

Аналитическое решение обратной задачи оптики облаков в применении к самолетным измерениям интенсивности рассеянной солнечной радиации

Г.Д. Мванго¹, И.Н. Мельникова², Ч. Гатебе³

¹Российский государственный гидрометеорологический университет, Малоохтинский пр., д. 98, 195196, Санкт-Петербург, mwangoj@yandex.ru

²Центр междисциплинарных исследований по проблемам окружающей среды, ИНЭНКО РАН, Кутузовская наб. 14 Санкт-Петербург, 191187, irina.melnikova@pobox.spbu.ru

³NASA, Goddard Space Flight Center, Mail Code 613.2, Greenbelt, MD 20771, USA

Аналитический метод решения обратной задачи оптики облаков, разработанный ранее для обработки данных других измерений, применяется для интерпретации результатов самолетных измерений интенсивности рассеянной солнечной радиации в облачном слое. Измерения выполнены в 8 спектральных каналах коротковолнового диапазона (340, 381, 472, 682, 870, 1035, 1219, 1273 нм). Приведены первые результаты решения задачи.

Ключевые слова: оптика атмосферы, протяженная облачность, обратная задача, самолетные измерения, оптическая толщина, альbedo однократного рассеяния

Введение

Аналитический метод решения обратной задачи оптики облаков (обратные асимптотические формулы теории переноса) был ранее разработан для применения к самолетным измерениям полусферических потоков и к спутниковым и наземным измерениям интенсивности солнечной радиации в облачной атмосфере для восстановления оптических параметров: оптической толщины τ_0 и альbedo однократного рассеяния ω_0 [1-3]. Метод был проанализирован на область применимости и устойчивость решения. Основное ограничение метода заключается в требовании слабого истинного поглощения (значительного преобладания процессов рассеяния над поглощением), что проявляется в условии $1-\omega_0 \ll 1$ и выполняется в коротковолновой области спектра не только вне полос поглощения, но и в слабых полосах молекулярного поглощения. Второе ограничение состоит в требовании большой оптической толщины $\tau_0 \gg 1$, чтобы выполнялся так называемый диффузный радиационный режим, что оказывается справедливым для протяженной слоистообразной облачности. Здесь слово «протяженной» фактически является третьим ограничением предлагаемого метода.

Первые результаты применения асимптотических формул теории переноса к данным самолетных многоугловых наблюдений интенсивности рассеянного солнечного излучения в облаках рассматриваемого типа были получены в [4-6]. Интерпретация самолетных измерений полусферических потоков рассеянной радиации была впервые осуществлена в работах [2,3].

В предыдущей публикации [7], касающейся возможностей определения оптических параметров из рассматриваемых здесь измерений были перечислены подходы для возможно полного анализа данных. В настоящей статье мы ограничимся анализом поля рассеянной радиации внутри слоя и применением предложенных алгоритмов к измерениям солнечной радиации под облачным слоем. Поскольку восстановление параметра асимметрии индикатрисы рассеяния здесь пока не предусматривается, были приняты априорные модельные значения согласно [8]. В конце статьи приведены первые результаты, полученные из измерений под облаком.

Экспериментальные данные

Подробно данные измерений были описаны в предыдущей публикации [7], однако кратко все же повторим необходимую информацию. Данные самолётных измерений получены с применением фильтрового прибора CAR (Cloud Absorption Radiometer) [4] в 8 спектральных каналах: 340, 381, 472, 682, 870, 1035, 1219 и 1273 нм, каждый соответствует одному файлу и содержит измерения на различных высотах. Каждый файл состоит из набора сканов. Один скан содержит значения географических координат и местного времени момента измерения, зенитный угол солнца, азимут по отношению к направлению на солнце, высоту 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 интенсивности. 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 – 800–1178 м. 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 располагалась под азимутальными углами в пределах $\varphi = 27 - 53^\circ$ по отношению к направлению на солнце, (определялась направлением курса самолета).

