

# Восстановление индикатрисы и альbedo однократного рассеяния аэрозоля по данным радиационных измерений в альмукантарате Солнца: численное моделирование

Т.В. Бедарева, Т.Б. Журавлева\*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 2.08.2010 г.

Рассматриваются два итерационных метода восстановления отнесенных ко всему столбу атмосферы индикатрисы и альbedo однократного рассеяния аэрозоля по данным измерений яркости безоблачного неба в альмукантарате Солнца. На основе численного моделирования (видимая область спектра) проводится исследование сходимости методов и чувствительности восстанавливаемых параметров к значениям аэрозольной оптической толщи и альbedo подстилающей поверхности и точности их задания, а также к погрешностям измерений рассеянной солнечной радиации. Показано, что наиболее благоприятными условиями для решения обратной задачи являются оптические ситуации с высокой и умеренной прозрачностью атмосферы.

*Ключевые слова:* итерационные методы восстановления оптических характеристик аэрозоля, численное моделирование, альbedo однократного рассеяния, индикатриса рассеяния излучения, яркость неба в альмукантарате Солнца; iterative methods of retrieval of aerosol optical characteristics, single scattering albedo, scattering phase function, numerical simulation, sky radiance in solar almucantar.

## Введение

Известно, что атмосферный аэрозоль, наряду с парниковыми газами, принадлежит к числу ключевых, но недостаточно изученных климатообразующих факторов [1–3], выделяясь среди других элементов атмосферы существенной динамикой и многообразием свойств. Поскольку определяющими для описания его радиационных эффектов являются аэрозольная оптическая толщина (АОТ), альbedo и индикатриса рассеяния излучения, а также альbedo подстилающей поверхности (ПП), изучение именно этих характеристик находится в центре внимания многих исследовательских групп на протяжении последних десятилетий [4, 5].

Надежным источником информации о характеристиках аэрозоля, отнесенных ко *всему столбу атмосферы*, являются данные наземных измерений нерассеянной и диффузной радиации в плоскостях альмукантарата и вертикала Солнца, на основе использования которых развито несколько методов восстановления альbedo или/и индикатрисы рассеяния излучения аэрозольными частицами [6–14]. Новые возможности получать сведения о распределении микрофизических и оптических характеристик аэрозоля по земному шару в близком к реальному масштабе времени появились с развитием гло-

бальной сети наземного мониторинга AERONET (<http://aeronet.gsfc.nasa.gov>).

Однако используемые в рамках сети AERONET алгоритмы решения обратной задачи таковы, что восстановление некоторых характеристик, в частности альbedo однократного рассеяния, возможно только в условиях средней и сильной замутненности атмосферы [15]. Это является одной из причин крайней малочисленности данных для регионов с малой антропогенной нагрузкой и небольшими значениями АОТ (например, для бореальной зоны Сибири [16]), что обуславливает необходимость развития новых подходов к восстановлению оптических характеристик аэрозоля.

В настоящей статье представлены два итерационных метода восстановления альbedo  $\omega_a$  и индикатрисы рассеяния излучения  $g_a(\theta)$  ( $\theta$  – угол рассеяния) аэрозольными частицами по данным измерений диффузной радиации в альмукантарате Солнца. Эти методы являются развитием известных ранее подходов [7, 8, 10], но предложенные нами специальные приемы позволяют расширить диапазон изменения параметров, в котором возможно корректное восстановление  $\omega_a$  и  $g_a(\theta)$ . На основе численного моделирования получены оценки скорости сходимости и чувствительности обоих методов к значениям АОТ и альbedo ПП и точности их задания, а также к ошибкам измерений диффузной радиации в условиях высокой и умеренной прозрачности атмосферы.

\* Татьяна Владимировна Бедарева (btv@iao.ru);  
Татьяна Борисовна Журавлева (ztb@iao.ru).

# 1. Методы восстановления альбедо и индикатрисы рассеяния излучения аэрозольными частицами

В данном разделе описываются два развитых нами итерационных метода восстановления  $\omega_a$  и  $g_a(\theta)$ .

## 1.1. Метод А

В основе метода А лежит подход, реализованный в рамках модели атмосферы [8, 9], вертикальная структура которой представляет собой двухслойную плоскопараллельную систему с молекулярным слоем  $L_r$  выше аэрозольного  $L_a$  с учетом [9] и без учета [8] отражения излучения от подстилающей поверхности. Интенсивность  $I(\theta)$  нисходящего рассеянного солнечного излучения на нижней границе атмосферы может быть представлена в виде суммы

$$I(\theta) = I_r(\theta)\exp(-\tau_a/\mu) + I_a(\theta)\exp(-\tau_r/\mu_0) + I_{ar}(\theta), \quad (1)$$

где  $I_r(\theta)$  и  $I_a(\theta)$  — интенсивности излучения, рассеянного только молекулами воздуха (рэлеевское рассеяние) и аэрозольными частицами в пределах слоев  $L_r$  и  $L_a$  соответственно;  $I_{ar}(\theta)$  — интенсивность излучения, обусловленная диффузным взаимоосвещением слоев;  $\tau_r$  и  $\tau_a$  — оптические толщи молекулярного и аэрозольного слоев;  $\theta_z$  и  $\theta_0$  — зенитные углы наблюдения и Солнца;  $\mu = \cos(\theta_z)$ ,  $\mu_0 = \cos(\theta_0)$ . Экспоненциальные множители в первых двух слагаемых (1) описывают доли нерассеянного излучения, проходящего через слои  $L_r$  и  $L_a$ . Простое разложение  $I(\theta)$  в виде (1) используется в [8] для построения оценок искоемых параметров  $\omega_a$  и  $g_a(\theta)$  при сочетании двух геометрических схем эксперимента — зондирования в плоскостях альмукантарата и вертикала Солнца.

Предложенная нами модификация алгоритма реализована в модели атмосферы, представляющей собой смесь аэрозольных частиц и молекул воздуха. (Такая модель, в отличие от двухслойной [8], позволяет точнее учесть эффекты многократного рассеяния и отражения от ПП и, как следствие, является более приемлемой для проведения радиационных расчетов при различных геометрических схемах эксперимента, в том числе в плоскостях альмукантарата и вертикала Солнца и наблюдении в зенит.) Поскольку в этом случае не представляется возможным тривиальным образом разложить  $I(\theta)$  на компоненты аналогично (1), для извлечения информации о процессе распространения излучения в двухкомпонентной среде мы используем уникальные возможности метода Монте-Карло.

Представим интенсивность  $I(\theta)$  нисходящей диффузной радиации на уровне ПП в виде

$$I(\theta) = I_{\rho=0}(\theta) + (I(\theta) - I_{\rho=0}(\theta)) = I_{\rho=0}(\theta) + \Delta_\rho I(\theta), \quad (2)$$

где  $I_{\rho=0}(\theta)$  — интенсивность многократно рассеянного излучения при альбедо ПП  $\rho = 0$ ; величина  $\Delta_\rho I(\theta) = I(\theta) - I_{\rho=0}(\theta)$  — вклад в  $I(\theta)$  излучения, рассеянного в атмосфере после отражения от под-

стилающей поверхности. Как известно [17], процесс распространения солнечного излучения в атмосфере представляет собой совокупность случайных событий, удовлетворяющих свойствам цепи Маркова. В видимой области спектра вне полос молекулярного поглощения и при  $\rho = 0$  такими вероятностными событиями являются взаимодействие излучения с аэрозольными частицами (рассеяние с вероятностью  $\omega_a$ ) и рассеяние на молекулах воздуха. Величина  $I_{\rho=0}(\theta)$  оценивается как математическое ожидание случайной величины  $\xi$  [17]:

$$I_{\rho=0}(\theta) = M\xi = M\left\{\sum_{i=1}^N Q_i \varphi_{\rho=0}^{(i)}(\mathbf{x}_i)\right\}, \quad (3)$$

где  $M$  — знак математического ожидания;  $N$  — случайный номер последнего состояния цепи;  $\varphi_{\rho=0}^{(i)}(\mathbf{x}_i)$  — вклад отдельного столкновения фотона;  $\mathbf{x} \in \{X\}$  — элемент пространства координат и направлений;  $Q_i$  — статистический вес, зависящий от предыдущих  $(i-1)$  типов столкновений.

