

УДК 528.88(15), 528.85/.87(15)

**АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ИНТЕНСИВНОСТИ СОЛНЕЧНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ УСЛОВИИ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ
НА ОСНОВЕ СПУТНИКОВЫХ ДАННЫХ**Академик НАН РК
Канд. геогр. наукУ.М. Султангазин
А.Х. Ахмеджанов
Т.К. Караданов

В процессе переноса излучения помимо прямой солнечной радиации, в атмосфере имеется также и рассеянная солнечная радиация, распространяющаяся во всех возможных направлениях. В данной работе представлен алгоритм расчета интенсивности многократного рассеяния излучения на основе спутниковых данных.

Широкое применение современной аэрокосмической технологии в дистанционном зондировании земной поверхности предъявляет всё новые требования к теоретическому описанию переноса излучения земной поверхности до датчиков на платформах спутников. Теоретические основы решения задачи по определению альбедо земной поверхности с учетом многократного рассеяния излучения были описаны в [1-8]. В дистанционном зондировании остается важной задачей определение альбедо земной поверхности, характеризующей ее отражательную способность. Изображение на космоснимках позволяют различать основные типы подстилающей поверхности по их отражательным свойствам. Наиболее характерными являются: пустынные районы $A = 25...30\%$; водная поверхность $A = 2...7\%$; снежная поверхность $A = 50...70\%$ и т.д. Земная поверхность в зависимости от типа ландшафта отображается на космоснимках различными полутонами, создающими определенный, присущий данному ландшафту рисунок. Для более тонкого анализа космоснимков необходимо определить зависимость между фиксируемым на спутнике значением излучения и отражательной способностью земной поверхности.

Спектральные области, в которых сосредоточена коротковолновая и длинноволновая солнечная радиация, практически не перекрываются, следовательно перенос коротковолновой и длинноволновой радиации можно рассматривать отдельно. При таком подходе уравнение переноса излучения в атмосфере можно упростить. Для длинноволновой радиации

пренебрежимо мало рассеяние, тогда как в коротковолновой области мало собственное излучение земли, облаков и атмосферы. В видимой области спектра, где существенно значение рассеяния излучения, можно пренебречь поглощением. Для упрощения самой задачи можно пренебречь и многократным рассеиванием. В настоящей работе описана численная реализация восстановления альbedo земной поверхности по данным космического зондирования.

Задача переноса излучения в плоско-параллельной постановке, если поверхность отражения излучения запишется в виде

$$\mu \frac{\partial I}{\partial z} + \sigma(z)I = SI + \sigma_s(z)g(\gamma_0)\pi E_\lambda e^{-\frac{\tau(z)}{\mu_0}}, \quad (1)$$

$$I(0, \mu, \varphi) = 0, \mu > 0 \quad (2)$$

$$I(h, \mu, \varphi) = \frac{q(\mu, \varphi)}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 \mu' I d\mu' d\varphi' + \frac{q(\mu, \varphi)}{\pi} E_\lambda \mu_0 e^{-\frac{\tau(h)}{\mu_0}}, \mu < 0, \quad (3)$$

$$SI = \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 g(\gamma) I(z, \varphi', \mu') d\varphi' d\mu',$$

где $I(z, \mu, \varphi)$ – интенсивность излучения; $\mu = \cos\theta$, θ – угол зондирования ($\mu > 0$ – соответствует нисходящему потоку, $\mu < 0$ – восходящему); E_λ – поток солнечной радиации на верхней границе атмосферы; $g(\gamma)$ – индикатриса рассеяния; γ – угол рассеяния; $q(\mu, \varphi)$ – альbedo ортотропной земной поверхности; μ_0, φ_0 – направление распространения солнечного излучения; σ_s – коэффициент рассеяния излучения; τ_λ – оптическая толщина атмосферы; $\sigma = \sigma_s + \sigma_n$, σ_n – коэффициент поглощения излучения; z, φ, θ – сферическая система координат.