Поле рассеянной солнечной радиации внутри облачного слоя

Трансформация поля рассеянной радиации с глубиной в облачном слое обусловлена в первую очередь процессами рассеяния и поглощения. Для анализа эксперимен-

тальных данных, полученных в облачной атмосфере, рассмотрим 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. В последующих исследованиях предполагается выполнить теоретические расчеты поля радиации внутри облачного слоя для сравнения с экспериментальными зависимостями. Результаты измерений показаны на рис. 1 для спектральных каналов 340 нм (полоса поглощения озона), 870 нм (вне молекулярных полос поглощения) и 682 и 1273 нм (полосы поглощения водяного пара). Видно, как меняется форма поля рассеянной радиации внутри оптически-толстого слоя, причем некоторые детали отличаются для разных спектральных каналов. Отсюда можно выявить влияние истинного поглощения на форму кривых, описывающих поле радиации, особенно под облачным слоем.

На рисунках виден пик в направлении солнечного ореола, он сохраняется при измерениях внутри облака и исчезает только под облаком. Отсюда можно сделать вывод, что измерения внутри облака, хоть и охватывают много уровней измерений, но проводились вблизи верхней границы облака, где еще не установился диффузный режим. Поэтому, к сожалению, предлагаемая в [7] методика обработки не применима к измерениям внутри слоя в конкретном эксперименте. Можно попытаться сделать обработку для тех направлений в поле рассеянного излучения, которые не совпадают с направлением в ореол солнца, однако полученные результаты будут скорее носить характер оценки, вследствие значительной погрешности, которая также должна быть специально проанализирована.

Таким образом, рассматриваемые данные измерений позволяют только три варианта применения обратных асимптотических формул: 1) к данным, полученным над облачным слоем, 2) под облачным слоем и 3) совместное рассмотрение измерений над и под облачным слоем [1,9]. Понятно, что первые два варианта дадут информацию преимущественно для верхней (1) и нижней (2) частей облака. Тем не менее, применение всех трех подходов даст возможность взаимной валидации метода при разной геометрии измерений. Как уже упоминалось выше, более детальный анализ погрешностей и устойчивости метода предполагается осуществить с помощью замкнутых численных экспериментов, где прямая задача будет решаться на основе кодов DISORT.

