

*М.В. Шатунова<sup>1</sup>, А.Н. Рублев<sup>2</sup>, Л.Р. Дмитриева-Араго<sup>1</sup>*

## **МЕТОД РАСЧЕТА ПОТОКОВ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СИСТЕМЕ ЗЕМЛЯ – АТМОСФЕРА**

### **Введение**

Главным источником энергии для системы земля – атмосфера является Солнце. Потоки солнечного излучения, проходящие через атмосферу, трансформируются в результате действия газовых составляющих атмосферы и облачности. Поглощенная земной поверхностью и атмосферой, солнечная энергия в различных регионах земного шара, в сочетании с другими видами притоков тепла, создает градиенты температуры на подстилающей поверхности и в атмосфере, что приводит к появлению градиентов давления и таким образом влияет на циркуляцию атмосферы.

Главная особенность построения радиационных алгоритмов для применения в гидродинамических моделях прогноза погоды состоит в том, что алгоритмы должны быть настроены на ограниченную информацию, которую может предоставить модель. Объем этой информации зависит от содержания системы уравнений модели, описывающих динамику и различные физические характеристики атмосферы. В связи с этим для описания физических процессов часто применяются приближенные методы, называемые методами параметризации.

Описание переноса излучения в безоблачной атмосфере описывается на данные о составе атмосферы и информации о спектре поглощения различными атмосферными газами с учетом влияния неоднородности атмосферы. В данной работе учитывается влияние на

---

<sup>1</sup> ГУ «Гидрометцентр России».

<sup>2</sup> НИЦ «Планета».

перенос солнечного излучения водяного пара, углекислого газа, озона и рэлевского рассеяния. Влияние аэрозоля на перенос солнечного излучения в рассматриваемом алгоритме не учитывается.

Существующие методы решения уравнения переноса можно разделить на точные аналитические, точные численные и приближенные [1]. Аналитические методы решения трехмерного уравнения переноса представляют собой решение в виде многочленных рядов при представлении индикатрисы рассеяния в виде полиномов Лежандра. Точные численные методы, среди которых весьма распространены являются метод Монте-Карло и метод дискретных ординал, также громоздки. Эти методы позволяют получить значения характеристик поля излучения в атмосфере с высокой точностью [1]. Однако они требуют больших вычислительных затрат, что ограничивает их использование в гидродинамических моделях атмосферы.

В связи с этим в задачах прогноза погоды часто применяют приближенные методы, основанные на упрощении уравнения переноса излучения. С этой целью проводится процедура усреднения интенсивности излучения по углам, в предположении изотропности рассеяния, что позволяет привести трехмерное уравнение переноса к одномерному виду для расчета односторонних потоков (двухпоточковые методы). Эти методы характеризуются экономичностью расчетов и широко используются в гидродинамических моделях атмосферы.

Метод двухпоточкового приближения может применяться для расчета потоков в безоблачной и облачной атмосфере. Для расчета потоков при наличии облачности необходима информация об оптических свойствах облаков.

Для оценки точности разработанного алгоритма проведено сравнение результатов расчета потоков и притоков солнечного излучения с эталонными расчетами, в качестве которых использованы полинейные расчеты методом Монте-Карло.

### 1. Алгоритм расчета потоков солнечного излучения в атмосфере

Разработанный алгоритм расчета потоков солнечного излучения в атмосфере основан на решении уравнения переноса излучения в двухпоточковом приближении  $\delta$ -Эддингтона в многослойной атмосфере.

В статье представлен алгоритм и результаты расчета потоков методом решения уравнения переноса, основанном на работах Дж.-Ф. Желена [12, 15] и В. Злунковского [19].

Уравнение переноса солнечного излучения в плоскопараллельной атмосфере имеет следующий вид [4, 5, 7]:

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial}{\partial \tau} I(\tau, \mu, \varphi) = -I(\tau, \mu, \varphi) + \frac{\omega}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 P(\mu, \mu', \varphi') I(\tau, \mu, \varphi) d\mu' d\varphi' + \\ + \frac{\omega}{4} (I_0 P(\mu, \varphi, -\mu_0, -\varphi_0), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $I(\tau, \mu, \varphi)$  – интенсивность рассеянного излучения;  $I_0$  – интенсивность прямого солнечного излучения;  $\mu_0 = \cos i$ ;  $i$  – зенитный угол Солнца;  $\mu = \cos \Theta$ ;  $\Theta$  – угол визирования рассеянного луча;  $\varphi_0$  – азимут Солнца;  $\varphi$  – азимут рассеянного излучения;  $\tau$  – оптическая толщина слоя атмосферы, используемая в (1) в качестве вертикальной координаты;  $\omega$  – вероятность выживания кванта (альbedo однократного рассеяния);  $P(\mu, \varphi, -\mu_0, -\varphi_0)$  – индикатриса рассеяния прямого излучения, падающего под углами  $\mu_0, \varphi_0$  и рассеянного под углами  $\mu$  и  $\varphi$ ;  $P(\mu, \varphi, \mu', \varphi')$  – индикатриса рассеяния рассеянного излучения, падающего под углами  $\mu', \varphi'$  и рассеянного в направлении  $\mu$  и  $\varphi$ .

