



МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ
федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«РОССИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Кафедра Экспериментальной физики атмосферы

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА
ДИПЛОМНЫЙ ПРОЕКТ

На тему «Влияние оптических параметров атмосферы
на характеристики солнечной радиации»

Исполнитель: Новиков Сергей Сергеевич

Руководитель: доцент Зудинов Николай Викторович

Научный консультант: доктор физ.-мат. наук

Мельникова Ирина Николаевна

**«К защите допускаю»
Заведующий кафедрой
доктор физ.-мат. наук, профессор**

_____ **Кузнецов А.Д.**

«__» _____ 20__ г.

Санкт–Петербург
2017г.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ	8
1.1. Солнечная радиация	8
1.2. Взаимодействие излучения с атмосферой	12
1.3. Перенос солнечного излучения в атмосфере	14
ГЛАВА 2. МЕТОДЫ РАСЧЕТА	17
2.1. Метод приближения однократного рассеяния	17
Выражение интенсивности излучения через функцию источников	17
Приближение однократного рассеяния – общий случай	18
Приближение однократного рассеяния на границах вертикально-однородной атмосферы	19
Учет отражения от поверхности	19
Область применимости приближения однократного рассеяния	22
2.2. Расчет характеристик солнечной радиации в атмосфере с применением метода Эддингтона	22
Учет альбедо подстилающей поверхности	25
Расчет других радиационных характеристик	26
2.3. Расчет радиационных характеристик солнечной радиации в облачной атмосфере с применением асимптотических формул теории переноса	27
Основные формулы	27
Случай слабого истинного поглощения солнечной радиации	29

Погрешности и область применимости асимптотических формул	31
2.4. Расчет потоков и притока солнечной радиации в атмосфере методом Монте-Карло	32
Идея метода Монте-Карло	32
Моделирование свободного пробега фотона	34
Моделирование взаимодействия фотона с атмосферой	34
Моделирование взаимодействия фотона с поверхностью	35
Общая схема алгоритма ММК	36
Дополнительные возможности ММК	37
2.5. Модель атмосферы	37
ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ	39
3.1. Отраженный поток радиации	39
3.2. Поток солнечной радиации, пропущенной атмосферой	43
3.3. Лучистый приток	48
ГЛАВА 4. ПРОСТЫЕ АППРОКСИМАЦИИ ДЛЯ РАСЧЕТА НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ	53
4.1. Зависимость радиационных характеристик от оптической толщины	53
Альbedo подстилающей поверхности 0	53
Альbedo подстилающей поверхности 0.9	56
4.2. Зависимость радиационных характеристик от альbedo однократного рассеяния	58
Альbedo подстилающей поверхности 0	58
Альbedo подстилающей поверхности 0.9	59
4.3. Зависимость радиационных характеристик от индикатрисы рассеяния	60

Альbedo подстилающей поверхности 0	60
Альbedo подстилающей поверхности 0.9	61
4.4. Зависимость радиационных характеристик от альbedo подстилающей поверхности	62
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	64
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	66

ВВЕДЕНИЕ

В данной работе внимание сосредоточено на некоторых особенностях влияния оптических моделей на поле радиации в атмосфере без учета излишних деталей. Исследования влияния оптической модели на характеристики радиации предпринимались многократно [1, 2, 3, 4], но, однако, они не теряют актуальности ввиду многообразия оптической погоды в атмосфере и типа решаемых задач. Предыдущие рассмотрения использовали строгие и точные методы, но более трудоемкие в реализации, требующие сложных неоднородных оптических моделей атмосферы. Кроме того, сравнение различных методов для разных моделей атмосферы полезно для того, чтобы получить представление, для каких параметров атмосферы подходит тот или иной метод.

Целью настоящего исследования является изучение влияния оптических параметров атмосферы на трансформацию солнечной радиации.

Задачами дипломной работы является расчет характеристик солнечной радиации (отраженной, пропущенной, поглощенной, вклад многократного рассеяния, освещенность вертикальной поверхности).