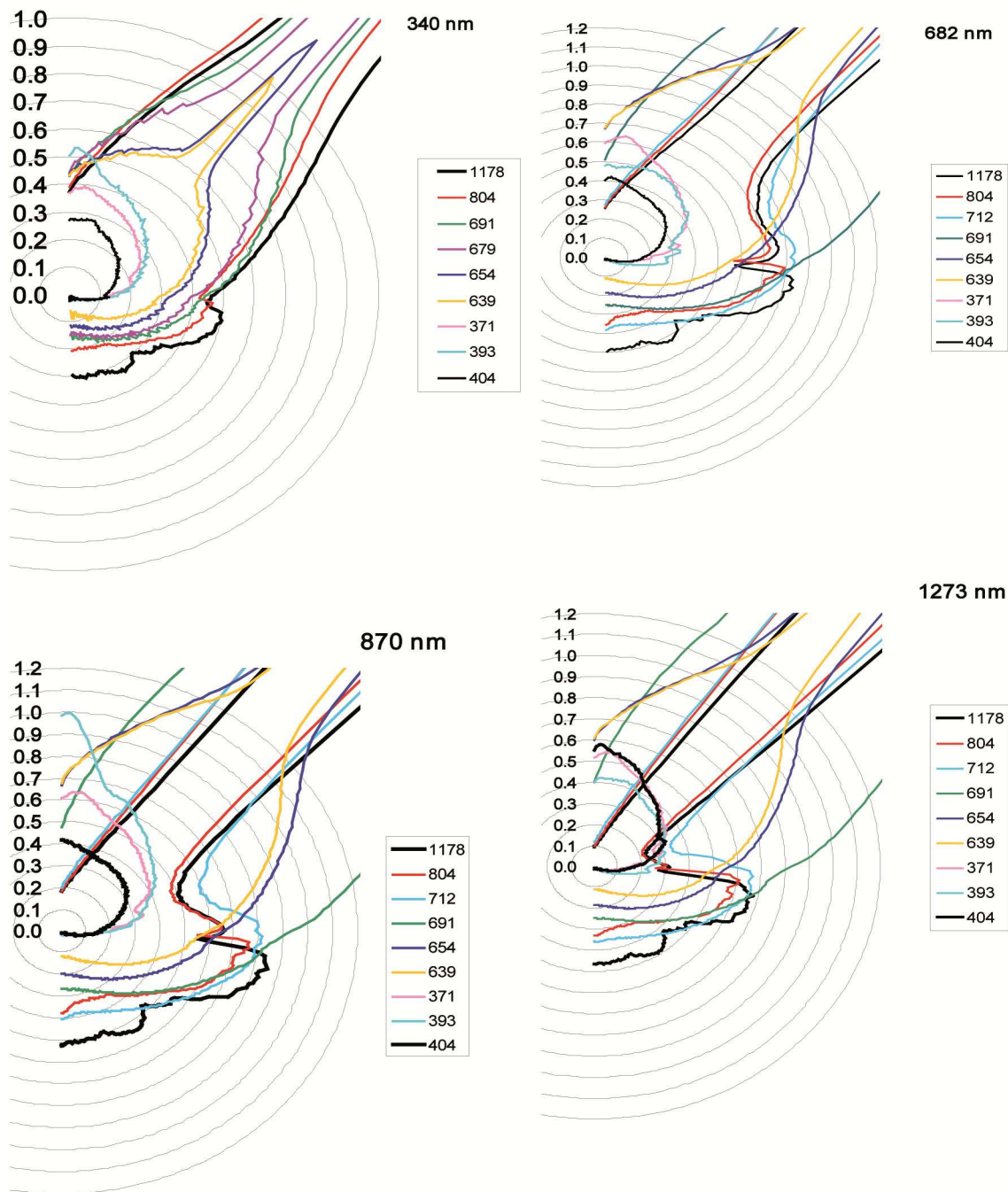


Рис. 1. Угловые зависимости интенсивности рассеянного солнечного излучения над облаком внутри и под облаком в спектральных каналах, и на высотах, указанных на рисунке

Восстановление оптических параметров облачного слоя

В настоящей работе остановимся на обработке данных измерений только под облаком. 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, считая его однородным. Для определения оптических параметров: оптической толщины τ_0 и альbedo однократного рассеяния ω_0 приведем набор обратных асимптотических формул [1,9]. Изме-

рения интенсивности пропущенной солнечной радиации под облаком в нескольких углах визирования дают возможность определить оптические параметры облака из следующих соотношений

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

$$\tau' = s^{-1} \ln \left[\frac{\sqrt{4\sigma(\eta_i)^2 N\bar{N} + (M\bar{u}(\eta_i)u(\zeta))^2} + 1}{2\sigma(\eta_i)} \right] ,$$
(1)

где обозначено: $u(\zeta)$, $u_0(\zeta)$ и $u_2(\zeta)$ – функция выхода и коэффициенты ее разложения по малому параметру s ; величины M , N и k – константы, определяемые свойствами рассеивающего слоя. Все эти функции и величины можно найти в таблицах или рассчитать по известным формулам [1,10]. Черта сверху у функций и величин обозначает учет отражения подстилающей поверхности (альbedo подстилающей поверхности $A \neq 0$); Определение оптической толщины требует значения интенсивности только в одном направлении (η_i). Для повышения точности следует произвести процедуру, используя интенсивность для нескольких направления и затем усреднить полученные значения.

Предложенные здесь выражения позволяют определить оптические параметры 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 g слабо меняется в слоистообразных облаках [11], здесь приняты спектральные значения g , приведенные в работе [8].

Учет альbedo подстилающей поверхности.

