«Оптика атмосферы и океана», **16**, № 8 (2003)

ОПТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И БАЗЫ ДАННЫХ ОПТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ ОБ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЕ

УДК.551.521

А.В. Васильев

Метод последовательных приближений при учете рассеяния теплового излучения на аэрозольных образованиях в атмосфере. Часть 1. Общая вычислительная схема

Научно-исследовательский институт физики Санкт-Петербургского государственного университета

Поступила в редакцию 27.11.2002 г.

Описана вычислительная схема метода последовательных приближений для задач переноса излучения в атмосфере с учетом многократного рассеяния и отражения от поверхности для источников излучения различной природы. Рассмотрены особенности реализации данного приближения в задачах расчета рассеяния теплового излучения на аэрозольных образованиях в атмосфере, предложены упрощения и приближения, позволяющие получать в указанном случае эффективные вычислительные алгоритмы.

Введение

В связи с появлением высокоточных приборов, предназначенных для измерений интенсивности теплового излучения атмосферы и поверхности в инфракрасной (ИК) и микроволновой (МКВ) областях спектра, встает задача адекватного, столь же точного физико-математического моделирования выходных данных указанных приборов. В частности, наиболее актуально такое моделирование при решении задач интерпретации дистанционных измерений, оценки их информативности относительно параметров атмосферы и поверхности и других исследований, связанных с решением обратных задач атмосферной оптики. Важным этапом повышения адекватности алгоритмов моделирования измерений является учет многократного рассеяния излучения атмосферными аэрозолями, облаками и осадками.

В настоящее время задачу численного расчета поля рассеянного излучения в горизонтально однородной плоской параллельной атмосфере можно считать решенной [1–3]. Однако большинство численных методов излагаются лишь для традиционных задач переноса рассеянного солнечного излучения, поэтому их непросто адаптировать к ИК- и МКВ-областям, где источником излучения является каждый элементарный объем атмосферы. По мнению автора, в указанных спектральных областях может быть востребован один из старейших и простейших методов теории переноса излучения — метод последовательных приближений. Он, помимо простоты реализации, очень удобен в исследовательских задачах тем, что позволяет непосредственно определить, из каких элементарных компонент формируется измеряемое излучение, и оценить вклад в него каждой из них. Известным недостатком метода является медленная сходимость в случае слабого поглощения излучения в атмосфере, однако как раз в ИК- и МКВ-областях спектра, где всегда имеется достаточное молекулярное поглощение, этот недостаток несуществен. Заметим, что при адаптации метода последовательных приближений к конкретным прикладным задачам скорость его работы, путем применения простейших вычислительных приемов, которые будут упомянуты во второй части статьи, может быть увеличена в десятки раз.

Постановка задачи

Интенсивность излучения, измеряемая прибором, определяется сверткой монохроматической интенсивности с аппаратной функцией прибора. Поскольку последняя считается известной, задача сводится к расчету интенсивности в монохроматическом случае для заданной частоты (или длины волны, волнового числа) ν. Геометрически монохроматическая интенсивность характеризуется высотой измерения z над земной поверхностью, надирным углом ϑ и азимутом визирования φ (надирный угол визирования меняется от 0° при визировании в надир до 180° при визировании в зенит). Азимут визирования отсчитывается в плоскости горизонта от произвольно выбранного направления (меняется от 0 до 360°).

Для атмосферы Земли будем использовать плоскую, горизонтально однородную модель с нижней z_0 и верхней z_∞ границами. Для начала рассмотрим приближение неполяризованного излучения. Будем считать заданными для частоты ν все упоминаемые ниже оптические параметры атмосферы и поверхности (объемные коэффициенты ослабления, поглощения и т.д.).

Перенос излучения в атмосфере

Вычисление монохроматической интенсивности основано на уравнениях теории переноса излучения и их решениях [1–4]. Если процесс распространения излучения характеризуется только его ослаблением, то искомая интенсивность при распространении излучения от начальной высоты z_1 до конечной z_2 определяется законом Бугера

$$I(\nu, z_2, \vartheta, \varphi) = I(\nu, z_1, \vartheta, \varphi) P(\nu, z_1, z_2, \vartheta) . \quad (1)$$

Здесь

$$P(\nu, z_1, z_2, \vartheta) = \exp\left(-\frac{1}{\cos\vartheta} \int_{z_1}^{z_2} \alpha(\nu, z') dz' \right)$$

— функция пропускания, где $\alpha(\nu, z)$ — объемный коэффициент ослабления (воздуха). Вводится также понятие оптической глубины τ, соответствующей высоте z. По определению [1, 2] $\tau(\nu, z) = \int_{z}^{z_\infty} \alpha(\nu, z') dz'$. Величина $\tau_0(\nu) = \tau(\nu, z_0)$ есть оптическая толщина всей атмосферы.