Исследование зависимостей радиационных характеристик от ряда значений оптических параметров однородной атмосферы, альbedo подстилающей поверхности и зенитных углов Солнца позволило их линейно аппроксимировать. В результате предложены простые линейные аппроксимации зависимостей характеристик солнечной радиации от значений оптических параметров однородной атмосферы: (оптической толщины атмосферы τ (ОТА), альbedo однократного рассеяния ω (АОР), параметра асимметрии индикатрисы рассеяния g (ПА)), альbedo подстилающей поверхности и зенитных углов Солнца.

Результаты работы, в частности, предложенные простые аппроксимации, позволяют простую и быструю оценку радиационных характеристик, полезную в технических задачах. Они могут найти свое

применение, при решении прямой задачи, например, при проектировании зданий, выборе типа солнечных батарей и т.д., в дистанционном зондировании атмосферы и подстилающей поверхности из космоса для восстановления их оптических параметров из измеренных значений отраженных потоков, учета многократности рассеяния света при лидарном зондировании атмосферы.

Результаты представлены в относительных единицах потока солнечной радиации на верхней границе атмосферы. Для получения значений радиационных характеристик, в абсолютных энергетических единицах представленные значения необходимо умножить на значение внеатмосферного солнечного потока и на косинус зенитного угла Солнца. В работе расчеты выполнялись с применением компьютерных программ, реализующих 4 метода теории переноса излучения, которые применимы при разных значениях оптических параметров атмосферы: Приближение однократного рассеяния, Метод Эддингтона, Метод Монте-Карло и Метод асимптотических формул [5, 6, 7, 8, 9].

В работе рассмотрены случаи слабого и сильного поглощения: были выбраны 3 значения вероятности выживания кванта 0.999, 0.9 и 0.75 и ряд значений оптической толщины.

Дипломный проект состоит из четырех разделов.

В Главе 1 введены основные понятия о солнечной радиации в атмосфере, рассмотрены основы взаимодействия радиации и атмосферы, определены используемые параметры атмосферы и рассчитываемые характеристики радиации и кратко представлены детали теории переноса излучения.

В Главе 2 изложены методы теории переноса, которые применяются для расчетов характеристик солнечной радиации, а также представлена оптическая модель атмосферы.

Глава 3 содержит результаты расчетов: отраженный и пропущенный потоки радиации, лучистый приток, освещенность вертикальной

поверхности, долю рассеянной радиации в пропущенном потоке и вклад разных порядков рассеяний в формирование указанных характеристик радиации.

Глава 4 демонстрирует простые линейные аппроксимации для всех рассмотренных в работе характеристик радиации, которые позволяют оперативно и легко оценить их в разных оптических условиях в атмосфере.

Заключение посвящено кратким выводам по результатам работы.

ГЛАВА 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

1.1. Солнечная радиация

Солнечная радиация – электромагнитные волны (поток энергии), проявляющие квантовые свойства, процессы её распространения в атмосфере рассматриваются в рамках электродинамики и квантовой механики. Определяемые через энергию характеристики излучения называются радиационными.

В излучении, проходящем через атмосферу Земли, выделяют следующие основные типы излучений:

- 1) прямое солнечное – излучение, пришедшее в данную точку непосредственно от Солнца;
- 2) рассеянное солнечное – излучение Солнца, испытавшее рассеяние в атмосфере; отраженное от подстилающей поверхности солнечное излучение;
- 3) собственное излучение атмосферы и собственное излучение поверхности (тепловое излучение).

Совокупность данных излучений создает в атмосфере Земли поле излучения, которое характеризуется наличием энергии излучения различных спектральных диапазонов и приходящей с различных направлений.

Рассмотрим некоторый излучающий объект (рис.1.1), причем это не обязательно источник излучения, но может быть отражающий или рассеивающий внешнее излучение объект.

