

Т.Б. Журавлева

## Моделирование переноса солнечного излучения в различных атмосферных условиях. Часть I: Детерминированная атмосфера

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 10.09.2007 г.

Представлена модель переноса солнечного излучения в различных атмосферных условиях, в том числе пространственно-неоднородной и стохастической облачности. Описаны статистические алгоритмы расчета потоков и полей яркости в плоскопараллельной детерминированной модели атмосферы. Приведены результаты сравнения расчетов радиационных характеристик в пространственно-неоднородных облаках, выполненные в рамках международного проекта «Intercomparison of 3D Radiation Codes». Описаны реализованные в модели подходы к учету молекулярного поглощения — на основе функции пропускания и через вероятность выживания кванта.

### Введение

Моделирование потоков и полей яркости солнечного излучения является неотъемлемым этапом решения широкого круга прямых и обратных задач атмосферной оптики. С этой целью во многих научных центрах развиваются коды, предназначенные для расчета радиационных характеристик в различных атмосферных условиях. Большинство из них ориентировано на моделирование переноса коротковолновой радиации в *горизонтально-однородной модели* атмосферы [1–3], однако в последнее десятилетие в связи с появлением процедур генерации реалистичных облачных полей интенсивно развиваются алгоритмы расчета радиационных характеристик при наличии *детерминированной пространственно неоднородной* облачности [1, 4]. Отличие радиационных кодов друг от друга обусловлено различными методами решения уравнения переноса излучения (УПИ) и способами учета молекулярного поглощения (см. обзорные работы [1–4] и списки литературы в них). В рамках *статистического подхода* к описанию переноса излучения в облачной атмосфере некоторые коды содержат процедуры, предназначенные для расчета *усредненных* по ансамблю реализаций характеристик полей облачности и радиации [5, 6]. Специфика этих алгоритмов определяется особенностями *стохастической* модели облаков, реализованной в каждом конкретном коде.

В ИОА СО РАН на протяжении более чем 30 лет разрабатываются алгоритмы статистического моделирования, предназначенные для описания переноса оптического излучения в атмосфере Земли. Эти алгоритмы успешно используются для решения задач лидарного зондирования, теории видения, распространения солнечной и тепловой радиации

в условиях стохастической облачности и т.д. (см., например, [5, 7–10] и списки литературы к ним).

В настоящей статье представлено единообразное описание алгоритмов метода Монте-Карло для расчета характеристик коротковолнового излучения в *детерминированной* атмосфере (горизонтально-однородной и содержащей пространственно неоднородные облака), разработанных автором настоящей статьи или при его непосредственном участии.

В разд. 1 приведены основные соотношения, которые традиционно используются для моделирования переноса излучения в детерминированной атмосфере методом Монте-Карло (их подробное изложение представлено в монографиях отечественных и зарубежных специалистов: см., например, [11–14]). Статистические алгоритмы расчетов потоков и полей яркости и результаты тестирования в плоскопараллельной горизонтально-однородной модели атмосферы и при наличии вертикально- и горизонтально-неоднородных облаков описаны в разд. 2 и 3 соответственно. Способы учета молекулярного поглощения (на основе функции пропускания атмосферными газами  $T_{\Delta\lambda}$  и через вероятность выживания кванта) представлены в разд. 4.

### 1. Метод Монте-Карло для решения уравнения переноса излучения в детерминированной среде

В данной статье рассматривается перенос монохроматического излучения в оптически изотропной среде без учета поляризационных эффектов и рефракции в предположении, что поле излучения является стационарным. В рамках сделанных приближений УПИ в теории методов Монте-Карло записывается относительно *плотности потока*

частиц  $\Phi(\lambda, \mathbf{r}, \omega)$  в точке  $\mathbf{r} = (x, y, z)$  и направлении  $\omega$

$$\omega \nabla \Phi(\lambda, \mathbf{r}, \omega) = -\sigma(\lambda, \mathbf{r})\Phi(\mathbf{r}, \omega) + \frac{\sigma_s(\mathbf{r})}{2\pi} \times \int_{4\pi} \Phi(\lambda, \mathbf{r}, \omega') g(\lambda, \mathbf{r}, (\omega', \omega)) d\omega' + \Phi_0(\lambda, \mathbf{r}, \omega), \quad (1)$$

