

*Д.Я. Прессман*

## К РАСЧЕТУ ПОТОКОВ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МЕЗОМАСШТАБНОЙ МОДЕЛИ ПРОГНОЗА ПОГОДЫ ГИДРОМЕТЦЕНТРА РОССИИ

### Введение

Для расчета вертикальных составляющих радиационных потоков видимого и ближнего ИК-диапазонов спектра солнечного излучения рассматривается вариант метода дискретных ординат [3], основанный на результатах работы В.А. Амбарцумяна [2] о распространении одномерного потока излучения в рассеивающей и поглощающей среде. Метод применим к произвольно заданному числу выделенных спектральных полос поглощения.

В дальнейшем видимый диапазон спектра излучения представлен одной полосой (волны длиной 0,3–0,75 мкм), ближний ИК-диапазон – девять стандартными полосами поглощения водяным паром и углекислым газом [2]. Это полосы  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\rho\sigma\tau$ ,  $\Psi$ ,  $\Phi$ ,  $\Omega$ , 2, 16 $\mu$ ,  $\chi$ , 3, 2 $\mu$ . В микронах им соответствуют интервалы длин волн 0,75–0,79; 0,79–0,89; 0,89–1,085; 1,28–1,535; 1,535–1,66; 1,66–2,08; 2,08–2,25; 2,25–3,0; 3,0–3,6. Разбиение спектра на какое-либо число полос поглощения требует введения соответствующей информации о влиянии атмосферных газов, аэрозолей, капельных и кристаллических частиц на распространение волн этих полос. Этой информации должно быть достаточно для оценки оптической толщины атмосферного слоя, вероятности выживания фотона при взаимодействии с атмосферными составляющими и параметра асимметрии индикатрисы рассеяния.

Предлагаемый алгоритм расчета позволяет легко учесть затененные зоны и влияние подстилающей поверхности на искомые потоки.

Для проверки методики проводилось сопоставление интегрированных потоков и их производных по вертикали (притоков) с соответствующими данными полинейных расчетов методом Монте-Карло, выполненных А.Н. Рублевым. Эти данные считаются в дальнейшем эталонными. Соответствующие оценочные таблицы помещены в конце статьи.

Рассматриваемая методика вычислительно трудоемка и для оперативных расчетов требует достаточно мощной компьютерной базы.

### Метод расчета потоков солнечного излучения

Далее предполагается, что распространение солнечного излучения происходит в атмосфере, состоящей из однородных горизонтальных слоев и что во все точки верхней границы этой атмосферы приходит одинаковый поток излучения от Солнца. Это приводит к независимости от горизонтальных координат  $(x, y)$  вектора потока излучения  $\vec{F}(P) = \{F_x, F_y, F_z\}$  в произвольной точке  $P$  атмосферы, так что

слагаемое  $\frac{1}{\rho \cdot c_p} \operatorname{div} \vec{F}$ , где  $\rho$  – плотность среды и  $c_p = 1004,5$  Дж/кг·град.,

входящее в уравнение притока тепла, содержит только  $\frac{1}{\rho \cdot c_p} \frac{\partial F_z}{\partial z}$ . При этом сама величина  $F_z$  необходима при записи теплового баланса на подстилающей поверхности.

Вектор  $\vec{F}$  определяется как интеграл по телесным углам  $d\omega$  с вершинами в точке  $P$  от произведения единичного вектора  $\vec{r}$  (центрального вектора телесного угла  $d\omega$ ) на интенсивность  $I(P, \vec{r}) \geq 0$  полного излучения из точки  $P$  в направлении  $\vec{r}$ :

$$\vec{F}(P) = \int_0^{4\pi} \vec{r} \cdot I(P, \vec{r}) d\omega. \quad (1)$$

В  $Z$ -полярной системе координат выполнено  $d\omega = \sin\varphi d\varphi d\psi = -d\cos\varphi d\varphi$ , где  $0 \leq \varphi \leq \pi$  – угол между векторами  $\vec{z}$  (орт вертикальной оси  $Z$ ) и  $\vec{r}$ ; угол  $0 \leq \psi \leq 2\pi$  – азимут проекции единичного вектора  $\vec{r}$

на плоскость  $(x, y)$ , отсчитываемый на этой плоскости от оси  $y$ . Интегрирование в формуле (1) отдельно по двум полусферам с общей горизонтальной диаметральной плоскостью приводит к двум составляющим вектора потока  $\vec{F}_1$  и  $\vec{F}_2$  с положительной и отрицательной  $Z$ -координатами соответственно.