Оптическая толщина слоя атмосферы от верхней границы до уровня  $z$  рассчитывается по формуле:

$$\tau = \int_z^{\infty} (\sigma + \kappa) dz, \quad (2)$$

где  $\sigma$  – коэффициент рассеяния излучения;  $\kappa$  – коэффициент поглощения.

Вероятность выживания кванта определяется как

$$\omega = \sigma / (\sigma + \kappa). \quad (3)$$

Индикатрису рассеяния принято представлять в виде разложения по полиномам Лежандра. Эддингтон предложил ограничиться двумя членами разложения и представлять индикатрису в виде [4]:

$$P(\gamma) = 1 + x_1 \cos \gamma, \quad (4)$$

где  $\gamma$  – угол рассеяния;  $x_1 = \frac{3}{2} \int_0^\pi P(\gamma) \cos \gamma d\gamma$ .

Параметр  $x_1$  является первым коэффициентом разложения и характеризует выгнутость индикатрисы рассеяния. Чем больше выгнутость индикатрисы вперед, тем больше значение  $x_1$ , но всегда  $x_1 < 3$  [5].

Для характеристики индикатрисы рассеяния используют фактор асимметрии  $g$ , который связан с  $x_1$  выражением:

$$g = \frac{x_1}{3} = \frac{1}{2} \int_0^\pi P(\gamma) \cos \gamma d\gamma. \quad (5)$$

В результате вычисления интегралов в уравнении (1) по нижней и верхней полусферам в предположении изотропности рассеяния окончательно получаем систему дифференциальных уравнений первого порядка для вычисления односторонних потоков рассеянного излучения  $F^\uparrow$  и  $F^\downarrow$  на границах слоя атмосферы, расположенного на уровне  $\tau$ . Для определения потока прямого излучения в систему добавляется третье уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{dF^\uparrow(\tau)}{d\tau} &= \alpha_1 F^\uparrow(\tau) - \alpha_2 F^\downarrow(\tau) - \alpha_3 S(\tau), \\ \frac{dF^\downarrow(\tau)}{d\tau} &= \alpha_2 F^\uparrow(\tau) - \alpha_1 F^\downarrow(\tau) + \alpha_4 S(\tau), \\ \frac{dS(\tau)}{d\tau} &= -S(\tau) / \mu_0, \end{aligned} \quad (6)$$

где коэффициенты  $\alpha_1 - \alpha_4$  есть функции оптических свойств слоя атмосферы:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 2 \left( 1 - \frac{\omega(4+3g)}{8} \right), \\ \alpha_2 &= 2\omega \frac{4-3g}{8}, \\ \alpha_3 &= \omega \left( \frac{2+3g\mu_0}{8} \right), \\ \alpha_4 &= \omega \left( \frac{2-3g\mu_0}{8} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Система уравнений (6) описывает изменение потоков излучения на границах слоя атмосферы под влиянием свойств этого слоя. Задача

сводится к нахождению потоков диффузного излучения, направленных вверх ( $F^\uparrow$ ) и вниз ( $F^\downarrow$ ), а также потоков прямого излучения ( $S$ ) на границах слоя.

Решение системы уравнений (6) проводится в предположении, что потоки, входящие в слой, известны, а выходящие — искомые [6, 12].

В результате решение системы дифференциальных уравнений сводится к решению системы алгебраических уравнений для вычисления неизвестных потоков на границах слоев в многослойной атмосфере в зависимости от коэффициентов, характеризующих слой атмосферы:

$$\begin{aligned} S(j+1) &= a_{1j} S(j), \\ F^\downarrow(j+1) &= a_{2j} S(j) + a_{4j} F^\downarrow(j) + a_{3j} F^\uparrow(j+1), \\ F^\uparrow(j) &= a_{3j} S(j) + a_{5j} F^\downarrow(j) + a_{4j} F^\uparrow(j+1), \end{aligned} \quad (8)$$

где  $j$  — номер уровня в атмосфере.

Коэффициенты в системе (8), записанной для слоя  $j$ , расположенного между уровнями  $j$  и  $j+1$ , имеют четкий физический смысл:  $a_{1j}$  — коэффициент пропускания потока прямого излучения,  $a_{2j}$  — коэффициент пропускания потока прямого излучения в рассеянном виде,  $a_{3j}$  — коэффициент отражения потока прямого излучения,  $a_{4j}$  — коэффициент пропускания потока рассеянного излучения,  $a_{5j}$  — коэффициент отражения потока рассеянного излучения. Для расчета этих коэффициентов применяются следующие формулы:

$$\begin{aligned} a_{1j} &= \exp(-\Delta\tau_j / \mu), \\ a_{2j} &= -a_{5j} \gamma_2 - a_{4j} a_{1j} \gamma_1 + \gamma_2, \\ a_{3j} &= -a_{4j} \gamma_2 - a_{5j} a_{1j} \gamma_1 + a_{1j} \gamma_2, \\ a_{4j} &= \frac{\beta_2 - \beta_1}{\beta_2 e^{\Delta\tau_j} - \beta_1 e^{-\Delta\tau_j}}, \\ a_{5j} &= \frac{e^{\Delta\tau_j} - e^{-\Delta\tau_j}}{\beta_2 e^{\Delta\tau_j} - \beta_1 e^{-\Delta\tau_j}}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\text{где } \Delta \tau_j = \tau_{j+1} - \tau_j; \gamma_1 = \frac{\alpha_3 - \mu_0(\alpha_1\alpha_3 + \alpha_2\alpha_4)}{1 - \varepsilon^2 \mu_0^2}; \gamma_2 = \frac{-\alpha_4 - \mu_0(\alpha_1\alpha_4 + \alpha_2\alpha_3)}{1 - \varepsilon^2 \mu_0^2};$$

$$\varepsilon = \sqrt{\alpha_1^2 - \alpha_2^2}; \beta_1 = \frac{\alpha_1 - \varepsilon}{\alpha_2}; \beta_2 = \frac{1}{\beta_1}.$$

При построении системы уравнений для многослойной атмосферы предполагается непрерывность потоков на границах  $N-1$  слоев, где  $N$  – число расчетных уровней. Кроме того, приняты следующие граничные условия:

– нисходящий поток рассеянного излучения на верхней границе атмосферы (ВГА) при  $j=1, F^{\downarrow}(1)=0$ ;

– поток прямого солнечного излучения на ВГА  $S(1)=S_0 \cos i$ , где  $S_0$  – солнечная постоянная,  $i$  – зенитный угол Солнца;

– на нижней границе ( $j=N$ ) ставится условие связи между восходящим потоком рассеянного излучения и суммой нисходящих потоков прямого и рассеянного излучения:

$$F^{\uparrow}(N)=A_3(F^{\downarrow}(N)+S(N)), \quad (10)$$

где  $A_3$  – альbedo подстилающей поверхности.

## 2. Определение оптических параметров безоблачной атмосферы

Как следует из (7) и (9), коэффициенты  $a_j - a_5$  зависят от оптической толщины слоев  $\Delta \tau$ , вероятности выживания кванта  $\omega$ , которая характеризует свойства среды – поглощение и рассеяние атмосферными компонентами, и от фактора  $g$ , который отражает форму индикатрисы рассеяния, а также от высоты Солнца. Зная эти характеристики, можно рассчитывать потоки как в безоблачной, так и в облачной атмосфере.

Оптические параметры безоблачного слоя атмосферы с учетом влияния газового поглощения и рэлеевского рассеяния определяются по формулам [14]:

$$\Delta \tau = \Delta \tau_D + \Delta \tau_I,$$

$$\omega = \frac{\Delta \tau_D}{\Delta \tau}, \quad (11)$$

$$g = 0,$$

где  $\Delta \tau$  – суммарная оптическая толщина слоя;  $\Delta \tau_p$  – оптическая толщина рэлеевского рассеяния;  $\Delta \tau_f$  – оптическая толщина газового поглощения.

Так как индикатриса рэлеевского рассеяния является сферической, параметр ее выпянутости равен нулю.

В разработанном алгоритме для безоблачной атмосферы учитывается поглощение солнечного излучения водяным паром и углекислым газом, поглощение озоном, рэлеевское рассеяние.

Спектральное разрешение алгоритма построено исходя из имеющейся информации о спектральных коэффициентах поглощения учитываемых атмосферных газов. Солнечный спектр излучения разделен на 19 спектральных интервалов, из них четыре расположены в ультрафиолетовом и видимом участках спектра, 15 – в близком ИК-диапазоне. Спектральное разрешение алгоритма приведено в табл. 1.

Для расчета поглощения солнечного излучения водяным паром и углекислым газом используется метод, предложенный К.С. Шифриным и О.А. Авасте [8], основанный на аппроксимации экспериментальных данных, полученных Дж. Ховардом с соавторами [13], а также данных Фоуля [11].

Аппроксимация функции поглощения, построенная К.С. Шифриным и О.А. Авасте, имеет вид:

$$A = \frac{x}{ax+b}, \quad (12)$$

где  $a$  и  $b$  – постоянные для полос поглощения;  $x = \sqrt{w(P+e)^n}$  – эффективная поглощающая масса;  $w = \int_{z_1}^{z_2} \rho_{ij} \sec i dz$  – количество поглощающего газа на пути луча;  $(P+e)^n$  – средневзвешенное давление в слое между уровнями  $z_1$  и  $z_2$ , определяемое по формуле:

$$\overline{(P+e)^n} = \frac{\int_{z_1}^{z_2} \rho(P+e)^n dz}{\int_{z_1}^{z_2} \rho dz},$$

где  $e$  – парциальное давление поглощающего газа;  $\rho$  – плотность газа.

