вполне применимо и без поправок.

После определения оптической толщины надоблачного слоя появляется возможность восстановить индикатрису рассеяния по очевидной формуле:

$$\chi(\gamma) = \frac{4I(\eta)(\cos \theta - \cos \theta_0)}{\omega_0 \left(\exp\left(-\frac{\tau_0}{\cos \theta}\right) - \exp\left(-\frac{\tau_0}{\cos \theta_0}\right) \right)} \quad (4)$$

В результате перебора различных углов визирования θ получаются значения индикатрисы с точностью до постоянного множителя ω_0 для набора углов от 0 до 90°. Таким образом, форма индикатрисы определена с точностью до постоянного множителя ω_0 . Представляет интерес сравнить полученный результат с индикатрисой молекулярного рассеяния, имеющей вид $\chi_m(\gamma) = 3/4(1 + \cos^2(\gamma))$. Отличие формы восстановленной индикатрисы от индикатрисы молекулярного рассеяния указывает на содержание в воздухе атмосферных аэрозолей. Если это отличие значительно, то следует рассмотреть отношение интенсивностей для двух произвольных углов визирования, а индикатрису рассеяния аппроксимировать функцией Хенни-Гринштейна

$$\chi(\gamma) = \frac{1 - g^2}{1 - 2g \cos \gamma + \cos^2 \gamma}, \quad (5)$$

тогда можно получить значение параметра асимметрии g (среднего косинуса индикатрисы)

$$g = 0.5 \left(\frac{1 - G}{\cos \gamma_2 - G \cos \gamma_1} + 1 \right), \quad (6)$$

где обозначено:

$$G = \frac{I_1 \eta_1 - \zeta}{I_2 \eta_2 - \zeta} \frac{\exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta_2}\right) - \exp\left(-\frac{\tau_0}{\zeta}\right)}{\exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta_1}\right) - \exp\left(-\frac{\tau_0}{\zeta}\right)} \quad (7)$$

Подчеркнем, что значение величины G полностью определяется оптической толщиной и заданной геометрией (зенитных углах солнца и визирования).

Определив оптическую толщину и индикатрису рассеяния из формулы (1) легко получить величину альbedo однократного рассеяния в надоблачном слое атмосферы. Предложенную процедуру следует повторить для каждого спектрального канала, а так как измерения выполнены для набора 9 высот над облаком, то и для всех доступных уровней по высоте. Помимо того, что указанные оптические параметры надоблачной атмосферы представляют самостоятельный интерес для исследования надоблачного слоя атмосферы, их значения позволяют рассчитать поток прямой солнечной радиации, падающий на верхнюю границу облачного слоя.

Обработка результатов измерений внутри облачного слоя

Для детального анализа экспериментальных данных, полученных внутри облачного слоя предполагается вначале рассмотреть угловые зависимости интенсивности рассеянной радиации. Экспериментального исследования трансформации поля радиации с глубиной в облачном слое до сих пор не предпринималось. Имеющиеся данные измерений обеспечивают возможность детального по высоте и по углам визирования исследования интенсивности рассеянной солнечной радиации внутри облака. Теоретические расчеты поля радиации внутри облачного слоя, основанные на асимптотических формулах теории переноса [2-4], могут быть выполнены для сравнения с экспериментальными зависимостями.

Первые результаты применения асимптотических формул теории переноса к данным самолетных многоугловых наблюдений интенсивности рассеянного солнечного излучения в облаках рассматриваемого типа были получены в [1, 5, 6]. Интерпретация самолетных измерений полусферических потоков была осуществлена в работах [7-9].