В прогностических расчетах пользуются аппроксимациями моментов проекций этих составляющих на ось  $Z$ , которые обозначим  $F_1$  и  $F_2$ . Эти аппроксимации обычно получают, решая систему двух обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка для функций  $F_1$  и  $F_2$  (система уравнений «двухпоточкового приближения»). Указанная система выводится из общего уравнения переноса (интегро-дифференциальное уравнение относительно интенсивности  $I(P, \vec{r})$  полного излучения)

$$\mu \frac{\partial I(\tau, \vec{r})}{\partial \tau} = I(\tau, \vec{r}) - \frac{\omega}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 I(\tau, \vec{r}') \cdot \gamma(\tau, \vec{r}, \vec{r}') d\mu d\psi'. \quad (2)$$

В уравнении (2) используется безразмерная направленная вниз вертикальная координата  $\tau \geq 0$  (оптическая толщина атмосферы над точкой  $P$ , расположенной на высоте  $z$ , для вертикально падающего луча):  $\tau = \int_z^{\infty} (\alpha + \sigma) dz \leq T$ , где  $T$  – оптическая толщина всей атмосферы; переменные  $\alpha$  и  $\sigma$  – коэффициенты поглощения и рассеяния излучения соответственно.

Величина  $\omega = \frac{\sigma}{\alpha + \sigma}$  – вероятность сохранения фотона при рассеянии (или альbedo однократного рассеяния);  $\mu = \cos\varphi$ ; величины  $\mu'$  и  $\psi'$  – аналоги  $\mu$  и  $\psi$  для единичного вектора  $\vec{r}'$ , имеющего, как и вектор  $\vec{r}$ , начало в точке  $P$ ;  $\gamma$  – определяемая локальными свойствами среды и предполагаемая известной угловая функция рассеяния (индикатриса) в направлении  $\vec{r}$  излучений, идущих из точки  $P$  вдоль  $\vec{r}'$ , такая, что

$$\int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 \gamma(\tau, \vec{r}, \vec{r}') d\mu d\psi' = 4\pi = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 I(\tau, \vec{r}, \vec{r}') d\mu d\psi'.$$

Принято в уравнении (2) из полной интенсивности  $I$  выделять интенсивность прямого излучения  $I_0 \cdot \exp(\tau / \mu_0) \cdot \delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$ .

Тогда (2) переходит в (3):

$$\mu \frac{\partial I(\tau, \vec{r})}{\partial \tau} = I(\tau, \vec{r}) - \frac{\omega}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 I(\tau, \vec{r}') \cdot \gamma(\tau, \vec{r}, \vec{r}') d\mu d\psi' - \frac{\omega}{4\pi} I_0 \cdot \exp(\tau / \mu_0) \cdot \gamma(\tau, \vec{r}, \vec{r}_0). \quad (3)$$

В (3) и далее  $I$  обозначает интенсивность рассеянного излучения;  $\mu_0 < 0$  – аналог  $\mu$  для вектора  $\vec{r}_0$  с началом в точке  $P$ , направленного от Солнца. Дельта-функция  $\delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$  означает, что прямое излучение распространяется от верхней границы атмосферы только в направлении  $\vec{r}_0$ .

Вывод системы уравнений двухпоточкового приближения (типа Шварцшильда, когда уравнение (2) интегрируется по двум вышеописанным полусферам; или типа Эддингтона, когда используются интегралы по всей сфере как от уравнения (2), так и от произведения уравнения (2) на  $\mu$ ), основан на предположении изотропности рассеянного излучения, входящего под знак кратного интеграла в (3). Вследствие этого предположения величина  $I(\tau, \vec{r}')$  может при необходимости считаться равной  $I(\tau, \vec{r})$  и выноситься за знак кратного интеграла, что приводит к замкнутости получаемой системы уравнений.

В рассматриваемом подходе принято другое допущение, позволяющее перейти к некоторому семейству одномерных задач, каждая из которых определяет интенсивность излучения из точки  $P$  в заданном направлении. А именно предполагается, что вторичное и все последующие рассеяния первично рассеянного луча происходят вдоль прямой, содержащей этот первично рассеянный луч.

Предлагаемый далее метод определения функций  $F_1$  и  $F_2$  основан на использовании аналитического решения одномерной задачи монокроматического излучения, полученного в [2]. В итоге для расчета функций  $F_1$  и  $F_2$  необходимо вычислить некоторые пространственные интегралы.