В случае переноса теплового излучения атмосферы без учета рассеяния в условиях локального термодинамического равновесия (ЛТР) между излучением и веществом решение уравнения переноса имеет известный вид

$$I(\nu, z_2, \vartheta, \varphi) = I(\nu, z_1, \vartheta, \varphi) P(\nu, z_1, z_2, \vartheta) +$$
$$+ \frac{1}{\cos\vartheta} \int_{z_1}^{z_2} \kappa(\nu, z') B_e[\nu, T(z')] P(\nu, z', z_2, \vartheta) dz' , \quad (2)$$

где $\kappa(\nu, z)$ — объемный коэффициент поглощения; $B_e(\nu, T)$ — функция Планка, зависящая от частоты излучения и температуры воздуха ($B_e(\nu, T) = 2h\nu^3 / c^2 [\exp(h\nu / kT) - 1]$. Здесь h — постоянная Планка; k — постоянная Больцмана; c — скорость света). Заметим, что соотношение (2) можно записать в традиционной, удобной для вычислений форме с интегрированием производной от функции пропускания:

$$I(\nu, z_2, \vartheta, \varphi) = I(\nu, z_1, \vartheta, \varphi) P(\nu, z_1, z_2, \vartheta) +$$
$$+ \int_{z_1}^{z_2} B_e[\nu, T(z')] P_\sigma(\nu, z', z_2, \vartheta) \frac{\partial P_\kappa(\nu, z', z_2, \vartheta)}{\partial z'} dz' , \quad (3)$$

где

$$P_\sigma(\nu, z_1, z_2, \vartheta) = \exp\left(-\frac{1}{\cos\vartheta} \int_{z_1}^{z_2} \sigma(\nu, z') dz' \right)$$

и

$$P_\kappa(\nu, z_1, z_2, \vartheta) = \exp\left(-\frac{1}{\cos\vartheta} \int_{z_1}^{z_2} \kappa(\nu, z') dz' \right)$$

— «отдельные» функции пропускания для процессов рассеяния и поглощения соответственно.

При наличии рассеяния в условиях ЛТР с учетом перехода к координатам $\eta = \cos\vartheta$ и оптической глубине τ уравнение переноса излучения принимает вид [1, 2, 4]:

$$\eta \frac{dI(\nu, \tau, \eta, \varphi)}{d\tau} = I(\nu, \tau, \eta, \varphi) -$$
$$- \frac{\omega_0(\nu, \tau)}{4\pi} \int_{-1}^{1} d\eta' \int_{0}^{2\pi} d\varphi' x(\nu, \tau, \chi) I(\nu, \tau, \eta', \varphi') -$$
$$- (1 - \omega_0(\nu, \tau)) B_e(\nu, T(\tau)) . \quad (4)$$

Здесь

$$\omega_0(\nu, \tau) = \sigma(\nu, \tau) / \alpha(\nu, \tau) = \sigma(\nu, \tau) / [\sigma(\nu, \tau) + \kappa(\nu, \tau)]$$

— альбедо однократного рассеяния, где $\sigma(\nu, \tau)$ — объемный коэффициент рассеяния; $x(\nu, \tau, \chi)$ — индикатриса рассеяния, зависящая от косинуса угла рассеяния χ, нормируемая по условию

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^{1} x(\nu, \tau, \chi') d\chi' = 1$$

и

$$\chi = \eta\eta' + \sqrt{(1 - \eta^2)(1 - (\eta')^2)} \cos(\varphi - \varphi').$$

Источники излучения

Источниками в рассматриваемом классе задач переноса излучения в атмосфере могут быть: источники на верхней границе атмосферы — излучение, приходящее на Землю из космоса, в частности солнечное; источники на нижней границе атмосферы — тепловое излучение поверхности и излучение, отраженное от поверхности; источники внутри атмосферы — тепловое излучение каждого элементарного объема воздуха. От поля излучения в атмосфере зависит отраженное от поверхности излучение, все прочие источники излучения от него не зависят.