Решение уравнения переноса на верхней и нижней границе облачного слоя большой оптической толщины $\tau_0 \gg 1$ для коэффициентов отражения ρ и пропускания σ имеет вид:

$$\rho(0, \eta, \zeta, \varphi) = \rho_\infty(\eta, \zeta, \varphi) - \frac{M\bar{N}u(\eta)u(\zeta)e^{-2k\tau_0}}{1 - N\bar{N}e^{-2k\tau_0}},$$

$$\sigma(\tau_0, \eta, \zeta) = \frac{M\bar{u}(\eta)u(\zeta)e^{-k\tau_0}}{1 - N\bar{N}e^{-2k\tau_0}},$$
(8)

где φ – азимут направления визирования по отношению к Солнцу, ζ – косинус зенитного угла солнца, η – косинус зенитного; $\rho_\infty(\eta, \zeta, \varphi)$ – коэффициент отражения полубесконечной среды ($\tau = \infty$); $u(\zeta)$ – функция выхода, которая описывает угловую зависимость интенсивности радиации при отсутствии отражения радиации на нижней границе облака; $\bar{u}(\zeta)$ – та же функция выхода, но с учетом отражения от подстилающей поверхности с альбедо $A \neq 0$; черта сверху у величин и функций обозначает учет альбедо подстилающей поверхности; величины M , N , \bar{N} и k – константы, определяемые свойствами облачного слоя. Формулы для их вычисления известны [2, 4, 10] и здесь их повторять не будем.

Характеристики радиации внутри рассеивающего слоя описываются формулами, отличающимися от выражений, приведенных выше. Приведем здесь результаты, необходимые для дальнейшего рассмотрения. Интенсивность (в абсолютных единицах) рассеянной радиации внутри слоя оптической толщины τ_0 на оптической глубине τ , удовлетворяющей условиям $\tau \gg 1$ и $\tau_0 - \tau \gg 1$, выражается формулой [2]

$$I(\tau, \eta, \zeta, \tau_0) = S u(\zeta) \zeta e^{-k\tau_0} \frac{i(\eta) e^{k(\tau_0 - \tau)} - i(-\eta) \bar{N} e^{-k(\tau_0 - \tau)}}{1 - N\bar{N} e^{-2k\tau_0}},$$
(9)

где S – солнечная постоянная. Здесь введена новая функция $i(\eta)$, характеризующая угловую зависимость интенсивности излучения в глубоких слоях полубесконечной среды. В случае слабого истинного поглощения для нее известно разложение по малому параметру, позволяющее ее расчет.

Трансформация поля радиации с глубиной в облачном слое обусловлена в первую очередь неоднородной структурой облачного слоя. Примеры полученных зависимостей интенсивности от угла визирования представлены на рис. 2.

Так как рассматриваемые данные измерены подробно по углу визирования и по высоте, то интегрирование интенсивности по углу визирования не внесет существенной погрешности в результат интегрирования, и обеспечит возможность дифференцирования по высоте. Представляется полезным для решения обратной задачи (восстановления оптических параметров облака) рассчитать следующие интегральные величины:

$$I(\tau, \zeta) = 2\pi \int_{-1}^1 I(\tau, \eta, \zeta, \varphi') d\eta - \text{средняя интенсивность, умноженная на } 4\pi$$
(10)

$$H(\tau, \zeta) = 2\pi \int_{-1}^1 I(\tau, \eta, \zeta, \varphi') \eta d\eta - \text{поток диффузного излучения}$$
(11)

$$K(\tau, \zeta) = 2\pi \int_{-1}^1 I(\tau, \eta, \zeta, \varphi') \eta^2 d\eta - \text{K-интеграл}$$
(12)

Отметим также, что величина $[I(\tau, \zeta) - K(\tau, \zeta)]$ – определяет поток диффузного излучения в горизонтальном направлении.

