

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):

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

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

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

$$I_h = \int_{R^3} \int_{\Omega} f_1^*(\mathbf{r}, \omega) \Phi_0(\mathbf{r}, -\omega) / \sigma(\mathbf{r}) d\omega d\mathbf{r}, \quad (9)$$

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:

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

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

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.

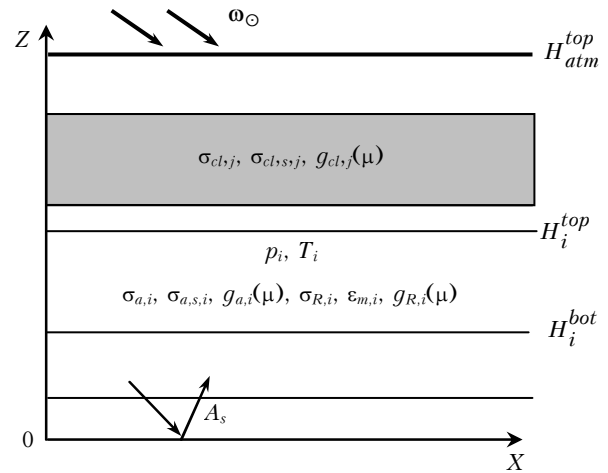


Рис. 1. Модель плоскопараллельной горизонтально-однородной атмосферы Земли

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 ( $N_{cl,1}, N_{cl,2}, \dots, N_{cl,M}$ ,  $M$  – 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].

Предполагается, что падающее излучение отражается от горизонтально-однородной подстилающей поверхности по закону Ламберта, согласно которому вероятность отражения фотона и направление его движения после отражения  $\omega$  не зависят от направления падения на поверхность [11, 13, 15, 23, 24]. Косинус угла между внешней нормалью  $\mathbf{n}$  к поверхности и направлением движения отраженного фотона  $\mu = \cos\theta = (\omega, \mathbf{n})$  является случайной величиной с плотностью вероятности  $p(\mu) = 2\mu$ ,  $0 \leq \mu \leq 1$ . Азимутальный угол  $\phi$  распределен равномерно в интервале  $[0, 2\pi]$ . В этом случае коэффициент отражения

$$\rho(\omega, \omega') = p(\mu)A_s/(2\pi),$$

$A_s$  – альbedo подстилающей поверхности.

Отметим, что перечисленные оптические характеристики относятся к монохроматическому излучению. Однако их можно отнести и к конечному спектральному интервалу  $\Delta\lambda = (\lambda_1, \lambda_2)$ , если в пределах  $\Delta\lambda$  оптические свойства среды меняются незначительно. В случае селективного поглощения  $\epsilon_m(\lambda)$  могут быть сильно осциллирующими функциями даже в пределах очень узких спектральных интервалов (такая ситуация имеет место в полосах поглощения водяного пара, углекислого газа и других атмосферных газов). В этих случаях учет газового поглощения реализуется на основе функции пропускания  $T_{\Delta\lambda}(l)$ , которая имеет смысл вероятности выживания фотона на пути длиной  $l$  с момента его вхождения в среду вдоль заданной траектории [11, 13] (см. разд. 4).

### 2.3. Алгоритмы метода Монте-Карло для расчета потоков и полей яркости

В этом разделе кратко описаны алгоритмы метода Монте-Карло, используемые нами для расчета радиационных характеристик в плоскопараллельной горизонтально однородной атмосфере без учета поглощения атмосферными газами. Это позволит в дальнейшем наглядно показать, какие модификации приведенных соотношений мы использовали для моделирования переноса солнечного излучения в пространственно неоднородной и стохастической облачности и учета молекулярного поглощения.

Прежде чем переходить к статистическому моделированию радиационных характеристик, многокомпонентную среду (аerosольные и облачные частицы, молекулярная компонента атмосферы) трансформируем в среду с коэффициентами ослабления  $\sigma(z)$  и рассеяния  $\sigma_s(z)$  и индикатрисой рассеяния излучения  $g(z, \mu)$  на основе соотношений

$$\begin{aligned} \sigma(z) &= \sigma_{cl}(z) + \sigma_a(z) + \sigma_m(z), \quad \sigma_m(z) = \sigma_R(z) + \epsilon_m(z), \\ \sigma_s(z) &= \sigma_{cl,s}(z) + \sigma_{a,s}(z) + \sigma_R(z), \\ g(z, \mu) &= (\sigma_{cl,s}(z)g_{cl}(z, \mu) + \sigma_{a,s}(z)g_a(z, \mu) + \\ &+ \sigma_R(z)g_R(\mu)) / \sigma_s(z). \end{aligned} \quad (13)$$

(Наряду с этими характеристиками в дальнейшем будем использовать понятие альbedo однократного рассеяния  $\Lambda = \sigma_s(z)/\sigma(z)$ ). Для построения траекторий фотонов в горизонтально-однородной среде с оптическими характеристиками (13) реализованы канонические процедуры моделирования длины свободного пробега и направления движения фотона, подробно описанные в [11–13, 15, 24].

Для расчета потоков восходящей  $F^\uparrow(z^*)$  и нисходящей  $F^\downarrow(z^*)$  солнечной радиации на уровне  $z = z^*$  в модели используется метод прямого (аналогового) моделирования [13]:

$$F^{\uparrow(\downarrow)}(z^*) = E_0 \sum_{i=1}^{N_{tr}} m_i / N_{tr}. \quad (14)$$

Здесь  $N_{tr}$  – число траекторий фотонов;  $m_i$  – число пересечений фотоном плоскости  $z = z^*$  в  $i$ -й траектории в направлении движения  $\omega$ . Вычисления выполняются в предположении, что падающий на верхнюю границу атмосферы поток солнечного излучения  $E_0 = 1$ ; для перехода к абсолютным значениям величины  $F^{\uparrow(\downarrow)}(z^*)$  необходимо умножить на  $\pi S_\lambda |c_0|$ .

Согласно (11) интенсивность рассеянного солнечного излучения  $I_1(z^*, \omega^*)$  на уровне  $z = z^*$  в заданном направлении  $\omega = \omega^*$  представляет собой линейный функционал  $I_1(z^*, \omega^*) = (f, h_{z^*})$ . Для его оценки мы используем *весовые* методы локальной оценки (МЛО) и сопряженных блужданий (МСБ).

При расчетах  $I_1(z^*, \omega^*)$  методом локальной оценки в каждой точке столкновения фотона  $x_n = (\mathbf{r}_n, \omega_{n-1})$ ,  $\mathbf{r}_n = \mathbf{r}_{n-1} + \omega_{n-1}l_n$  ( $l_n$  – длина свободного пробега) вычисляется величина  $Q_n h_z^*(\mathbf{x}_n, \omega^*)$  (см. (6)), где

$$Q_0 = \frac{1}{2\pi}, \quad Q_n = \begin{cases} Q_{n-1}\Lambda(z_n), & z_n \in (0, H] \\ Q_{n-1}A_s, & z_n = 0; \end{cases} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} h_z^*(\mathbf{x}_n, \omega^*) &= \\ &= \begin{cases} g(z_n, \mu_{n-1}) \exp\{-\tau(z^*, z_n)/c^*\} / |c^*|, & (z^* - z_n)c^* > 0, z_n \in (0, H]; \\ 2 \exp\{-\tau(z^*, z_n)/c^*\}, & c^* > 0, z_n = 0; \\ 0, & (z^* - z_n)c^* < 0; \end{cases} \quad (16) \\ \mu_{n-1} &= (\omega_{n-1}, \omega^*). \end{aligned}$$

Для вычисления  $I_1(z^*, \omega^*)$  методом сопряженных блужданий траектория частицы моделируется с начальной плотностью  $\delta(z - z^*)\delta[\omega - (-\omega^*)]$  и в каждой точке столкновения рассчитывается величина  $\psi_1(\mathbf{r}, \omega) = \Phi_0(\mathbf{r}, -\omega)/\sigma(\mathbf{r})$ . Плотность распределения первоначально рассеянных частиц

$$\begin{aligned} \Phi_0(z, \omega) &= \sigma_s(z)g(z, \mu) \exp\{-\tau(z, H)/c_0\} / 2\pi, \\ \mu &= (\omega_0, \omega). \end{aligned} \quad (17)$$

Согласно (10) и (17) в рамках МСБ в каждой точке  $\mathbf{x}_n$  рассчитывается величина  $Q_n \psi_1^*(\mathbf{x}_n)$ , где веса  $Q_n$  определяются формулой (15), а

$$\psi'_1(\mathbf{x}_n) = \begin{cases} g(z_n, \mu_{n-1}) \exp[-\tau(z_n, H)/|c_0|], & z_n \in (0, H); \\ 2 \exp(-\tau_0/|c_0|), & z_n = 0. \end{cases} \quad (18)$$

Величина  $2 \exp(-\tau_0/|c_0|)$ ,  $\tau_0 = \tau(0, H)$ , вычисляется за пределами процедуры статистического моделирования.

МЛО позволяет вычислить вклад от каждой точки столкновения при оценке  $I_1$  для целой совокупности плоскостей наблюдения и направлений визирования  $\{\omega_{kj}^* = (\xi_k, \varphi_j)\}$ ,  $k = 1, \dots, N_\xi$ ;  $j = 1, \dots, N_\varphi$ .