В рассматриваемой нами двухкомпонентной среде  $I_{\rho=0}(\theta)$  можно представить в виде двух слагаемых  $I_{a,\rho=0}(\theta)$  и  $I_{r,\rho=0}(\theta)$ :

$$\begin{aligned} I_{\rho=0}(\theta) &= M\xi = M\left\{\sum_{i \in \{N_a\}} Q_i \varphi_{a,\rho=0}^{(i)}(\mathbf{x}_i) + \sum_{i \in \{N_r\}} Q_i \varphi_{r,\rho=0}^{(i)}(\mathbf{x}_i)\right\} = \\ &= I_{a,\rho=0}(\theta) + I_{r,\rho=0}(\theta). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $\varphi_{a,\rho=0}^{(i)}(\mathbf{x}_i)$  и  $\varphi_{r,\rho=0}^{(i)}(\mathbf{x}_i)$  — вклады отдельных столкновений фотона с аэрозольной частицей и молекулой воздуха с вероятностями  $\tau_a/\tau$  и  $\tau_r/\tau$  соответственно;  $\{N_a\}$  и  $\{N_r\}$  — множество индексов, соответствующих случаям ослабления излучения аэрозольными частицами и рассеяния излучения молекулами воздуха в цепочке последовательных столкновений;  $\{N\} = \{N_a\} \cup \{N_r\}$ . Подчеркнем, что  $I_{a,\rho=0}(\theta)$  и  $I_{r,\rho=0}(\theta)$  характеризуют вклад в излучение, обусловленный рассеянием *не только* аэрозольными частицами или *не только* молекулами. И хотя мы используем для краткости обозначения  $I_{a,\rho=0}(\theta)$  и  $I_{r,\rho=0}(\theta)$ , на самом деле

$$I_{a,\rho=0}(\theta) = I_{a,\rho=0}(\theta, \tau_a, \tau_r, \omega_a)$$

и

$$I_{r,\rho=0}(\theta) = I_{r,\rho=0}(\theta, \tau_a, \tau_r, \omega_a).$$

Согласно равенствам (2)–(4)

$$I_{a,\rho=0}(\theta) = I(\theta) - I_{r,\rho=0}(\theta) - \Delta_\rho I(\theta). \quad (5)$$

Поскольку в определенных условиях (в частности, при высокой прозрачности атмосферы) вклад однократного рассеяния излучения достаточно велик (см. подразд. 2.3), можно предположить наличие определенной взаимосвязи между величиной правой части равенства (5) и интенсивностью однократно рассеянного излучения аэрозолем  $I_{a,\rho=0}^{(1)}(\theta)$ :

$$I_{a,\rho=0}^{(1)}(\theta) \propto I(\theta) - I_{r,\rho=0}(\theta) - \Delta_\rho I(\theta), \quad (6)$$

которая в альмукантарате Солнца равна

$$I_{a,\rho=0}^{(1)}(\theta) = I_0 \sec\theta_0 \exp\{-\tau \sec\theta_0\} \tau_a (\omega_a g_a(\theta)) = f(I_0, \tau_a, \tau_r, \theta_0) (\omega_a g_a(\theta)), \quad (7)$$

где  $I_0$  — спектральная солнечная постоянная;  $\tau = \tau_a + \tau_r$ .

Введем индексы « $m$ » и « $c$ » для обозначения измеренных и рассчитанных значений яркости соответственно:

$$I_{a,\rho=0}^{(1,m)}(\theta) \propto I^{(m)}(\theta) - I_{r,\rho=0}^{(m)}(\theta) - \Delta_p^{(m)} I(\theta), \quad (8)$$

$$I_{a,\rho=0}^{(1,c)}(\theta) \propto I^{(c)}(\theta) - I_{r,\rho=0}^{(c)}(\theta) - \Delta_p^{(c)} I(\theta).$$

Предположим, что все параметры атмосферы и ПП, кроме  $\omega_a$  и  $g_a(\theta)$ , известны и  $\Delta_p^{(m)} I(\theta) \approx \Delta_p^{(c)} I(\theta)$ ,  $I_{r,\rho=0}^{(m)}(\theta) \approx I_{r,\rho=0}^{(c)}(\theta)$ . (Точность последнего приближенного равенства тем выше, чем больше вероятность рассеяния на молекулах —  $\tau_r/\tau$ , например в ситуации, когда  $\tau_r$  сравнительно велика ( $\lambda = 440$  нм), а аэрозольное замутнение не столь значительно.) Тогда на основе (7), (8) можно построить итерационную схему восстановления  $\omega_a g_a(\theta)$  аналогично [8]:

$$\frac{I^{(c)}(\theta) - I^{(m)}(\theta)}{I^{(m)}(\theta) - I_{r,\rho=0}^{(c)}(\theta) - \Delta_p^{(c)}(\theta)} \approx \frac{I_{a,\rho=0}^{(1,c)}(\theta) - I_{a,\rho=0}^{(1,m)}(\theta)}{I_{a,\rho=0}^{(1,m)}(\theta)}. \quad (9)$$

Из последнего приближенного равенства следует соотношение для оценки разности между приближенным и искомым значениями параметров  $\Delta(\omega_a g_a(\theta))$ :

$$\Delta(\omega_a g_a(\theta)) \approx \frac{I^{(c)}(\theta) - I^{(m)}(\theta)}{I^{(m)}(\theta) - I_{r,\rho=0}^{(c)}(\theta) - \Delta_p^{(c)}(\theta)} (\omega_a g_a(\theta)). \quad (10)$$

Это приближенное равенство можно принять за основу итерационного процесса:

$$(\omega_a g_a(\theta))_{j+1} = (\omega_a g_a(\theta))_j - C \Delta(\omega_a g_a(\theta))_j, \quad (11)$$

где  $(\omega_a g_a(\theta))_0$  — некоторое начальное приближение. Параметр  $C$  ( $0 \leq C \leq 1$ ) — весовой множитель (см., например, [18]), наряду с  $\Delta(\omega_a g_a(\theta))$  определяющий величину сдвига решения, полученного на  $j$ -й итерации. В соответствии с выполненным нами численным анализом и согласно [8, 9] значения  $C \leq 0,5$  обеспечивают устойчивость итерационной схемы в рассматриваемом ниже диапазоне изменчивости параметров атмосферы и ПП, тогда как завышенное значение  $C$  может привести к неустойчивости итерационного процесса.

Оценка каждого из сомножителей восстановленного произведения  $\omega_a g_a(\theta)$  осуществляется на основании нормировки индикатрисы рассеяния излучения

$$\omega_a = \int_0^\pi (\omega_a g_a(\theta)) \sin\theta d\theta. \quad (12)$$

## 1.2. Метод В

В работах [7, 10] предложены методы восстановления  $g_a(\theta)$  при известном значении  $\omega_a$  [7] и произведения  $\omega_a g_a(\theta)$  [10], основанные на последовательном приближении искомым характеристикам посредством выделения доли однократно рассеянного излучения из интенсивностей излучения яркости  $I(\theta)$  на каждом итерационном шаге. В отличие от [10] в предлагаемом здесь алгоритме итерационная процедура предназначена для восстановления взвешенных характеристик аэрозольно-молекулярной атмосферы  $\omega g(\theta)$ , где

$$\omega = \tau_s/\tau, \quad g(\theta) = (\tau_{as} g_a(\theta) + \tau_r g_r(\theta))/\tau_s, \quad (13)$$

$\tau_{as} = \omega_a \tau_a$ ,  $\tau_s = \tau_{as} + \tau_r$ ;  $g_r(\theta)$  — индикатриса рэлеевского рассеяния. Эта модификация позволяет уменьшить количество «нефизических» результатов процедуры восстановления (в частности, отрицательных — в некотором диапазоне углов рассеяния — значений  $g_a(\theta)$  ввиду значительных ошибок приближений на первых итерациях).

Как и в [7, 10], основой метода В является предположение о приближенном совпадении доли однократно рассеяния в измеренной  $I^{(m)}(\theta)$  и рассчитанной интенсивности  $I^{(c)}(\theta)$  нисходящей радиации:

$$I^{(1,c)}(\theta)/I^{(c)}(\theta) \approx I^{(1,m)}(\theta)/I^{(m)}(\theta). \quad (14)$$

Учитывая соотношение для  $I^{(1)}(\theta)$  в альмукантарате Солнца (аналогичное (7), но записанное для аэрозольно-молекулярной атмосферы), получаем итерационную схему для восстановления искомым параметров:

$$(\omega g(\theta))_{j+1} = (\omega g(\theta))_j \frac{I^{(m)}(\theta)}{I_j^{(c)}(\theta)}. \quad (15)$$

Оценка каждого из сомножителей произведения  $(\omega g(\theta))_{j+1}$  осуществляется на основании условия нормировки индикатрисы рассеяния излучения (12);  $\omega_a$  и  $g_a(\theta)$  рассчитываются на заключительном этапе на основе (13).

## 1.3. Итерационный алгоритм реализации методов А и В

Независимо от метода и предположений, сделанных при конструировании основных соотношений (11) и (15), итерационные алгоритмы восстановления оптических характеристик аэрозоля выглядят единообразно:

*Шаг 1.* Измерение яркости  $I^{(m)}(\theta_i)$  ( $\theta_i$  — угол рассеяния, соответствующий  $i$ -му направлению визирования,  $1 \leq i \leq M$ ); задание  $\tau_a$  и  $\rho$  и начального приближения  $\omega_a^{(0)}$  и  $g_a^{(0)}(\theta)$ .