Значения коэффициентов  $a$  и  $b$  были получены для восьми полос поглощения  $H_2O$  и пяти полос поглощения  $CO_2$ .

Таблица 1

## Спектральное разрешение алгоритма

№ интервала	Границы интервала, мкм	Доля солнечной энергии на ВГА, % от $S_0$	Учитываемые газы
1	0,200–0,275	0,00433	O <sub>3</sub>
2	0,275–0,305	0,00900	O <sub>3</sub>
3	0,305–0,350	0,02840	O <sub>3</sub>
4	0,350–0,700	0,42823	O <sub>3</sub>
5	0,700–0,740 0,790–0,840	0,07979	H <sub>2</sub> O
6	0,740–0,790 0,840–0,860	0,05959	
7	0,860–0,990 1,030–1,230	0,16763	H <sub>2</sub> O
8	0,990–1,030 1,230–1,250	0,02816	
9	1,250–1,540	0,07545	H <sub>2</sub> O, CO <sub>2</sub>
10	1,540–1,670	0,02364	CO <sub>2</sub>
11	1,670–1,700	0,00469	
12	1,700–2,080	0,04063	H <sub>2</sub> O, CO <sub>2</sub>
13	2,080–2,270	0,01193	
14	2,270–2,750	0,01818	H <sub>2</sub> O, CO <sub>2</sub>
15	2,750–3,000	0,00564	H <sub>2</sub> O, CO <sub>2</sub>
16	3,000–3,570	0,00789	H <sub>2</sub> O
17	3,570–4,010	0,00348	
18	4,010–4,630	0,00292	CO <sub>2</sub>
19	4,630–4,750	0,00040	

Выполненное К.С. Шифриным и О.А. Авасте сравнение величин поглощения водяным паром и углекислым газом, рассчитанных по формуле (12), с результатами Дж. Ховарда показало, что наибольшие расхождения отмечаются для водяного пара и составляют 10 %. Для всех полос поглощения углекислым газом погрешность оказалась меньше [8].

Оптическая толщина слоя атмосферы, обусловленная поглощением излучения озоном, рассчитывается по следующей формуле:

$$\Delta\tau = u_{O_3} k_{O_3}, \quad (13)$$

где  $k_{O_3}$  – коэффициент поглощения озоном для полосы,  $u_{O_3}$  – поглощающая масса озона, рассчитываемая с учетом зависимости поглощения от температуры.

$$u_{O_3} = \int_{z_1}^{z_2} \rho_{O_3} \left( \frac{T_0}{T} \right)^n dz, \quad (14)$$

где  $\rho_{O_3}$  – плотность озона на пути луча;  $T$  – температура;  $T_0 = 296$  К;  $n = 0,76$ .

Для коэффициентов поглощения озоном использованы данные из работы Бриглеба [10].

Оптическая толщина слоя атмосферы за счет рэлеевского рассеяния рассчитывается по формуле [9]:

$$\Delta\tau = 0,02152 \frac{1,0455996 - 342,29061 \lambda^{-2} - 0,9023085 \lambda^2 \Delta p}{1 + 0,002705988 \lambda^{-2} - 85,965863 \lambda^2 P_s}, \quad (15)$$

где  $\lambda$  – длина волны;  $\Delta p$  – толщина слоя атмосферы;  $P_s$  – приземное давление.

### 3. Вычисление интегральных потоков солнечного излучения методом Монте-Карло

Методика вычисления потоков нисходящего  $F^{\downarrow}$  и восходящего  $F^{\uparrow}$  солнечного излучения в земной атмосфере в зависимости от давления  $P$ , определяющего высоту  $z$  контрольного уровня, учитывает селективное поглощение излучения атмосферными газами, рассеяние и поглощение на аэрозолях, рэлеевское рассеяние и спектральный ход альбедо  $A_\lambda$  подстилающей поверхности.

Интегральные в области спектра  $\Delta\lambda=0,2\div5,0$  мкм, (здесь и далее будем опускать надстрочные знаки, если это не приводит к путанице) потоки  $F$  рассчитываются как суммы:

$$F = \sum_k F_k, \quad (16)$$

где  $F_k$  – интегральный поток  $CP$  в спектральном интервале  $\Delta\lambda_k$ .



Ширина различных  $\Delta\lambda_k$ , выраженная в волновых числах, постоянна и соответствует  $\Delta\nu=10 \text{ см}^{-1}$ .

В свою очередь

$$F_{\kappa} = \int_{\Delta\lambda_k} F_{\lambda} d\lambda, \quad (17)$$

где  $F_{\lambda}$  – спектральный поток.

Методика вычисления  $F_{\lambda}$  основана на разыгрывании траекторий фотонов методом Монте-Карло [2] в условиях сферической модели атмосферы. Траектория фотонов представляет собой ломаную, в узлах которой происходят столкновения фотонов с частицами атмосферы или подстилающей поверхности, меняющие направление их движения и энергию. Построение траектории фотонов осуществляется на основе сопряженного уравнения переноса [2], используя принцип обратимости оптического луча.