Восстановление оптических параметров облачного слоя

Для определения оптических параметров: оптической толщины τ_0 и альbedo однократного рассеяния ω_0 из данных измерений предлагается несколько подходов, основанных на аналитических формулах, полученных вполне строго в теории переноса излучения [1, 5-11]. Будем использовать как измерения на каждой их границ облачного слоя (верхней или нижней), на двух границах совместно, а также измерения внутри слоя для определения вертикальной зависимости его оптических параметров. При этом появляется применение нескольких подходов, обеспечит взаимную валидацию применяемых методов и даст возможность получить третий важный параметр – параметр асимметрии индикатрисы рассеяния g , который ранее не определялся из экспериментальных данных, а рассчитывался с применением теории рассеяния.

Один из подходов основывается на результатах исследований [11, 12] и использует дифференциалы по высоте от интегралов (10)–(12). Следующие соотношения позволяют прямо определить значения объемных коэффициентов поглощения $\kappa(z)$ и рассеяния $\alpha(z)$ на разных высотах внутри облака:

$$\begin{aligned} \frac{dH(z)}{dz} &= \kappa(z)I(z) \\ \frac{dK(z)}{dz} &= [\kappa(z) + \alpha(z)(1 - g(z))]H(z) \end{aligned} \quad (13)$$

Операции дифференцирования по высоте и интегрирования по углу визирования можно поменять местами и дифференцировать измеренную интенсивность внутри облачного слоя (среднее значение по измерениям на каждом уровне по высоте), что представляется вполне осуществимым, так как зондирование по высоте осуществлено очень подробно (уровни измерений расположены близко друг другу).

Приведем далее набор обратных асимптотических формул для получения оптической толщины, альbedo однократного рассеяния, объемных коэффициентов рассеяния и поглощения и параметра асимметрии индикатрисы из измеренных значений интенсивности [10]. Начнем с определения оптических параметров из измерений над облаком отраженной интенсивности солнечной радиации. Предлагаемый здесь подход к решению задачи приводит к определению величин $s^2 = (1 - \omega_0) / [3(1 - g)]$ и $\tau' = 3(1 - g)\tau_0$, характеризующих все облако в целом. Для этого ранее были выведены соотношения и применены для интерпретации спутниковых многоугловых измерений [9]. Рассмотрим интенсивность отраженной радиации ρ_1 и ρ_2 измеренную в двух зенитных углах визирования $\arccos \eta_1$ и $\arccos \eta_2$. Отношение разностей $[\rho_\infty(\eta_1, \zeta) - \rho_1] / [\rho_\infty(\eta_2, \zeta) - \rho_2]$ (для сокращения записи аргументы у измеряемых величин не обозначены) после алгебраических преобразований приводит к выражениям для величин s^2 и τ' :

$$\begin{aligned} s^2 &= \frac{[\rho_0(\varphi, \eta_1, \zeta) - \rho_1]u_0(\eta_2) - [\rho_0(\varphi, \eta_2, \zeta) - \rho_2]u_0(\eta_1)}{[\rho_0(\varphi, \eta_2, \zeta) - \rho_2]u_0(\eta_1) \left(\frac{u_2(\eta_1)}{u_0(\eta_1)} - \frac{u_2(\eta_2)}{u_0(\eta_2)} \right) - \frac{1,91a_2(\zeta)u_0(\eta_1)u_0(\eta_2)}{\delta(1+g)}[\eta_1 - \eta_2]}, \\ \tau' &= (2s)^{-1} \ln \left\{ \frac{M\bar{N}u(\eta_1)u(\zeta)}{\rho_\infty(\varphi, \eta_1, \zeta) - \rho_1} + N\bar{N} \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

где обозначено: $\delta = 1,428$; $\rho_\infty(\eta, \zeta)$ – коэффициент отражения полубесконечной среды ($\tau_0 = \infty$); $u(\zeta)$, $u_0(\zeta)$ и $u_2(\zeta)$ – функция выхода и коэффициенты ее разложения по малому параметру s ; величины M , N , \bar{N} и k – константы, определяемые свойствами рассеивающего слоя. Все эти функции и величины можно найти в таблицах или рассчитать по известным формулам [2-4, 10].