*Шаг 2.* Моделирование яркости  $I^{(c)}(\theta_i)$ ,  $1 \leq i \leq M$ , с использованием определенных на предыдущем шаге входных параметров:  $\omega_a^{(j)}$  и  $g_a^{(j)}(\theta)$  — в методе А,  $\omega^{(j)}$  и  $g^{(j)}(\theta)$  — в методе В.

*Шаг 3.* Сравнение  $I^{(m)}(\theta_i)$  и  $I^{(c)}(\theta_i)$ ,  $1 \leq i \leq M$ , согласно выбранному критерию (см. подразд. 3.2).

Если расхождения между функционалами меньше *a priori* заданного порогового значения, итерационный процесс обрывается, в противном случае выполняется шаг 4.

**Шаг 4.** Вычисление  $(j + 1)$ -го приближения восстанавливаемых характеристик на основе соотношений (11) и (15); переход на шаг 2.

При измерениях яркости в альмукантарате Солнца восстановление индикатрис рассеяния излучения возможно лишь в диапазоне углов  $0 \leq \theta \leq 2\theta_0$ . В связи с этим возникает проблема доопределения значений  $g_a(\theta)$  и  $g(\theta)$  при  $\theta > 2\theta_0$ , которая может быть решена с использованием различных подходов (см., например, [6, 8]).

В настоящем исследовании  $g_a(\theta)$  (метод *A*) экстраполируется аппроксимационной формулой вида

$$g_a(\theta | \theta > 2\theta_0) = C_g(\theta - \theta_{\min})^2 + g_a(\theta_{\min}), \quad (16)$$

где  $C_g = 0,00003$ ;  $\theta_{\min}$  — угол рассеяния, при котором  $g_a(\theta)$ ,  $0 \leq \theta \leq 2\theta_0$ , принимает минимальное значение. Для определения коэффициента  $C_g$ , обеспечивающего «усредненный» ход  $g_a(\theta)$  в зоне больших углов рассеяния, использовался широкий набор аэрозольных индикатрис рассеяния, полученных разными авторами на основе различных подходов [19]. В методе *B* экстраполяция  $g(\theta)$  выполняется в соответствии с начальным приближением  $g^{(0)}(\theta)$  согласно (13). Более точный прогноз полного углового распределения индикатрис рассеяния возможен лишь с привлечением дополнительной информации об угловой структуре диффузной яркости в больших углах рассеяния [11, 12]. Отметим, что согласно (12) погрешность экстраполяции  $g_a(\theta)$  незначительно влияет на точность восстановления  $\omega_a$  (см., например, [10, 20]).

## 2. Модель атмосферы и диапазон изменения входных параметров

В данной статье проверка работоспособности методов *A* и *B* и определение границ их применимости выполнены на основе численного моделирования. При таком подходе в качестве результатов измерений рассматриваются расчеты яркости, выполненные с использованием модельных значений альbedo и индикатрисы рассеяния излучения аэрозолем. При выборе диапазона изменения входных параметров учитывается их максимально возможная вариабельность, обеспечивающая в том числе и наиболее «неблагоприятные» условия для решения обратной задачи. Это позволяет выделить множество значений параметров, для которого задача восстановления  $\omega_a$  и  $g_a(\theta)$  может быть решена с гарантированной точностью.

### 2.1. Модель атмосферы

Численное моделирование яркости  $I(\theta)$  выполнено в вертикально и горизонтально однородной аэрозольно-молекулярной плоскопараллельной модели атмосферы с отражающей по закону Ламберта подстилающей поверхностью. Использование такой

модели обусловлено двумя факторами: во-первых, согласно [21] влиянием эффектов сферичности при расчетах  $I(\theta)$  в альмукантарате Солнца можно пренебречь при  $\theta_0 \leq 80^\circ$ ; во-вторых, предположение о вертикальной однородности атмосферы обусловлено слабой чувствительностью  $I(\theta)$  к вертикальной изменчивости атмосферных параметров. Последнее следует как из наших расчетов, так и из расчетов других авторов [15, 22]. Для решения скалярного уравнения переноса излучения использован метод сопряженных блужданий [17, 21] без учета молекулярного поглощения.

### 2.2. Входные параметры

Значительная часть доступного экспериментального материала (диффузная яркость, АОТ и альbedo ПП) получена в спектральных каналах, используемых в фотометрах SE-318 (440, 675, 870 и 1020 нм) (<http://aeronet.gsfc.nasa.gov>). Здесь представлены результаты для  $\lambda_1 = 440$  и  $\lambda_2 = 675$  нм, что позволяет учесть спектральную изменчивость  $\tau_r$  и ее вклада в оптическую толщину атмосферы  $\tau$ . Например, при  $\tau_a = 0,15$  величина отношения  $\tau_r/\tau$  составляет 62% при  $\lambda_1$  ( $\tau_r \sim 0,24$ ) и лишь 22% при  $\lambda_2$  ( $\tau_r \sim 0,04$ ).

Для имитации реальных атмосферных ситуаций использована модель OPAC с типом аэрозоля Continental Average, предназначенным для описания континентальных территорий со слабым антропогенным воздействием [23]. Чтобы охватить наибольший диапазон возможных значений восстанавливаемых параметров, используются данные для двух пороговых значений относительной влажности ( $RH$ ) — 0 и 99%. Это позволяет рассмотреть случаи сильного и слабого поглощения аэрозолем, а также разные степени вытянутости аэрозольной индикатрисы  $\Gamma = \int_0^{\pi/2} g_a(\theta) \sin\theta d\theta / \int_{\pi/2}^{\pi} g_a(\theta) \sin\theta d\theta$  (рис. 1).

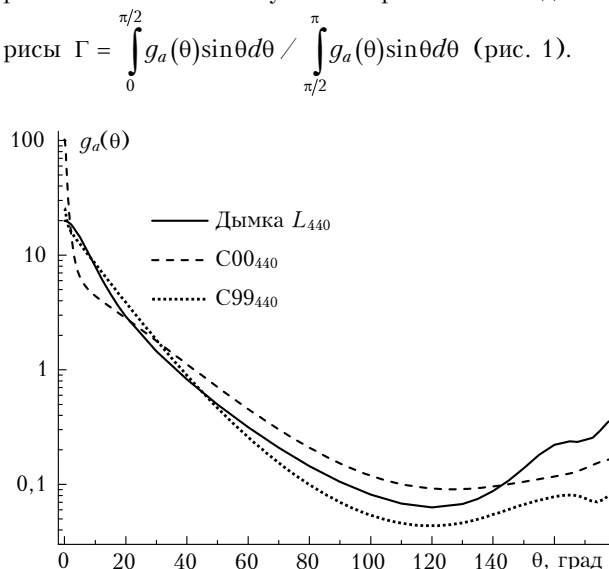


Рис. 1. Модельные аэрозольные индикатрисы рассеяния, используемые в численных экспериментах,  $\lambda = 440$  нм

Значения  $\omega_a$  и характеристики  $g_a(\theta)$  представлены в табл. 1.

Таблица 1

Альbedo однократного рассеяния и характеристики индикатрисы рассеяния оптической модели аэрозоля ОРАС (Continental Average) в зависимости от относительной влажности  $RH$  и длины волны  $\lambda$

Модель	$\lambda$ , нм	$RH$ , %	$\omega_a$	Фактор асимметрии $\langle \mu \rangle$	Вытянутость $\Gamma$
C00 <sub>440</sub>	440	0	0,85	0,630	8,29
C99 <sub>440</sub>	440	99	0,98	0,775	17,31
C00 <sub>675</sub>	675	0	0,83	0,610	7,54
C99 <sub>675</sub>	675	99	0,98	0,760	16,59

Используемое в расчетах множество  $0,05 \leq \tau_a \leq 0,6$  существенно перекрывает диапазон типичных для Западной Сибири значений АОТ в области спектра 370–4000 нм [24]. Альbedo ПП варьирует в диапазоне  $0,1 \leq \rho \leq 0,9$ , что делает возможным учесть различные типы подстилающей поверхности и его спектральную изменчивость. Зенитный угол Солнца во всех приводимых расчетах выбран равным  $\theta_0 = 75^\circ$ .

### 2.3. Вклад однократного рассеяния

Идеология обоих методов основана на выделении из яркости  $I(\theta)$  доли однократно рассеянного излучения на аэрозольных частицах (метод *A*) и аэрозольных частицах и молекулах воздуха (метод *B*). Поэтому прежде чем переходить к исследованию сходимости итерационных процессов, оценим вклады  $I^{(1)}(\theta)$  и  $I_a^{(1)}(\theta)$  в  $I(\theta)$  и  $I_{a,\rho=0}(\theta)$  соответственно:

$$\eta(\theta) = 100\% \times I^{(1)}(\theta) / I(\theta),$$

$$\eta_a(\theta) = 100\% \times I_a^{(1)}(\theta) / I_{a,\rho=0}(\theta).$$

Вклад однократно рассеянного излучения  $\eta(\theta)$  зависит от  $\tau$  и  $\tau_a$ : при фиксированной длине волны  $\eta(\theta)$  увеличивается по мере уменьшения АОТ и поглощающей способности аэрозоля (рис. 2, *a*).