При расчете потоков восходящего излучения  $F_{\lambda}^{\uparrow}$  первый отрезок сопряженной траектории ориентирован на точку земной поверхности  $r_p = \{R_p, 0, 0\}$ , где  $R_p$  – радиус Земли, а начальная точка  $r_0 = \{x_0, y_0, z_0\}$  выбирается на внешней границе атмосферы так, чтобы вектор  $r_0 - r_p$  имел изотропное распределение с центром в  $r_0$ . При расчете  $F_{\lambda}^{\downarrow}$  сопряженные траектории начинаются с поверхности земли из точки  $r_p$ . Моделирование одной траектории продолжается до установления факта вылета фотона из атмосферы.

В каждой точке  $r_p$  столкновения фотонов с частицами атмосферы или подстилающей поверхности одновременно для различных зенитных углов Солнца,  $\theta_i$ , рассчитываются вклады

$$\Psi(x_n) = \frac{g(\mu_i)}{2} \exp[-\tau(r_n, w_i) - \tau_a], \quad (18)$$

где  $x_n$  – точка в пространстве координат и направлений  $g\mu w$ ;  $n$  – порядковый номер столкновения в разыгрываемой траектории фотона;  $g(\mu_i)$  – индикатриса рассеяния или отражения;  $\mu_i$  – косинус угла между направлением движения фотона до столкновения и  $i$ -м направлением на Солнце;  $w_i = \{\cos\Theta, \sin\Theta, 0\}$ ;  $\tau(r_n, w_i)$  – суммарная оптическая толщина, разделяющая точку  $r_n$  и внешнюю границу атмосферы в направлении  $w_i$ ;  $\tau_a$  – суммарная оптическая толщина всех поглощающих газов, накопленная вдоль траектории до  $r_n$ .

Спектральные потоки  $F_{\lambda}$  определяются в виде математических ожиданий сумм [2]:

$$F_{\lambda} = \left\langle \sum_{n=0}^N q_n \Psi(x_n) \Delta_n \right\rangle, \quad (19)$$

где  $N$  – номер последнего в траектории столкновения;  $q_n$  – весовой коэффициент, учитывающий энергетическую ценность столкновения;  $q_0 = S_{\lambda}$  – спектральная плотность солнечной постоянной; интегральное значение которой равно  $1367,2 \text{ Вт/м}^2$ ;  $\Delta_n$  – индикатор, принимающий значение 1, если столкновение дает вклад в оцениваемый поток, и 0 – если из-за экранирующего эффекта Земли вклада нет.

Отражение от поверхности моделируется по закону Ламберта. Учет спектрального хода альbedo реальных поверхностей проводится с пересчетом весовых коэффициентов  $q_n$ , при этом одновременно учитывается несколько значений спектрального альbedo для каждого отрезка  $\Delta\lambda_k$ . Оптические характеристики аэрозолей рассчитывались заранее по теории Ми [3] для 25 опорных длин волн [18], попадающих в область спектра 0,2–5,0 мкм.

Как видно из (18), учет селективного газового поглощения осуществляется по закону Бугера. Интерприрование по спектру (17) высокочастотных осцилляций, обусловленных резким спектральным ходом газовых коэффициентов поглощения, происходит за счет розыгрыша  $M$  фотонов (в проведенных расчетах  $M=5000$ ), частоты которых равномерно распределены на  $\Delta\nu$  и выбираются независимо друг от друга. Так как ширина этого интервала ( $\Delta\nu=10 \text{ см}^{-1}$ ) мала, то в его пределах характеристики рассеяния атмосферы и отражения от подстилающей поверхности задаются постоянными. Эти характеристики рассчитываются линейной интерполяцией для центра интервала по опорным значениям.

Коэффициенты газового поглощения, используемые при определении оптических толщин в (18), предварительно рассчитываются по алгоритмам [17] на различных высотах атмосферы полинейным (line-by-line) методом с постоянным шагом по волновому числу  $0,005 \text{ см}^{-1}$ . Источником спектротметрической информации является база HITRAN-96 [16]. Дополнительно учитывается континуальное поглощение водяного пара, углекислого газа, озона.

#### 4. Оценка качества двухпоточкового алгоритма расчета потоков солнечного излучения

Для проведения тестовых расчетов и сравнения различных радиационных алгоритмов принято использовать «стандартные» модели атмосферы [18]. «Стандартная» модель атмосферы представляет собой набор вертикального распределения основных метеорологических величин и основных газовых составляющих атмосферы для различных климатических условий. В настоящей статье представлены результаты расчета радиационных характеристик с использованием модели «лето средних широт» с вертикальным разрешением 50 уровней. Для оценки точности алгоритма были проведены расчеты потоков и притоков излучения двумя методами: с помощью разработанного алгоритма и полинейными расчетами методом Монте-Карло, который принят за эталонный.