Измерения интенсивности пропущенной солнечной радиации под облаком в нескольких углах визирования также дают возможность определить оптические параметры облака в целом из следующих соотношений:

$$s^2 = \left[\frac{\sigma_1 \bar{u}_0(\eta_2)}{\sigma_2 \bar{u}_0(\eta_1)} - 1 \right] \frac{1}{\frac{\bar{u}_2(\eta_1)}{\bar{u}_0(\eta_1)} - \frac{\bar{u}_2(\eta_2)}{\bar{u}_0(\eta_2)}} , \quad (15)$$

$$\tau' = s^{-1} \ln \left[\frac{\sqrt{l^2 N \bar{N} + 1 + 1}}{l} \right] ,$$

где для сокращения записи обозначено:

$$l = \frac{2\sigma(\tau, \eta_{1,2}, \zeta)}{M\bar{u}(\eta_{1,2})u(\zeta)}$$

Черта сверху у функций и величин обозначает учет отражения подстилающей поверхности (альbedo подстилающей поверхности $A \neq 0$);

Обратимся к случаю интерпретации измерений интенсивности рассеянной солнечной радиации на верхней и нижней границах облачного слоя, Для определения величин s и τ' с использованием данных измерений интенсивностей солнечной радиации выражения имеют вид [10]:

$$s^2 = \frac{\bar{u}_0(\eta)^2(\rho_0 - \rho)^2 - u_0(\eta)^2\sigma^2}{16u_0(\eta)^2 \left[\bar{u}_0(\eta)^2 u_0(\zeta)^2 - \sigma^2 \left(\frac{A}{1-A} \right)^2 \right] - 12\delta \frac{A}{1-A} u_0(\eta) \left[\bar{u}_0(\eta)(\rho_0 - \rho)^2 - \frac{A}{1-A} u_0(\eta)\sigma^2 \right] - J}$$

$$\tau' = \frac{1}{2s} \ln \left\{ N^2 \left(1 + \frac{2u_0(\eta)u_0(\zeta)s(4-9s^2)}{(\rho_\infty - \rho)} \right) \left(1 - \frac{8As}{1-Aa^\infty} \right) \right\} . \quad (16)$$

$$J = \frac{2A}{1-A} \left[a_2(\eta) + Q_2 - \frac{u_2(\eta)}{u_0(\eta)} \right] \bar{u}_0(\eta)(\rho_0 - \rho)^2 + \frac{a_2(\eta)a_2(\zeta)\bar{u}_0(\eta)^2(\rho_0 - \rho)}{3\delta}$$

И, наконец, изложим метод для определения оптических параметров из измерений интенсивности внутри облачного слоя на разных уровнях, что даст возможность получить их вертикальный профиль. Пусть измерения проводились на n уровнях, 1-ый уровень – над облаком, n – под облаком. Определяем значения параметров в подслоях облака между уровнями измерений. Соответствующие выражения имеют различный вид, в зависимости от геометрии измерений, а именно возможны три случая:

- Если исследуемый подслоя облака расположен между верхней границей облачного слоя (номер уровня 0) и первым уровнем измерений интенсивности солнечной радиации то имеем формулы:

$$s^2 = \frac{(\rho_0 - \rho)^2 - J^2(\tau_1)}{16u_0^2(\zeta)u_0^2(\eta) + J^2(\tau_1) \left[2\frac{u_2(\eta)}{u_0(\eta)} - \frac{9}{4}\delta^2 \right] - 9\eta^2 [I(\eta) + I(-\eta)]^2 - (\rho_0 - \rho) \frac{a_2(\eta)a_2(\zeta)}{3\delta}} , \quad (17)$$

$$\tau' = 3\tau(1-g) = \frac{1}{2s} \ln \left[N \frac{[J(\tau_1) - 6\eta I(\eta)s(1-3\eta s)]}{[J(\tau_1) + 6\eta I(-\eta)s(1-3\eta s)]} \right] + \ln \left[\frac{(\rho^\infty - \rho) + 4u_0(\zeta)u_0(\eta)s + \frac{a_2(\zeta)a_2(\eta)}{6\delta}}{(\rho^\infty - \rho) - 4u_0(\zeta)u_0(\eta)s + \frac{a_2(\zeta)a_2(\eta)}{6\delta}} \right]$$