Для решения задачи (1)-(3) искомую величину $I(z, \mu, \varphi)$ представим в виде

$$I = I^{(0)} + \Phi.$$

Задача разделена на две части. Первая будет иметь вид:

$$\mu \frac{\partial I^{(0)}}{\partial z} + \sigma I^{(0)} = \frac{\sigma_s}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 g(\mu, \mu', \varphi, \varphi') I(z, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' + \pi \sigma_s g(\mu, \varphi) E_\pi e^{-\frac{\tau}{\mu}} \quad (4)$$

с граничными условиями

$$I^{(0)}(0, \mu, \varphi) = 0, \text{ при } \mu > 0 \quad (5)$$

$$I^{(0)}(H, \mu, \varphi) = 0, \text{ при } \mu < 0 \quad (6)$$

Вторая задача запишется в виде:

$$\mu \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \sigma \Phi = \frac{\sigma_s}{4\pi} \left[\int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 g(\mu, \mu', \varphi, \varphi') \Phi d\mu' d\varphi' \right] \quad (7)$$

при граничных условиях

$$\Phi(0, \mu, \varphi) = 0, \text{ при } \mu > 0 \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \Phi|_{z=H} = & \frac{q}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 \Phi(H, \mu', \varphi') \mu' d\mu' d\varphi' + \\ & + qg(\mu_0, \varphi_0) E_\pi e^{-\frac{\tau_0}{\mu}} + \frac{q}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 I^{(0)}(H, \mu', \varphi') \mu' d\mu' d\varphi' \end{aligned}, \quad \mu < 0 \quad (9)$$

Если функцию $\Phi(z, \mu, \varphi)$ представить в виде следующего выражения с допущением, что $\mu = \mu_0, \varphi = \varphi_0$

$$\Phi(z, \mu, \varphi) = \psi(z, \mu, \varphi) \cdot A. \quad (10)$$

Тогда задача (8)-(9) переписется в виде второй задачи:

$$\mu \frac{\partial \psi}{\partial z} + \sigma \psi = \frac{\sigma_s}{4\pi} \left[\int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 g(\mu, \mu', \varphi, \varphi') \psi(z, \mu', \varphi') d\mu' d\varphi' \right] \quad (11)$$

$$\psi(0, \mu, \varphi) = 0, \text{ при } \mu > 0 \quad (12)$$

$$\psi(0, \mu, \varphi) = 1, \text{ при } \mu < 0 \quad (13)$$

Общее решение задачи (1)...(3) можно записать в следующем виде:

$$I(z, \mu, \varphi) = I^{(0)}(z, \mu, \varphi) + A\psi(z, \mu, \varphi), \quad (14)$$

где

$$A = \frac{q}{\pi} \frac{g(\mu_0, \varphi_0) E_\pi e^{-\frac{\tau(h)}{\mu_0}} + \int_0^{2\pi} \int_0^1 I^{(0)}(H, \mu', \varphi') \mu' d\mu' d\varphi'}{1 - \frac{q}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 \psi(H, \mu', \varphi') \mu' d\mu' d\varphi'}$$

Из (14) альbedo q определяется следующим образом:

$$q = \frac{\pi(I - I^{(0)})}{\psi(g(\mu_0, \varphi_0) E_\pi e^{-\frac{\tau(h)}{\mu_0}} + \int_0^{2\pi} \int_0^1 I^{(0)} \mu d\mu d\varphi) + (I - I^{(0)}) \int_0^{2\pi} \int_0^1 \psi \mu d\mu d\varphi}. \quad (15)$$

Если значение интенсивности I фиксируется на космическом аппарате, то используя выражение (15) можно вычислить значение альbedo земной поверхности, предварительно решив задачи (4)...(6) и (11)...(13).

Для решения этих задач необходимо определить значения параметров, обуславливающих изучаемый процесс. Среди всех параметров задачи важное значение имеет выбор параметра E_λ , потока солнечной радиации, поступающего на верхнюю границу атмосферы. В [1] дана таблица со значениями монохроматического потока солнечной радиации E_λ (вт/см²мкм) на верхней границе атмосферы при значении солнечной постоянной $I_0 = 1,353$ квт/м² при длинах волн от 0,18 до 20 мкм. При заданной длине волны можно определить необходимую величину E_λ .

Одной из важных оптических характеристик атмосферы является оптическая толщина атмосферы, показывающая степень ослабления солнечной радиации при прохождении атмосферы. На практике оптическая толщина экстинкции τ_λ определяется в виде суммарного по высоте значения, хотя τ_λ является функцией по высоте. Это проявляется в решении задач переноса излучения. В задаче переноса исходящего излучения оптическая толщина растет от верхней границы, а для переноса восходящего излучения – от земной поверхности.