Для начала рассмотрим задачу расчета поля излучения без учета отражения от поверхности. В этом случае интенсивность всех источников известна. По соображениям простоты и удобства вводят функцию источников $B(\nu, \tau, \eta, \varphi)$, находящихся на оптической глубине τ и излучающих в направлении (η, φ). Ими согласно [1, 4] являются все члены, отличные от интенсивности, в правой части уравнения переноса, записанного в координатах оптической глубины (4). При этом разделяют функцию источников на слагаемые, соответствующие разным типам источников.

Рассмотрим сначала функции источников исходного излучения, т.е. без учета вклада в них рассеянного излучения, обозначив их $B_0(\nu, \tau, \eta, \varphi)$. Для теплового излучения в условиях ЛТР это по (4) сразу же дает

$$B_0(\nu, \tau, \eta, \varphi) = [1 - \omega_0(\nu, \tau)] B_e[\nu, T(\tau)]. \quad (5)$$

После введения функции источников легко получить соотношение, см., например, [1]:

$$I(\nu, \tau, \eta, \varphi) = -\frac{1}{\eta} \int_{\tau(\eta)}^{\tau} B(\nu, \tau', \eta, \varphi) P(\nu, \tau', \tau, \eta) d\tau', \quad (6)$$

где $\tau(\eta) = \tau_0$, если $\eta > 0$; $\tau(\eta) = 0$, если $\eta < 0$. Для источника, находящегося на оптической глубине τ' и характеризующегося интенсивностью излучения

$I_0(\nu, \eta, \varphi)$, соотношение (6) должно переходить в закон Бугера (1), откуда следует, что

$$B_0(\nu,\tau,\eta,\varphi) = I_0(\nu,\eta,\varphi)\,|\,\eta\,|\,\delta(\tau-\tau'), \qquad (7)$$

где $\delta(\tau - \tau')$ – дельта-функция. Таким образом, при отсутствии отражения функция $B_0(\nu, \tau, \eta, \varphi)$ по (5), (7) определена для всех типов источников (как теплового излучения, так и, например, источников на границах атмосферы).

В силу линейности уравнения переноса (4) для произвольного распределения источников искомое поле излучения можно найти как [1, 4]:

$$I(\nu, \tau, \eta, \varphi) =$$

$$= \int_0^{\tau_0} d\tau' \int_{-1}^{1} d\eta' \int_0^{2\pi} d\varphi'\, T(\nu,\tau,\eta,\varphi,\tau',\eta'\varphi') B_0(\nu,\tau',\eta',\varphi')\,, \qquad (8)$$

где связь интенсивности излучения $I(\nu, \tau, \eta, \varphi)$ при любых (произвольных) координатах (τ, η, φ), для заданной функции источника $B_0(\nu, \tau', \eta', \varphi')$ при фиксированных (но опять же произвольных) координатах (τ', η', φ') формально записана в виде $I(\nu, \tau, \eta, \varphi) = T(\nu, \tau, \eta, \varphi, \tau', \eta', \varphi') B_0(\nu, \tau', \eta', \varphi')$. Соотношение (8) можно компактно переписать в операторном виде $\mathbf{I} = \mathbf{T}\mathbf{B}_0$, где $\mathbf{I}$ и $\mathbf{B}_0$ – интенсивность излучения и функция источника, $\mathbf{T}$ – линейный оператор переноса излучения (действие линейного оператора на функцию, см. [5], символически записывается как произведение; по определению $\mathbf{G} = \mathbf{A}\mathbf{F}$ равносильно

$$g(x) = \int_a^b a(x,x') f(x') dx'\,,$$

откуда для произведения операторов $\mathbf{C} = \mathbf{A}\mathbf{B}$ следует

$$c(x,x') = \int_a^b a(x,x'') b(x'',x') dx'',$$

степень оператора определяется как $\mathbf{A}^n = \mathbf{A}\mathbf{A}^{n-1}$, $\mathbf{A}^1 = \mathbf{A}$).