Предположим, что состав каждого из модельных атмосферных слоев (атмосферные газы (углекислый газ и водяной пар), облачная вода и вода осадков в разных фазах, частицы аэрозоля) однозначно определяет его оптическую толщину и параметры поглощения

и рассеяния. Примером может служить параметр асимметрии  $g$ , определяющий следующую (нормированную) индикатрису Хенри–Гринштейна, которую в дальнейшем будем применять для описания всех типов рассеяний:

$$\vec{\gamma} = \frac{1 - g^2}{4\pi(1 + g^2 - 2 \cdot g \cdot \cos \theta)^{3/2}}. \quad (4)$$

Здесь  $g$  может меняться от 0 до 1; угол  $\theta$  – угол между направлениями исходного и рассеянного луча. Эта индикатриса – поверхность вращения вокруг оси, содержащей рассеиваемый луч. При  $g=0$  – это сфера, а при стремлении  $g$  к 1 функция  $\gamma$  превращается в дельта-функцию от направления исходного луча.

В рассматриваемом алгоритме указанная индикатриса определяет рассеяние как прямого, так и первично рассеянного луча.

Пусть прямой солнечный луч интенсивности  $I_0$ , идущий в направлении  $\vec{r}_0$  и приходящий в точку на уровне  $\tau$ , становится источником первично рассеянного излучения в направлении  $\vec{r}$  с положительной  $z$ -координатой с интенсивностью

$$J_1 = I_0 \cdot \exp\left\{\tau / \mu_0\right\} \cdot \dot{\omega} \cdot \vec{\gamma}(\tau, \vec{r}, \vec{r}_0), \quad (5)$$

а в направлении  $(-\vec{r})$  с интенсивностью

$$J_2 = I_0 \cdot \exp\left\{\tau / \mu_0\right\} \cdot \dot{\omega} \cdot \vec{\gamma}(\tau, -\vec{r}, \vec{r}_0). \quad (6)$$

Здесь  $\mu_0$  – отрицательный косинус угла между осью  $\vec{z}$  и вектором  $\vec{r}_0$ .

Согласно вышеупомянутому предположению, вторичное рассеяние и рассеяния большей кратности первично рассеянного луча происходят вдоль прямой, содержащей этот первично рассеянный луч (рисунок).

В верхней части рисунка стрелка-пунктир – интенсивность рассеянного точкой А в направлении  $\vec{r}$  прямого луча, идущего в направлении  $\vec{r}_0$ . Примем далее, что площадь незаштрихованной части поверхности индикатрисы  $\vec{\gamma}$ , отсекаемой плоскостью, содержащей точку Р и перпендикулярной направлению распространения первично

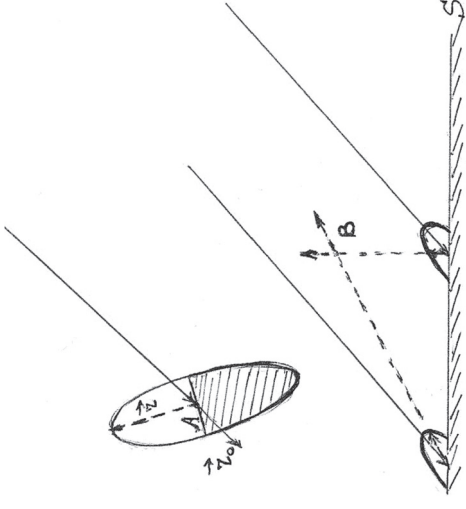


Рис. В точке А – первично рассеянный в направлении  $\vec{r}$  луч вместе с индикатрисой, незаштрихованная часть поверхности которой определяет вероятность  $\dot{\chi}$  рассеяния фотона вперед последующих рассеяний. В точке В – пример двух первично рассеянных лучей, пришедших в эту точку после отражения поверхностью S. Поверхность S отсекает части индикатрис, определяющих это рассеяние

рассеянного излучения, определяет  $\dot{\chi} = 2\pi \cdot \int_0^{\pi/2} \vec{\gamma} \cdot \sin \theta \cdot d\theta$  – вероятность рассеяния фотона вперед (вдоль  $\vec{r}$ ) при переходе к одномерной задаче для вторичного рассеяния и рассеяний большей кратности. В нижней части рисунка две стрелки-пунктира с началом в точке В – пример двух дошедших до этой точки отраженных поверхностью Земли лучей. Части соответствующих этим отражениям индикатрис, отсекаемые поверхностью земли, определяют интенсивности первично рассеянных поверхностью лучей.