В общем виде индикатриса рассеяния является функцией угла рассеяния θ : $g = g(\cos \gamma)$, где γ – угол рассеяния. Полный коэффициент рассеяния является суммой коэффициентов молекулярного (релеевского) i_λ и аэрозольного рассеяния. До высоты 3000 м рассеяние солнечной радиации обусловлено, в основном, аэрозолем, и только выше этой высоты молекулярная составляющая становится более аэрозольной. Индикатриса при релеевском рассеянии описывается формулой:

$$g(\gamma) = \frac{3}{4}(1 + \cos^2 \gamma).$$

Угол рассеяния γ связан с углом визирования θ и азимутом φ соотношением:

$$\cos \gamma = \cos \theta \cos \theta_0 + \sin \theta \sin \theta_0 \cos \varphi,$$

где θ_0 – зенитное расстояние Солнца. На практике достаточно трудно отличить друг от друга эти составляющие. В условиях «нормальной» атмосферы (давление на уровне земной поверхности равно 760 мм, температура 0 °С) приближенной можно принять формулу по определению коэффициента рассеяния в виде $\alpha_\lambda = 0,00821 \cdot \lambda^{-4}$, где λ – длина волны в микронах. Коэффициент рассеяния зависит и от высоты над земной поверхностью. Анализ теоретических и опытных данных позволяет получить среднее значение коэффициентов молекулярного i_λ и аэрозольного j_λ рассеяния света. В [1] дается таблица значений коэффициентов рассеяния в зависимости от высоты.

В удовлетворительном согласии с данными натуральных экспериментов эти коэффициенты описываются функциями вида $i_{\lambda}(z) = \frac{q}{\lambda^4} \exp(-az)$, $j_{\lambda}(z) = \frac{b}{\lambda^{\beta}} \exp(-bz)$, где a , b , β – постоянные.

Показатель β зависит от размеров аэрозольных частиц и принимает значения от 0 до 4. Среднее значение $\beta = 0,9$ может соответствовать слабой и средней замутненности атмосферы. К ослаблению потока солнечной радиации кроме процесса рассеяния приводит также процесс поглощения некоторой части излучения. В практических расчетах ослабления потоков солнечной радиации, обусловленное поглощением и рассеянием, учитывают суммарно, путем введения общего коэффициента ослабления. Для определения этого коэффициента наиболее характерным является величина оптической толщины атмосферы при определенной длине волны. Этот параметр определяется следующим интегралом:

$$\tau_{\lambda} = \int_0^z \rho \sigma dt,$$

где $\rho = \rho(z)$ – плотность атмосферы, σ – массовый коэффициент ослабления. Плотность атмосферы может быть вычислена согласно следующему соотношению:

$$\rho(z) = \rho_0 \exp\left(-\frac{gz}{R_c T_0}\right),$$

где ρ_0 – значение плотности воздуха на уровне земной поверхности; g – ускорение свободного падения; R_c – газовая постоянная; T – температура. Для настоящей задачи может быть взят стандартный профиль температуры. Интеграл для величины оптической толщины атмосферы представим в виде некоторого ряда

$$\tau_{\lambda} = \sum_{i=1}^n \rho(z_i) \sigma_i.$$

Полагая, что оптическая толщина по высоте зависит только от плотности воздуха, можно предположить коэффициент ослабления постоянным, тогда будем иметь

$$\tau_{\lambda}(z) = \sigma \sum_{i=1}^n \rho(z_i)$$

По экспериментальным данным значение оптической толщины изменяется в пределах от 0,257 до 0,397 при среднем значении 0,350. В

эксперименте определяется общее значение оптической толщины. Для решения поставленной задачи важно изменение значения оптической толщины при нисходящем и восходящем потоке. При нисходящем потоке оптическая толщина нарастает от верхней границы до земной поверхности, тогда как при восходящем от земной поверхности до верхней границы атмосферы.

Профили параметров, применяемые в решении поставленной задачи представлены на рис. 1, 2.

Рассмотрим численное решение задачи (4)...(6). Уравнение (1) представим в виде конечно-разностной схемы с направленными разностями, а двойной интеграл в правой части уравнения в виде двойного ряда с использованием метода трапеций для вычисления определенных интегралов.

$$\mu \frac{I_{i,j,k} - I_{i,j,k-1}}{h} + \sigma I_{i,j,k} = \frac{\sigma_S}{2\pi} F I_{i,j,k} + F_{i,j,k}, \quad \mu > 0 \quad (16)$$

$$\mu \frac{I_{i,j,k+1} - I_{i,j,k}}{h} + \sigma I_{i,j,k} = \frac{\sigma_S}{2\pi} F I_{i,j,k} + F_{i,j,k}, \quad \mu < 0 \quad (17)$$