При решении некоторых задач (в частности, расчетах интенсивности рассеянной радиации в альму-кантарате Солнца) эффективность МСБ можно увеличить, поскольку учет симметрии атмосферы дает возможность также оценить несколько функционалов на основе одной моделируемой траектории фотонов [15]. Пусть необходимо оценить азимутальную зависимость интенсивности нисходящего излучения при заданном  $z = z^*$  и постоянном зенитном угле наблюдения  $\xi_1$  для набора азимутальных углов приемника  $\varphi_j$ ,  $j = 1, \dots, N_\varphi$ . Тогда траектории фотонов, начинающиеся из точки  $\mathbf{r}^* = (x, y, z^*)$  в направлении  $-\omega_1 = (-a_1, -b_1, -c_1)$ ,  $a_1 = \sin \xi_1 \cos \varphi_1$ ,  $b_1 = \sin \xi_1 \sin \varphi_1$ ,  $c_1 = \cos \xi_1 \leq 0$ , можно использовать при оценке интенсивности для всей совокупности азимутальных углов детекторов. Для этого необходимо от набора углов детекторов  $(\xi_1, \varphi_j)$  перейти к набору углов Солнца  $\omega_{0,j} = (\xi_0, \varphi_{0,j})$ , фигурирующих в (17):

$$a_{0,j} = \sin \xi_1 \cos(\varphi_0 + \varphi_1 - \varphi_j),$$

$$b_{0,j} = \sin \xi_1 \sin(\varphi_0 + \varphi_1 - \varphi_j), \quad c_{0,j} = -\cos \xi_1.$$

Подробные рекомендации относительно целесообразности использования МЛО и МСБ для решения наиболее часто встречающихся задач оптики атмосферы приведены, например, в [15].

#### 2.4. Тестирование алгоритмов метода Монте-Карло в горизонтально-однородной плоскопараллельной атмосфере

Неотъемлемым этапом разработки и реализации любых алгоритмов является их тестирование. С этой целью мы выполнили сравнения наших вычислений с представленными в монографии Ж. Ленобль [25] результатами расчетов других авторов. Для тестирования использована модель молекулярно-аэрозольной атмосферы, в которой вертикальный ход оптических характеристик аэрозоля соответствует модели, рекомендованной для проведения радиационных расчетов в безоблачном небе [16]. Наши данные приведены в соответствие с результатами моделирования [25] умножением на величину  $\pi|c_0|$ ; относительная погрешность расчетов не превышала 1%.

Поскольку расчеты интенсивности излучения [25], выполненные различными методами, хорошо согласуются между собой, мы приводим сравнение наших результатов только с расчетами методом конечных разностей (МКР). В табл. 1 представлены расчеты яркости пропущенного излучения на уровне подстилающей поверхности  $I_1^\downarrow(z=0, \mu, \varphi)$ , выполненные на основе двух наших алгоритмов (методов локальной оценки и сопряженных блужданий) и МКР при  $A_s = 0$ .

Таблица 1

Яркость нисходящей диффузной радиации на уровне подстилающей поверхности  $z = 0$  в зависимости от косинуса зенитного угла наблюдения  $\mu$ . Городской аэрозоль [16],  $\lambda = 0,55$  мкм; зенитный угол Солнца  $\xi_0 = 60^\circ$ ,  $A_s = 0$

$\mu$	Наши расчеты		Монография [25]
	МЛО	МСБ	МКР
	<i>Азимутальный угол детектора <math>\varphi = 0^\circ</math></i>		
-1	0,0776	0,0778	0,0771
-0,8	0,2550	0,2560	0,2555
-0,4	0,5020	0,503	0,4716
	<i>Азимутальный угол детектора <math>\varphi = 180^\circ</math></i>		
-1	0,0776	0,0773	0,0771
-0,8	0,0474	0,0475	0,0474
-0,4	0,0471	0,0471	0,0469

Расчеты потоков нисходящего диффузного излучения на уровне подстилающей поверхности  $F_s^\downarrow(z=0)$  и отраженной радиации на верхней границе атмосферы  $F^\uparrow(z=30 \text{ км})$  приведены в табл. 2.

Таблица 2

Потоки диффузной радиации на уровне подстилающей поверхности и верхней границы атмосферы. Континентальный аэрозоль [16], зенитный угол Солнца  $\xi_0 = 75^\circ$ ,  $A_s = 0$

Длина волны $\lambda$ , мкм	Наши расчеты		Монография [25]	
	$F_s^\downarrow(z=0)$	$F^\uparrow(z=30 \text{ км})$	$F_s^\downarrow(z=0)$	$F^\uparrow(z=30 \text{ км})$
0,4	0,318	0,36	0,317	0,362
0,55	0,292	0,221	0,284	0,218
1,06	0,148	0,078	0,143	0,076

Из представленных результатов следует, что расхождения расчетов не превышают 1–3% и, следовательно, предложенные алгоритмы могут быть использованы для оценок полей яркости в плоскопараллельной горизонтально однородной атмосфере.

#### 2.5. Многослойная облачность

При наличии многослойной облачности, частично покрывающей небосвод, мы используем приближенный метод расчета радиационных характеристик. Поясним суть этого метода на примере расчета восходящих и нисходящих потоков радиации в двухслойной разорванной облачности.

Рассмотрим модель атмосферы, в пределах которой два слоя частично заняты облаками. Значения  $F^{\uparrow(\downarrow)}$  на уровне  $z$  определяются соотношением

$$F^{\uparrow(\downarrow)}(z) = K_{clr=1,clr=2} F_{clr=1,clr=2}^{\uparrow(\downarrow)}(z) + K_{oc=1,clr=2} F_{oc=1,clr=2}^{\uparrow(\downarrow)}(z) + K_{clr=1,oc=2} F_{clr=1,oc=2}^{\uparrow(\downarrow)}(z) + K_{oc=1,oc=2} F_{oc=1,oc=2}^{\uparrow(\downarrow)}(z), \quad (19)$$

где  $F_{clr=1,clr=2}^{\uparrow(\downarrow)}$ ,  $F_{oc=1,clr=2}^{\uparrow(\downarrow)}$ ,  $F_{clr=1,oc=2}^{\uparrow(\downarrow)}$ ,  $F_{oc=1,oc=2}^{\uparrow(\downarrow)}$  соответствуют значениям  $F^{\uparrow(\downarrow)}$  в условиях ясного неба («*clr*», clear), сплошной («*oc*», overcast) одной и двухслойной облачности и рассчитываются на основе 1D-уравнения переноса излучения. Веса, с которыми они комбинируются, определяются той или иной гипотезой перекрытия облаков. Из трех наиболее известных гипотез – минимального, максимального и случайного перекрытия (см., например, [26]) – в моделях общей циркуляции атмосферы (ОЦА) используются, как правило, две последние или их комбинация. Комбинированная схема предполагает использование гипотезы максимального перекрытия для прилегающих облачных слоев (например, для облачных слоев в пределах одного яруса) и гипотезы случайного перекрытия для непересекающихся облачных слоев (для облаков различных ярусов). Эти гипотезы не имеют достаточного теоретического или эмпирического обоснования и подбираются для каждой модели ОЦА из соображений наилучшего соответствия результатов моделирования данным спутниковых и наземных наблюдений.

Пусть  $N_1$  и  $N_2$  – баллы облачности в первом и втором облачных слоях соответственно. Тогда веса  $K_{ij}$  в соотношении (19) для гипотез (*hyp*) случайного (rand) и максимального (max) перекрытия равны:

$$\begin{aligned} K_{clr=1,clr=2}^{hyp} &= \begin{cases} (1 - N_1)(1 - N_2), & hyp = rand; \\ 1 - \max(N_1, N_2), & hyp = max; \end{cases} \\ K_{oc=1,clr=2}^{hyp} &= \begin{cases} N_1(1 - N_2), & hyp = rand; \\ \max(0, N_1 - N_2), & hyp = max; \end{cases} \\ K_{clr=1,oc=2}^{hyp} &= \begin{cases} (1 - N_1)N_2, & hyp = rand; \\ \max(0, N_2 - N_1), & hyp = max; \end{cases} \\ K_{oc=1,oc=2}^{hyp} &= \begin{cases} N_1N_2, & hyp = rand; \\ \min(N_1, N_2), & hyp = max. \end{cases} \end{aligned} \quad (20)$$

Обобщение формул (19)–(20) для случаев, когда число облачных слоев превышает два, можно найти, например, в [27].

### 3. Пространственно неоднородная атмосфера

Представляемые нами алгоритмы расчета потоков и полей яркости солнечной радиации развиты для модели атмосферы, неоднородность которой обусловлена нерегулярной формой облаков, их размерами и положением в пространстве, а также

флуктуациями оптических характеристик внутри отдельного облака. Источником сведений о пространственно неоднородных двух (2D)- и трехмерных (3D) реализациях облачных полей, масштаб которых изменяется в диапазоне от нескольких километров до нескольких сотен километров, являются данные спутниковых и наземных наблюдений, а также «физические» и математические модели облаков.