При отсутствии рассеяния, обозначая далее для этого случая все величины с индексом «ноль», из (6) очевидно имеем

$$\mathbf{I}_0 = \mathbf{T}_0\mathbf{B}_0, \qquad (9)$$

где

$$T_0(\nu,\tau,\eta,\varphi,\tau',\eta',\varphi') = -\frac{1}{\eta'} P(\nu,\tau',\tau,\eta')\delta(\eta'-\eta)\delta(\varphi'-\varphi)\,,$$

если $\eta' > 0$, $\tau' \ge \tau$ или $\eta' < 0$ и $\tau' \le \tau$;

$$T_0(\nu,\tau,\eta,\varphi,\tau',\eta',\varphi') = 0, \text{ если } \eta' > 0 \text{ и } \tau' < \tau \text{ или } \eta' < 0 \text{ и } \tau' > \tau \qquad (10)$$

– оператор переноса прямого излучения.

Сложность учета рассеяния состоит в том, что в этом случае соотношение (6) уже не является решением, поскольку функция источника сама зависит от искомой интенсивности [член с интегралом в (4)]. Стандартным приемом [4] при учете рассеяния является разделение прямого и диффузного, т.е. испытавшего хотя бы одно рассеяние, излучения. Действительно, представление искомой интенсивности в виде суммы

$$I(\nu, \tau, \eta, \varphi) = I_0(\nu, \tau, \eta, \varphi) + I_n(\nu, \tau, \eta, \varphi),$$

где $I_n(\nu, \tau, \eta, \varphi)$ – интенсивность рассеянного излучения (исключительно рассеянного без прямого и отраженного от поверхности) дает уравнение переноса для рассеянного излучения, из которого следует интегральное уравнение для функции источников [1, 2, 4]:

$$B_n(\nu, \tau, \eta, \varphi) = \frac{\omega_0(\nu,\tau)}{4\pi} \int_{-1}^{1} \frac{d\eta'}{\eta'} \int_0^{2\pi} d\varphi' x(\nu,\tau,\chi) \times$$

$$\times \int_{\tau(\eta')}^{\tau} d\tau' [B_n(\nu,\tau',\eta',\varphi') + B_0(\nu,\tau',\eta',\varphi')] P(\nu,\tau',\tau,\eta'). \qquad (11)$$

Часто в прикладных расчетах, наоборот, оперируют с интегральным уравнением для интенсивности излучения [3]. Его решение сразу дает искомую величину, однако вместо $\mathbf{B}_0$ уравнение содержит интенсивность прямого излучения $\mathbf{I}_0$. Поскольку ее требуется вычислять на всей координатной сетке, объем вычислений получается больше, чем при интегрировании по (6) функции источников уже только для ограниченного числа требуемых координат. Поэтому представляется, что схема с расчетом для рассеянного излучения именно функции источников более экономична.

Метод последовательных приближений

Уравнение (11) – интегральное уравнение Фредгольма 2-го рода, в операторной форме

$$\mathbf{B}_n = \mathbf{T}_1\mathbf{B}_n + \mathbf{T}_1\mathbf{B}_0\,, \qquad (12)$$

где

$$T_1(\nu,\tau,\eta,\varphi,\tau',\eta',\varphi') = \frac{\omega_0(\nu,\tau)}{4\pi\eta'} x(\nu,\tau,\chi) P(\nu,\tau',\tau,\eta')\,,$$

если $\eta' > 0$ и $\tau' \ge \tau$ или $\eta' < 0$ и $\tau' \le \tau$;

$$T_1(\nu,\tau,\eta,\varphi,\tau',\eta',\varphi') = 0\,, \text{ если } \eta' > 0 \text{ и } \tau' < \tau \text{ или } \eta' < 0 \text{ и } \tau' > \tau \qquad (13)$$

– оператор переноса однократно рассеянного излучения. Формальным решением интегрального уравнения Фредгольма 2-го рода (12) является ряд Неймана

$$\mathbf{B}_n = \mathbf{T}_1\mathbf{B}_0 + \mathbf{T}_1^2\mathbf{B}_0 + \mathbf{T}_1^3\mathbf{B}_0 + \ldots\,. \qquad (14)$$

Ряд (14) известен как разложение функции источников рассеянного излучения по кратности рассеяния. На практике разложение (14) реализуется как рекуррентная схема вычислений – метод последовательных приближений.