где h – шаг расчетной сетки по z ,

$$F_{i,j,k} = \pi g_{i,j} E_\lambda e^{-\frac{\tau}{\mu}}, \quad \mu > 0$$

$$F_{i,j,k} = \pi g_{i,j} E_\lambda e^{\frac{\tau}{\mu}}, \quad \mu < 0$$

$$F I_{i,j,k} = \sum_{m=1}^M g_{i,j,l,m} I_{l,m,k} + \sum_{m=1}^M g_{i,j,N,m} T_{N,m,k} + \\ + 2 \sum_{n=2}^{N-1} g_{i,j,n,l} T_{n,l,k} + 2 \sum_{n=2}^{N-1} g_{i,j,n,M} T_{i,j,n,M} + 4 \sum_{m=2}^{M-1} \sum_{n=2}^{N-1} g_{i,j,n,m} T_{i,j,n,m}$$

Итерационный алгоритм по определению искомой функции $I_{i,j,k}$ заменяется в виде:

$$I_{i,j,k}^{n+1} = (\mu I_{i,j,k-1}^{n+1} + h \frac{\sigma_S}{2\pi} F I_{i,j,k} + F_{i,j,k} h) / (\mu + \sigma h), \quad \mu > 0 \quad (18)$$

$$I_{i,j,k}^{n+1} = (-\mu I_{i,j,k+1}^{n+1} + \frac{\sigma_S}{2\pi} h F I_{i,j,k} + F_{i,j,k} h) / (\sigma h - \mu), \quad \mu < 0 \quad (19)$$

В $F I_{i,j,k}$ входит определяемая функция $I_{i,j,k}^n$. В первом приближении $I_{i,j,k}^{(1)} = 0$.

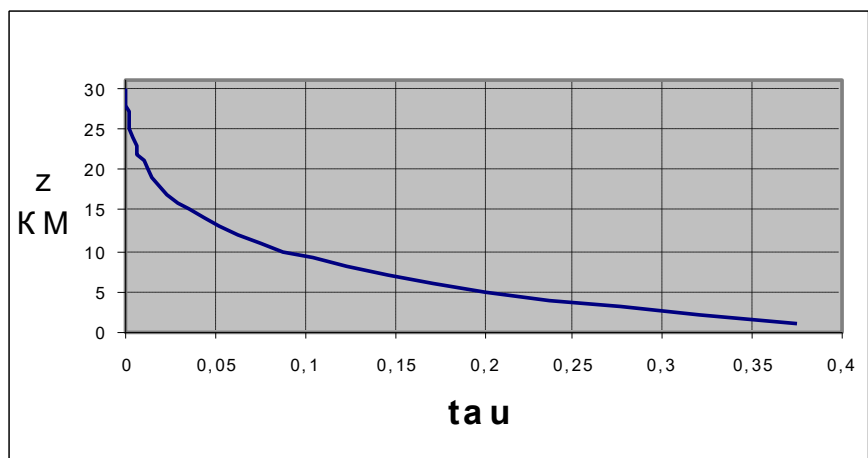
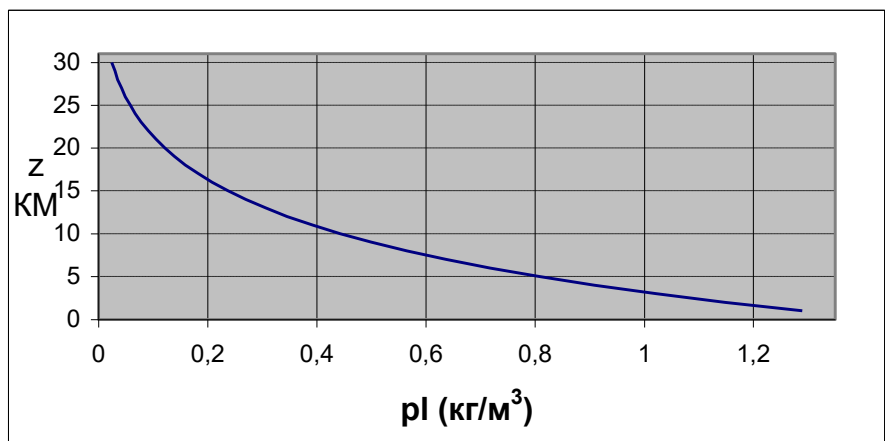
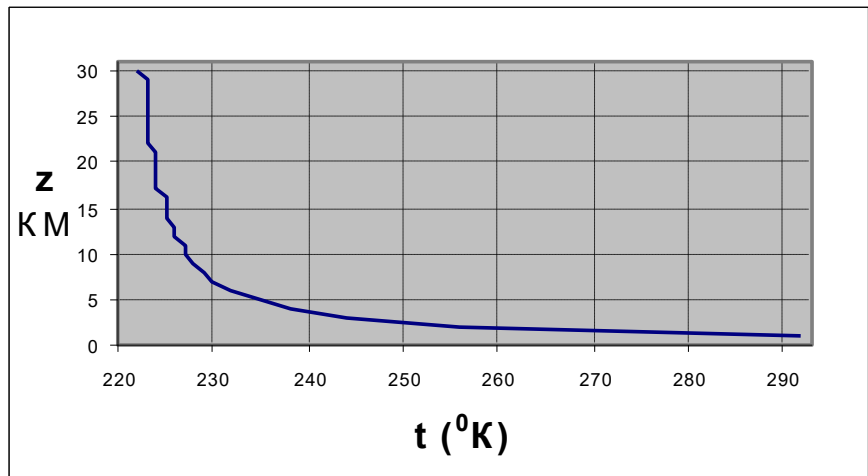