и относительно плотности столкновений частиц  $f(\lambda, \mathbf{r}, \omega) = \sigma(\lambda, \mathbf{r}) \Phi(\lambda, \mathbf{r}, \omega)$

$$f(\lambda, \mathbf{r}, \omega) = \int \int_{G 4\pi} \sigma(\lambda, \mathbf{r}) \sigma_s(\lambda, \mathbf{r}') g(\lambda, \mathbf{r}, (\omega', \omega)) \times \exp\{-\tau(\lambda, \mathbf{r}', \mathbf{r})\} / [2\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2 \sigma(\lambda, \mathbf{r}')] \times \times \delta\{\omega - (\mathbf{r} - \mathbf{r}') / |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|\} f(\lambda, \mathbf{r}', \omega') d\mathbf{r}' d\omega' + \psi(\lambda, \mathbf{r}, \omega), \quad (2)$$

где  $\lambda$  — длина волны;  $\Phi_0(\lambda, \mathbf{r}, \omega)$  и  $\psi(\lambda, \mathbf{r}, \omega)$  — плотности распределения внутренних источников и начальных столкновений;  $\sigma(\lambda, \mathbf{r})$  и  $\sigma_s(\lambda, \mathbf{r})$  — коэффициенты ослабления и рассеяния излучения в точке  $\mathbf{r}$  соответственно;  $\tau(\lambda, \mathbf{r}, \mathbf{r}')$  — оптическая длина пути между точками  $\mathbf{r}'$  и  $\mathbf{r}$ ;  $g[\lambda, \mathbf{r}, (\omega', \omega)]$  — индикатриса рассеяния излучения, которая зависит только от  $\mu = \cos\theta = (\omega', \omega)$  — косинуса угла  $\theta$  между векторами единичной длины  $\omega'$  и  $\omega$  и удовлетворяет условию нормировки

$$\int_{-1}^1 g(\lambda, \mathbf{r}, \mu) d\mu = 1.$$

В дальнейшем при рассмотрении характеристик поля излучения и оптических характеристик среды мы будем опускать параметр  $\lambda$ .

Интегральное уравнение (2) представляется в операторной форме:

$$f(\mathbf{x}) = \int_X k(\mathbf{x}', \mathbf{x}) f(\mathbf{x}') d\mathbf{x}' + \psi(\mathbf{x}'),$$

или

$$f = Kf + \psi, \quad (3)$$

где  $X$  — фазовое пространство координат и направлений  $\mathbf{x} = (\mathbf{r}, \omega) \in X = R^3 \times \Omega$ :  $\mathbf{r} \in R^3$ ,  $\omega \in \Omega$  ( $\Omega$  — сфера единичного радиуса), а обобщенное ядро

$$k(\mathbf{x}', \mathbf{x}) = (\sigma_s(\mathbf{r}') g[\mathbf{r}', (\omega', \omega)] \exp\{-\tau(\mathbf{r}', \mathbf{r})\} \sigma(\mathbf{r})) \times \times \delta\{\omega - (\mathbf{r} - \mathbf{r}') / |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|\} / [2\pi \sigma(\mathbf{r}') |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2]. \quad (4)$$

Рассматриваемые нами радиационные характеристики (поток и интенсивность рассеянного излучения) представляются в виде линейных функционалов от решения уравнения (3):

$$I_h = (f, h) = \int_X f(\mathbf{x}) h(\mathbf{x}) d\mathbf{x} = \sum_{n=0}^{\infty} (K^n \psi, h),$$

$$[K^n \psi](\mathbf{x}) = \overbrace{\int_X \dots \int_X \psi(\mathbf{x}_0) k(\mathbf{x}_0, \mathbf{x}_1) \dots k(\mathbf{x}_{n-1}, \mathbf{x}) d\mathbf{x}_0 \dots d\mathbf{x}_{n-1}}^n, \quad (5)$$

где функция  $h(\mathbf{x}) \geq 0$  зависит от вычисляемого функционала.

Согласно [11, 12] для вычисления  $I_h$  моделируется случайная величина

$$\eta = \sum_{n=0}^{N_0} Q_n h(\mathbf{x}_n), \quad (6)$$

где веса  $Q_n$  определяются следующими формулами:

$$Q_0 = \psi(\mathbf{x}_0) / r_0(\mathbf{x}_0), \quad Q_n = Q_{n-1} k(\mathbf{x}_{n-1}, \mathbf{x}_n) / r(\mathbf{x}_{n-1}, \mathbf{x}_n). \quad (7)$$