Для произвольного направления первично рассеянного луча в пределах однородного слоя полученная таким образом одномерная задача определения интенсивности излучения в направлении  $\vec{r}$  решена в [2]. Приведенное в [2] решение определяет коэффициенты отражения  $\dot{\alpha}$  и пропускания  $\beta$  монохроматического луча однородным слоем через его оптическую толщину  $t$ , через вероятность  $\dot{\omega}$  сохранения фотона при рассеянии и через вероятность  $\dot{\chi}$  рассеяния фотона вперед:

$$\dot{\alpha} = \alpha_0 \cdot (1 - \exp(-2\dot{k} \cdot t)) / (1 - \alpha_0^2 \cdot \exp(-2\dot{k} \cdot t)), \quad (7)$$

$$\dot{\beta} = (1 - \alpha_0^2) \cdot \exp(-\dot{k} \cdot t) / (1 - \alpha_0^2 \cdot \exp(-2\dot{k} \cdot t)). \quad (8)$$

Здесь  $\dot{k} = \dot{\omega} \cdot (1 - \dot{x}) \cdot (1 - \alpha_0^2)$ ;  $\alpha_0$  – меньший корень квадратного уравнения (или коэффициент отражения слоем бесконечной оптической толщины)

$$\alpha_0^2 - 2(1 - \dot{\omega} \cdot \dot{x}) \cdot \alpha_0 / (\dot{\omega} \cdot (1 - \dot{x})) + 1 = 0.$$

Определив  $\dot{\alpha}$  и  $\dot{\beta}$  для всех слоев модельной атмосферы, можно найти эти же величины для объединенный подряд идущих слоев с помощью рекуррентных соотношений. Если луч последовательно проходит слой с индексами 1 и 2, то

$$\dot{\alpha}_{1U2} = \dot{\alpha}_1 + \frac{\dot{\alpha}_2 \cdot \dot{\beta}_1^2}{1 - \dot{\alpha}_1 \cdot \dot{\alpha}_2}, \quad \dot{\beta}_{1U2} = \frac{\dot{\beta}_1 \cdot \dot{\beta}_2}{1 - \dot{\alpha}_1 \cdot \dot{\alpha}_2}. \quad (9)$$

Граничащая с атмосферой поверхность земли легко учитывается в такой конструкции. Так, коэффициент отражения луча объединением нижнего модельного слоя атмосферы и поверхности земли равен

$$\dot{\alpha}_{iUS} = \dot{\alpha}_i + \frac{\dot{\alpha}_s \cdot \dot{\beta}_1^2}{1 - \dot{\alpha}_i \cdot \dot{\alpha}_s}, \quad (10)$$

где  $\dot{\alpha}_s$  – заданное альbedo поверхности земли. Этого коэффициента отражения достаточно для замыкания уравнений задачи.

Суммируя интенсивности одинаково направленных, отраженных (сколько угоднократно) рассеянных лучей, идущих вдоль и против заданного направления  $\vec{r}$  из точки на уровне  $\tau$ , и вводя коэффициенты отражения  $\alpha_U$  и  $\alpha_D$  для объединенных слоев над и под такой точкой, получим суммарные интенсивности:

$$I_r = J_1 \frac{1 - \alpha_U}{1 - \alpha_U \cdot \alpha_D} + J_2 \frac{\alpha_D \cdot (1 - \alpha_U)}{1 - \alpha_U \cdot \alpha_D}, \quad (11)$$

$$I_{-r} = J_2 \frac{1 - \alpha_D}{1 - \alpha_U \cdot \alpha_D} + J_1 \frac{\alpha_U \cdot (1 - \alpha_D)}{1 - \alpha_U \cdot \alpha_D}, \quad (12)$$

где  $J_1$  и  $J_2$  определены формулами (5) и (6).

Существенно, что эти результирующие лучи распространяются из рассматриваемой точки без отражений (но с поглощением, если  $\dot{\omega} \neq 1$ ). Значения коэффициентов при  $J_1$  и  $J_2$  в (11) и (12) определяем на границах однородных слоев и интерполируем внутрь слоя линейно по  $\tau$ . Эти коэффициенты зависят как от  $\tau$ , так и от косинуса угла  $\varphi$  между направлением луча и осью  $Z$ . Сами же величины  $J_1$  и  $J_2$  внутри каждого однородного слоя зависят от  $\tau$  (экспоненциально) и от угла  $\varphi$  через выражение (4) для индикатрисы ( $\theta = \varphi_0 - \varphi$ , где  $\varphi_0$  – угол между ортом оси  $z$  и вектором  $\vec{r}_0$ ).