Расчеты проводились для двух значений зенитного угла Солнца – 30 и 60° и альbedo подстилающей поверхности 0,2. Величина солнечной постоянной принята равной 1367,2 Вт/м<sup>2</sup>.

Величина радиационного изменения температуры в слое атмосферы рассчитывается по формуле:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{g}{c_p} \cdot \frac{\Delta F_{эфф}}{\Delta p}, \quad (20)$$

где  $\Delta p$  – толщина слоя в гПа;  $g$  – ускорение свободного падения;  $c_p$  – теплоемкость воздуха при постоянном давлении;  $\Delta F_{эфф}$  – разность эффективных потоков излучения на границах слоя атмосферы.

Эффективный поток на каждом уровне атмосферы рассчитывается как разность нисходящих и восходящих потоков:

$$F_{эфф} = S + F^{\downarrow} - F^{\uparrow}. \quad (21)$$

В табл. 2 представлены результаты расчетов, выполненных с помощью разработанного алгоритма в сравнении с эталонными расчетами для безоблачной атмосферы при зенитном угле Солнца 30°. Сравнение проведено для отдельных спектральных интервалов для того, чтобы оценить качество расчета поглощения излучения тем или иным газом.

В спектральном интервале 0,20–0,70 мкм, где существует поглощение только озоном, на ВГА приходится наибольшее количество

Таблица 2

Сравнение радиационных характеристик безоблачной атмосферы, рассчитанных с использованием двухпоточкового алгоритма, с полинейными расчетами методом Монте-Карло для разных спектральных интервалов. Зенитный угол Солнца 30°

Радиационные характеристики	Полинейные расчеты, Вт/м <sup>2</sup>	Расчеты по алгоритму, Вт/м <sup>2</sup>	Разность, Вт/м <sup>2</sup>
<b>0,20 – 0,70 мкм, поглощение озоном</b>			
Баланс на ВГА	508,8	503,5	5,3 (1,0 %)
Баланс на поверхности	475,4	468,9	6,4 (1,4 %)
Поглощение в атмосфере	33,5	34,6	-1,1 (3,4 %)
<b>0,70 – 1,25 мкм, поглощение водяным паром</b>			
Баланс на ВГА	390,4	394,1	-3,7 (0,9 %)
Баланс на поверхности	327,4	333,4	-6,0 (1,8 %)
Поглощение в атмосфере	63,0	60,7	2,3 (3,6 %)
<b>1,25–3,57 мкм, поглощение водяным паром и углекислым газом</b>			
Баланс на ВГА	220,6	222,4	-1,8 (0,8 %)
Баланс на поверхности	116,0	95,6	20,4 (17,6 %)
Поглощение в атмосфере	104,6	126,8	-22,2 (21,3 %)

солнечной энергии – 47 % (~640 Вт/м<sup>2</sup>) от солнечной постоянной. Расхождения в величине баланса на ВГА при сравнении с полинейными расчетами не превышают 1 %. Погрешность в величине баланса на подстилающей поверхности составляет 6,4 Вт/м<sup>2</sup> (1,4 %), а в величине поглощения в атмосфере – 1,1 Вт/м<sup>2</sup> (3,4 %).

В спектральном интервале 0,70–1,25 мкм величина потока солнечного излучения на ВГА составляет 33,5 % от интегральной величины. В этом интервале имеются относительно слабые полосы поглощения водяного пара. Здесь погрешности в расчете балансов на границах составляют 3,7–6,0 Вт/м<sup>2</sup>, что не превышает 2 % от величины самого баланса. Погрешность в величине поглощения излучения в атмосфере составляет 2,3 Вт/м<sup>2</sup> (3,6 %).

Наиболее сильные полосы поглощения водяным паром, а также поглощение углекислым газом относятся к спектральному интервалу

1,25–3,57 мкм. Именно здесь получаются наибольшие погрешности в расчете радиационных характеристик. Погрешность в величине баланса на подстилающей поверхности составляет 20,4 Вт/м<sup>2</sup> (17,6 %), а в величине поглощения в атмосфере – 22,2 Вт/м<sup>2</sup> (21,3 %). Величины поглощения излучения в указанном спектральном интервале оказались сильно завышенными, по сравнению с полинейными расчетами.