Цепь Маркова задается начальной  $r_0(\mathbf{x})$  и переходной  $r(\mathbf{x}', \mathbf{x})$  плотностями столкновений соответственно, а  $N_0$  — случайный номер состояния, непосредственно предшествующий обрыву цепи Маркова (поглощению или вылету за пределы среды). Базовым положением совокупности методов локальной оценки является то, что математическое ожидание случайной величины (6) равно искомому линейному функционалу

$$(f, h) = M\eta = M \sum_{n=0}^{N_0} Q_n h(\mathbf{x}_n), \quad (8)$$

если выполнены условия

$$r_0(\mathbf{x}) \neq 0 \text{ при } \psi(\mathbf{x}) \neq 0, \quad r(\mathbf{x}', \mathbf{x}) \neq 0 \text{ при } k(\mathbf{x}', \mathbf{x}) \neq 0,$$

$$\|K^{n_0}\| < 1, \text{ где } K(\mathbf{x}', \mathbf{x}) = |k(\mathbf{x}', \mathbf{x})|.$$

Для оценок линейного функционала  $I_h$  в ряде случаев используется метод сопряженных блужданий, основанный на рассмотрении сопряженного уравнения

$$f^*(\mathbf{x}) = \int_X k(\mathbf{x}', \mathbf{x}) f^*(\mathbf{x}') d\mathbf{x}' + \varphi(\mathbf{x}),$$

$$f^* = K^* f^* + \varphi.$$

Из теоремы оптической взаимности  $(f, \varphi) = (f^*, \psi)$  следует, что

$$I_h = \int \int_{R \Omega} f_1^*(\mathbf{r}, \omega) \Phi_0(\mathbf{r}, -\omega) / \sigma(\mathbf{r}) d\omega d\mathbf{r}, \quad (9)$$

где  $f_1^*$  — плотность столкновений, соответствующая уравнению переноса с плотностью источника  $p_1(\mathbf{r}, \omega) = h(\mathbf{r}, \omega) \sigma(\mathbf{r})$  [11, 15]. В соответствии с (9) расчет  $I_h$  методом сопряженных блужданий сводится к оценке математического ожидания случайной величины

$$\eta = \sum_{n=0}^{N_0} Q_n \psi_1(\mathbf{x}_n), \quad \psi_1(\mathbf{x}) = \Phi_0(\mathbf{r}, -\omega) / \sigma(\mathbf{r}). \quad (10)$$

## 2. Плоскопараллельная горизонтально-однородная модель атмосферы

Широкий спектр прямых и обратных задач атмосферной оптики, как в условиях безоблачного неба, так и при наличии облачности, решается

в настоящее время в рамках *плоскопараллельной модели атмосферы* Земли. В рамках этого приближения введем декартову систему координат  $OXYZ$  таким образом, чтобы ось  $OZ$  была расположена перпендикулярно поверхности Земли.

Предположим, что на верхнюю границу атмосферы  $z = H_{atm}^{top}$  в направлении  $\omega_\odot$  падает монохроматический поток солнечного излучения. Такой источник описывается функцией

$$S(\lambda, \mathbf{r}, \omega) = I_0(\lambda)\delta(\lambda - \lambda_0)\delta(z - H)\delta(\omega - \omega_\odot),$$

где  $I_0(\lambda) = \pi S_\lambda$  – спектральная солнечная постоянная;  $H = H_{atm}^{top}$ . Направление  $-\omega_\odot$ , противоположное направлению падения излучения  $\omega_\odot$ , характеризуется зенитным углом Солнца  $\xi_\odot$  между осью  $OZ$  и вектором  $-\omega_\odot$ , а также азимутальным углом  $\varphi_\odot$ , отсчитываемым от положительного направления оси  $OX$  против часовой стрелки в плоскости  $XOY$ :  $(-\omega_\odot) = (\xi_\odot, \varphi_\odot)$ . Направляющие косинусы  $\omega_\odot$  равны соответственно:  $a_\odot = -\sin\xi_\odot \cos\varphi_\odot$ ,  $b_\odot = -\sin\xi_\odot \sin\varphi_\odot$ ,  $c_\odot = -\cos\xi_\odot$ . Зенитный  $\xi$  и азимутальный  $\varphi$  углы направления визирования  $\omega = (\xi, \varphi)$  отсчитываются от положительных направлений осей  $OZ$  и  $OX$  декартовой системы координат; направляющие косинусы вектора  $\omega = (a, b, c)$ . Освещенность верхней границы атмосферы  $E_0 = I_0 |c_\odot|$ .

### 2.1. Уравнение переноса излучения в горизонтально-однородной атмосфере

В предположении о горизонтальной однородности атмосферы считают, что оптические характеристики и, соответственно, характеристики светового поля зависят только от одной пространственной координаты  $z$  (высоты над поверхностью Земли).