Учет отражения от поверхности

Рассмотрим теперь процесс отражения излучения от поверхности Земли. В общем случае его можно задать в виде соотношения между интенсивностями падающего на поверхность излучения $I(\nu, \tau_0, \eta, \varphi)$ при $\eta < 0$ и отраженного от поверхности излучения $I(\nu, \tau_0, \eta, \varphi)$ при $\eta > 0$. Обозначим случай $\eta < 0$ как $I^{\downarrow}(\nu, \tau_0, \eta, \varphi)$, а случай $\eta > 0$ как $I^{\uparrow}(\nu, \tau_0, \eta, \varphi)$. Связь между ними запишется в виде формального соотношения

$$\eta I^{\uparrow}(\nu, \tau_0, \eta, \varphi) =$$

$$= -\int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^{0} \eta' R(\nu, \eta, \eta', \varphi - \varphi') I^{\downarrow}(\nu, \tau_0, \eta', \varphi') d\eta'. \quad (15)$$

Функция $R(\nu, \eta, \eta', \varphi - \varphi')$ характеризует процесс отражения, выражая интенсивность излучения, отраженного от поверхности в направлении (η, φ) через интенсивность излучения, падающего из направления (η', φ'). Так, для идеального зеркального отражения

$$R(\nu, \eta, \eta', \varphi - \varphi') = r(\nu, -\eta')\, \delta(\eta - (-\eta'))\delta(\varphi - \varphi'),$$

где $r(\nu, -\eta') = r(\nu, \eta)$ — коэффициент отражения, вычисляемый по формулам Френеля, см., например, [6, 7]. Для изотропного отражения

$$R(\nu, \eta, \eta', \varphi - \varphi') = \eta \frac{A(\nu)}{\pi},$$

где $A(\nu)$ — спектральное альбедо поверхности. В операторном виде соотношение (15) запишется как

$$\mathbf{B}_{r,0} = \mathbf{R}_1 \mathbf{I}\,, \quad (16)$$

где $\mathbf{I}$ — интенсивность излучения до отражения; $\mathbf{B}_{r,0}$ — дополнительные функции источников, возникающие вследствие отражения; $\mathbf{R}_1$ — оператор однократного отражения:

$$R_1(\nu, \tau, \eta, \varphi, \tau', \eta', \varphi') =$$

$$= -\eta' R(\nu, \eta, \eta', \varphi - \varphi')\delta(\tau' - \tau_0)\delta(\tau - \tau_0),$$

если $\eta > 0$ и $\eta' < 0$;

$$R_1(\nu, \tau, \eta, \varphi, \tau', \eta', \varphi') = 0,$$

если $\eta < 0$ и $\eta' > 0$. (17)

Таким образом, учет отражения сводится к пересчету функций источников по (16), в результате чего возникают дополнительные источники на поверхности. В общем случае наличия рассеяния эти источники вновь изменяют интенсивность излучения, падающего на поверхность, что дает итерационный ряд, известный как вычисление искомой интенсивности с учетом кратностей отражения:

$$\mathbf{I} = \mathbf{T}_0(\mathbf{T} + (\mathbf{R}_1\mathbf{T}_0\mathbf{T}) + (\mathbf{R}_1\mathbf{T}_0\mathbf{T})^2 + (\mathbf{R}_1\mathbf{T}_0\mathbf{T})^3 + \ldots)\mathbf{B}_0\,, \quad (18)$$

где

$$\mathbf{T} = \mathbf{1} + \mathbf{T}_1 + \mathbf{T}_1^2 + \mathbf{T}_1^3 + \ldots \quad (19)$$

— оператор переноса рассеянного излучения без учета отражения; $\mathbf{B}_0$ — распределение исходных источников излучения в атмосфере.