Пусть  $\tau_{sf}$  соответствует самому нижнему из освещенных уровней модели (это или поверхность земли, или верхняя граница слоя тени). Тогда итоговая интенсивность рассеянного излучения в направлении ( $-\vec{r}$ ) в точке  $P$  на уровне  $\tau_0$  от совокупности освещенных точек равна

$$I_{-\vec{r}}^\Sigma = \int_0^{\min(\tau_0, \tau_f)} I_{-\vec{r}} \cdot \exp\left\{ \int_\tau^{\tau_0} \frac{\dot{\omega} - 1}{\cos \varphi} d\tau' \right\} \frac{d\tau}{\cos \varphi}. \quad (13)$$

Здесь  $\tau \leq \tau_0$ . Внешний интеграл берется по освещенным точкам, лежащим на  $\vec{r}$  выше  $\min(\tau_0, \tau_{sf})$ .

Аналогично для интенсивности итогового рассеянного излучения в точке  $P$  на уровне  $\tau_0$  от совокупности освещенных точек в направлении  $\vec{r}$  (интенсивность существует, если  $\tau_{sf} > \tau_0$ ) имеем

$$I_{\vec{r}}^\Sigma = \int_{\tau_0}^{\min(T, \tau_f)} I_{\vec{r}} \cdot \exp\left\{ \int_{\tau_0}^{\tau} \frac{\dot{\omega} - 1}{\cos \varphi} d\tau' \right\} \frac{d\tau}{\cos \varphi}. \quad (14)$$

Здесь  $\tau \leq \tau_0$ . Внешний интеграл берется по освещенным точкам, лежащим на  $-\vec{r}$  выше  $\min(T, \tau_{sf})$ , где  $T$  – оптическая толщина всей атмосферы.

Остается аппроксимировать интегралы  $\int_0^{\tau_0} I_{-\vec{r}}^\Sigma \cdot \cos \varphi \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi \cdot d\psi$  и  $\int_0^{\tau_0} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} I_{\vec{r}}^\Sigma \cdot \cos \varphi \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi \cdot d\psi$  по направлениям первично рассеянных лучей от проекций полученных интенсивностей на ось  $z$ . В результате на границах слоев получим суммарные потоки рассеянного излучения.

Учет прямого излучения состоит в добавлении к  $F_z$  на каждом освещенном уровне величины  $I_0 \cdot \exp(\tau / \mu_0) \cdot |\mu_0|$ .

Если поверхность земли освещена, то (при сферичности индикатрисы рассеяния частицами земной поверхности) на  $\tau$ -уровень модели в направлении оси  $z$  дополнительно приходит поток, модуль которого равен

$$F_S = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \cos \varphi \frac{I_0 \cdot \exp(T / \mu_0) \cdot \dot{\alpha}_s \cdot (1 - \dot{\alpha}_T)}{2\pi \cdot (1 - \dot{\alpha}_s \cdot \dot{\alpha}_T)} \cdot \exp \left\{ \int_{\tau}^T \frac{\dot{\omega} - 1}{\cos \varphi} d\tau \right\} \cdot \sin \varphi \cdot d\varphi \cdot d\psi.$$

Здесь  $\dot{\alpha}_s$  – альbedo поверхности,  $\dot{\alpha}_T$  – альbedo атмосферы для луча, идущего от поверхности земли под углом  $\varphi$  к ее нормали.

### Задание параметров для определения индикатрисы рассеяния и альbedo подстилающей поверхности

При определении параметра индикатрисы рассеяния, кроме данных [5], были использованы данные статей [6, 7, 10, 11]. Зависимость  $\tau$ ,  $\dot{\omega}$ ,  $g$  от массовой доли водяного пара и углекислого газа находилась по данным [6]. Зависимости этих параметров от массовой доли облачных капельных и кристаллических составляющих находились по данным [7, 10, 11]. При этом сделана попытка по аналогии с работой [10] включить из этой зависимости величину эффективного радиуса частиц. Зависимость от концентрации аэрозоля бралась в соответствии с [8].

Оптические параметры  $\tau$ ,  $\dot{\omega}$  и  $g$  атмосферного слоя, согласно [9], определяются через оптические параметры атмосферных составляющих формулами (суммирование по атмосферным составляющим):

$$\tau = \sum \tau_i, \quad \dot{\omega} = \frac{\sum \dot{\omega}_i \cdot \tau_i}{\tau}, \quad g = \frac{\sum g_i \cdot \dot{\omega}_i \cdot \tau_i}{\tau \cdot \dot{\omega}}.$$

Коэффициент отражения подстилающей поверхности  $S$  для данного типа почвы (или для данного типа растительности) выражается произведением площади части поверхности соответствующей индикатрисы (с осью симметрии вдоль падающего луча), отсекаемой горизонтальной поверхностью  $S$ , на вероятность выживания фотона при встрече с такой поверхностью. При увеличении высоты Солнца

коэффициент отражения для обычных типов поверхности (в отличие от поверхности не слишком грязного снега) убывает. Таким образом, для расчета коэффициента отражения подстилающей поверхности нужно задавать соответствующие взаимодействиям фотона с поверхностью  $S$  параметры  $g$ ,  $\dot{\omega}$  и  $\mu_0$ .