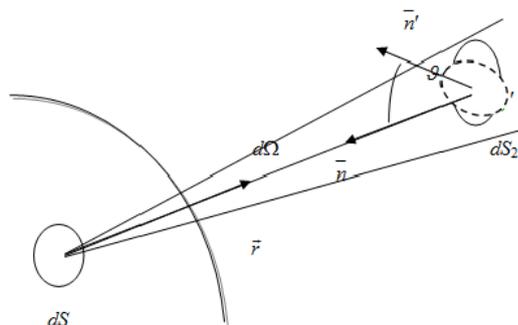


Рисунок 1.1 – К определению интенсивности и потока излучения

Выберем на поверхности объекта элементарную площадку dS , опишем вокруг нормали к ней \vec{r} телесный угол $d\Omega$. Тогда энергия излучения пропорциональна площади dS , телесному углу $d\Omega$, а также рассматриваемым интервалам длин волн $[\lambda, \lambda+d\lambda]$ и времени $[t, t+dt]$.

Интенсивностью излучения $I_\lambda(\vec{r}, t)$ на длине волны λ в направлении \vec{r} в момент времени t называется коэффициент пропорциональности энергии излучения dE величинам dS , $d\Omega$, $d\lambda$ и dt , [5, 10]:

$$I_\lambda(\vec{r}, t) = \frac{dE}{dS d\Omega d\lambda dt} \quad (1.1)$$

Приведенное определение интенсивности, как “коэффициента пропорциональности”, соответствует интенсивности излучения, или энергии в единицу времени из единицы телесного угла в единичном интервале длин волн на единицу площади поверхности, перпендикулярной направлению приходящего излучения. Эта энергия соответствует не реальным единичным масштабам (*сек, стер, мкм, см²*), а дифференциальным dt , $d\Omega$, $d\lambda$, dS .

Если площадка dS' , на которую падает излучение, не перпендикулярна направлению его распространения, а образует с ним угол $\vartheta = \angle(\vec{n}, -\vec{r})$ (рис. 1.1), то проекция dS' на плоскость dS равна $dS = dS' \cos \vartheta$. Тогда из формулы (1.1) для энергии dE , приходящей на наклонно ориентированную площадку dS' получаем:

$$dE = I_\lambda(\vec{r}, t) dt d\lambda d\Omega dS' \cos \vartheta \quad (1.2)$$

Определим поток излучения $F_\lambda(t)$ (полный спектральный поток) как коэффициент пропорциональности энергии излучения dE' , приходящей в интервалах длин волн $[\lambda, \lambda+d\lambda]$ и времени $[t, t+dt]$ на площадку dS' со всех направлений, значениям dt , $d\lambda$, dS' , т.е.

$$F_\lambda(t) = \frac{dE'}{dt d\lambda dS'} \quad (1.3)$$

Таким образом, *потоком* излучения называется энергия, приходящая на единичную площадку, в единицу времени в единичном интервале длин волн.

Поскольку в атмосфере мы выделили конкретное направление – ось z (высота), то от него естественно отсчитывать и зенитный угол ϑ . Такой угол называется **зенитным углом излучения** (он характеризует отклонение его от зенита). Угол ϑ равен нулю, если излучение идет из зенита, и π , если из надира. Тогда полный поток излучения можно записать как сумму двух полусферических потоков – по верхней и нижней полусферам:

$$F(z) = F^\downarrow(z) + F^\uparrow(z),$$

$$F^\downarrow(z) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} I(z, \vartheta, \phi) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta, \quad (1.4)$$

$$F^\uparrow(z) = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{\pi/2}^{\pi} I(z, \vartheta, \phi) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta.$$

Величина $F^\downarrow(z)$ называется **нисходящим потоком**, величина $F^\uparrow(z)$ – **восходящим потоком**, оба эти потока также называются **полусферическими**. **Нисходящий поток** – это энергия излучения, проходящая через уровень высоты z вниз, т.е. к поверхности Земли, а **восходящий поток** – энергия, проходящая вверх – от подстилающей поверхности. **Пропускание T** это и есть нисходящий поток на нижней границе атмосферы а **отражение R** соответственно восходящий поток на верхней границе.