В плане практического применения удобно подставить (19) в (18), введя $\mathbf{T}_s = \mathbf{T}_1 + \mathbf{T}_1^2 + \mathbf{T}_1^3 + \ldots$ — оператор переноса рассеянного излучения без учета отражения и прямого излучения, и учесть, что из явных выражений для операторов $\mathbf{R}_1$ и $\mathbf{T}_0$ (17) и (10) следует $\mathbf{R}_1\mathbf{T}_0\mathbf{R}_1\mathbf{T}_0 = \mathbf{0}$, что при $n \geq 2$ дает соотношение

$$(\mathbf{R}_1\mathbf{T}_0 + \mathbf{R}_1\mathbf{T}_0\mathbf{T}_s)^n = \mathbf{R}_1\mathbf{T}_0\mathbf{T}_s(\mathbf{R}_1\mathbf{T}_0 + \mathbf{R}_1\mathbf{T}_0\mathbf{T}_s)^{n-1},$$

откуда

$$\mathbf{I} = \mathbf{T}_0(\mathbf{1} + \mathbf{R}_1\mathbf{T}_0)\mathbf{B}_0 + \mathbf{T}_0(\mathbf{1} + \mathbf{R}_1\mathbf{T}_0)\mathbf{T}_s\mathbf{B}_0 +$$

$$+\mathbf{T}_0(\mathbf{R}_1\mathbf{T}_0\mathbf{T}_s + (\mathbf{R}_1\mathbf{T}_0\mathbf{T}_s)^2 + \ldots)\mathbf{R}_1\mathbf{T}_0\mathbf{B}_0 +$$

$$+\mathbf{T}_0(\mathbf{R}_1\mathbf{T}_0\mathbf{T}_s + (\mathbf{R}_1\mathbf{T}_0\mathbf{T}_s)^2 + \ldots)\mathbf{R}_1\mathbf{T}_0\mathbf{T}_s\mathbf{B}_0. \quad (20)$$

Четыре слагаемых в формуле для интенсивности (20) имеют четкий физический смысл: первое — вклад прямого излучения с учетом однократного отражения, второе — вклад рассеянного излучения с учетом однократного отражения, третье — вклад многократных отражений от отраженного и рассеянного прямого излучения, четвертое — вклад многократных отражений от рассеянного излучения. Заметим, что последние два вклада обычно достаточно малы и в ряде прикладных задач могут не приниматься во внимание. Разделение в (20) прямого и рассеянного излучения позволяет снять некоторые ограничения, наложенные при постановке задачи, поскольку расчет только прямого излучения по (3), (9) может быть осуществлен, например, для сферической модели атмосферы.

Особенности учета рассеяния в задачах ИК- и МКВ-диапазонов

В этих областях спектра основным источником является тепловое излучение атмосферы и поверхности, первое из которых изотропное, а второе для большинства моделей поверхностей является либо также изотропным, либо зависит только от угла η, но не от азимута φ. Если рассматриваются только такие источники, то в силу азимутальной изотропии интенсивность излучения не будет зависеть от азимута. Тогда ненулевые части операторов однократного рассеяния (13) и отражения (17) записываются в виде

$$T_1(\nu, \tau, \eta, \tau', \eta') = \frac{\omega_0(\nu, \tau)}{4\pi\eta'} p(\nu, \tau, \eta, \eta') P(\nu, \tau', \tau, \eta');$$

$$R_1(\nu, \tau, \eta, \tau', \eta') = -\eta' \rho(\nu, \eta, \eta')\delta(\tau' - \tau_0)\delta(\tau - \tau_0), \quad (21)$$

где

$$p(\nu, \tau, \eta, \eta') = \int_0^{2\pi} x(\nu, \tau, \eta\eta' + \sqrt{(1-\eta^2)(1-(\eta')^2)}\cos\varphi) d\varphi;$$

$$\rho(\nu, \eta, \eta') = \int_0^{2\pi} R(\nu, \eta, \eta', \varphi) d\varphi \quad (22)$$

– усредненные по азимуту индикатриса рассеяния и функция отражения. Для рэлеевской индикатрисы $x(\chi) = 3(1+\chi^2)/4$ имеем:

$$p(\eta, \eta') = \frac{3}{4}\pi(3 + 3\eta^2(\eta')^2 - \eta^2 - (\eta')^2).$$

Сложности при предлагаемом подходе возникают, если необходимо учитывать процессы, не обладающие азимутальной изотропией. Таковыми являются прямое солнечное излучение и некоторые сложные модели отражающих поверхностей, например, взволнованная водная [8]. В случае учета прямого солнечного излучения задачу его переноса, основываясь на независимом сложении интенсивностей от всех источников, можно решать отдельно, а затем просто прибавить результат к решению отдельной задачи для теплового излучения. Методы расчета поля солнечного излучения в атмосфере в настоящее время хорошо известны, см., например, [3]. Азимутальная же анизотропия отражения от поверхности при освещении изотропным по азимуту излучением невелика [8], поэтому на практике вполне возможно вычислять рассеянное излучение и без ее учета.