В проведенных расчетах для всех ИК-полос индикатрисы рассеяния поверхностью  $S$  и соответствующие вероятности выживания фотона брались одинаковыми. Для видимой полосы удалось найти в литературе свои параметры. Источниками для полученных значений служили статья [1] и книга [4].

Было рассмотрено 10 классов (9 типов растительного покрова и снег) подстилающей поверхности: город, водоем, сельскохозяйственные угодья, хвойный лес, смешанный лес, лиственный лес, пойма, болота кустарниковые, болота с лесом и снег. Из указанных источников были получены весьма приближительные значения  $g$  и  $\dot{\omega}$  для взаимодействия фотона с поверхностью. Эти данные представлены в табл. 1, в которой индексами IR снабжены одинаковые для девяти ИК-полос значения  $g$  и  $\dot{\omega}$ , а индексами VI – значения для видимой полосы.

Таблица 1

Значения параметров  $g$  и  $\dot{\omega}$  для различных типов подстилающей поверхности

	Город	Водоем	Сельскохозяйственные угодья	Хвойный лес	Смешанный лес	Лиственный лес	Пойма	Болота кустарниковые	Болота с лесом	Снег
$g_{IR}$	0,231	0,604	0,158	0,09	0,124	0,158	0,158	0,441	0,4	0,210
$\dot{\omega}_{IR}$	0,62	0,6	0,428	0,356	0,527	0,597	0,52	0,6	0,63	1,0
$g_{VI}$	0,231	0,784	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,392	0,302	0,447
$\dot{\omega}_{VI}$	0,54	0,576	0,18	0,184	0,222	0,26	0,182	0,379	0,391	1,0

### Сравнение результатов расчетов по разработанному методу с эталонными

Для сравнения рассмотрены случаи облачной и безоблачной атмосферы при зенитных углах Солнца  $i$ , равным 30° и 60° и альбедо  $\alpha_s$  подстилающей поверхности 0 или 0,2.

В табл. 2 приведены величины эффективного потока  $F = F_2 - F_1$ , полученные согласно рассматриваемой методике на промежуточных  $z$ -уровнях модели в случае безоблачной атмосферы. Абсолютная ошибка – модуль отклонения от соответствующей эталонной величины на тех же уровнях.

Таблица 2  
Расчетный эффективный поток и его отклонение от эталона (Вт/м<sup>2</sup>) на промежуточных  $z$ -уровнях модели для случая безоблачной атмосферы

Высота, м	$i = 30^\circ$						$i = 60^\circ$					
	$\alpha_s = 0$		$\alpha_s = 0,2$		$\alpha_s = 0$		$\alpha_s = 0,2$		$\alpha_s = 0$		$\alpha_s = 0,2$	
	Эффект. поток	Абсолют. ошибка	Эффект. поток	Абсолют. ошибка	Эффект. поток	Абсолют. ошибка	Эффект. поток	Абсолют. ошибка	Эффект. поток	Абсолют. ошибка	Эффект. поток	Абсолют. ошибка
0	914,3	1,2	740,9	0,28	487,7	1,0	395,7	2,1				
1	914,3	1,2	741,0	0,27	487,8	1,0	395,7	2,0				
6	914,5	1,3	741,1	0,24	487,9	1,0	395,8	2,0				
25	915,1	1,3	741,8	0,25	488,2	1,0	396,2	2,1				
85	916,4	1,1	743,9	0,24	489,2	1,0	397,4	2,1				
315	922,0	0,5	751,7	0,24	493,1	0,1	401,9	4,2				
950	938,5	0,9	772,8	1,03	504,7	1,9	414,8	4,2				
2000	963,0	1,8	800,7	0,50	521,1	0,4	432,3	5,8				
3200	986,2	2,0	825,3	1,32	536,2	0,5	448,0	6,0				
4400	1015,9	1,8	855,7	2,01	555,5	0,4	467,7	5,2				
5600	1032,0	1,9	872,8	2,98	566,3	0,3	478,6	4,2				
6800	1052,8	1,5	892,8	3,86	580,0	0,3	492,4	3,0				
7950	1063,7	1,7	903,9	4,32	587,8	0,3	500,3	1,9				
9000	1072,5	1,9	913,2	4,31	591,4	0,3	506,9	1,2				
10000	1079,6	2,4	920,8	4,25	600,0	0,2	512,5	1,0				
10500	1082,1	2,7	923,1	3,65	602,1	0,2	514,7	1,0				

В табл. 3 приведены относительные ошибки притока  $\partial F / \partial z$  для случая безоблачной атмосферы, который рассчитывался на основных уровнях модели, расположенных на высотах 2,0, 10,0, 40,0, 130,0, 500, 1400, 2600, 3800, 5000, 6200, 7400, 8500, 9500, 10500 м.