*Физически обоснованные* модели облаков в настоящее время развиваются в основном в рамках международного проекта GCSS (Global Energy and Water Cycle Experiment (GEWEX) Cloud System Study), цель которого состоит в развитии и тестировании физически обоснованных облачных параметризаций для моделей прогноза погоды и климата [28]. Наиболее полезными – с точки зрения изучения эффектов облаков конечных размеров (3D-эффекты) – являются результаты, полученные в рамках LES (Large Eddy Simulation)-моделей, которые предназначены для исследования термодинамических параметров пограничного слоя атмосферы, выше которого располагаются слоисто-кучевые или мелкие кучевые облака [29–32]. Краткий обзор математических моделей облачности и соответствующая библиография представлены в продолжении настоящей статьи (часть II), поэтому мы не будем останавливаться здесь на их описании.

Для расчета радиационных характеристик в пределах реализаций неоднородной облачности в настоящее время используются два метода, которые позволяют «точно» решить трехмерное уравнение переноса излучения: метод Монте-Карло и комбинация методов сферических гармоник и дискретных ординат. (Последний подход реализован в виде пакета SHDOM [33] и в радиационном коде РАДУГА [34]). Сложная пространственная структура облаков и необходимость учитывать взаимодействие излучения не только с облачными частицами, но и с аэрозолями, атмосферными газами и подстилающей поверхностью делают актуальной проблему тестирования как уже существующих, так и развиваемых радиационных кодов.

В данном разделе описаны разработанные автором статистические алгоритмы расчета радиационных характеристик в горизонтально- и вертикально-неоднородных облаках (радиационный код IAOT, Institute of Atmospheric Optics, Tomsk), а также приведено сопоставление выполненных на основе кода IAOT расчетов потоков и полей яркости солнечного излучения с результатами, полученными на основе других радиационных кодов в рамках международного проекта Intercomparison of 3D-Radiation Codes (I3RC, [4]). Представляемые алгоритмы [35, 36] предназначены для вычисления радиационных характеристик в одно- (1D), двух- (2D) и трехмерных (3D) облачных реализациях, источником которых являются данные спутниковых и наземных наблюдений, модели облакообразования и LES-модели: характерное пространственное разрешение в таких реализациях составляет 30–100 м в горизонтальном и вертикальном направлениях.

### 3.1. Радиационный код IAOT: алгоритмы расчета потоков и полей яркости

Одно- и двумерные облачные реализации могут быть построены на основе экспериментальных данных: в этом случае они, как правило, определяются пространственным распределением оптической толщины  $\tau(\mathbf{r})$  и высотой верхней  $H_{cl}^{top}(\mathbf{r})$  и нижней  $H_{cl}^{bot}(\mathbf{r})$  границ облаков.

**Реализация типа 1: 1D-модель (X).** Высота верхней и нижней границы постоянна в пределах всего облачного поля; оптическая толщина зависит только от одной координаты  $x$  и постоянна в пределах каждого из  $N_x$  пикселей  $x_i \leq x \leq x_{i+1}$ :  $\tau(x) = \tau_i$ ,  $i = 1, \dots, N_x$ . Горизонтально-неоднородное облако считается бесконечным в направлении оси OY (рис. 2,а).

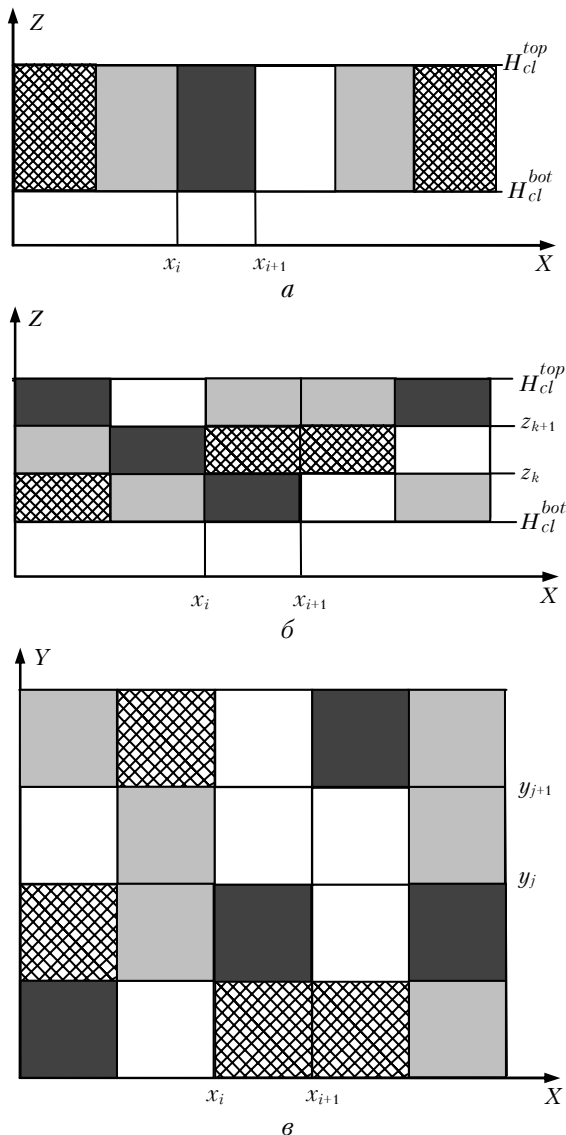


Рис. 2. Схематическое изображение реализаций типа 1 (а), 2а (б) и 2б (в). Прямоугольники разных цветов соответствуют пикселям с различной оптической толщиной

**Реализация типа 2а: 2D-модель (XZ).** В отличие от приведенной выше 1D-модели в качестве пикселя рассматривается бесконечная в направлении оси OY полоса  $(x_i, x_{i+1}) \times (z_k, z_{k+1})$ ,  $i = 1, \dots, N_x$ ;  $k = 1, \dots, N_z$ . В реализации такого типа столб шириной  $x_i \leq x \leq x_{i+1}$  представляется в виде совокупности расположенных друг над другом ячеек, геометрическая и оптическая толщины каждой из которых равны  $(z_{k+1} - z_k)$  и  $\tau_{i,k}$  соответственно. Высота верхней и нижней границ  $i$ -го столба  $x_i \leq x \leq x_{i+1}$  может изменяться:  $H_{cl}^{top}(x) = H_{cl,i}^{top}$ ,  $H_{cl}^{bot}(x) = H_{cl,i}^{bot}$ ; в этом случае облачное поле характеризуется неровными верхней и нижней границами. В качестве верхней и нижней границ облачного поля в целом рассматриваются  $H_{cl}^{top} = \max_i H_{cl,i}^{top}$ ,  $H_{cl}^{bot} = \min_i H_{cl,i}^{bot}$  (рис. 2,б).

**Реализация типа 2б: 2D-модель (XY).** Оптическая толщина и высота верхней границы облака зависят от координат  $x$  и  $y$ :  $\tau(x, y) = \tau_{i,j}$ ,  $H_{cl}^{top}(x, y) = H_{cl,i,j}^{top}$  в пределах  $(x_i, x_{i+1}) \times (y_j, y_{j+1})$ ,  $i = 1, \dots, N_x$ ;  $j = 1, \dots, N_y$ . Высота нижней границы облаков в таких реализациях является, как правило, постоянной (рис. 2,в).

**Реализация типа 3:** Трехмерные облачные реализации 3D (XYZ) строятся в рамках LES-моделей или моделей облакообразования; коэффициент ослабления не изменяется в пределах пикселя  $(x_i, x_{i+1}) \times (y_j, y_{j+1}) \times (z_k, z_{k+1})$ ,  $i = 1, \dots, N_x$ ,  $j = 1, \dots, N_y$ ,  $k = 1, \dots, N_z$ ; высота верхней и нижней границ облачного слоя может варьироваться в пределах области моделирования.

В реализациях типа 1 и 2 коэффициент ослабления  $\sigma_{cl}$  в пределах каждой подобласти считается постоянным и рассчитывается на основе заданных значений оптической и геометрической толщины пикселя. Помимо коэффициента ослабления облаков, в пределах каждого пикселя задаются альbedo однократного рассеяния и индикатриса рассеяния излучения. (Две последние оптические характеристики облаков в коде IAOT полагались постоянными в пределах всего облачного поля.) Облачная реализация принадлежит одному из слоев плоскопараллельной модели атмосферы  $H_{cl}^{bot}(x, y) \leq z \leq H_{cl}^{top}$ . Распределение оптических характеристик аэрозоля, а также коэффициентов рэлеевского рассеяния и молекулярного поглощения в пределах всех слоев атмосферы, включая облачный, предполагается горизонтально-однородным (1D-модель). Отражение излучения от подстилающей поверхности моделируется в соответствии с законом Ламберта; подстилающая поверхность считается горизонтально-однородной.