В рассматриваемом примере наибольшие значения  $\eta(\theta)$  вне солнечного ореола наблюдаются при  $\tau_a = 0,05$  и равны ~50–90% (модель C99<sub>675</sub>,  $\tau \sim 0,09$ ), уменьшаясь до ~20–70% при  $\tau_a = 0,25$  (модели C99<sub>675</sub>,  $\tau \sim 0,29$  и C00<sub>440</sub>,  $\tau \sim 0,49$ ).

Так как  $I_{a,\rho=0}(\theta) = I_{a,\rho=0}(\theta, \tau_a, \tau_r, \omega_a)$ , то вклад  $\eta_a(\theta)$  зависит не только от аэрозольной, но и молекулярной составляющей атмосферы. При фиксированном значении  $\lambda$  возрастание АОТ сопровождается уменьшением  $\eta_a(\theta)$ , причем из двух рассматриваемых спектральных каналов наиболее наглядно это выражено при  $\lambda = 675$  нм (рис. 2, *b*). Поскольку  $\eta_a(\theta) \leq \eta(\theta)$ , можно ожидать, что скорость сходимости метода *B* будет выше, чем метода *A* (см. подразд. 3.2).

Менее значимым фактором, воздействующим на спектрально-угловые характеристики вкладов  $\eta_a(\theta)$  и  $\eta(\theta)$ , является альbedo ПП. С возрастанием  $\rho$  доля многократного рассеяния увеличивается, вследствие чего  $\eta_a(\theta)$  и  $\eta(\theta)$  уменьшаются.

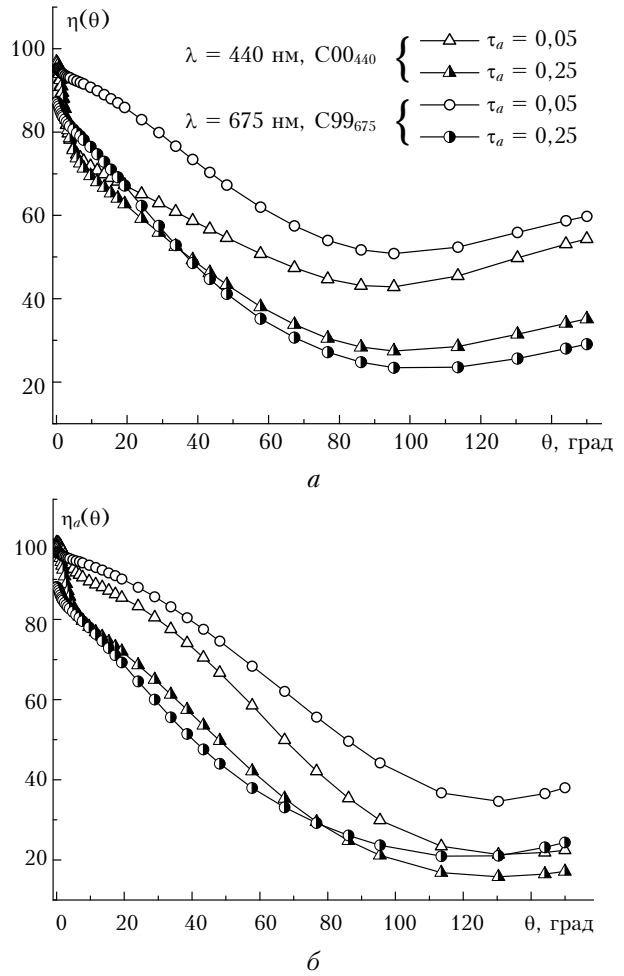


Рис. 2. Угловая зависимость вкладов однократного рассеяния  $\eta(\theta)$  (*a*) и  $\eta_a(\theta)$  (*b*) в зависимости от  $\lambda$  и  $\tau_a$ ;  $\rho = 0,5$

## 3. Сходимость итерационных схем

В этом разделе описывается наш подход к выбору начального приближения и обсуждается скорость сходимости итерационных схем.

### 3.1. Начальное приближение $\omega_a^{(0)}$ и $g_a^{(0)}(\theta)$

В связи с тем, что априорная информация о поглощении излучения аэрозольными частицами в большинстве случаев отсутствует, на начальном шаге предполагается  $\omega_a^{(0)} = 1$ .

При выборе начального приближения  $g_a^{(0)}(\theta)$  можно следовать одному из двух подходов. Первый состоит в том, чтобы уже на первом шаге итерационной схемы использовать информацию об оптических характеристиках аэрозоля, извлекаемую из измерений, относящихся непосредственно к исследуемой атмосферной ситуации. Примером служит определение  $g_a^{(0)}(\theta)$  согласно подходу М.А. Свириденкова [13], когда  $g_a^{(0)}(\theta)$  рассчитывается на основе спектральных значений АОТ и яркостных коэффициентов направленного светорассеяния в области

ореола. Другим вариантом выбора  $g_a^{(0)}(\theta)$  является извлечение индикатрисы яркости из измеренных значений  $I(\theta)$  [25]. Однако поскольку индикатриса яркости «не освобождена» от влияния эффектов многократного рассеяния и отражения от ПП и требует экстраполяции на интервале  $2\theta_0 < \theta < 180^\circ$ , то это приближение используется редко.

Второй подход предполагает использование в качестве  $g_a^{(0)}(\theta)$  индикатрис аэрозольного рассеяния излучения, не отражающих свойств исследуемой атмосферной ситуации *in situ*. Это могут быть индикатрисы рассеяния, входящие в состав известных аэрозольных моделей (например, [23]) или развитых ранее региональных моделей аэрозоля. В данной статье мы следуем второму подходу: в качестве  $g_a^{(0)}(\theta)$  используется представленная на рис. 1 индикатриса дымки  $L$  ( $\Gamma_{440} = 9,27$ ,  $\Gamma_{675} = 9,99$ ,  $\langle \mu \rangle_{440} = \langle \mu \rangle_{675} = 0,69$ ) [26].

### 3.2. Сходимость итерационных схем

В качестве меры близости «измеренной»  $I^{(m)}(\theta)$  и рассчитанной  $I^{(c)}(\theta)$  яркостей выбрано среднее (по множеству направлений измерения  $I^{(m)}(\theta_i)$ ,  $1 \leq i \leq M$ ) относительное различие:

$$\varepsilon_I = 100\%/M \sum_{i=1}^M |I^{(c)}(\theta_i) - I^{(m)}(\theta_i)| / I^{(m)}(\theta_i). \quad (17)$$

Наряду с  $\varepsilon_I$ , рассчитывается также среднеквадратическое отклонение

$$\delta_I = \sqrt{(1/M) \sum_{i=1}^M \left\{ |I^{(c)}(\theta_i) - I^{(m)}(\theta_i)| \times 100\% / I^{(m)}(\theta_i) - \varepsilon_I \right\}^2}. \quad (18)$$

Сходимость итерационных процессов оценивается на основе результатов моделирования, как это сделано, например, в [9–12]. В данной статье критерием прерывания итерационных процессов является совместное выполнение условий  $\varepsilon_I \leq \varepsilon_I^* = 0,25\%$ ,  $\delta_I \leq \delta_I^* = 0,25\%$ .

Естественно предположить, что сходимость и скорость сходимости  $v$  итерационных процессов будут зависеть от вкладов однократного рассеяния  $\eta_a(\theta)$  и  $\eta(\theta)$  (методы *A* и *B* соответственно). Другим фактором, определяющим скорость сходимости, является согласно (17) абсолютное значение яркости  $I^{(m)}(\theta)$ : с его уменьшением количество итераций  $n$ , необходимое для успешного завершения процедуры восстановления, может возрасти.

Анализ результатов численного моделирования показал, что в рассматриваемых спектральных каналах использование метода *A* обеспечивает сходимость  $I^{(c)}(\theta) \rightarrow I^{(m)}(\theta)$  в широком диапазоне изменения АОТ и отражательной способности ПП:  $0,05 \leq \tau_a \leq 0,6$ ,  $0,1 \leq \rho \leq 0,9$ . С возрастанием  $\tau_a$  и  $\rho$  вклад  $\eta_a(\theta)$  уменьшается (см. рис. 2, *a*), результатом чего является замедление скорости сходимости итерационного процесса (табл. 2).