Рис. 1. Профили характеристик атмосферы. t – температура, ρ_l – плотность атмосферы, τ – оптическая толщина атмосферы.

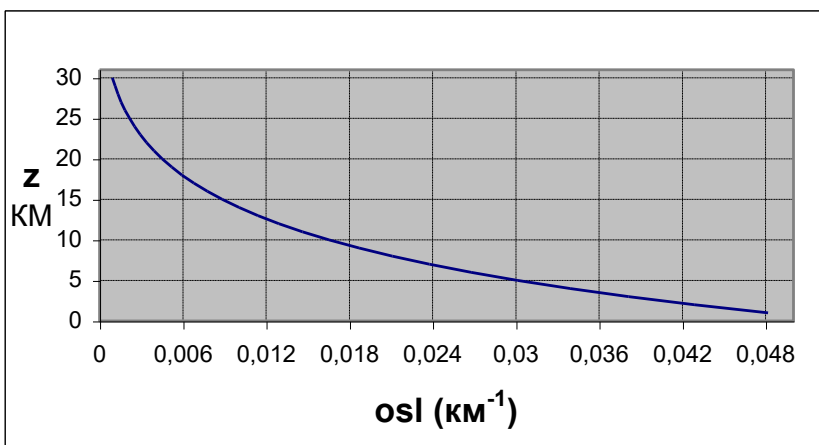
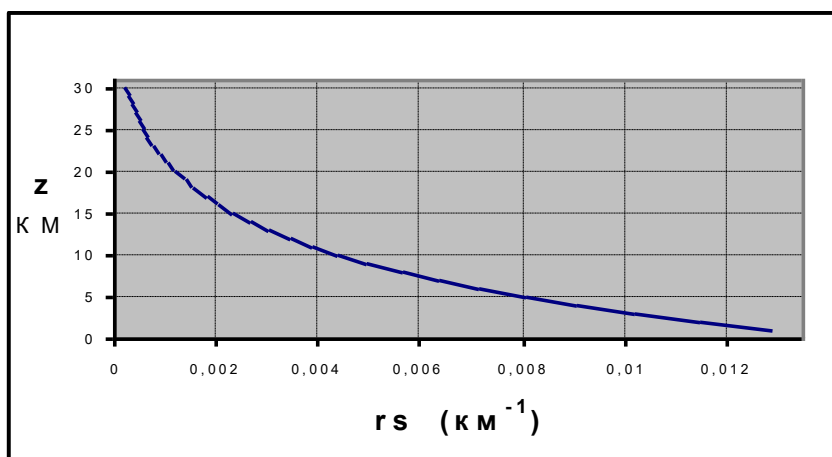
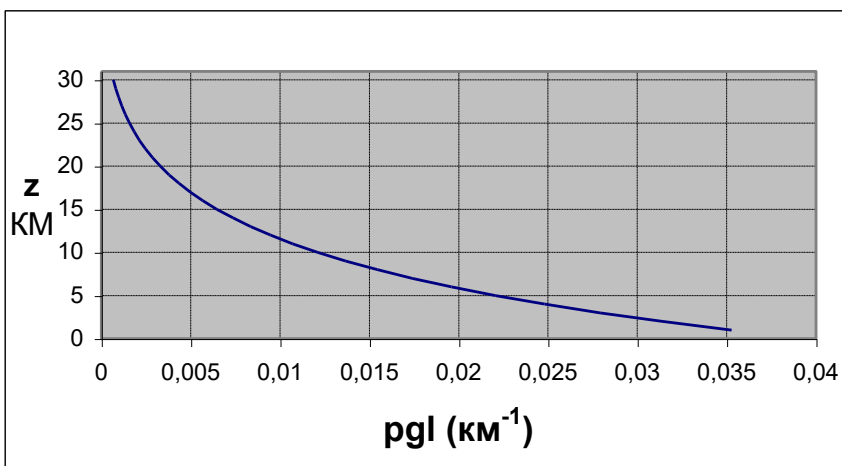


Рис. 2. Профили характеристик атмосферы. ρ_l , r_s , osl – коэффициенты поглощения, рассеяния и ослабления.