Для расчета потоков солнечной радиации нами используется метод прямого моделирования (14). Интенсивность восходящей и нисходящей диффузной радиации  $I_1(z^*, \omega^*)$  на уровне  $z^*$  в направлении  $\omega^*$  вычисляется на основе МЛО по формулам (15) и (16), в которых длина оптического пути  $\tau(\mathbf{r}_{out}, \mathbf{r}^*)$  в направлении  $\omega^*$  определяется соотношением

$$\tau(\mathbf{r}_{out}, \mathbf{r}) = \left| \int_z^{z^*} \sigma(\mathbf{r}') dz' / c^* \right|, \quad \mathbf{r}' = \mathbf{r} + (\xi - z)/c^*.$$

Учет молекулярного поглощения в коде IAOT на данном этапе реализуется через альbedo однократного рассеяния (см. разд. 4).

В среде с варьирующимся коэффициентом ослабления  $\sigma(\mathbf{r})$  наиболее сложным шагом при моделировании траектории фотона является процедура розыгрыша *длины свободного пробега*. Если среда представляет собой совокупность малых подобластей с постоянным значением коэффициента ослабления – а именно с такой ситуацией мы сталкиваемся в облачных реализациях с указанным пространственным разрешением 30–100 м, то увеличение компьютерного времени на моделирование  $l$  связано с затратами, необходимыми для моделирования расстояний до границ соответствующих подобластей. В коде IAOT для моделирования длины свободного пробега использован метод максимального сечения, который с точки зрения программной реализации является одним из наиболее простых [11, 12].

Относительно процедуры моделирования направления движения частицы отметим, что в коде IAOT индикатрисы рассеяния излучения аэрозольными и облачными частицами задаются в виде таблиц, рассчитываемых вне процедуры статистического моделирования. В ряде случаев (см. подразд. 3.2) в качестве индикатрисы рассеяния излучения в среде используется индикатриса рассеяния Хенни–Гринштейна

$$g_{HG}(\mu) = (1 - \langle \mu \rangle^2) / (1 + \langle \mu \rangle^2 - 2\langle \mu \rangle \mu)^{3/2},$$

где  $\langle \mu \rangle$  – средний косинус угла рассеяния  $\theta$  (фактор асимметрии). В этой ситуации для моделирования  $\mu = \cos\theta$  целесообразно использовать соотношение [37]:

$$\mu = [1 + \langle \mu \rangle^2 - ((\langle \mu \rangle^2 - 1) / (2\langle \mu \rangle \alpha - \langle \mu \rangle - 1))^2] / (2\langle \mu \rangle).$$

Здесь  $0 \leq \alpha \leq 1$  – случайное число.

В заключение раздела отметим, что алгоритмы кода IAOT реализованы таким образом, чтобы проводить вычисления одновременно для различных значений альbedo однократного рассеяния среды  $\Lambda$  и альbedo подстилающей поверхности  $A_s$ , а также сохранять результаты вычислений после каждой пачки в промежуточном файле, что дает возможность продолжить расчеты для достижения необходимой точности. Такая схема существенно улучшает эффективность используемых статистических алгоритмов. Кроме того, вычисление радиационных характеристик может быть легко обобщено на случаи, когда 1) подстилающая поверхность не является горизонтально однородной и/или отражение излучения от нее описывается законом, отличным от закона Ламберта и 2) все оптические характеристики среды (а не только коэффициент ослабления) изменяются от пикселя к пикселю. Естественно, что

это влечет за собой увеличение затрат компьютерного времени, но позволяет в случае необходимости максимально полно учесть изменчивость оптических характеристик атмосферы и подстилающей поверхности.

### 3.2. Сравнение алгоритмов расчета радиационных характеристик в 3D-облаках

В данном разделе описаны результаты сравнений расчетов, полученных с использованием различных радиационных кодов в ходе выполнения международного проекта I3RC [4]. Цель проекта I3RC (руководитель Robert Cahalan, GSFC, NASA, USA; <http://i3rc.gsfc.nasa.gov>) состоит:

- в улучшении современных алгоритмов, которые используются для расчета радиационных характеристик в 3D неоднородных облаках;

- в развитии эффективных аппроксимаций, которые были бы полезны для развития климатических моделей;

- в разработке общедоступных радиационных кодов, предназначенных для описания переноса излучения в облачной атмосфере в ультрафиолетовой, видимой и ближней ИК-областях спектра.

Реализация проекта I3RC осуществлялась в течение 3 этапов (фаз), два из которых успешно завершены (список участников 1-й фазы проекта, методы расчета и названия радиационных кодов представлены в табл. 3). На каждом этапе участникам I3RC был предложен набор описанных ниже облачных реализаций. Предполагалось, что граничные условия вдоль оси  $OX$  (и  $OY$ ) являются периодическими и на верхнюю границу облачности в направлении  $\odot$  падает поток солнечного излучения  $F_0$ . В каждой из реализаций необходимо было вычислить 3 первых момента альbedo  $R$ , пропускания  $T$ , поглощения  $A$  и горизонтального переноса  $H = 1 - T(1 - A_s) - A$ , а также отражательную  $I_u$  и пропускающую  $I_d$  способность слоя:

$$I_{u(d)} = \pi I^{\uparrow(\downarrow)} / (F_0 |c_{\odot}|),$$

где  $I^{\uparrow(\downarrow)}$  – интенсивность рассеянной радиации в нади (зенит) на уровне верхней (нижней) границы облачности (подробности см. на <http://i3rc.gsfc.nasa.gov>). Расчеты выполнялись для различных значений  $A_s$ , зенитного угла Солнца  $\xi_{\odot}$ , альbedo однократного рассеяния  $\Lambda$  и индикатрис рассеяния излучения.

**I3RC: этап I.** Для первого этапа I3RC были выбраны 3 облачные реализации.

*Случай 1* представлял собой простейшее облачное поле и соответствовал реализации типа 1. В расчетах полагалось  $N_x = 32$ ; первые 16 пикселей имели оптическую толщину  $\tau = 2$ , остальные –  $\tau = 18$ ; геометрическая толщина облачного поля равнялась  $H = 0,25$  км; протяженность облачного поля вдоль оси  $OX$   $L_x$  была принята равной 0,5 км.



Список участников этапа I проекта I3RC (по материалам [4])

Код	Организация	Представитель организации	Метод расчета
ARIZ (USA)	University of Arizona	M. Garay, R. Davies	Монте-Карло
COLS (USA)	Colorado State University	P. Patrain	Монте-Карло
IAOT (Russia)	Institute of Atmospheric Optics	T. Zhuravleva	Монте-Карло
KIAE1, KIAE2 (Russia)	Kurchatov Institute	A. Rublev	Монте-Карло, метод сопряженных блужданий
LANL1, LANL2, LANL3 (USA)	Los Alamos National Laboratory	A. Davis	3D delta-Eddington diffusion model, DA (Discrete angle), TWODANT (Two-dimensional diffusion-accelerated neural-particle transport)
MESC1, MESC2 (Canada)	Meteorological service of Canada	H. Barker	Монте-Карло, Монте-Карло (delta-scaled optical properties)
NCAR (USA, now Germany), now DZLR	National Center for Atmospheric Research	B. Mayer	Монте-Карло
PENN (USA)	The Pennsylvania State University	E. Clothiaux	Монте-Карло
PNNL (USA)	Pacific Northwest National Laboratory	E. Kassianov	Монте-Карло
UCOL (USA)	University of Colorado	K.F. Evans	SHDOM
UCSB (USA)	University of California, Santa Barbara		Монте-Карло
UMBC1, UMBC2 (USA)	University of Maryland, Baltimore County (UMBC)	A. Marshak, T. Varnai	Монте-Карло
UMBC3, UMBC4 (USA)	University of Maryland, Baltimore County (now Max Planck Institute)	S. Kinne	Монте-Карло, DA (six-beam discrete-space model)
UNBP1, UNBP2 (France)	Universite Blaise Pascal	F. Szczap	Нейронные сети, NIPA (Nonlocal independent pixel approximation)
UNIK (Germany)	University of Kiel	A. Macke	Монте-Карло

В случае 2 облачная реализация (реализация типа 2а) была построена на основе радарных измерений MMCR (Millimeter cloud radar) и MWR (Microwave radiometer), выполненных на ARM CART site (Lamont, OK) в феврале 1998 г. (Данные предоставил K.F. Evans). Считалось, что поле состоит из 640 пикселей вдоль оси OX (32 км) и 54 пикселей вдоль оси OZ, горизонтальное и вертикальное разрешение – 50 и 45 м соответственно.

Для случая 3 использовалась реализация облаков, восстановленная по данным LANDSAT и предоставленная В. Wielicki (реализация типа 2б, рис. 3, а, б). В расчетах полагалось  $N_x = N_y = 128$ , горизонтальное разрешение составляло 30 м вдоль каждой оси. Во всех случаях первого этапа I3RC не учитывалось взаимодействие излучения с аэрозолем и атмосферными газами.

Поскольку получить эталонные радиационные характеристики для сложных облачных реализаций при использовании статистических алгоритмов и SHDOM не представляется возможным, цель взаимных сравнений состояла в том, чтобы выявить диапазон отличий, обусловленных использованием

различных кодов, и понять, чем эти различия обусловлены. (Аналогичный подход использован при сопоставлении радиационных кодов МОЦА [38]). В ходе этапа I проекта I3RC между собой сравнивались пространственные распределения и средние по области значения радиационных характеристик, а также вычислялись взаимные корреляции и среднеквадратические отклонения относительно результатов расчетов одного из участвующих кодов – UMBC1.