Следующие соотношения, описывают влияние альbedo подстилающей поверхности на асимптотические константы и функции [1,10]:

$$\bar{N} = N - \frac{AMQ^2}{1 - Aa^\infty}$$

$$\bar{u}_0(\zeta) = u_0(\zeta) + A/(1 - A)$$
(2)

$$\bar{u}_2(\eta) = u_2(\eta) + \frac{3A}{(1-A)(1+g)} [u_0(\eta)(3,8\eta - 2,7) + (1+g)(0,527 + g) - 2]$$

Для вычисления зависящих от величины альbedo подстилающей поверхности величин и функций необходимо знать величину этого альbedo, которое входит в основные формулы. В случае полусферических потоков радиации величина альbedo подстилающей поверхности A получается непосредственно из отношения их величин, измеренных на нижней границе облачного слоя. В случае интенсивности ситуация не столь проста, так как величина альbedo по определению выражается через полусферические потоки радиации. Зависимость коэффициента пропускания диффузной радиации $\sigma(\zeta, \eta, \tau_0)$ от угла визирования определяется функцией выхода $u(\eta)$. Поэтому требуется найти значение косинуса угла для которого функция выхода $u(\eta)$ равна интегралу по углу. Численный анализ показывает, что это значение $\eta = 0,67$ (соответствует углу 48°). Таким образом, интенсивность радиации, пропущенной облачным слоем, измеренная под углом визирования 48° совпадает по величине с полусферическим потоком. Предполагая ортотропность подстилающей поверхности можно предложить оценивать альbedo поверхности как отношение интенсивностей, измеренных в углах визирования 48° и 132° . Соответствующие значения для всех спектральных каналов представлены в таблице 1.

Случай консервативного рассеяния

В некоторых облачных слоях на отдельных длинах волн рассеяние радиации можно считать консервативным. В этом случае истинное поглощение отсутствует и альbedo однократного рассеяния $\omega_0=1$. Выражения для определения оптической толщины τ_0 из измерений интенсивности на верхней и нижней границе облака широко известны и имеют вид:

$$\begin{aligned} \tau_0 &= \frac{1,333}{(1-g)} \left[\frac{u_0(\zeta)u_0(\eta)}{\rho_0 - \rho} - \left(1,071 + \frac{A}{1-A} \right) \right], \\ \tau_0 &= \frac{1,333}{(1-g)} \left[\frac{u_0(\zeta)\bar{u}_0(\eta)}{\sigma} - \left(1,071 + \frac{A}{1-A} \right) \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

Погрешности и область применимости

Предложенные выше формулы являются решением обратной задачи атмосферной оптики для принятой модели слоистообразной облачности. Согласно [12] для проверки

решения на корректность необходимо проанализировать область непрерывности полученных функций. Для первой из формул (1) соответствующий анализ непрерывности и положительности функции $s^2 \geq 0$ приводят к одновременному выполнению неравенств:

$$\sigma_1 \bar{u}_0(\eta_2) \geq \sigma_2 \bar{u}_0(\eta_1) \quad \text{и} \quad \frac{\bar{u}_2(\eta_1)}{\bar{u}_0(\eta_1)} \geq \frac{\bar{u}_2(\eta_2)}{\bar{u}_0(\eta_2)} \quad (4)$$

Во второй из формул (1) для оптической толщины условие непрерывности сводится к требованию положительности выражения под знаком логарифма. Физический смысл требует, чтобы это выражение также было больше 1. Очевидно, что неравенство $4\sigma(\eta_{1,2})^2 N\bar{N} + (M\bar{u}(\eta_{1,2})u(\zeta))^2 \geq 0$ всегда выполняется. Для выполнения неравенства

$$\frac{\sqrt{4\sigma(\eta_{1,2})^2 N\bar{N} + (M\bar{u}(\eta_{1,2})u(\zeta))^2} + 1}{2\sigma(\eta_{1,2})} \geq 1 \quad , \quad (5)$$

необходимо, чтобы облако было оптически толстое, и величина интенсивности пропущенной радиации была достаточно мала.

Конкретные численные значения параметров, обеспечивающие непрерывность и положительность функции s^2 , различны для каждой измеренной пары величин потоков на одном уровне и одной длине волны. Поэтому перед тем, как применять формулы (1) к результатам измерений потоков на нижней границе облачного слоя, необходимо проанализировать экспериментальные данные на выполнение указанных неравенств. Соответствующие процедуры предусмотрены в алгоритмах обработки данных наблюдений согласно специально разработанным методикам. На практике оказывается, что неравенства (4) и (5) не выполняются в области изменения восстанавливаемых параметров, характеризующейся нарушением диффузного режима (малые τ_0), там, где не применимы асимптотические формулы теории переноса.