Вторую задачу (11)...(13) в конечных разностях можно переписать в аналогичном виде, как в задаче (1)...(9) и итерационный алгоритм запишется в виде:

$$\psi_{i,j,k}^{(n+1)} = (\mu \psi_{i,j,k-1}^{(n+1)} + \frac{\sigma_s h}{2\pi} F I_{i,j,k}) / (\mu + \sigma h), \quad \mu > 0 \quad (20)$$

$$\psi_{i,j,k}^{(n+1)} = (-\mu \psi_{i,j,k+1}^{(n+1)} + \frac{\sigma_s h}{2\pi} F I_{i,j,k}) / (\sigma h - \mu), \quad \mu < 0 \quad (21)$$

В первой части при $\mu > 0$ задача решается с граничными условиями (12). Определение $\psi_{i,j,k}$ для $z = H$ при $\mu > 0$ сформирует граничные условия для второй части этой задачи при $\mu < 0$. Значение функции $\psi(H, \mu, \varphi)$ в граничном условии (13) позволяет решить эту часть задачи по той же схеме, что и во второй части первой задачи.

На рис. 3 представлены графики вертикальных профилей нисходящего излучения при многократном рассеянии. Диапазон изменений значений интенсивности излучения от 0,005 до 0,12. Наблюдаемый разброс значительно больше, чем при однократном рассеянии излучения. На рис. 4 представлены вертикальные профили восходящего излучения I (вт/см²мкм) при разных азимутах $\varphi = (i - 1) \cdot \pi/4$ ($i = 1, 2, 3, 4$). Наблюдаемое на графике отклонение сильно зависит от значений азимута φ . При $\varphi = 0$ и $\varphi = 2\pi$ отклонения минимальны, при $\varphi = 4\pi/9$ до $16\pi/9$ максимальны. На рис. 5 построены графики распределений значений интенсивности излучения, являющиеся решением первой задачи с двумя частями $\mu < 0$ и $\mu > 0$ интенсивности излучения, построенные по результатам решения задачи (1)...(3).