В этом случае одномерное (1D) уравнение (2) относительно плотности столкновений записывается следующим образом:

$$f(z, \omega) = \frac{\sigma(z)}{|c|} \int_{E_z} \frac{\sigma_s(z')}{\sigma(z')} \left[ \int_{4\pi} \frac{g(z', \mu)}{2\pi} f(z', \omega') d\omega' \right] \times \\ \times \exp\left(-\frac{1}{|c|} \tau(z', z)\right) dz' + \sigma(z) j(z) \delta(\omega - \omega_\odot), \quad (11)$$

$$E_z = \begin{cases} (0, z), & c > 0, \\ (z, H), & c < 0. \end{cases}$$

Здесь плотность нерассеянного излучения

$$j(z) = I_0 \exp\{-\tau(z, H)/|c_\odot|\},$$

а оптическая толщина

$$\tau(z_1, z_2) = \left| \int_{z_1}^{z_2} \sigma(z') dz' \right|. \quad (12)$$

### 2.2. Оптическая модель горизонтально-однородной атмосферы

Предполагается, что атмосфера состоит из  $N_{lay}$  слоев, в пределах каждого из которых давление  $p$ , температура  $T$  и концентрация атмосферных газов являются постоянными (рис. 1). Каждый  $i$ -й слой ( $1 \leq i \leq N_{lay}$ ) характеризуется высотой верхней  $H_i^{top}$  и нижней  $H_i^{bot}$  границ:  $H_1^{bot} = 0$ ,  $H_{N_{lay}}^{top} = H_{atm}^{top}$ .

Оптические характеристики атмосферы в пределах каждого  $i$ -го слоя  $H_i^{bot} \leq z \leq H_i^{top}$  являются постоянными.

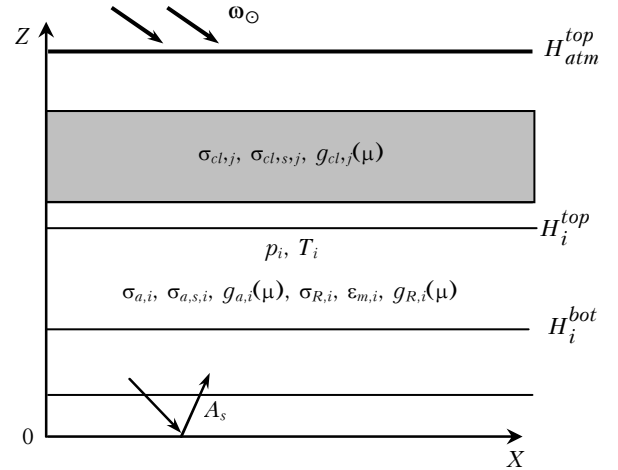


Рис. 1. Модель плоскопараллельной горизонтально-однородной атмосферы Земли

Оптическая модель *молекулярно-аэрозольной атмосферы* полностью определена, если в каждом  $i$ -м слое заданы коэффициенты аэрозольного ослабления  $\sigma_a(\lambda, z) = \sigma_{a,i}(\lambda)$  и рассеяния  $\sigma_{a,s}(\lambda, z) = \sigma_{a,s,i}(\lambda)$ , индикатриса аэрозольного рассеяния излучения  $g_a(\lambda, z, \mu) = g_{a,i}(\lambda, \mu)$ , а также коэффициенты молекулярного рассеяния  $\sigma_R(\lambda, z) = \sigma_{R,i}$  и поглощения  $\epsilon_m(\lambda, z) = \epsilon_{m,i}$  и индикатриса рэлеевского рассеяния излучения  $g_R(\mu) = 3(1 + \mu^2)/8$ . При рассмотрении *облачной* атмосферы предполагается, что облака являются сплошными и занимают весь слой целиком. Поэтому в описании модели необходимо задать номера облачных слоев ( $N_{cl,1}$ ,  $N_{cl,2}$ , ...,  $N_{cl,M}$ ,  $M$  – количество слоев, занятых облаками) и в пределах каждого из них наряду с молекулярно-аэрозольными характеристиками определить коэффициенты ослабления  $\sigma_{cl}(\lambda, z) = \sigma_{cl,N_{cl,i}}(\lambda)$ , рассеяния  $\sigma_{cl,s}(\lambda, z) = \sigma_{cl,s,N_{cl,i}}(\lambda)$  и индикатрису рассеяния облачными частицами  $g_{cl}(\lambda, z, \mu) = g_{cl,N_{cl,i}}(\lambda, \mu)$ .

Стратификация и спектральный ход оптических характеристик аэрозоля в данной работе задаются на основе общепринятых моделей [16–21], коэффициенты молекулярного рассеяния – на основе модели LOWTRAN7 [21]. Необходимые для решения УПИ оптические характеристики облаков вычисляются в рамках теории Ми [22].