Таблица 3  
Относительные ошибки (%) радиационного притока на основных  $z$ -уровнях модели для случая безоблачной атмосферы

Высота, м	$i = 30^\circ$			$i = 60^\circ$		
	$\alpha_s = 0$	$\alpha_s = 0,2$	$\alpha_s = 0$	$\alpha_s = 0$	$\alpha_s = 0,2$	$\alpha_s = 0,2$
2	-1,8	-9,7	7,6	0,2	0,2	0,2
10	4,9	-1,9	13,2	6,9	6,9	6,9
40	7,2	3,5	16,5	11,3	11,3	11,3
130	10,1	5,1	19,4	13,2	13,2	13,2
500	7,3	4,6	17,6	12,5	12,5	12,5
1400	2,9	-2,1	14,1	7,9	7,9	7,9
2600	1,1	-4,3	6,2	0,8	0,8	0,8
3800	-0,8	-6,1	1,2	-5,1	-5,1	-5,1
5000	-0,1	-4,8	-4,8	-6,3	-6,3	-6,3
6200	-2,4	-5,5	-9,3	-14,9	-14,9	-14,9
7400	1,3	-2,5	-7,8	-10,0	-10,0	-10,0
8500	1,9	0,1	-6,1	-9,4	-9,4	-9,4
9500	5,2	1,9	-3,9	-1,9	-1,9	-1,9
10500	14,9	13,2	8,3	7,3	7,3	7,3

В табл. 4 приведены величины эффективного потока, полученные согласно рассматриваемой методике на промежуточных уровнях модели в случае облачной атмосферы. Абсолютная ошибка – модуль отклонения от эталона. Облако расположено между 2 и 3 км и имеет оптическую толщину  $\tau_{Cl}$

В табл. 5 приведены умноженные на  $10^3$  величины притоков, полученные из модельных и эталонных эффективных потоков на основных  $Z$ -уровнях модели при различных альбедо подстилающей поверхности и зенитных углах Солнца в случае облачной атмосферы.

Расчетный эффективный поток и его отклонение от эталона на промежуточных z-уровнях модели для случая облачной атмосферы (Вт/м<sup>2</sup>)

Высота, м	$\tau_{Cl} = 10, \alpha_s = 0$		$\tau_{Cl} = 30, \alpha_s = 0,2$	
	$i = 30^\circ$	$i = 60^\circ$	$i = 30^\circ$	$i = 60^\circ$
0	Эфф.поток 4,1	Эфф.поток 174,8	Абсолют. ошибка 3,5	Абсолют. ошибка 208,8
1	Эфф.поток 4,1	Эфф.поток 174,8	Абсолют. ошибка 3,5	Абсолют. ошибка 208,8
6	Эфф.поток 4,1	Эфф.поток 174,8	Абсолют. ошибка 3,5	Абсолют. ошибка 208,9
25	Эфф.поток 4,0	Эфф.поток 174,9	Абсолют. ошибка 3,4	Абсолют. ошибка 209,0
85	Эфф.поток 3,9	Эфф.поток 175,1	Абсолют. ошибка 3,6	Абсолют. ошибка 209,4
315	Эфф.поток 2,3	Эфф.поток 175,8	Абсолют. ошибка 3,7	Абсолют. ошибка 211,0
950	Эфф.поток 4,2	Эфф.поток 177,6	Абсолют. ошибка 3,6	Абсолют. ошибка 214,6
2000	Эфф.поток 4,1	Эфф.поток 182,3	Абсолют. ошибка 3,8	Абсолют. ошибка 219,3
3200	Эфф.поток 14,2	Эфф.поток 220,5	Абсолют. ошибка 3,9	Абсолют. ошибка 315,1
4400	Эфф.поток 6,5	Эфф.поток 241,6	Абсолют. ошибка 1,6	Абсолют. ошибка 355,4
5600	Эфф.поток 9,3	Эфф.поток 255,9	Абсолют. ошибка 1,7	Абсолют. ошибка 389,9
6800	Эфф.поток 7,6	Эфф.поток 269,6	Абсолют. ошибка 3,9	Абсолют. ошибка 395,7
7950	Эфф.поток 6,4	Эфф.поток 277,8	Абсолют. ошибка 5,4	Абсолют. ошибка 408,7
9000	Эфф.поток 6,3	Эфф.поток 284,6	Абсолют. ошибка 6,2	Абсолют. ошибка 418,4
10000	Эфф.поток 6,3	Эфф.поток 290,3	Абсолют. ошибка 7,0	Абсолют. ошибка 426,3
10500	Эфф.поток 6,9	Эфф.поток 292,6	Абсолют. ошибка 7,1	Абсолют. ошибка 429,3