Результаты, полученные с использованием UMBC1, рассматривались как опорные, поскольку данный код был разработан в GSFC-UMBC – организации, которая проводила совместный анализ результатов, и UMBC1 мог быть использован в процедуре сравнения до опубликования полученных данных в открытой печати.

Сопоставление расчетов участников I3RC для всех предложенных случаев приведено на сайте проекта <http://i3rc.gsfc.nasa.gov>. В настоящей статье в качестве примера приведено пространственное распределение отражательной способности облаков  $I_n(x, y)$  для случая 3 (рис. 3, в).



Все представленные на этом рисунке данные были получены методом Монте-Карло. Изменчивость  $I_u(x, y)$  (от кода к коду) обусловлена главным образом количеством фотонов, используемых в расчетах, тогда как средние (по области) значения отражательной способности  $\bar{I}_u$  были близки между собой даже для самых «зашумленных» полей яркости. Заметим, что рассчитанное методом независимых пикселей (IPA, Independent Pixel Approximation) среднее значение  $\bar{I}_u$  слабо отличается от расчетов участников I этапа I3RC, тогда как пространственное распределение  $I_{u,IPA}(x, y)$  было гораздо более гладким по сравнению с расчетами методом Монте-Карло [4].

Что касается кода IAOT, то анализ результатов показал, что коэффициент корреляции между радиационными характеристиками, рассчитанными на основе кодов IAOT и UMBC1, превышает 99%.

**I3RC: этап II.** Для второй фазы I3RC были выбраны реализации конвективных и слоисто-кучевых облаков, полученные с использованием LES-моделей.

Реализацию для *случая 4* предоставил В. Stevens, который моделировал континентальные мелкие кучевые облака на основе данных экспериментов на ARM Oklahoma site [32]. Облачное поле состояло из  $100 \times 100 \times 36$  ячеек размером  $66,7 \times 66,7 \times 40$  м; в соответствии с результатами моделирования балл облачности равнялся 0,23; средние и максимальные значения водозапаса  $LWP$  и оптической толщины составляли 38,2 и 1141 г/м<sup>2</sup> и 6,03 и 150,5 соответственно. Поле слоисто-кучевых облаков (*случай 5*) было получено С.-Н. Moeng на основе данных эксперимента FIRE-I [29]. Почти сплошное облачное поле (балл облачности равнялся 0,9) было представлено  $64 \times 64 \times 17$  ячейками размером  $55 \times 55 \times 25$  м и было более однородным по сравнению со случаем 4; средние и максимальные значения  $LWP$  и оптической толщины составляли 51,6 и 263 г/м<sup>2</sup> и 7,13 и 27,3 соответственно (рис. 4,а).

В центре внимания II этапа был расчет монохроматических полей яркости и скоростей нагревания/выхолаживания. В отличие от I этапа в численных экспериментах учитывалось наличие аэрозолей и атмосферных газов, а также эффекты анизотропии (нелаамбертовости) подстилающей поверхности. В качестве опорных значений радиационных характеристик выбирались осредненные результаты всех участников I3RC, предоставивших расчеты на этапе II. Представленный на рис. 4,б пример показывает хорошее согласие средних по площади отражательных способностей облачного поля, рассчитанных с применением различных кодов – в том числе и IAOT, который использовался только для расчетов отражательной способности облачности. Такое согласие является типичным и для других численных экспериментов, реализованных во второй фазе сравнений.

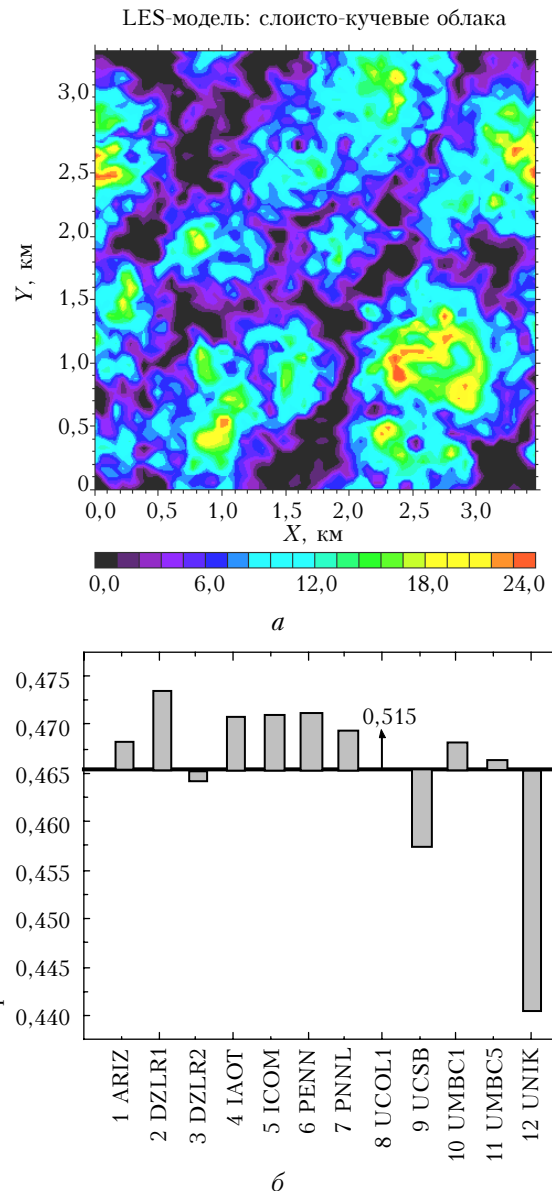


Рис. 4. Пространственное распределение оптической толщины (а) и осредненная по области моделирования отражательная способность облаков  $I_u$  (б). Случай 5 фазы II I3RC: индикатриса рассеяния излучения облаком C1 ( $\lambda = 0,67$  мкм),  $\xi_0 = 0^\circ$ . Горизонтальная линия соответствует среднему (по всем участвующим в расчетах кодам) значению  $I_u$ , равному 0,4653. Названия радиационных кодов см. в табл. 3.

**Точность расчетов.** Расчеты на первом этапе I3RC выполнялись с использованием компьютеров Pentium (120 МГц) и Pentium II (450 МГц) [35, 36]. В табл. 4 приведены данные о количестве фотонов, средняя ошибка расчетов радиационных характеристик в пределах одного пикселя (MPLE, mean pixel level error) и всей области моделирования (ME, error of means).

В *случае 1* для моделирования было использовано 50 млн фотонов, т.е. на верхнюю границу каждого пикселя падало в среднем по 1,56 млн фотонов.

Поскольку облачная реализация, соответствующая этому случаю, довольно проста, указанного количества фотонов было достаточно для обеспечения точности расчетов пространственного распределения радиационных характеристик в пределах 0,15% для  $R$  и  $T$  и 0,4% для  $I_{u(d)}$ .

Таблица 4

**Количество фотонов, средняя ошибка расчета радиационных характеристик в пределах одного пикселя MPLE и всей области моделирования ME для случаев 1–3 фазы I проекта I3RC. Номера экспериментов соответствуют различным наборам входных параметров облаков и условиям освещенности (подробнее <http://i3rc.gsfc.nasa.gov>)**

Случай	Эксперимент	$R, T$		$I_{u(d)}$	
		Количество фотонов, $\times 10^6$	MPLE/ME, %	Количество фотонов, $\times 10^6$	MPLE/ME, %
1	1–4	50	0,15/0,02	50	0,37/0,07
2	1–5	300	0,30/0,01	200	0,7/0,03
	6–8	200	0,35/0,01	100	2,5/0,12
3	1–4	500	1,1/0,01	500	1,8/0,02

В случае 2 количество фотонов, приходящих на верхнюю границу каждого пикселя, было равно в среднем 460 тыс. для экспериментов 1–5 и 310 тыс. для экспериментов 6–8. (Эксперименты отличаются друг от друга значениями альбедо однократного рассеяния и индикатрисой рассеяния излучения в облаках, а также альбедо подстилающей поверхности). Относительная погрешность расчетов средних потоков  $R$  и  $T$  составила MPLE  $\approx 0,3\%$ . При расчетах интенсивности в экспериментах 6–8 (индикатриса рассеяния излучения соответствовала облаку типа C1) количество фотонов на верхней границе каждого пикселя составило примерно 156 тыс.; в связи с этим относительная погрешность расчета  $I_{u(d)}$  достигла MPLE  $\approx 2,5\%$ . Характерной особенностью облачной реализации случая 3 является сильная изменчивость оптической толщины  $\tau(x, y)$ . Поэтому даже при достаточно большом количестве фотонов (для области в целом – 500 млн, для отдельного пикселя 30 тыс.) погрешность расчетов MPLE составила примерно 1,1% – для потоков и 1,8% – для яркостей (в направлениях надир и зенит).