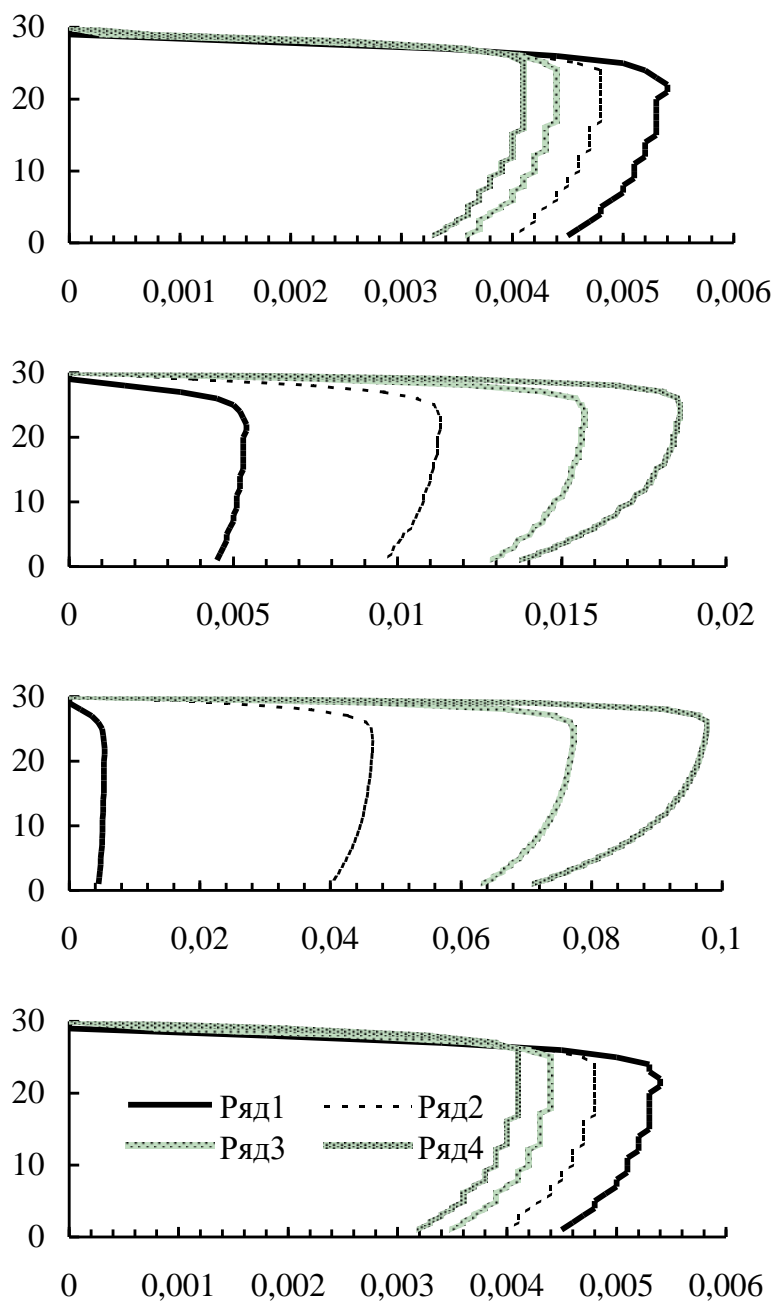


Рис. 3. Вертикальные профили по z (км) нисходящего излучения I ($\text{вт}/\text{см}^2\text{мкм}$) при многократном рассеянии при разных азимутах. $\varphi = (i-1)\pi/3$ ($i = 1, 2, 3, 4$). Ряды 1...4 соответствуют разным углам визирования $\mu = +0,8; +0,6; +0,4; +0,2$.

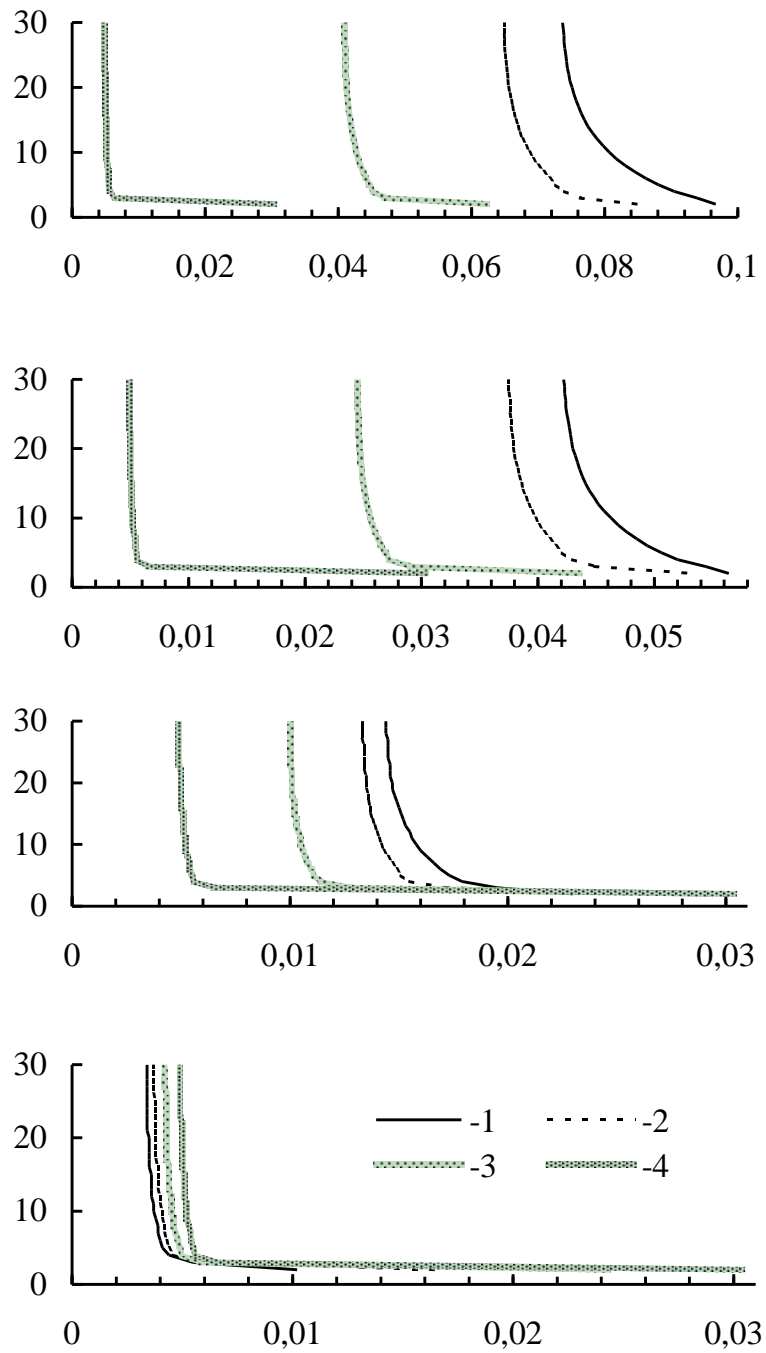


Рис. 4. Вертикальные профили восходящего излучения I (вт/см²мкм) при разных азимутах $\varphi = (i-1)\pi/4$ ($i = 1, 2, 3, 4$). Ряды 1 – 4 соответствуют разным углам визирования $\mu = +0,8; +0,6; +0,4; +0,2$.