Умноженные на 10<sup>3</sup> величины притоков (Вт/м<sup>2</sup>) на основных z-уровнях модели при различных альbedo подстилающей поверхности и зенитных углах Солнца для случая облачной атмосферы

Высота, м	$\tau_{Cl} = 10, \alpha_s = 0,2, i = 30^\circ$		$\tau_{Cl} = 30, \alpha_s = 0,2, i = 60^\circ$	
	Приток модельный	Приток эталонный	Приток модельный	Приток эталонный
2	15,2	16,7	1,8	1,7
10	14,3	16,8	1,7	1,6
40	13,5	16,8	1,6	1,5
130	12,1	16,8	1,5	1,1
500	11,6	16,7	1,5	0,9
1400	10,7	13,9	0,6	0,7
2600	61,2	72,1	40,0	41,7
3800	22,1	19,7	19,2	11,3
5000	19,6	20,1	13,3	13,2
6200	15,7	15,6	12,2	10,1
7400	12,4	12,3	11,3	8,3
8500	9,9	10,0	7,8	7,4
9500	8,7	8,5	5,8	5,6
10500	4,9	4,7	4,6	4,8

### Заключение

Рассмотренные примеры свидетельствуют о возможности применения предлагаемой методики для расчета потоков солнечного излучения в атмосфере в прогностических моделях. Погрешности расчета эффективного потока не превышали 6 и 9 Вт/м<sup>2</sup> в случаях безоблачной и облачной атмосферы соответственно. Погрешности расчета притока находятся в пределах 0,011 Вт/м<sup>2</sup>. К сожалению, пока нет статистического анализа успешности метода в оперативной практике.

Автор благодарен А.Н. Рублеву за предоставленные результаты расчетов полинейной модели, редактору Л.Р. Дмитриевой-Араго за сделанные замечания и рекомендованную литературу и Н.С. Вельтишевой за сведения о разработанном ею алгоритме расчета потоков солнечной радиации и рекомендованную литературу.

### Список литературы

1. *Авасте О.А.* Спектральное альbedo основных типов подстилающих поверхностей в ближней инфракрасной области спектра // Исследования по физике атмосферы. Т. 3. – Тарту: Институт физики и астрономии АН Эст. ССР, 1961.
2. *Амбарцумян В.А.* Об одномерном случае задачи о рассеивающей и поглощающей среде конечной оптической толщины // Известия АН Арм. ССР. – 1944. – № 1, 2/
3. Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах (стандартные методы расчета) / под ред. Ж. Ленобль. – Л.: Гидрометеозидат, 1990. – 264 с.
4. Радиационные характеристики атмосферы и земной поверхности / под редакцией К.Я. Кондратьева. – Л.: Гидрометеозидат, 1969. – 564 с.
5. *Фейгельсон Е.М., Краснокутская Л.Д.* Потоки солнечного излучения и облака. – Л.: Гидрометеозидат, 1978. – 158 с.
6. *Шифрин К.С., Авасте О.А.* Потоки коротковолновой радиации в безоблачной атмосфере // Исследования по физике атмосферы. Т. 2. – Тарту: Институт физики и астрономии АН Эст. ССР, 1960.
7. *Ebert E., Curry J. A* Parameterization of Ice Cloud Optical Properties for Climate Models // J. of Geophys. Res. – 1992. – Vol. 97, N D4. – P. 3831–3836.
8. *Hess M., Koepke P., Shult I.* Optical Properties of Aerosols and Clouds // The Software Package OPAC. BAMS. – May 1998. – Vol. 79, N 5.
9. *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.
10. *Rockel B., Raschke E., Weyres B. A* Parameterization of Broad Band Radiative Transfer Properties of Water, Ice, and Mixed Clouds // Beitr. Phys. Atmosph. – 1991. – February. – P. 1–12.
11. *Slingo A. A* GCM Parameterization for the Shortwave Radiative Properties of Water Clouds // J. Atm. Sci. – 1989. – Vol. 46. – P. 1419–1427.