Анализ погрешностей

Применение аналитических формул для решения обратной задачи позволяет явно проанализировать устойчивость решения, рассчитывая погрешности формул, которые вычисляются обычным образом как погрешности косвенных измерений. Учитывая погрешности измерений и погрешности задания априорной информации, соответствующие выражения представляют собой сумму частных производных исследуемой функции по переменным, измеряемым с погрешностью.

При интерпретации измерений интенсивности пропущенной радиации формула для относительной погрешности $\Delta s/s$ имеет вид [1]

$$\frac{\Delta s}{s} = \frac{\Delta \sigma \bar{u}_0(\eta) + \sigma \Delta \bar{u}_0}{\sigma_1 \bar{u}_0(\eta_2) - \sigma_2 \bar{u}_0(\eta_1)} + \frac{\Delta \sigma}{2\sigma} + \frac{\Delta \bar{u}_0}{2\bar{u}_0} + \frac{2\eta \Delta \eta}{\left(\frac{u_2(\eta_1)}{u_0(\eta_1)} - \frac{u_2(\eta_2)}{u_0(\eta_2)} \right)^2} \quad (6)$$

а формула для относительной погрешности оптической толщины τ_0

$$\frac{\Delta \tau_0}{\tau_0} = \frac{\Delta s}{s} + \frac{1}{\tau_0} \left\{ \frac{\Delta r}{r} + \frac{\frac{r^2}{NN} \left(2 \frac{\Delta r}{r} + \frac{\Delta N}{N} + \frac{\Delta \bar{N}}{\bar{N}} \right)}{2 \sqrt{\frac{r^2}{NN} + 1} \left(\sqrt{\frac{r^2}{NN} + 1} + 1 \right)} \right\} \quad (7)$$

где обозначено,

$$r = \frac{2\sigma(\tau, \eta_{1,2}, \zeta)}{M\bar{u}(\eta_{1,2})u(\zeta)}, \text{ тогда: } \frac{\Delta r}{r} = \frac{\Delta \sigma}{\sigma} + \frac{\Delta N}{N} + \frac{\Delta \bar{N}}{\bar{N}} + \frac{\Delta M}{M} + \frac{\Delta \bar{u}}{\bar{u}} + \frac{\Delta u}{u} \quad (8)$$

величины Δu_0 , Δu_2 , Δa_2 и др. - это погрешности вычисления соответствующих функций $f(\eta)$, которые имеют вид $\Delta f \Delta \eta$, т.е. должны включать в себя погрешность измерения углов (около 0,6%). Величины Δf обычно указываются при вычислении функций, заданных таблично (в этом случае возникает погрешность при линейной интерполяции значений функций между узлами таблицы) или при выводе аппроксимирующих формул. Погрешности вычисления значений функции $a_2(\eta)$ рассчитываются по формуле

$$\frac{\Delta a_2}{a_2} = 3\Delta u_0 + \frac{9\Delta g u_0}{(1+g)^2} + \frac{9g u_0}{(1+g)} \Delta \eta \quad (9)$$

В погрешности величин и функций (с чертой сверху), зависящих от альbedo поверхности A , входит и погрешность определения альbedo поверхности согласно выражениям

$$\Delta \bar{u}_0 = \Delta u_0 + \frac{\Delta A}{(1-A)^2}, \quad \Delta \bar{\delta} = \frac{8}{3} \frac{\Delta A}{(1-A)^2}, \quad \Delta Q_2 = 3\Delta g + \frac{2\Delta g}{(1+g)^2} \quad (10)$$

Численный анализ показывает, что в формуле (6) наибольший вклад дают первое и последнее слагаемое и уменьшить их можно выбором оптимальных пар углов $\arccos \eta_1$ и $\arccos \eta_2$. При $\eta_1=1$ и $\eta_2=0,34$ (что соответствует углам визирования 0° и 70°) относитель-

ная ошибка определения величины s около 15%, при $\eta_2=0,7$ (угол визирования 45°) – ошибка около 25%. Но необходимо иметь в виду, что на величину угла визирования накладывается ограничение сверху при значениях $\arccos \eta > 80^\circ$ ввиду уменьшения точности измерений и точности расчетов (в силу пренебрежения эффектами рефракции и сферичности атмосферы).