К настоящему времени два этапа I3RC успешно завершены. Совместный анализ результатов показал, что пространственные распределения и средние по области значения радиационных характеристик, выполненные на основе различных кодов, в большинстве своем хорошо соответствуют друг другу. Во время реализации проекта были, в частности, получены расчеты, которые могут быть использованы в качестве тестов для радиационных кодов (в том числе основанных на приближенных методах) в сложных вертикально- и горизонтально-неоднородных областях, а также выявлены ошибки в алгоритмах участников I3RC. Есть все основания считать, что результаты I3RC будут полезными для решения задач, связанных с проблемами предска-

зания погоды и климата, а также дистанционного зондирования атмосферы.

## 4. Учет молекулярного поглощения

Учет молекулярного поглощения в пределах узкого спектрального интервала  $\Delta\lambda$  в наших алгоритмах осуществляется на основе двух традиционных подходов: с использованием функции пропускания  $T_{\Delta\lambda}(l)$  и через вероятность выживания кванта. Кратко опишем их применительно к горизонтально-однородной модели атмосферы.

### 4.1. Учет молекулярного поглощения на основе функции пропускания

Подход к учету молекулярного поглощения через функцию пропускания основан на идее разделения во времени актов: 1) молекулярного поглощения и 2) рассеяния и поглощения облачными и аэрозольными частицами [13, 39]. Суть его состоит в следующем.

Представим  $\Phi(\lambda, z, \omega)$  в виде

$$\Phi(\lambda, z, \omega) = \int_0^{\infty} J(\lambda, z, \omega, l) dl,$$

где  $J(\lambda, z, \omega, l)$  – плотность числа рассеянных частиц по длине пробега без учета молекулярного поглощения. Если на пути  $l$  имело место поглощение, описываемое функцией  $T(\lambda, l)$ , то плотность потока частиц с учетом молекулярного поглощения равна

$$\Phi^{(m)}(\lambda, z, \omega) = \int_0^{\infty} J(\lambda, z, \omega, l) T(\lambda, l) dl. \quad (21)$$

Проинтегрируем (21) в пределах спектрального интервала  $\Delta\lambda$ , предполагая, что изменчивостью оптических характеристик облаков, аэрозоля и коэффициентов рэлеевского рассеяния можно пренебречь [ $J(\lambda, z, \omega, l) = J(z, \omega, l)$ ]:

$$\begin{aligned} \Phi_{\Delta\lambda}^{(m)}(z, \omega) &= \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi^{(m)}(\lambda, z, \omega) d\lambda = \\ &= \int_0^{\infty} J(z, \omega, l) \frac{1}{\Delta\lambda} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} T(\lambda, l) d\lambda dl = \int_0^{\infty} J(z, \omega, l) T_{\Delta\lambda}(l) dl. \end{aligned} \quad (22)$$

Из (22) следует способ расчета радиационных характеристик с учетом поглощения атмосферными газами через функцию пропускания  $T_{\Delta\lambda}$ . Розыгрыш траектории фотонов моделируется в среде без учета молекулярного поглощения, т.е. коэффициент ослабления определяется соотношениями

$$\begin{aligned} \sigma(z) &= \sigma_{cl}(z) + \sigma_a(z) + \sigma_R(z) - \text{в пределах} \\ &\text{облачного слоя,} \\ \sigma(z) &= \sigma_a(z) + \sigma_R(z) - \text{вне облачного слоя.} \end{aligned} \quad (23)$$

При расчете яркости методом локальной оценки вдоль траектории фотона суммируется длина пути от верхней границы атмосферы до столкновения в точке  $\mathbf{r}_n$ :

$$l^{(n)} = \sum_{k=1}^n l_k, \quad l_k = |\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_{k-1}|. \quad (24)$$

Согласно (6) в точке  $\mathbf{r}_n$  рассчитывается величина  $Q_n h'_{z^*}(\mathbf{x}_n, \omega^*) T_{\Delta\lambda}(l^{(n)} + l)$ , где  $l = |z_n - z^*|/|c_n|$  – расстояние от точки  $\mathbf{r}_n$  до плоскости  $z = z^*$  вдоль направления  $\omega_n$ , а веса  $Q_n$  и функция  $h'_{z^*}(\mathbf{x}_n, \omega^*)$  определяются формулами (15) и (16) соответственно. Аналогичный подход используется и при расчетах яркости *методом сопряженных блужданий* с той разницей, что длина пути отсчитывается от точки выхода фотона из приемника, а величина  $l$  есть расстояние от точки столкновения  $\mathbf{r}_n$  до верхней границы атмосферы в направлении  $-\omega_n$ .

Заметим, что плотность распределения частиц по длинам пробега  $J(\lambda, z, \omega, l)$  может быть рассчитана заранее в виде гистограмм по  $l$ . Важно, что одни и те же гистограммы могут быть использованы в расчетах радиационных характеристик для различных ситуаций, которые отличаются вертикальными профилями и концентрациями атмосферных газов при прочих фиксированных параметрах атмосферы, подстилающей поверхности и условиях наблюдения.

При расчете потоков излучения на уровне  $z = z^*$  методом прямого моделирования мы использовали статистическую оценку типа (14):

$$\left( \sum_{i=1}^{N_{tr}} \sum_{j=1}^{m_i} T_{\Delta\lambda}(l_{ij}) \right) / N_{tr}, \quad \text{где } l_{ij} \text{ – длина пути фотона}$$

в  $i$ -й траектории от точки на верхней границе атмосферы до  $j$ -го пересечения фотоном уровня  $z = z^*$  [13].

Описанный выше способ учета молекулярного поглощения не зависит от вида функции пропускания. При реализации наших алгоритмов использованы две параметризации  $T_{\Delta\lambda}$ :

1) как функции поглощающей массы  $w^*$  (см., например, [40–42]):

$$T_{\Delta\lambda}(w^*) = \exp[-\beta_{\Delta\lambda}(w^*)^{m_{\Delta\lambda}}],$$

$$w^* = m \int_{z_1}^{z_2} \rho(z) [p(z)/p_0]^{n_{\Delta\lambda}} dz,$$

где  $\rho(z)$  – концентрация фиксированного атмосферного газа;  $p(z)$  – атмосферное давление на высоте  $z$ ;  $p_0 = 1$  атм;  $m$  – оптическая масса атмосферы в направлении  $\omega$ , которая в приближении плоскопараллельной атмосферы равна  $1/\cos\xi$ ; коэффициенты  $\beta_{\Delta\lambda}$ ,  $m_{\Delta\lambda}$ ,  $n_{\Delta\lambda}$  – эмпирически определенные константы;

2) в виде конечного ряда экспонент (метод  $k$ -распределений [43, 44]), когда  $T_{\Delta\lambda}$  в случае нерасеянного излучения представляется как

$$T_{\Delta\lambda}(m) = \int_0^1 \exp\left(-m \int_0^{H_{atm}} \kappa(\chi, z) dz\right) dg =$$

$$= \sum_{i=1}^{N_{exp}} C_i \exp\left(-m \int_0^{H_{atm}^{top}} \kappa(\chi_i, z) dz\right),$$

где  $\kappa(\chi, z)$  – эффективный коэффициент поглощения в пространстве кумулятивных частот  $\chi$ ,  $\chi_i$  и  $C_i$  – узлы и коэффициенты гауссовских квадратур;  $\sum_{i=1}^{N_{exp}} C_i = 1$ .

## 4.2. Учет молекулярного поглощения на основе вероятности выживания кванта

В случае, когда функция пропускания параметризуется в виде ряда экспонент, молекулярное поглощение может быть учтено через вероятность выживания кванта при столкновении. Согласно идеологии метода  $k$ -распределений (см., например, [44]) плотность потока с учетом молекулярного поглощения  $\Phi_{\Delta\lambda}^{(m)}(\mathbf{x})$  может быть записана в виде

$$\Phi_{\Delta\lambda}^{(m)}(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^{N_{exp}} C_i \Phi^{(m)}(\mathbf{x}, \chi_i), \quad (25)$$

где  $\Phi^{(m)}(\mathbf{x}, \chi_i)$  связана с плотностью столкновений  $f^{(m)}(\mathbf{x}, \chi_i)$  в среде с коэффициентом ослабления  $\sigma(\mathbf{r}) + \kappa(\chi_i)$  соотношением

$$\Phi^{(m)}(\mathbf{x}, \chi_i) = f^{(m)}(\mathbf{x}, \chi_i) / [\sigma(\mathbf{r}) + \kappa(\chi_i)].$$

Плотность столкновения  $f^{(m)}(\mathbf{x}, \chi_i)$  удовлетворяет уравнению

$$f^{(m)}(\mathbf{x}, \chi_i) = \int_{\mathbf{x}} k_i(\mathbf{x}', \mathbf{x}) f^{(m)}(\mathbf{x}', \chi_i) d\mathbf{x}' + \psi_i(\mathbf{x}), \quad (26)$$

где ядро уравнения  $k_i(\mathbf{x}', \mathbf{x})$  и плотность распределения источников  $\psi_i(\mathbf{x})$  равны соответственно

$$k_i(\mathbf{x}', \mathbf{x}) = [\sigma(\mathbf{r}) + \kappa(\mathbf{r}, \chi_i)] \sigma_s(\mathbf{r}') g[\mathbf{r}', (\omega', \omega)] \times \\ \times \exp\{-\tau_0(\mathbf{r}', \mathbf{r}) - \tau_m(\mathbf{r}', \mathbf{r}, \chi_i)\} \delta\{\omega - (\mathbf{r} - \mathbf{r}')/|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|\} / \\ / [2\pi[\sigma(\mathbf{r}') + \kappa(\mathbf{r}', \chi_i)] |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2]; \quad (27)$$

$$\psi_i(\mathbf{x}) = [\sigma(\mathbf{r}) + \kappa(\mathbf{r}, \chi_i)] \exp[-\tau(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}) - \tau_m(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}, \chi_i)] \times \\ \times \delta(\omega - \omega_\odot).$$