При  $\tau \leq 0,5$  скорость сходимости метода *B* достаточно стабильна в условиях слабого аэрозольного поглощения (модели  $S99_{440}$  и  $S99_{675}$ ). При сильном поглощении и, соответственно, уменьшении значений  $\eta(\theta)$  и  $I(\theta)$  скорость  $v$  уменьшается, особенно при больших  $\rho$  (модели  $S00_{440}$  и  $S00_{675}$ , табл. 2). Отметим, что, как и ожидалось, следствием неравенства  $\eta_a(\theta) \leq \eta(\theta)$  является более высокая скорость сходимости метода *B*. Кроме того, итерационная схема метода *B* более эффективна, поскольку основана на использовании отношения яркостей  $I^{(m)}(\theta)$  и  $I^{(c)}(\theta)$  (15), а не разности их абсолютных значений (10), что имеет место в схеме метода *A*.

С дальнейшим ростом аэрозольного замутнения итерационные процессы могут либо сходиться лишь до некоторого предела  $\varepsilon_I^* \gg 0,25\%$  (1–3%), а затем расходиться (метод *B*) ( $\alpha$ ), либо расходиться, не достигнув порогового значения  $\varepsilon_I^*$  за разумное число итераций  $n \leq 50$  ( $\beta$ ) из-за возрастающей амплитуды колебаний  $I^{(m)}(\theta)/I^{(c)}(\theta)$  в методе *B* или невозможности выбора значения параметра  $C$  в методе *A* (см. подразд. 1.1). Очевидно, что увеличение порогового значения до  $\varepsilon_I^* = 0,5\%$ , также являющегося приемлемым с точки зрения восстановления  $\omega_a$  и  $g_a(\theta)$ , приведет к снижению числа итераций по сравнению с данными, представленными в табл. 2.

Таблица 2

Зависимость количества итераций  $n$ , необходимого для решения обратной задачи, от значений АОТ и альbedo ПП,  $\lambda_1 = 440$  и  $\lambda_2 = 675$  нм

Модель	Метод		A				B				Модель	Метод		A				B			
	$\rho$	$\tau_a$	0,05	0,1	0,4	0,6	0,05	0,1	0,4	0,6		$\rho$	$\tau_a$	0,05	0,1	0,4	0,6	0,05	0,1	0,4	0,6
		$\tau$	0,29	0,34	0,64	0,84	0,29	0,34	0,64	0,84			$\tau$	0,09	0,14	0,44	0,64	0,09	0,14	0,44	0,64
$S00_{440}$	0,1	15	21	27	33	13	16	—	—	$S00_{675}$	0,1	16	18	18	20	8	5	15	27		
$S00_{440}$	0,9	23	27	>40	—	15	37	—	—	$S00_{675}$	0,9	16	22	34	—	8	8	23	—		
$S99_{440}$	0,1	15	20	27	>35	5	6	4*	—	$S99_{675}$	0,1	11	18	30	>35	8	10	10	5*		
$S99_{440}$	0,9	14	15	28	>35	6	8	3*	—	$S99_{675}$	0,9	11	22	39	>40	9	10	5	8*		

Примечание. Звездочка — расходимость по типу  $\alpha$ ; прочерк — расходимость по типу  $\beta$ .

На рис. 3 представлен пример сходимости итерационного процесса относительно  $\omega_a$ : сходимость метода *A* имеет устойчивый асимптотический характер, тогда как для метода *B* имеют место периодические осцилляции с уменьшающейся амплитудой.

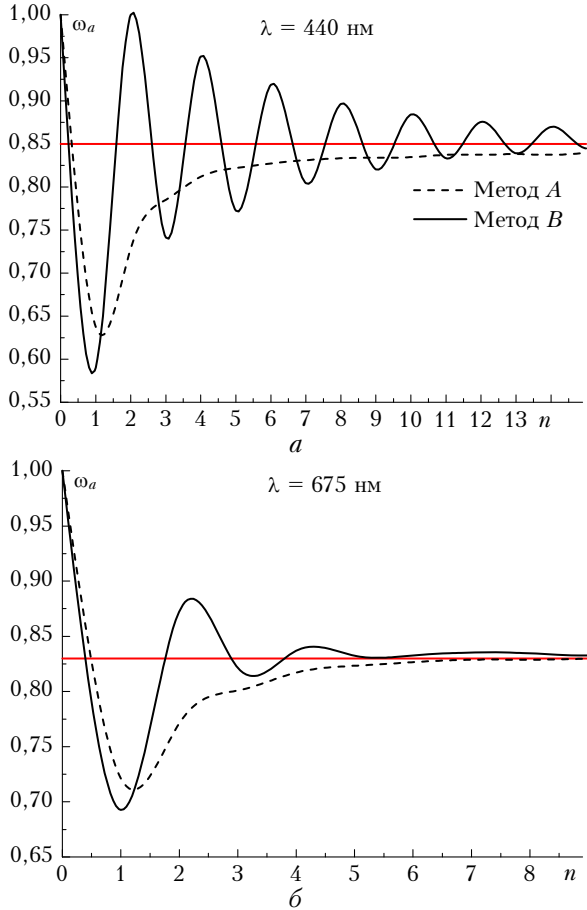


Рис. 3. Сходимость итерационных процессов при восстановлении  $\omega_a$  для моделей C00<sub>440</sub> (а) и C00<sub>675</sub> (б);  $\tau_a = 0,15$ ,  $\rho = 0,5$

#### 4. Ошибки восстановления альbedo и индикатрисы аэрозольного рассеяния

Для описания относительных ошибок восстановления  $\omega_a$  и  $g_a(\theta)$  использованы общепринятые характеристики:

$$\begin{aligned} \varepsilon_g &= 100\%/M \sum_{i=1}^M \left| \left( g_a(\theta_i) - g_a^*(\theta_i) / g_a^*(\theta_i) \right) \right|, \\ \varepsilon_\omega &= 100\%(\omega_a - \omega_a^*) / \omega_a^*. \end{aligned} \quad (19)$$

Символом «\*» отмечены «истинные» (в данном случае — модельные) значения альbedo и индикатрисы рассеяния излучения; ошибка  $\varepsilon_g$  формируется с использованием значений  $g_a(\theta)$  в углах рассеяния  $\theta \leq 2\theta_0$ .

Проанализируем точность восстановления оптических характеристик аэрозоля в зависимости от оптической толщи атмосферы  $\tau$  и альbedo ПП  $\rho$ .

#### 4.1. Зависимость точности восстановления $\omega_a$ и $g_a(\theta)$ от оптической толщи атмосферы

Рассмотрим ошибки восстановления оптических характеристик при изменении АОТ от 0,02 до 0,5 ( $0,26 \leq \tau \leq 0,74$ ) при  $\lambda = 440$  нм и от 0,02 до 0,7 ( $0,06 \leq \tau \leq 0,74$ ) при  $\lambda = 675$  нм на примере модели C00<sub>440</sub> (см. табл. 1).

Метод *A* представляет собой аддитивный алгоритм (например, [7]) или некоторый частный случай итерационного метода Ньютона–Канторовича, в котором  $\partial I_a(\theta) / \partial(\omega_a g_a(\theta))$  аппроксимирована величиной  $\partial I_a^{(1)}(\theta) / \partial(\omega_a g_a(\theta))$  [6, 9], что допустимо при небольших значениях АОТ. Из рис. 4, а и б следует, что ошибка восстановления  $\omega_a$  не превышает 2% во всем рассматриваемом интервале  $\tau_a$ .

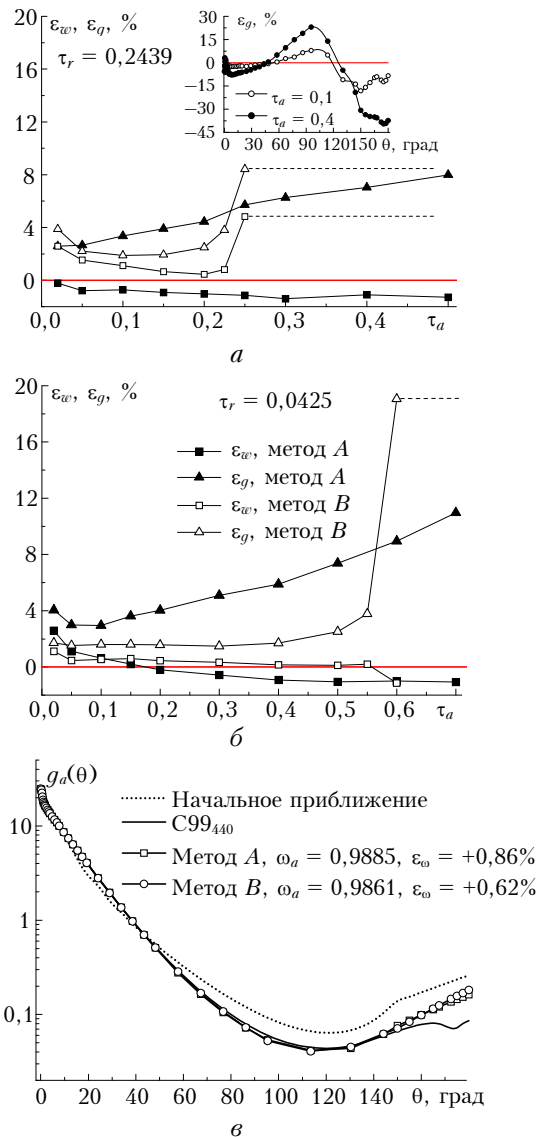


Рис. 4. Ошибки восстановления  $\varepsilon_g$  и  $\varepsilon_\omega$  в зависимости от АОТ для модели C00<sub>440</sub> при  $\tau_r = 0,2439$  (а) и  $\tau_r = 0,0425$  (б); восстановленные  $\omega_a$  и  $g_a(\theta)$  для модели C99<sub>440</sub>,  $\tau_a = 0,05$  (в);  $\rho = 0,5$