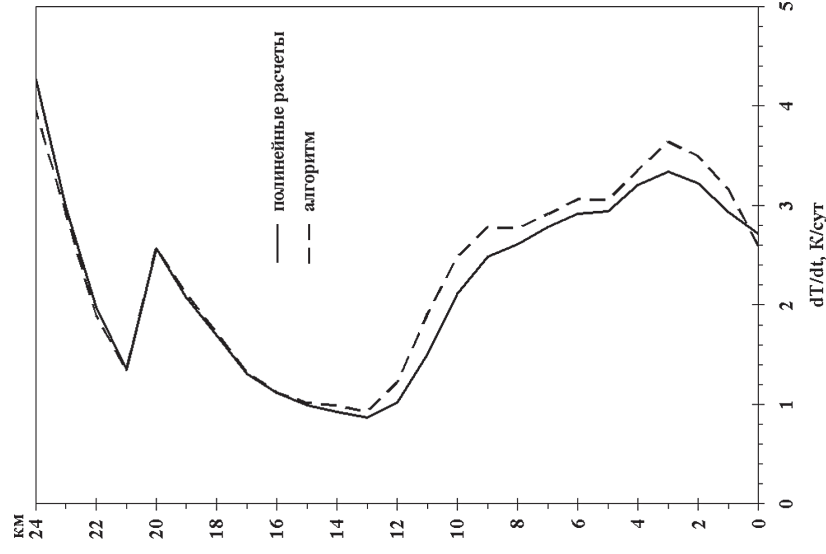
В табл. 3 представлены результаты для всего рассматриваемого спектрального диапазона (0,20–4,75 мкм), полученные при двух значениях зенитного угла Солнца – 30 и 60°.

*Таблица 3*  
Сравнение интегральных радиационных характеристик безоблачной атмосферы, рассчитанных с использованием двухэтапного алгоритма, с полинейными расчетами методом Монте-Карло

Радиационные характеристики	Полинейные расчеты, Вт/м <sup>2</sup>	Расчеты по алгоритму, Вт/м <sup>2</sup>	Разность, Вт/м <sup>2</sup>
<b>Зенитный угол Солнца 30°</b>			
Баланс на ВГА	974,1	984,3	-10,1 (1,0 %)
Баланс на поверхности	740,4	735,2	5,2 (0,8 %)
Поглощение в атмосфере	233,4	249,1	-15,7 (4,0 %)
<b>Зенитный угол Солнца 60°</b>			
Баланс на ВГА	551,8	554,9	-3,1 (0,6 %)
Баланс на поверхности	395,4	392,4	3,1 (0,8 %)
Поглощение в атмосфере	156,4	162,6	-6,2 (4,0 %)

Из табл. 3 видно, что даже при наличии значительных погрешностей в определении поглощения в спектральном интервале 1,25–3,57 мкм интегральные величины баланса на подстилающей поверхности и ВГА определяются достаточно хорошо. Для баланса на подстилающей поверхности погрешность составляет 3,1 и 5,2 Вт/м<sup>2</sup> при значениях зенитного угла Солнца 60 и 30° соответственно и оказывается менее 1 %. Погрешность в определении радиационного баланса на ВГА наибольшая при зенитном угле Солнца 30° и составляет 10,1 Вт/м<sup>2</sup> (1,0 %).

На рисунке представлено сравнение вертикального распределения радиационных изменений температуры для условий «лето средних широт» при зенитном угле Солнца 30°.



**Рис. Сравнение интегральных радиационных изменений температуры с эталонным расчетом. Условия: «лето средних широт», зенитный угол Солнца 30°, альbedo подстилающей поверхности 0,2**

Полученное с помощью разработанного алгоритма вертикальное распределение интегральных величин радиационных изменений температуры хорошо согласуется с результатами полинейных расчетов. В верхних слоях от 24 до 13 км погрешности минимальны, в пределах



0,2 К/сут. Ниже, где проявляется вклад в нагревание за счет поглощения водяным паром, погрешности возрастают и достигают значений 0,4 К/сут для слоя 9–11 км. В целом в пределах нижних 10 км отмечаются завышение радиационных изменений температуры, по сравнению с полинейными расчетами на 3–7 % (0,1–0,3 К/сут).

Для случая, когда зенитный угол Солнца составляет 60°, отмечается такой же вертикальный ход радиационных изменений температуры, однако сами величины нагрева ниже и составляют 1,6–2,2 К/сут в пределах нижних 10 км. Величины нагрева, полученные по алгоритму, оказываются опять завышенными, по сравнению с результатами полинейных расчетов на 0,1–0,2 К/сут, что составляет 4–5 %.

### Заключение

Разработан алгоритм, позволяющий рассчитывать радиационные характеристики системы земля – атмосфера в солнечном диапазоне спектра на основе инфракрасии, которая может быть получена из гидродинамической модели атмосферы. В алгоритме учтено влияние на перенос солнечного излучения поглощения атмосферными газами – водяным паром, озонном, углекислым газом, а также молекулярного рассеяния. Спектральное разрешение алгоритма составляет 19 интервалов и позволяет учесть влияние отдельных полос поглощения атмосферных газов.

Проведено тестирование алгоритма путем сравнения с результатами расчетов методом Монте-Карло с полинейным учетом газового поглощения.

Анализ результатов тестирования позволяет сделать вывод об удовлетворительном качестве разработанного алгоритма и возможности его применения для расчета радиационных характеристик атмосферы и подстилающей поверхности в моделях прогноза погоды и в различных прикладных задачах. Особенно следует отметить удовлетворительное качество расчета радиационного баланса на подстилающей поверхности. Эти оценки представляют особый интерес в связи с тем, что радиационный баланс подстилающей поверхности (поглощенная энергия) является основным источником для формирования температуры поверхности, то есть чем меньше погрешность в расчете этой

величины, тем более точного прогноза температуры поверхности можно ожидать в модели прогноза погоды.