- уровни измерений находятся внутри облачного слоя (номера уровней $i-1, i$)

$$s^2 = \frac{[J^2(\tau_{i-1}) - J^2(\tau_i)]J^2(\tau_{i-1})}{36\eta^2 [J^2(\tau_i)I_{i-1}(\eta)I_{i-1}(-\eta) - J^2(\tau_{i-1})I_i(\eta)I_i(-\eta)]}, \quad (18)$$

$$\tau'_i - \tau'_{i-1} = \frac{1}{2s} \ln \left[\frac{[J(\tau_{i-1}) - 6I_{i-1}(\eta)\eta s(1-3\eta s)][J(\tau_i) + 6I_i(-\eta)\eta s(1-3\eta s)]}{[J(\tau_{i-1}) + 6I_{i-1}(-\eta)\eta s(1-3\eta s)][J(\tau_i) - 6I_i(\eta)\eta s(1-3\eta s)]} \right],$$

где τ_i – оптическая толщина от верхней границы облачного слоя до i -го уровня измерений.

- подслоя прилегает к нижней границе облачного слоя (номера уровней $n-1, n$)

$$s^2 = \frac{\bar{u}_0^2(\eta)J^2(\tau_{n-1}) - \sigma^2}{9\eta^2 \bar{u}_0^2(\eta)(I_{n-1}(\eta) + I_{n-1}(-\eta))^2 - \bar{u}_0^2(\eta)J^2(\tau_{n-1}) \left(2Q_2 - \frac{9}{4}\delta^2 \right) -} \quad (19)$$

$$\frac{-2\bar{u}_0(\eta)u_0(\eta)J^2(\tau_{n-1}) \left(\frac{u_2(\eta)}{u_0(\eta)} - Q_2 + 3\frac{A}{1-A}h(\eta) \right) - 6\sigma^2 \frac{A}{(1-A)}(\bar{\delta} + \delta)}$$

$$\tau'_n - \tau'_{n-1} = 3(\tau_n - \tau_{n-1})(1-g) = \frac{1}{2s} \ln \left[N \frac{J(\tau_{n-1}) + 6I_{n-1}(-\eta)\eta s(1-3\eta s)}{J(\tau_{n-1}) - 6I_{n-1}(\eta)\eta s(1-3\eta s)} \right] + \ln \left[1 - \frac{8As}{1-A+4As-6A\delta s^2} \right],$$

Для сокращения записи в формуле (19) использованы обозначения :

$$h(\eta) = \frac{3,8\eta - 2,7}{1+g} \quad \text{и} \quad \bar{\delta} = \delta + \frac{8}{3} \frac{A}{1-A},$$

Предложенные здесь выражения образуют набор формул для определения оптических параметров подслоев облака на основе данных самолетных радиационных измерений. Выражение $\kappa = s^2 \tau' / \Delta z$ дает объемный коэффициент поглощения среды, причем для получения величины κ не требуется каких-либо допущений об индикатрисе рассеяния. Вычисление величины объемного коэффициента рассеяния $\alpha = \tau'(3-3g) / \Delta z - \kappa$ требует задания параметра индикатрисы рассеяния g или его определения с помощью независимого метода. Учитывая, что величина параметра индикатрисы рассеяния g слабо меняется в слоистообразных облаках, здесь приняты спектральные значения g , приведенные в работе [13].