Суммарную погрешность определяют величины знаменателей слагаемых, которые можно увеличить выбором наиболее оптимальных пар углов визирования. Численная оценка показывает, что оба слагаемых вносят одинаковый вклад около 12% в погрешность величины s и максимальная погрешность $\Delta s/s \sim 25\%$. Причем альbedo поверхности и прочие условия почти не влияют на погрешность результата восстановления величины s .

Так как все слагаемые в формуле (5), кроме первого, делятся на величину τ_0 , то при оптической толщине $\tau_0 > 10$ относительная ошибка $\Delta \tau_0/\tau_0$, в основном, определяется величиной $\Delta s/s$, (первым слагаемым в формуле).

Для повышения точности следует использовать 2-3 пары углов и вычислять среднее значение величины s . Следует подчеркнуть, что измерения интенсивности пропущенного излучения под несколькими углами визирования полезно для контроля однородности и большой оптической толщины исследуемого облачного слоя, так же как и измерения под несколькими азимутальными углами. В нашем случае имеется 180 значений угла визирования, что дает возможность полного исследования устойчивости решения задачи. Отсутствие азимутальной зависимости интенсивности пропущенного излучения указывает на горизонтальную однородность облачного слоя и на его большую оптическую толщину, что позволяет применять предлагаемый здесь метод. Численные оценки погрешностей, выполненные на основе применения формулы (7) к 10 радиационным моделям облачного слоя показывают сильное влияние альbedo подстилающей поверхности на точность определения оптической толщины. При этом измерения, проведенные в нескольких направлениях визирования заметно уменьшают погрешность восстановления τ_0 . В общем случае оказывается, что величина $\Delta \tau_0/\tau_0$ находится в пределах 10-25% при погрешности измерений около 2% и альbedo поверхности от 0,5 до 0,9 [1].

Анализируя возможные источники погрешностей восстановления оптических параметров из измерений интенсивности отраженной и пропущенной облаками солнечной радиации, необходимо также проверить вклад ненулевых азимутальных гармоник в зависимости от оптической толщины облачного слоя. Численный анализ представлен в [13,14] для интенсивности нисходящей и восходящей радиации. Общий вы-

вод заключается в том, что вклад высших гармоник в интенсивность нисходящей радиации резко убывает при оптической глубине $\tau > 1$ и становится пренебрежимо мал при $\tau > 8$.

Область применимости обратных асимптотических формул

Как уже указывалось выше, при анализе погрешностей асимптотических формул основные ограничения, связаны с установлением диффузного режима, и накладываются на величину оптической толщины снизу. Ограничения на величину истинного поглощения радиации в среде возникают вследствие применения разложений по малому параметру для расчета асимптотических констант. Область применимости формул (1) была исследована в [1,9] при помощи замкнутого численного эксперимента, в котором прямая задача решалась методом удвоения слоев. Всего было проанализировано около 50 численных моделей для определения погрешностей. Величина относительных погрешностей определения величин $1-\omega_0$ и τ_0 в зависимости от их численных значений представлена на рис. 2. При этом были зафиксированы величины параметров $\tau_0 = 25$ и $\omega_0 = 0,999$.

При этой проверке исследовались только погрешности формул, вызванные нарушением области применимости. Модельные значения потоков радиации, подставляемые в проверяемые формулы, считались точными, т.е. исследовалось только влияние области применимости асимптотических формул.