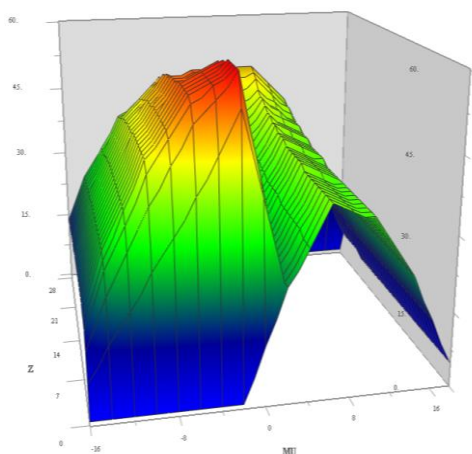


Рис. 5. Распределение значений интенсивности излучения, построенных по результатам решения задачи (1)...(3) при азимуте $\varphi = \pi$. Вертикальная координата соответствует значениям интенсивности излучения I вт/(м²км ср), горизонтальная ось Z соответствует высоте от 0 до 30 км, вторая горизонтальная ось соответствует $MU = 16 \mu = 16 \cos \vartheta$.

Представленный алгоритм расчета интенсивности излучения с учетом многократного рассеяния в атмосфере может быть применен в обратных задачах восстановления параметров атмосферы и атмосферной коррекции космических изображений по спутниковым данным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Матвеев Л.Т. Физика атмосферы – Л.: Гидрометиздат, 1976 – 477с.
2. Султангазин У.М., Ахмеджанов А.Х. Об одном методе восстановления альбеда земной поверхности по данным космического зондирования // Гидрометеорология и экология, №3-4. – 2003. – С. 7-16.
3. Султангазин У.М. Математические проблемы построения алгоритмов атмосферной коррекции в дистанционном зондировании // Вестник Кыр. Гос. Ун-та, 2001. – Сер. 3. – Вып. 5. – С. 15-26.
4. Султангазин У.М., Ахмеджанов А.Х. К вопросу атмосферной коррекции космических изображений // Гидрометеорология и экология. – 2004. – №3. – С. 7-16.
5. Султангазин У.М., Ахмеджанов А.Х. Численные методы восстановления вертикальных профилей температуры и удельной влажности по данным дистанционного зондирования из космоса // Гидрометеорология и экология. – 2001. – № 1-2. – С. 7-10.

6. Sultangazin U.M. Mathematical problems connected with construction of algorithms for atmosphere correction in remote sensing. Journal of Inverse and ILL-Posed Problems. The Netherlands, Vol. 9, № 6, 2001, pp. 655-668.
7. R.J.D. Spurr, T.P. Kurosu, and K.V. Chance. 2001: A linearized discrete ordinate radiative transfer model for atmospheric remote sensing retrieval // J. Quant. Spectrosc. Radiat. – 2001. – Transfer, 68:689–735.
8. Sultangazin U.M., Ahmedzhanov A.H., Glushko V.N. Numerical methods of reconstruction of optical parameters of terrestrial surface and atmosphere using remote sensing // Mathematics and Computers in Simulation, Volume 67, Issue 4-5, 3 December 2004, P. 391-398.

Институт космических исследований

**СПУТНИКТИК МӘЛІМЕТТЕР НЕГІЗІНДЕ КҮННИҢ СӘУЛЕ
ШЫҒАРУЫНЫҢ ҚАРҚЫНДЫЛЫҒЫН ҚАЙТА-ҚАЙТА
ШАШЫРАУ ЖАҒДАЙЫНДА ЕСЕПТЕУ АЛГОРИТМІ**

SP ҰА академигі

Геог. Ғылымд. канд.

У.М. СұлтанҒазин

А.Х. Ахмеджанов

Т.С. Сараданов

С.,уле шыҒаруды тасымалдау процессінде, кҒннiҰ тiке радиациясынан басҒа, атмосферада барлыҒ баҒытҒа таралатын кҒннiҰ шашыранды радиациясы бар. Бiл жiгмыста спутниктiк м.,,лiметтер негiзiнде кҒннiҰ с.,уле шыҒаруыныҰ жарҒындылыҒын жайта-жайта шашырау жаҒдайында есептеу алгоритмi тсынылҒан.