Случай консервативного рассеяния

В некоторых облачных слоях на отдельных длинах волн рассеяние радиации можно считать консервативным. В этом случае альбеда однократного рассеяния $\omega_0=1$. Выражения для определения произведения $3(1-g)\tau_0$ из измерений интенсивности на верхней и нижней границах облака широко известны и имеют вид:

$$3(1-g)\tau_0 = \frac{4u_0(\zeta)u_0(\eta)}{\rho_0 - \rho} - \left(3\delta + \frac{4A}{1-A} \right), \quad (20)$$

$$3(1-g)\tau_0 = \frac{4u_0(\zeta)\bar{u}_0(\eta)}{\sigma} - \left(3\delta + \frac{4A}{1-A} \right),$$

Имеются также простые формулы для определения $3(1-g)(\tau_0 - \tau)$ внутри облачного слоя [10].

Оценка параметра индикатрисы рассеяния по результатам радиационных измерений

При анализе результатов измерений пропущенной или отраженной солнечной радиации в два момента времени появляется возможность оценить средний косинус угла рассеяния (или параметра асимметрии индикатрисы) g . При этом необходимо соблюдение следующих условий наблюдений: стабильность, однородность и большая оптическая толщина облачного слоя, достаточно малое альbedo подстилающей поверхности и высокая точность измерений, что может обеспечить удовлетворительную точность решения этой задачи.

Пусть по результатам измерений потоков солнечной радиации на верхней и нижней границах облачного слоя определяется параметр s^2 так, как это предложено в предыдущем разделе. Тогда из данных измерений на нижней границе отношение потоков солнечной радиации при разных зенитных углах Солнца (или интенсивностей при разных углах визирования) позволяет определить выражение [10]

$$[u_2(\zeta_1)/u_0(\zeta_1) - u_2(\zeta_2)/u_0(\zeta_2)] = Q_2[w(\zeta_1) - w(\zeta_2)], \quad (21)$$

которое оказывается почти линейно зависящим от параметра g и от разности косинусов зенитных углов Солнца $(\zeta_1 - \zeta_2)$.

Анализ значений функции $u_2(\zeta)/u_0(\zeta)$ показал, что указанная линейная зависимость с хорошей точностью (относительная погрешность не превышает 3%) аппроксимируется функцией $U = 5(\zeta_1 - \zeta_2)g$ [9]. Отсюда легко получается оценка параметра индикатрисы g , который ранее обычно задавали *a priori* на основании предположений о размерах капель в облаке и расчетах по теории Ми [13]. Точность этой оценки сильно зависит от точности восстановления величины s^2 , а в случае использования пропущенной радиации - от альbedo подстилающей поверхности. Вообще говоря, одновременное применение формул (13) и (18) также дает возможность прямо определить параметр g из измерений и повысить точность его восстановления.

Погрешности и область применимости при применении обратных асимптотических формул (14)–(19) подробно исследованы в [7-10] и показана эффективность предложенного метода.

Заключение

Полученный набор оптических параметров составит замкнутую оптическую модель слоистого облака. Интерпретация результатов экспериментов по приведенной совокупности формул, является более корректной, чем предложенные ранее, потому что не накладывает дополнительных ограничений и связей на восстановленные значения. Далее может быть применен какой-либо метод расчета радиационных характеристик облачной атмосферы (асимптотические формулы или метод Эддингтона) для оценки поглощенной в облаке солнечной коротковолновой радиации и скорости радиационного нагревания, вызванного солнечной энергией. Такой анализ представляется важным для задач исследования радиационного режима облачной атмосферы и его роли в изменениях климата.

Предложенный здесь алгоритм обработки данных самолетных наблюдений не исчерпывает всех возможностей их анализа. Экспериментальный материал представляет широкие возможности для исследования процессов взаимодействия солнечной радиации и облачной атмосферы. Отдельные детали приложения алгоритма к данным измерений будут уточняться и зависеть от погрешностей измерений и возможных сбоев, потому что проведение самолетных измерений весьма сложный и трудоемкий процесс связанный с особенностями полетного режима (что детально рассмотрено в [10]).