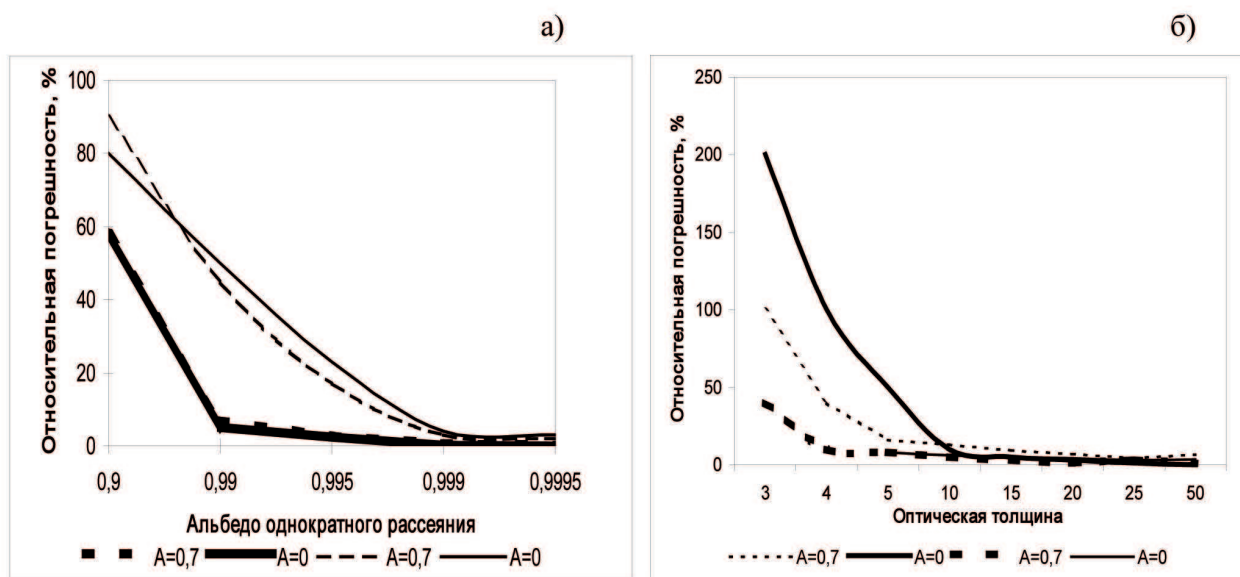


Рис. 2. Погрешности определения оптических параметров а): $\Delta\tau_0/\tau_0$ (сплошная линия) и $\Delta(1-\omega_0)/(1-\omega_0)$ (пунктирная линия) в зависимости от значений величины ω_0 , при $\tau_0=25$; б): $\Delta(1-\omega_0)/(1-\omega_0)$ (сплошная линия) и $\Delta\tau_0/\tau_0$ (пунктирная линия) в зависимости от значений величины τ_0 при $\omega_0=0,999$ для значений альbedo поверхности, указанных на рисунке

Первые результаты определения оптических параметров

В таблице 1 представлены первые результаты восстановления оптической толщины и альбедо однократного рассеяния из измерений, выполненных под облаком. Только два направления визирования были выбраны для решения задачи: 0 и 48° с применением формул (6). Спектральные значения параметра асимметрии индикатрисы рассеяния взяты из расчетов по теории Ми для модели облака C1, выполненных в работе [8].

Таблица 1. Оптические параметры облака, полученные из измерений интенсивности рассеянной солнечной радиации, выполненных под облаком

λ , нм	340	381	472	682	870	1035	1219	1273
A	0,097	0,103	0,052	0,054	0,043	0,050	0,055	0,051
τ_0	34,9	31,3	29,6	25,4	24,58	23,35	21,09	19,56
ω_0	0,9719	0,9594	0,9929	0,9504	0,9988	0,9498	0,9492	0,9405
g (Model)	0,854	0,846	0,852	0,842	0,816	0,834	0,811	0,821

Значения ω_0 указывают на поглощение солнечной радиации в полосах озона (340 и 381 нм) и водяного пара (682, 1035, 1219 и 1273 нм). Вне полос (472 и 870 нм) поглощение более слабое, по-видимому, вызвано атмосферным аэрозолем. Отметим явную спектральную зависимость оптической толщины облачного слоя, что согласуется с результатами восстановления оптической толщины и коэффициента рассеяния из других измерений интенсивности и потоков рассеянной радиации в облаках [1-3].

Заключение

Предварительный анализ данных измерений, указывает на возможность использования пропущенной облачным слоем радиации для восстановления оптических параметров. Измерения внутри слоя были сделаны на высотах, слишком близких к верхней границе облака, где еще не установился диффузный режим поля радиации и поэтому не пригодны для интерпретации с помощью асимптотических формул теории переноса.