Интегральная погрешность восстановления  $\varepsilon_g$  по мере роста  $\tau_a$  увеличивается почти линейно и при  $\tau_a \geq 0,4$  становится более 6%; относительная погрешность восстановления  $g_a(\theta)$  в отдельно взятых углах также возрастает и может достигать десятков процентов при  $\theta > \theta_0$  (рис. 4, а, фрагмент). Слабая зависимость ошибок  $\varepsilon_\omega$  и  $\varepsilon_g$  от длины волны (и  $\tau_r$  соответственно) показывает, что точность восстановления оптических характеристик аэрозоля методом *A* определяется преимущественно величиной  $\tau_a$ .

Итерационная схема метода *B* направлена на восстановление *взвешенных* оптических характеристик  $\omega$  и  $g(\theta)$ . Наличие молекул воздуха как дополнительных рассеивателей увеличивает долю многократного рассеяния, сужая тем самым диапазон значений АОТ, в пределах которого обратная задача может быть решена с приемлемой точностью. Использование метода *B* позволяет надежно восстановить  $g_a(\theta)$  в спектральном интервале  $\lambda = 675$  нм с погрешностью менее 2% в пределах  $0,05 \leq \tau_a \leq 0,45 \div 0,5$  (рис. 4, б).

Дальнейшее возрастание АОТ до  $\sim 0,6$  приводит к резкому росту погрешностей и снижению скорости сходимости, и, начиная с некоторого предела  $\tau_a^{\max}$ , сходимость итерационного процесса и вовсе нарушается (см. также табл. 2). Аналогичная ситуация наблюдается и для  $\lambda = 440$  нм, однако с ростом  $\tau_r$  верхняя граница  $\tau_a^{\max}$  значительно снижается до  $\sim 0,25$  (рис. 4, а). Увеличение погрешностей  $\varepsilon_g$  обусловлено существенным уменьшением  $\eta(\theta)$  вследствие роста  $\tau$ .

В табл. 3 приведены погрешности восстановления  $\omega_a$  и  $g_a(\theta)$  в условиях слабого и умеренного аэрозольного замутнения.

Таблица 3

Погрешности восстановления  $\omega_a$  и  $g_a(\theta)$  при различных значениях  $\tau_a$ ;  $\rho = 0,5$

$\tau_a$	Метод	C00 <sub>440</sub>		C99 <sub>440</sub>		C00 <sub>675</sub>		C99 <sub>675</sub>	
		$\varepsilon_\omega$	$\varepsilon_g$	$\varepsilon_\omega$	$\varepsilon_g$	$\varepsilon_\omega$	$\varepsilon_g$	$\varepsilon_\omega$	$\varepsilon_g$
0,05	A	-0,8	2,9	+0,9	2,6	+0,7	2,0	+0,3	2,4
	B	+1,5	2,3	+0,6	2,3	+0,5	1,3	+0,1	1,2
0,15	A	-1,2	4,7	+1,0	3,7	-0,0	2,6	+0,3	5,6
	B	+0,7	1,9	+0,6	2,0	+0,3	1,3	+0,3	1,2
0,30	A	-1,7	6,9	+0,8	7,7	-0,5	3,8	+0,2	10,6
	B	-	-	-	-	+0,3	1,2	+0,1	1,1

Для всех рассматриваемых в работе аэрозольных моделей наблюдается высокая точность восстановления  $\omega_a$  обоими методами ( $|\varepsilon_\omega| \leq 2 \div 4\%$ ). В диапазоне изменения параметров, где итерационный алгоритм метода *B* сходится, погрешность восстановления  $\varepsilon_g$  не превышает 2,5%. Метод *A* может быть использован при более сильном замутнении, однако  $\varepsilon_g$  при этом возрастает (табл. 3, модели C00<sub>440</sub>, C99<sub>440</sub> и C99<sub>675</sub>,  $\tau_a = 0,3$ ).

На рис. 4, в представлена восстановленная двумя методами аэрозольная индикатриса рассея-

ния в условиях высокой прозрачности атмосферы ( $\tau_a = 0,05$ ) в спектральном канале 440 нм (модель C99<sub>440</sub>): вплоть до угла рассеяния  $\theta_{\max} = 2\theta_0$  отмечается высокое качество восстановления ( $\varepsilon_g \approx 2,5\%$ ), тогда как при больших углах  $\theta$  погрешности значительно возрастают (до  $\sim 70\%$ ) из-за экстраполяции. При этом погрешности восстановления  $\omega_a$  не превосходят 1%.

#### 4.2. Зависимость точности восстановления $\omega_a$ и $g_a(\theta)$ от альбедо ПП

Поскольку возрастание альбедо ПП увеличивает долю многократного рассеяния в  $I(\theta)$ , при решении обратной задачи приращение  $\rho$  повлечет за собой те же эффекты, что и рост  $\tau$ .

Данное обстоятельство наиболее ярко проявляется при восстановлении  $g_a(\theta)$  методом *A*: погрешности  $\varepsilon_g$  возрастают с увеличением  $\rho$  и составляют при  $\rho = 0,9$  от 4 до 7% в зависимости от рассматриваемой модели ( $\tau_a = 0,15$ ). Точность восстановления  $\omega_a$  и  $g_a(\theta)$  методом *B* мало чувствительна к  $\rho$  в интервале  $0,1 \leq \rho \leq 0,9$  и сравнительно высока: при  $\tau_a = 0,15$  значение  $\varepsilon_g$  не превосходит 2%, а  $|\varepsilon_\omega|$  составляет порядка 0,5%. Исключением является модель C00<sub>440</sub>, для которой сходимость итерационного процесса нарушается при  $\rho = 0,9$ . Последнее обусловлено тем, что в данной модели  $\tau \approx 0,4$ , а высокое значение  $\rho$  еще более усиливает эффекты многократного рассеяния, сдвигая  $\tau_a^{\max}$  в сторону меньших значений.

### 5. Чувствительность к ошибкам измерений

Для описания влияния ошибок измерений  $I(\theta)$ ,  $\tau_a$  и  $\rho$  на точность восстановления  $\omega_a$  будем использовать величину  $\Delta_X \omega_a = 100\%(\omega_a(X) - \omega_a^*)/\omega_a^*$ , где  $\omega_a(X)$  – результат решения обратной задачи в предположении, что одна из характеристик  $X = \{I(\theta), \tau_a, \rho\}$  определена с некоторой погрешностью. Ошибка восстановления  $g_a(\theta)$  оценивается аналогично [см. (19)].

Погрешность определения  $\tau_a$  по данным солнечных фотометров не превосходит, как правило, величину  $\Delta\tau_a = \pm 0,01$ . Рассмотрим отклонения  $\Delta_\tau \omega_a$  и  $\Delta_\tau g_a(\theta)$  в условиях невысокого аэрозольного замутнения:  $\tau_a = 0,05, 0,15$ . Неточности в определении АОТ наиболее значимо сказываются на результатах решения обратной задачи в условиях слабого аэрозольного замутнения ( $\tau_a = 0,05$ ): наибольшие ошибки  $\Delta_\tau g_a(\theta) \sim 20\%$  наблюдаются в спектральном канале 440 нм, тогда как наибольшие отклонения  $|\Delta_\tau \omega_a| \sim 15\%$  имеют место при  $\lambda = 675$  нм. Возрастание АОТ до 0,15 сопровождается уменьшением  $|\Delta_\tau \omega_a|$  и  $\Delta_\tau g_a(\theta)$  как минимум в 2 раза (табл. 4).