Таким образом, представляется, что для подавляющего большинства прикладных задач расчета рассеянного излучения в спектральных ИК- и МКВ-областях можно использовать модель переноса с усреднением по азимуту (21), (22).

Другой важной особенностью спектральных ИК- и МКВ-областей является наличие достаточно сильного молекулярного поглощения, что делает влияние процессов рассеяния и отражения на измеряемую интенсивность весьма слабым. Учитывая это, положим в решении (20) $(\mathbf{R}_1\mathbf{T}_0\mathbf{T}_s)^n \approx (\mathbf{R}_1\mathbf{T}_0\mathbf{T}_1)^n$, т.е. фактически будем учитывать многократное отражение только в приближении однократного рассеяния. Тогда (20) можно переписать для практической реализации уже в виде явного рекуррентного алгоритма

$$\mathbf{I} = \sum_{n=0}\Bigg[\mathbf{T}_0(\mathbf{1} + \mathbf{R}_1\mathbf{T}_0)(\mathbf{T}_1^n\mathbf{B}_0) + \sum_{m=1}\mathbf{T}_0(\mathbf{R}_1\mathbf{T}_0\mathbf{T}_1)^m\mathbf{R}_1\mathbf{T}_0(\mathbf{T}_1^n\mathbf{B}_0)\Bigg], \qquad (23)$$

где хранить в памяти на итерациях достаточно только пересчитываемую функцию источников $\mathbf{B}_n = (\mathbf{T}_1^n\mathbf{B}_0)$. Отметим, что (23) дает систематически заниженный результат по сравнению со строгой формулой (20), однако при точностях расчетов, характерных для прикладных задач, этой погрешностью можно пренебречь.

Алгоритм, реализующий с учетом указанных особенностей метод последовательных приближений для ИК- и МКВ-областей спектра, будет приведен во второй части статьи.

Заключение

Приведенная общая схема метода последовательных приближений может быть элементарно реализована на ЭВМ (см. также вторую часть настоящей статьи). Она, в отличие от многих других методов, позволяет без проблем использовать различные сложные модели отражения от поверхности и собственного излучения поверхности. Описанный метод особенно полезен в рамках научно-исследовательских расчетов, так как позволяет оценить точность различных приближений, выбрать те кратности рассеяния и отражения, которые необходимо учитывать для конкретных вычислительных задач.

1. *Соболев В.В.* Рассеяние света в атмосферах планет. М.: Наука, 1972. 335 с.
2. *Минин И.Н.* Теория переноса излучения в атмосферах планет. М.: Наука, 1988. 264 с.
3. *Перенос* радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах: стандартные методы расчета / Под ред. Ж. Ленобль: Пер. с англ. Л.: Гидрометеоиздат, 1990. 263 с.
4. *Нагирнер Д.И.* Лекции по теории переноса излучения. СПб.: Изд-во СПб. ун-та, 2001. 284 с.
5. *Колмогоров А.Н., Фомин С.В.* Элементы теории функций и функционального анализа. М.: Наука, 1989. 624 с.
6. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Оптика. М.: Наука, 1980. 751 с.
7. *Борен К., Хафман Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами: Пер. с англ. М.: Мир, 1986. 660 с.
8. *Мулламаа Ю.-А.Р.* Атлас оптических характеристик взволнованной поверхности моря. Тарту: Изд-во Академии наук Эстонской ССР, 1964. 511 с.

A.V. Vasilev. **Step-by-step approximation technique for taking into account thermal radiation scattering on aerosol formations in the atmosphere. Part 1. Main calculation scheme.**

The calculation scheme of step-by-step approximation technique for radiation transfer with multi-scattering and multi-reflection from surface for different natural radiation sources is described. Some peculiarities in realization of this technique for calculations of thermal radiation scattering on aerosol formations in the atmosphere are considered. Simplifications and approximations, which permit constructing effective calculation algorithms in this case, are suggested.