Представленный аналитический подход к решению обратной задачи оптики облаков позволил определить оптические параметры облака из самолетных измерений интенсивности рассеянной солнечной радиации, причем более корректно, чем предложенные ранее методы, потому что не накладывает дополнительных ограничений и связей на искомые параметры. Восстановление оптических параметров облака было осуществлено в каждом спектральном канале независимо. Полученные значения показывают, что исследуемый облачный слой обладает достаточной оптической толщиной и в целом в нем выполняется диффузный режим. Функции, представляющие решение задачи непрерывны, по-

ложительные значения не противоречат физическому смыслу. Очевидно, что имеет смысл применить указанный подход для составления компьютерной программы и обработки всех имеющихся данных. Осуществление процедуры для многих пар углов визирования и последующее усреднение результата будет способствовать повышению точности.

Следует рекомендовать проведение замкнутого численного эксперимента с расчетом радиационных характеристик с вариациями, моделирующими ошибки измерений, по программе DISORT для более тщательного анализа задачи на устойчивость. 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 зависят от погрешностей измерений и возможных сбоев измерений, потому что проведение самолетных измерений весьма сложный и трудоемкий процесс, связанный с особенностями полетного режима (что детально рассмотрено в [1]).

Литература

1. *Васильев А.В., Мельникова И.Н.* Коротковолновое солнечное излучение в атмосфере Земли. Расчеты. Измерения. Интерпретация // СПб. НИИХ СПбГУ. 2002. 388 с.
2. *Мельникова И.Н.* Спектральные коэффициенты рассеяния и поглощения в слоистых облаках // Оптика атмосферы, 1991. Т. 4. №1. С. 25-32.
3. *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.
4. *M.D. King, L. Radke, P.V. Hobbs.* 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.
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. V. 38. P. 2031–2044.
7. *Мельникова И.Н., Никитин С.А., Гатебе Ч.* Алгоритм восстановления оптических параметров протяженной облачности из самолетных, спектральных измерений интенсивности солнечной радиации на границах и внутри облачного слоя. // «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса». Москва: ИКИ РАН, 2009, Вып. 6. Т.2. С. 137-146.

8. *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.
9. Melnikova I.N., Domnin P.I., Radionov V.F., Mikhailov V.V. Optical clouds characteristics derived from measurements of reflected or transmitted solar radiation // J. Atmos. Sci. 2000. V. 57. № 6. P. 2135-2143.
10. Минин И.Н. Теория переноса излучения в атмосферах планет // М.: Наука, 1988. 264 с.
11. Лобанова М.А., Васильев А.В., Мельникова И.Н. Зависимость параметра асимметрии индикатрисы рассеяния от характеристик среды // «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса». Москва: ИКИ РАН, 2010, Вып. 7. Т. . С. (настоящий сборник)
12. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач // М.: Наука. 1986. 288 с.
13. King M.D. Number of terms required in the Fourier expansion of the reflection function for optically thick atmospheres // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1983, V. 30, № 2. P. 143-161.
14. Яновицкий Э.Г. Рассеяние света в неоднородных атмосферах // Киев: Наукова Думка. 1995. 400 с.

Analytical solution of the inverse problem of cloud optics in application to airborne observation of the solar diffuse radiance

Mwango G. J.¹, Melnikova I.N.², Gatebe Ch.³

¹*Russian State Hydrometeorological University, Malookhtinsky, 98, 195196, St.Petersburg,
mwangoj@yandex.ru*

²*Research Center for Interdisciplinary Environmental Cooperation INENCO RAS, Kutuzova
nab.,14, St.Petersburg,191187, irina.melnikova@pobox.spbu.ru*

³*NASA, Goddard Space Flight Center, Mail Code 613.2, Greenbelt, MD 20771, USA*

The analytical approach for solving the inverse problem of cloud optics was former elaborated for processing another experimental data. Here it is applied for the interpretation of data of airborne observation of solar diffuse radiance in extended clouds. Measurement was accomplished in 8 spectral shortwave channels: 340, 381, 472, 682, 870, 1035, 1219, 1273 nm. The preliminary results are presented.

Keywords: atmospheric optics, extended clouds, inverse problem, airborne observation, optical thickness, single scattering albedo