Таким образом, соотношения (25)–(27) определяют алгоритм расчета  $\Phi_{\Delta\lambda}^{(m)}(\mathbf{r}, \omega)$ :

– для всех  $1 \leq i \leq N_{exp}$  решается уравнение переноса (26); в каждом  $j$ -м слое коэффициенты рассеяния среды полагаются неизменными для всех  $i$ :

$$\sigma_s(z) = \sigma_{cl,s}(z) + \sigma_{a,s}(z) + \sigma_R(z) - \text{в пределах облачного слоя,} \quad (28)$$

$$\sigma_s(z) = \sigma_{a,s}(z) + \sigma_R(z) - \text{вне облачного слоя,}$$

тогда как коэффициенты ослабления среды на каждом  $i$ -м шаге варьируются согласно формуле

$$\sigma(z) = \sigma_{cl}(z) + \sigma_a(z) + \sigma_R(z) + \kappa(z, \chi_i) - \text{в пределах облачного слоя,} \quad (29)$$

$$\sigma(z) = \sigma_a(z) + \sigma_R(z) + \kappa(z, \chi_i) - \text{вне облачного слоя;}$$

поглощение атмосферными газами учитывается при каждом столкновении фотона через вероятность выживания кванта на основе (28)–(29);

– полученные значения  $\Phi^{(m)}(\mathbf{x}, \chi_i)$  суммируются с соответствующими весами согласно формуле (25).

Очевидно, что для расчета радиационных характеристик на основе описанного подхода необходимо использовать метод Монте-Карло: УПИ может быть решено любым возможным способом для  $N_{\text{exp}}$  различных атмосферных ситуаций, которые отличаются друг от друга профилями коэффициента поглощения  $\kappa(z, \chi_i)$ ,  $i = 1, \dots, N_{\text{exp}}$ . В этом состоит плюс метода, учитывающего молекулярное поглощение через вероятность выживания кванта. Если же расчеты радиационных характеристик основаны на статистических алгоритмах (как в нашем случае), то затраты компьютерного времени пропорционально зависят от  $N_{\text{exp}}$  и более оптимально учитывать молекулярное поглощение, используя функцию пропускания атмосферными газами.

Для того чтобы улучшить описание молекулярного поглощения, мы стремились при разработке наших алгоритмов максимально полно учитывать постоянно обновляемую спектроскопическую информацию. С этой целью функция пропускания  $T_{\Delta\lambda}$  аппроксимировалась конечным рядом экспонент; расчет эффективных коэффициентов молекулярного поглощения выполнялся для конкретных реализаций вертикальных профилей давления, температуры и концентрации различных атмосферных газов с учетом аппаратной функции прибора и спектрального хода солнечной постоянной на основе различных версий базы данных HITRAN [46, 47]. (Эта часть работы выполнялась К.М. Фирсовым.)

Для проверки алгоритмов мы сравнили два описанных выше подхода к учету молекулярного поглощения – через функцию пропускания и через вероятность выживания кванта – между собой, а также с эталонными полинейными расчетами Б.А. Фомина [47]. Относительное различие потоков солнечного излучения в выбранных для тестирования спектральных интервалах шириной  $500 \text{ см}^{-1}$  в молекулярно-аэрозольной атмосфере не превосходит в большинстве случаев 1% (в зависимости от количества членов ряда экспонент и версии HITRAN). Сравнение модельных и измеренных спектральных потоков и полей яркости в безоблачной атмосфере и в присутствии сплошных горизон-

тально-однородных облаков приведено в [48, 49]. Результаты сопоставлений подтверждают адекватность разработанных нами алгоритмов с точки зрения учета в них молекулярного поглощения.

При переходе к отдельным реализациям неоднородной облачности суть изложенных выше подходов к учету молекулярного поглощения не меняется, и они могут быть использованы для расчета радиационных характеристик с учетом 3D-эффектов облаков (см. также [35, 37, 50]).

В заключение отметим, что для решения ряда прямых и обратных задач в условиях безоблачного неба нами были реализованы алгоритмы расчета полей диффузной радиации методом сопряженных блужданий в сферической модели атмосферы с учетом молекулярного поглощения. Подробное описание этих алгоритмов и результаты тестирования представлены в [46, 51].

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 06-05-64484).

1. Barker H., Stephens G.L., Partain P.T., Bergman J.W., Bonnel B., Kampana K., Clothiaux E.E., Clough S., Cusack S., Delamere J., Edwards J., Evans K.F., Fouquart Y., Freidenreich S., Galin V., Hou Y., Kato S., Li J., Mlawer E., Morcrette J.-J., O'Hirok W., Raisanen P., Ramaswamy V., Ritter B., Rozanov E., Schlesinger M., Shibata K., Sporyshev P., Sun Z., Wendisch M., Wood N., Yang F. Assessing 1D atmospheric solar radiative transfer models: Interpretation and handling of unresolved clouds // J. Climate. 2003. V. 16. N 16. P. 2676–2699.
2. Clough S.A., Shephard M.W., Mlawer E.J., Delamere J.S., Iacono M.J., Cady-Pereira K., Boukabara S., Brown P.D. Atmospheric radiative transfer modeling: a summary of the AER codes // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer. 2005. V. 91. N 2. P. 233–244.
3. Halthore R.N., Crisp D., Schwartz S., Anderson G.P., Berk A., Bonnel B., Boucher O., Chang F.-L., Chou M.-D., Clothiaux E., Dubuisson P., Fomin B., Fouquart Y., Freidenreich S., Gautier C., Kato S., Laszlo I., Li Z., Mather J. H., Plana-Fattor A., Ramaswamy V., Ricchiazzi P., Shiren Y., Trishchenko A., Wiscombe W. Intercomparison of shortwave radiative transfer codes and measurements // J. Geophys. Res. 2005. V. 110. D11206, doi:10.1029/2004JD005293.
4. Cahalan R., Oreopoulos L., Marshak A., Evans K.F., Davis A., Pincus R., Yetzer K., Mayer B., Davies R., Ackerman T., Barker H., Clothiaux E., Ellingson R., Garay M., Kassianov E., Kinne S., Macke A., O'Hirok W., Partain P., Prigarin S., Rublev A., Stephens G., Takara E., Varnai T., Wen G., Zhuravleva T. The International Intercomparison of 3D Radiation Codes (I3RC): Bringing together the most advanced radiative transfer tools for cloudy atmospheres // Bull. of Amer. Meteorol. Soc. 2005. V. 86. N 9. P. 1275–1293.
5. Зуев В.Е., Тумов Г.А. Оптика атмосферы и климат. Томск: Изд-во «Спектр» ИОА СО РАН, 1996. 271 с.
6. Lane-Veron D., Somerville R. Stochastic theory of radiative transfer through generalized clouds fields // J. Geophys. Res. 2004. V. 109. D18113, doi: 10.1029/2004JD004524.
7. Афонин С.В., Белов В.В., Макушкина И.Ю. Моделирование восходящего потока рассеянного аэрозоля