Литература

1. King M.D., Radke L., 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. P. 894–907.

2. Минин И.Н. Теория переноса излучения в атмосферах планет. М.: Наука, 1988. 264 с.
3. Соболев А.В. Рассеяние света в атмосферах планет. М.: Наука, 1972. 335 с.
4. Яновицкий Э.Г. Рассеяние света в неоднородных атмосферах // Киев: Наукова Думка, 1995. 400 с.
5. King M.D. Determination of the scaled optical thickness of cloud from reflected solar radiation measurements // J. Atmos. Sci. 1987. V. 44, №13. P 1734-1751.
6. King M.D. A method for determining the single scattering albedo of clouds // J. Atmos. Sci., 1981. Vol. 38. P. 2031–2044.
7. Мельникова И.Н. Спектральные коэффициенты рассеяния и поглощения в слоистых облаках // Оптика атмосферы, 1991. Т. 4. №1. С. 25-32.
8. Melnikova I.N., Mikhailov V.V. Spectral scattering and absorption coefficients in strati derived from aircraft measurements // J. Atmos. Sci. 1994. V. 51, P. 925-931.
9. Melnikova I.N., Mikhailov V.V. Vertical profile of spectral optical parameters of strati clouds from airborne radiative measurements // J. Geophys. Res., 2001. V. 106, №D21. P 27465-27471.
10. Васильев А.В., Мельникова И.Н. Коротковолновое солнечное излучение в атмосфере Земли. Расчеты. Измерения. Интерпретация. СПб., НИИХ СПбГУ, 2002. 388 с.
11. Мельникова И.Н., Минин И.Н. К исследованию оптических свойств планетных атмосфер // Известия АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана. 1987. Т. 23. №10. С.1092–1097.
12. Duracz T., McCormick N.J. Equation for Estimating the Similarity Parameter from Radiation Measurements within Weakly Absorbing Optically Thick Clouds // J. Atmos. Sci. 1986. V. 43. P. 486–492.
13. Stephens G.L. Optical properties of eight water cloud types // Technical Paper of CSIRO. Atmos. Phys. Division Aspendale. Australia, 1979. V. 36. P. 1–35.

An algorithm for retrieving cloud optical parameters from airborne spectral observations of the solar radiance

Irina Melnikova¹, Sergey Nikitin², Charles Gatebe³

¹*Research Centre for Ecological Safety Russian Academy of Sciences*

E-mail: irina.melnikova@pobox.spbu.ru

²*Baltic state university "Voenmekh"*

³*NASA, Goddard Space Flight Center*

Airborne observations of diffuse solar radiance, obtained with the NASA's Cloud Absorption Radiometer are used for analysis of the transformation of the angular dependence within a cloud layer. Optical parameters of the clear atmosphere are obtained from measurements above cloud layer. Cloud optical parameters (the optical thickness, single scattering albedo and phase function asymmetry parameter) are retrieved from measurements within cloud layer. Earlier there were approaches for obtaining optical thickness and single scattering albedo from radiative observations. However, in these approaches the restrictions on optical parameters and certain links between parameters in different wavelength were a priori accepted. The single scattering albedo was assumed equal to 1 (the approximation of the conservative atmosphere) in some studies and the semi-infinite optical thickness was assumed in others. These restrictions on desired parameters do not allow obtaining their true values. In this paper we use inverse asymptotic formulas to retrieve cloud parameters from observational data. The procedure is free of a priori restrictions and links put on desired parameters and it is used for every wavelength independently. The basic demands on observational conditions are large optical thickness and horizontal extension of cloud layer. The spectral ranges are 0.3-1.0 μm . The full set of necessary formulas is presented. The area of application and error analysis are considered. The experimental data and observational conditions are described.

Keywords: solar shortwave radiation, cloud, airborne radiative observation, optical parameters.