Таблица 4

**Влияние погрешности определения  $\tau_a$  на точность восстановления  $\omega_a$  и  $g_a(\theta)$ ;  $\rho = 0,5$ .**  
**Здесь и далее отсутствие значений (символ «—») означает, что восстановление параметров при данных условиях невозможно**

$X = \tau_a$	$\Delta\tau_a$	Метод	C00 <sub>440</sub>		C99 <sub>440</sub>		C00 <sub>675</sub>		C99 <sub>675</sub>	
			$\Delta_X\omega_a$	$\Delta_Xg_a$	$\Delta_X\omega_a$	$\Delta_Xg_a$	$\Delta_X\omega_a$	$\Delta_Xg_a$	$\Delta_X\omega_a$	$\Delta_Xg_a$
0,05	+0,01	A	-1,5	16,3	-2,3	20,6	-8,8	7,1	-9,9	5,3
	+0,01	B	+0,6	16,9	-0,9	23,7	-9,2	5,3	-9,9	6,7
	-0,01	A	+0,5	22,5	+1,3	17,2	+15,4	4,1	—	—
	-0,01	B	+3,4	20,3	—	—	+15,5	5,1	—	—
0,15	+0,01	A	-0,8	4,7	+0,2	3,4	-2,0	3,7	-2,1	4,4
	+0,01	B	+0,9	5,1	-0,0	5,4	-1,4	1,7	-2,0	1,3
	-0,01	A	-1,7	6,3	+1,7	9,3	+2,3	2,1	—	—
	-0,01	B	-0,1	4,5	+0,8	6,5	+2,7	1,4	—	—

При анализе измерений  $I(\theta)$  рассмотрим как систематические, так и случайные ошибки. Систематическая ошибка  $\Delta_{sys}I$ , определяемая как фиксированное отклонение (например, из-за неточности калибровки прибора), обуславливает изменение яркости согласно соотношению

$$\hat{I}(\theta) = I(\theta) + \Delta_{sys}I \cdot I(\theta). \quad (20)$$

Предполагается, что  $|\Delta_{sys}I| = 0,05$ . Причиной возникновения случайных ошибок  $\Delta_{rand}I$  могут быть шум прибора, а также любые внешние помехи измерений, имеющие случайный характер. Будем считать, что шум  $\zeta$  имеет гауссово распределение со средним значением  $\bar{\zeta} = 0$  и стандартным отклонением  $\sigma = 0,01$  (см., например, [9]). Для оценки влияния  $\zeta$  на этапе численных экспериментов моделируется 1%-й шум, а «измеренная» яркость рассчитывается по аналогии с (20).

Погрешности восстановления  $\omega_a$  и  $g_a(\theta)$  при наличии случайных и систематических ошибок измерений  $I(\theta)$  при  $\tau_a = 0,15$  и  $\rho = 0,5$  представлены в табл. 5. Здесь же приведены  $\Delta\rho\omega_a$  и  $\Delta\rho g_a(\theta)$ , обусловленные погрешностью определения альbedo ПП  $\Delta\rho = \pm 10\%$ .

Следствием систематической ошибки измерения яркости  $\Delta_{sys}I = \pm 5\%$  являются погрешности в определении  $\omega_a$  и  $g_a(\theta)$ , составляющие ~4–9 и 1–9% соответственно в зависимости от  $\lambda$  и поглощающих свойств аэрозоля. Влияние случайной ошибки  $\Delta_{rand}I = \pm 1\%$  на точность восстановления  $\omega_a$  незначительно ( $|\Delta_{rand}\omega_a| < 1,5\%$ ), однако  $g_a(\theta)$  восстанавливается с погрешностью ~3–11%. Это обусловлено тем, что восстанавливаемая индикатриса характеризуется в отдельных углах рассеяния случайными отклонениями значений как в сторону их переоценки, так и недооценки (рис. 5). Интегрирование последней (см. (12)) нивелирует эффекты таких отклонений, и  $\omega_a$  восстанавливается с приемлемой точностью.

Погрешности в определении альbedo ПП  $\Delta\rho = \pm 10\%$  являются причиной ошибок в определении  $\omega_a$  и  $g_a(\theta)$ , не превышающих 5% (модель C00<sub>440</sub>) и 10% (модель C99<sub>440</sub>) соответственно.

Заметим, что все вышеперечисленные ошибки измерений могут привести к восстановлению значений оптических характеристик, не имеющих физического смысла, в частности к отрицательным значениям  $g_a(\theta)$ . В связи с этим точность, с которой определены входные параметры, оказывает существенное влияние на качество решения обратной задачи.

Таблица 5

**Влияние погрешности определения  $\rho$ , случайных и систематических ошибок в измерениях яркости неба  $I(\theta)$  на точность восстановления  $\omega_a$  и  $g_a(\theta)$ ;  $\tau_a = 0,15$ ,  $\rho = 0,5$**

Погрешность	$\Delta X, \%$	Метод	C00 <sub>440</sub>		C99 <sub>440</sub>		C00 <sub>675</sub>		C99 <sub>675</sub>	
			$\Delta_X\omega_a$	$\Delta_Xg_a$	$\Delta_X\omega_a$	$\Delta_Xg_a$	$\Delta_X\omega_a$	$\Delta_Xg_a$	$\Delta_X\omega_a$	$\Delta_Xg_a$
$\Delta\rho$	+10	A	-4,3	7,8	-1,6	10,3	-1,2	1,9	-0,9	8,9
	+10	B	-2,3	3,4	-2,1	5,4	-0,7	1,5	-0,7	2,8
	-10	A	+1,4	4,8	—	—	+1,2	4,1	+1,5	3,5
	-10	B	+3,5	4,5	—	—	+1,9	2,1	+1,5	1,8
$\Delta_{sys}I$	+5	A	+6,1	4,0	—	—	+4,4	2,7	—	—
	+5	B	+7,9	4,4	—	—	+4,8	1,1	—	—
	-5	A	-9,1	8,2	-5,4	8,3	-4,6	2,7	-3,7	5,5
	-5	B	-7,1	3,6	-5,8	4,3	-4,3	1,6	-3,7	2,1
$\Delta_{rand}I$	$\pm 1$	A	-0,7	5,3	+1,2	6,4	+0,3	4,2	+0,4	7,6
	$\pm 1$	B	+1,2	11,1	+1,3	10,8	+1,1	2,9	+0,6	3,2

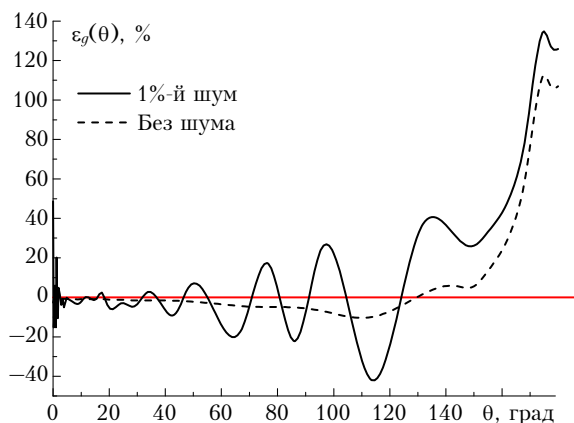


Рис. 5. Угловое распределение относительной ошибки восстановления  $g_a(\theta)$  методом  $B$  для модели  $S99_{440}$  при отсутствии и наличии 1%-го шума в «измеренной» интенсивности  $I(\theta)$ ;  $\tau_a = 0,15$ ,  $\rho = 0,5$

### Заключение

В настоящей статье представлены два метода восстановления альбедо  $\omega_a$  и индикатрисы аэрозольного рассеяния  $g_a(\theta)$  по данным измерений яркости  $I(\theta)$  диффузной радиации в альмукантгарте Солнца в отсутствие облачности. Основой методов является выделение с помощью численного моделирования доли однократно рассеянного излучения на аэрозольных частицах (метод  $A$ ) и аэрозольных частицах и молекулах воздуха (метод  $B$ ). Поэтому приоритетной сферой их применения являются атмосферные ситуации с высокой и умеренной прозрачностью атмосферы, свойственные морским и континентальным территориям с незначительным антропогенным воздействием (в частности, бореальной зоне Западной Сибири). Преимуществом предложенных методов, на наш взгляд, является также возможность восстановления оптических характеристик аэрозоля без каких-либо предположений о форме аэрозольных частиц, которые используются в ряде других подходов.

Результаты численных экспериментов, выполненных в видимой области спектра (440 и 675 нм), показали, что в широком диапазоне значений альбедо ПП ( $\rho \leq 0,9$ ) метод  $A$  сходится при  $0,05 \leq \tau_a \leq 0,6$ , а для сходимости метода  $B$  необходимо условие  $\tau \leq 0,5$ . Погрешность методов в восстановлении  $\omega_a$  (при точном задании  $I(\theta)$ ,  $\tau_a$  и  $\rho$ ) не превосходит  $\sim 2\text{--}4\%$ . Интегральная ошибка восстановления  $g_a(\theta)$  зависит от метода: при использовании метода  $A$  с увеличением АОТ  $\varepsilon_g$  возрастает до  $\sim 6\%$  почти линейно, а в методе  $B$   $\varepsilon_g$  не превосходит  $\sim 4\%$ , резко увеличиваясь по мере приближения к  $\tau = 0,5$  до  $10\text{--}20\%$  в зависимости от длины волны. При этом ошибки восстановления  $g_a(\theta)$  в отдельных углах рассеяния могут достигать десятков процентов, как правило, в области  $\theta > 2\theta_0$ .