- теплового излучения. Часть 1. Интенсивность потока // Оптика атмосф. и океана. 1994. Т. 7. № 6. С. 797–826.
8. Зуев В.Е., Белов В.В., Веретенников В.В. Теория систем в оптике дисперсных сред. Томск: Изд-во «Спектр» ИОА СО РАН, 1997. 402 с.
  9. Белов В.В., Афонин С.В. От физических основ, теории и моделирования к тематической обработке спутниковых изображений. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2005. 266 с.
  10. Креков Г.М. Метод Монте-Карло в проблемах атмосферной оптики // Оптика атмосф. и океана. 2007. Т. 20. № 9. С. 826–836.
  11. Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А., Дарбинян Р.А., Каргин Б.А., Еленов Б.С. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, 1976. 280 с.
  12. Ермаков С.М., Михайлов Г.А. Статистическое моделирование. М.: Наука, 1982. 296 с.
  13. Каргин Б.А. Статистическое моделирование поля солнечной радиации в атмосфере. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1984. 206 с.
  14. Marshak A., Davis A., eds. Radiative Transfer in cloudy atmosphere. Springer-Verlag, 2005. 701 p.
  15. Назаралиев М.А. Статистическое моделирование радиационных процессов в атмосфере. Новосибирск: Наука, 1990. 227 с.
  16. A preliminary cloudless standart atmosphere for radiation computation. World Climate Research Programme. WCP-112, WMO/TD № 24. 1986. 60 p.
  17. Кондратьев К.Я., Поздняков Д.В. Аэрозольные модели атмосферы. М.: Наука, 1981. 103 с.
  18. Зуев В.Е., Креков Г.М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1986. 256 с.
  19. d'Almeida G.A., Koepke P., Shettle E. Atmospheric Aerosols: Global Climatology and radiative characteristics. A Deepak Publishing, Hampton, Virginia, 1991. 420 p.
  20. 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.
  21. Kneizys F.X., Robertson D.S., Abreu L.W., Acharya P., Anderson G.P., Rothman L.S., Chetwynd J.H., Selby J.E.A., Shettle E.P., Gallery W.O., Berk A., Clough S.A., Bernstein L.S. The MODTRAN 2/3 report and LOWTRAN 7 model. Phillips Laboratory. Geophys. Directorate. Hanscom AFB, MA 01731–3010. 1996. 260 p.
  22. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 298 с.
  23. Соболев В.В. Рассеяние света в атмосферах планет. М.: Наука, 1972. 335 с.
  24. Пригарин С.М. Основы статистического моделирования переноса оптического излучения: Уч. пособие. Новосибирск: Изд-во Новосиб. ун-та, 2001. 82 с.
  25. Ленобль Ж. Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах. Л.: Гидрометеоздат, 1990. 264 с.
  26. Morcrette J.-J., Fouquart Y. The overlapping of cloud layers in shortwave radiation parameterizations // J. Atmos. Sci. 1986. V. 43. N 4. P. 321–328.
  27. Галин В.Я. Схема учета в разорванной облачности в атмосферной модели ИВМ РАН // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 12. № 3. С. 246–250.
  28. Browning K.A. The GEWEX Cloud System Study (GCSS) // Bull. Amer. Meteorol. Soc. 1993. V. 74. N 3. P. 387–399.
  29. Moeng C.-H., Cotton W., Bretherton C., Chlond A., Khairoutdinov M., Krueger S., Lewellen W., MacVean M., Pasquier J., Rand H., Siebesma A., Stevens B., Sykes R. Simulation of a stratocumulus-topped Planetary Boundary Layer: Intercomparison among Different Numerical Codes // Bull. Amer. Meteorol. Soc. 1996. V. 77. N 2. P. 261–278.
  30. Bretherton C., MacVean M., Bechtold P., Chlond A., Cotton W., Cuxart J., Cuijpers H., Khairoutdinov M., Kosovic B., Lewellen D., Moeng C.-H., Siebesma P., Stevens B., Stevens D., Sykes I., Wyant M. An Intercomparison radiatively-driven entrainment and turbulence in a smoke cloud as simulated by different numerical models // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 1999. V. 125. N 554. P. 391–423.
  31. Siebesma A., Bretherton C., Brown A., Chlond A., Cuxart J., Duynkerke P., Jiang H., Khairoutdinov M., Lewellen D., Moeng C.-H., Sanchez E., Stevens B., Stevens D. A large eddy simulations intercomparison study of shallow cumulus convection // J. Atmos. Sci. 2003. V. 60. N 10. P. 1201–1219.
  32. Stevens B., Moeng C.-H., Ackerman A., Bretherton C., Chlond A., de Roode S., Edwards J., Golaz J.-C., Jiang H., Khairoutdinov M., Kirkpatrick M., Lewellen D., Lock A., Müller F., Stevens D., Whelan E., Zhu P. Evaluation of large-eddy simulations via observations of nocturnal marine stratocumulus // Mon. Weather Rev. 2005. V. 133. N 6. P. 1443–1462, doi:10.1175/MWR2930.1.
  33. Evans K.F. The spherical harmonic discrete ordinate method for three-dimensional atmospheric radiative transfer // J. Atmos. Sci. 1998. V. 55. N 3. P. 429–446.
  34. Nikolaeva O.V., Bass L.P., Germogenova T.A., Kikhansky A.A., Kuznetsov V.S., Mayer B. The Influence of neighbouring clouds on the clear sky reflectance studied with the 3-D transport code RADUGA // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer. 2005. V. 94. N 3–4. P. 405–424.
  35. Zhuravleva T.B. I3RC Monte-Carlo model: Phase I // Abstracts of the First and Second International Workshops on the Intercomparison of Three-dimensional Radiation Codes. Tucson, Arizona. November, 2000. P. 9–13.
  36. Zhuravleva T.B. I3RC Monte-Carlo model: Phase II // Abstracts of the First and Second International Workshops on the Intercomparison of Three-dimensional Radiation Codes. Tucson, Arizona. November 2000. P. 104–105.
  37. Mayer B. I3RC phase 1 results from MYSTIC Monte Carlo model // Abstracts of the First and Second International Workshops on the Intercomparison of Three-dimensional Radiation Codes. Tucson, Arizona. November, 2000. P. 49–54.
  38. Cess R., Zhang M., Potter G., Alekseev V., Barker H., Bony S., Colman R., Dazlich D., Del Genio A., Déqué M., Dix M., Dymnikov V., Esch M., Fowler L., Fraser J., Galin V., Gates W., Hack J., Ingram W., Kiehl J., Kim Y., Le Treut H., Liang X.-Z., McAvaney B., Meleshko V., Morcrette J., Randall D., Roeckner E., Schelesinger M., Sporyshev P., Taylor K., Timbal B., Volodin E., Wang W., Wang W.C., Wetherald R. Comparison of the seasonal change in cloud-radiative forcing from atmospheric general circulation models and satellite observations // J. Geophys. Res. D. 1997. V. 102. N 14. P. 16593–16603.
  39. Фейгельсон Е.М., Краснокутская Л.Д. Поток солнечного излучения и облака. Л.: Гидрометеоздат, 1978. 157 с.

40. Голубицкий Б.М., Москаленко Н.И. Функции спектрального пропускания в полосах паров  $H_2O$  и  $CO_2$  // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1968. Т. IV. № 3. С. 346–359.
41. Москаленко Н.И. Функции спектрального пропускания в полосах паров  $H_2O$ ,  $O_3$ ,  $N_2O$  и  $N_2$  // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1969. Т. V. № 11. С. 1179–1190.
42. Филиппов В.Л. Некоторые результаты численного эксперимента к обоснованию выбора параметров функций пропускания атмосферных газов при неразрешенной структуре спектра // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1973. Т. IX. № 7. С. 774–775.
43. Goody R., West R., Chen L., Crisp D. The correlated-k method for radiative calculations in nonhomogeneous atmospheres // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer. 1989. V. 42. N 6. P. 539–550.
44. Fu Q., Liou K.N. On the correlated k-distribution method for radiative transfer in nonhomogeneous atmospheres // J. Atmos. Sci. 1992. V. 49. N 22. P. 2139–2156.
45. Фирсов К.М., Чеснокова Т.Ю., Белов В.В., Серебренников А.Б., Пономарев Ю.Н. Ряды экспонент в расчетах переноса излучения методом Монте-Карло в пространственно неоднородных аэрозольно-газовых средах // Вычисл. технол. 2002. Т. 7. № 5. С. 77–87.
46. Журавлева Т.Б., Насретдинов И.М., Сакерин С.М., Фирсов К.М., Чеснокова Т.Ю. Численное моделирование угловой структуры яркости неба вблизи горизонта при наблюдении с Земли. Часть II: Аэрозольно-газовая атмосфера. // Оптика атмосф. и океана. 2003. Т. 16. № 12. С. 1065–1074.
47. Журавлева Т.Б., Фирсов К.М. Алгоритмы расчетов спектральных потоков солнечной радиации в облачной и безоблачной атмосфере // Оптика атмосф. и океана. 2004. Т. 17. № 11. С. 903–911.
48. Журавлева Т.Б., Фирсов К.М. Об изменчивости радиационных характеристик при вариациях водяного пара в атмосфере в полосе 940 нм: результаты численного моделирования // Оптика атмосф. и океана. 2005. Т. 18. № 9. С. 777–784.
49. Насретдинов И.М., Журавлева Т.Б., Сакерин С.М. Яркость безоблачного неба вблизи горизонта: малопараметрические модели и сравнение с экспериментом // Оптика атмосф. и океана. 2006. Т. 19. № 10. С. 894–900.
50. O'Hirok W., Gauttier C. A three-dimensional radiative transfer model to investigate the solar radiation with a cloudy atmosphere. Part I: Spatial effects // J. Atmos. Sci. 1998. V. 55. N 12. P. 2162–2179.
51. Журавлева Т.Б., Насретдинов И.М., Сакерин С.М. Численное моделирование угловой структуры яркости неба вблизи горизонта при наблюдении с Земли. Часть I: Аэрозольная атмосфера // Оптика атмосф. и океана. 2003. Т. 16. № 5–6. С. 537–545.

**T.B. Zhuravleva. Simulation of solar radiative transfer under different atmospheric conditions. Part I: Deterministic atmosphere.**

We present the model of solar radiative transfer under different atmospheric conditions including spatially inhomogeneous and stochastic clouds; the model is developed at the IAO SB RAS. Part I describes the statistical algorithms of calculation of the fluxes and brightness fields in plane parallel deterministic model of the atmosphere. The paper presents the results of comparisons of radiation calculations in spatially inhomogeneous clouds, performed as part of the international project «Intercomparison of 3D Radiation Codes». We describe the approaches to accounting for the molecular absorption, implemented in the model: on the basis of transmission function and through the single scattering albedo.