Удовлетворительные результаты сравнения рассчитанных с помощью разработанного алгоритма потоков с потоками, полученными методом Монте-Карло с учетом поглощения атмосферными газами в линиях, являются контролем не только качества описания поглощения излучения атмосферными газами, но и проверкой самого вычислительного алгоритма, построенного на приближенном решении уравнения переноса в двухпотоковом приближении в плоскопараллельной атмосфере.

Наибольшие погрешности в величинах потоков и притоков излучения отмечены для случая поглощения водяным паром – до 22 Вт/м<sup>2</sup>. Это приводит к уменьшению интегрального потока на подстилающую поверхность и к погрешности в радиационном балансе до 10 Вт/м<sup>2</sup>. Источником указанной погрешности заключается в методе расчета поглощения водяным паром, точность которого по оценкам авторов метода лежит в пределах 10% [8]. В дальнейшей работе предполагается апробировать другой метод описания поглощения атмосферными газами. Хотя здесь следует отметить, что все приближенные методы описания поглощения атмосферными газами содержат погрешности.

Разработанный алгоритм можно применить для расчета потоков в облачных условиях. Для этого необходима информация о микрофизических и оптических свойствах облаков.

При наличии апробированного вычислительного алгоритма точность расчета радиационных характеристик системы земля – атмосфера будет зависеть от точности расчета оптических свойств облаков.

### Список литературы

1. Ленобль Ж. Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах: Стандартные методы расчета. – Л.: Гидрометеиздат, 1990. – 264 с.
2. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике / под ред. Г.И. Марчука. – Новосибирск: Наука, 1976. – 276 с.
3. Рублев А.Н. Алгоритм и результаты расчетов аэрозольных индикатрис. – М.: РНЦ «Курчатовский институт», 1994. – Препринт ИАЭ-5715/16. – 51 с.
4. Соболев В.В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. М.: ГИТЛ, 1956. – 292 с.
5. Соболев В.В. Рассеяние света в атмосферах планет. – М.: Наука, 1972. – 336 с.

6. Фихтенгольц Г. М. Курс дифференциального и интегрального исчисления. Т. 2. — М.: Физматгиз, 1962. — 800 с.
7. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. — М.: ИЛ, 1953. — 432 с.
8. Шифрин К. С., Авасте О. А. Поток коротковолновой радиации в безоблачной атмосфере // Исследования по физике атмосферы. Т. 2. — Тарту: Институт физики и астрономии АН ЭССР, 1960. — С. 23—65.
9. Bodhaine B. A., Wood N. B., Dutton E. G., Slusser J. R. On Rayleigh Optical Depth Calculations // J. Atmos. Oceanic Technol. — 1999. — Vol. 16. — P. 1854—1861.
10. Briegleb B. P. Delta-Eddington approximation for solar radiation in the NCAR Community climate model // J. Geophys. Res. — 1992. — Vol. 97. — P. 7603—7612.
11. Fowle F. E. The transparency of aqueous vapor // Astrophys. J. — 1915. — Vol. 42. — P. 394—411.
12. Geleyn J.-F. Parameterization of radiative transfer at ECMWF // Proceedings of the ECMWF 1977 seminar on the parameterization of the physical processes in the free atmosphere, 1977. — P. 273—345.
13. Howard J. N., Burch D. E., Williams D. Infrared transmission of synthetic atmosphere. Parts I—V // J. Opt. Soc. Amer. — 1956. — Vol. 46. — P. 186—190, 237—241, 242—245, 334—338, 452—455.
14. Liou K.-N., Freedman K. P., Sasamori T. Cloud and aerosol effects on the solar heating rate of the atmosphere // Tellus. — 1978. — Vol. 30. — P. 62—70.
15. Ritter B., Geleyn J. F. A comprehensive radiation scheme for numerical weather prediction models with potential applications in climate simulations // Mon. Wea. Rev. — 1992. — Vol. 120. — P. 303—325.
16. Rothman L. S., Schroeder J., McCann A. et al. // HAWKS96. The HITRAN Atmospheric Workstation, ASA Workshop Proceeding, Reims, France, 4—6 September. — 1996.
17. Trotsenko A. N., Rublev A. N., Romanov S. V. et al. Line-by-line radiative parameters databases in atmospheric sensing and modelling applications // Atmospheric Sensing and Modeling II, Richard P. Santer, Editor, Proc. — 1995. — SPIE 2582. — P. 221—232.
18. WCP-112. A preliminary cloudless standard atmosphere for radiation computation // World Climate Research Programme. — WMO/TD, 1986. — N 24. — 60 p.
19. Zdankowski W. G., Welch R. M., Korb G. J. An investigation of the structure of typical two-stream methods for the calculation of solar fluxes and heating rates in clouds // Contrib. Atmos. Phys. — 1980. — Vol. 53. — P. 147—166.