Погрешности в определении АОТ наиболее значимо сказываются на результатах решения обратной задачи в области малых значений АОТ: при  $\tau_a = 0,05$  ошибка восстановления альбедо  $|\Delta_c \omega_a|$

и индикатрисы рассеяния излучения  $\Delta_c g_a(\theta)$  достигает  $10\text{--}15\%$  (675 нм) и  $20\%$  (440 нм) соответственно, уменьшаясь при возрастании АОТ до  $0,15$  в  $2\text{--}3$  раза. Наличие систематической погрешности может привести как к большим, так и меньшим ошибкам при восстановлении  $g_a(\theta)$  по сравнению с влиянием случайных ошибок в измерениях диффузной радиации. В целом при  $\Delta_{sys} I = \pm 5\%$  и  $\Delta_{rand} I = \pm 1\%$  ошибки  $\Delta_{sys} g_a(\theta)$  и  $\Delta_{rand} g_a(\theta)$  не превосходят  $10\%$ . В то же время случайные флуктуации нивелируют ошибки в определении  $\omega_a$  ( $|\Delta_{rand} \omega_a| < 1,5\%$ ), а систематические погрешности в измерениях  $I(\theta)$  приводят к завышению (занижению) альбедо однократного рассеяния на  $\sim 5\text{--}10\%$ . Отметим, что эти оценки получены в наиболее неблагоприятных для решения обратной задачи условиях (низкие значения АОТ, завышенные — для летних условий Сибири — значения альбедо ПП), поэтому их можно рассматривать как верхнюю границу возможных погрешностей.

В настоящей статье представлены результаты только численного моделирования. Выполненные нами предварительные исследования показали устойчивую работу алгоритмов применительно к данным натуральных измерений. Полученные результаты планируется использовать при сопоставлении оптических характеристик аэрозоля, восстановленных другими методами, и опубликовать в ближайшее время.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 09-05-0961), программы ОНЗ-11.1. РАН и государственных контрактов № 02.740.11.0674 и 14.740.11.0204.

1. Кондратьев К.Я. Аэрозоль как климатообразующий компонент атмосферы. 2. Прямое и косвенное воздействие на климат // Оптика атмосф. и океана. 2002. Т. 15, № 4. С. 301–320.
2. Кондратьев К.Я. Аэрозоль и климат: современное состояние и перспективы разработок. 3. Аэрозольное радиационное возмущающее воздействие // Оптика атмосф. и океана. 2006. Т. 19, № 7. С. 565–575.
3. Solomon S., Qin D., Manning M., Chen Z., Marquis M., Averyt K.B., Tignor M., Miller H.L. Contribution of working group I to the fourth assessment report of the intergovernmental panel on climate change: chapter 2. Cambridge: Cambridge Univ. Press., 2007. 996 p.
4. Yu H., Kaufman Y., Chin M., Feingold G., Remer L., Anderson T., Balkanski Y., Bellouin N., Boucher O., Christopher S., DeCola P., Kahn R., Koch D., Loeb N., Reddy M., Schulz M., Takemura T., Zhou M. A review of measurement-based assessments of the aerosol direct radiative effect and forcing // Atmos. Chem. Phys. 2006. V. 6, N 3. P. 613–666.
5. Zhou M., Yu H., Dickinson R., Dubovik O., Holben B. A normalized description of the direct effect of key aerosol types on solar radiation as estimated from AERONET aerosols and MODIS albedo // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. D19202, doi: 10.1029/2005JD005909.
6. Антюфеев В.С., Иванов А.И., Лившиц Г.Ш., Михайлов Г.А. Определение аэрозольных индикатрис рассеяния безоблачной атмосферы в спектральной области  $0,55\text{--}2,4$  мкм // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1980. Т. 16, № 2. С. 146–155.
7. Антюфеев В.С., Назаралиев М.А. Обратные задачи атмосферной оптики. Новосибирск: ВЦ АН СССР, 1988. 156 с.

8. Wang M., Gordon H. Retrieval of the columnar aerosol phase function and single-scattering albedo from sky radiance over the ocean: simulation // *Appl. Opt.* 1993. V. 32, N 24. P. 4598–4609.
9. Yang H., Gordon H.R. Retrieval of the columnar aerosol phase function and single-scattering albedo from sky radiance over land: simulations // *Appl. Opt.* 1998. V. 37, N 6. P. 978–997.
10. Devaux C., Vermeulen A., Deuze J.L., Dubuisson P., Herman M., Senter R. Retrieval of aerosol single-scattering albedo from ground-based measurements: Application to observational data // *J. Geophys. Res. D.* 1998. V. 103, N 8. P. 8753–8761.
11. Gordon H.R., Zhang T. Columnar aerosol properties over oceans by combining surface and aircraft measurements: simulations // *Appl. Opt.* 1995. V. 34, N 24. P. 5552–5555.
12. Zhang T., Gordon H.R. Columnar aerosol properties over oceans by combining surface and aircraft measurements: sensitivity analysis // *Appl. Opt.* 1997. V. 36, N 12. P. 2650–2662.
13. Sviridenkov M. Simplified techniques for retrieving aerosol characteristics from extinction and sky radiance measurements // *Conference on Visibility, Aerosols, and Atmospheric Optics.* Vienna, September, 2006. P. 85–86.
14. Михайлов Г.А., Ухинов С.А., Чимаева А.С. Алгоритмы метода Монте-Карло для восстановления индикатрисы рассеяния с учетом поляризации // *Докл. РАН.* 2008. Т. 423, № 2. С. 161–164.
15. Dubovik O., King M. A flexible inversion algorithm for retrieval aerosol optical properties from Sun and sky radiance measurements // *J. Geophys. Res. D.* 2000. V. 105, N 16. P. 20673–20696.
16. Сакерин С.М., Береснев С.А., Горда С.Ю., Кабанов Д.М., Корниенко Г.И., Маркелов Ю.И., Михалев А.В., Николашкин С.В., Панченко М.В., Поддубный В.А., Польшкин В.В., Смирнов А., Тащилин М.А., Турчинович С.А., Турчинович Ю.С., Холбен Б., Еремина Т.А. Характеристики годового хода спектральной аэрозольной оптической толщи атмосферы в условиях Сибири // *Оптика атмосф. и океана.* 2009. Т. 22, № 6. С. 566–574.
17. *Метод Монте-Карло в атмосферной оптике* / Под ред. Г.И. Марчука. Новосибирск: Наука, 1976. 283 с.
18. Марчук Г.И. Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1989. 608 с.
19. Смеркалов В.А. Средневзвешенная индикатриса аэрозольного светорассеяния // *Оптика атмосф. и океана.* 2000. Т. 13, № 4. С. 323–328.
20. Dubovik O., Holben B.N., Kaufman Y.J., Yamasoe M., Sмирнов А., Tanre D. and Slutsker I. Single-scattering albedo of smoke retrieved from the sky radiance and solar transmittance measured from ground // *J. Geophys. Res. D.* 1998. V. 103, N 24. P. 31903–31923.
21. Назаралиев М.А. Статистическое моделирование радиационных процессов в атмосфере. Новосибирск: Наука, 1990. 227 с.
22. Лившиц Г.Ш. Рассеяние света в атмосфере. Алмата: Наука, 1965. 177 с.
23. Hess M., Koepke P., Schult I. Optical properties of aerosols and clouds: The software package OPAC // *Bull. Amer. Meteorol. Soc.* 1998. V. 79, N 5. P. 831–844.
24. Сакерин С.М., Кабанов Д.М. Спектральная зависимость аэрозольной оптической толщи атмосферы в области спектра 0,37–4 мкм // *Оптика атмосф. и океана.* 2007. Т. 20, № 2. С. 156–164.
25. Смеркалов В.А. Прикладная оптика атмосферы. СПб.: Гидрометеониздат, 1997. 334 с.
26. Дейерменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 303 с.

**T.V. Bedareva, T.B. Zhuravleva. Retrieval of the aerosol phase function and single scattering albedo from radiation measurement data in the solar almucantar: numerical simulation.**

Two iterative methods of retrieval of aerosol albedo and single scattering phase function in the total atmospheric column from the cloudless sky radiance measurements in the solar almucantar are considered. On the basis of numerical simulation (visible spectral range) the research of the methods' convergence and the sensitivity of the desired parameters to the aerosol optical depth and underlying surface albedo values, as well as their accuracy and errors of scattered solar radiation measurements is realized. It is shown that the optical situations of high and moderate transparency of the atmosphere are the most favorable conditions for the solution of the inverse problem.