Полный поток (баланс) запишем как разность полусферических потоков $F(z) = F^\downarrow(z) - F^\uparrow(z)$, определенную таким образом величину часто называют **(спектральным) радиационным балансом**.

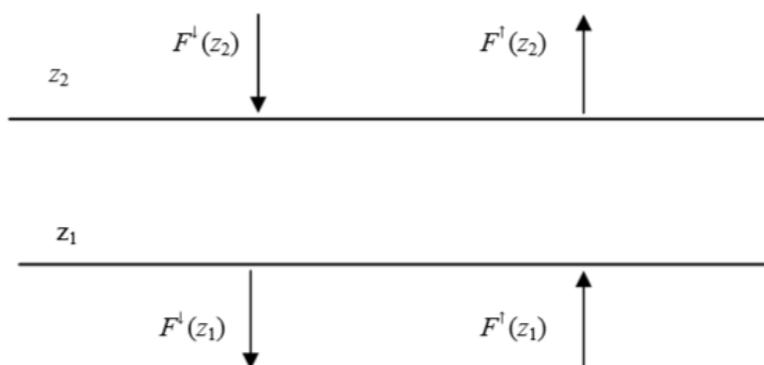


Рисунок 1.2 – К определению притока излучения

Рассмотрим два уровня в атмосфере, определяемые высотами z_1 и z_2 (рис. 1.2.) Найдем энергию солнечного излучения $D(z_1, z_2)$ (на единицу площади, времени и длины волны), поглощенного атмосферой между этими уровнями. Для этого следует из входящей в слой энергии вычесть выходящую энергию, т.е.

$$D(z_1, z_2) = F^\downarrow(z_2) + F^\uparrow(z_1) - F^\downarrow(z_1) - F^\uparrow(z_2) = F(z_2) - F(z_1) \quad (1.5)$$

Величина $D(z_1, z_2)$ называется **притоком излучения** или **лучистым притоком** в слое от высоты z_1 до высоты z_2 . Она имеет большое значение в энергетике атмосферы, так как, определяет ее нагревание. По характеру спектральной зависимости $D(z_1, z_2)$ можно судить о типе и содержании конкретных поглощающих субстанций (атмосферных газов и аэрозолей) в рассматриваемом слое. Для сравнения величин лучистых притоков в атмосферных слоях различной толщины, значение $D(z_1, z_2)$ нормируют на толщину слоя:

$$d(z_1, z_2) = D(z_1, z_2) / (z_2 - z_1) \quad (1.6)$$

Нормированный приток (1.6) с учетом (1.5) можно рассматривать как непрерывную функцию высоты, записав через производную баланса (полного потока):

$$d(z) = \frac{\partial F(z)}{\partial z} \quad (1.7)$$

Радиус Солнца мал по сравнению с расстоянием до него, поэтому угловым расхождением пучка солнечных лучей, приходящих на Землю, можно пренебречь и считать поток от Солнца параллельным. Кроме того, радиус Земли значительно превосходит толщину тропосферы. Таким образом, можно рассматривать плоскопараллельную атмосферу, освещаемую сверху параллельными солнечными лучами. Примем приближение горизонтально-однородной атмосферы. Понятно, что поток излучения зависит от зенитного угла Солнца:

$$F(\vartheta) = F_0 \cos \vartheta \quad (1.8)$$

где F_0 – поток излучения перпендикулярно падающих лучей, $F(\vartheta)$ – поток для зенитного угла Солнца ϑ .

1.2. Взаимодействие излучения с атмосферой

Рассмотрим некоторую условную частицу вещества (молекулу газа, аэрозольную частицу), освещенную параллельным пучком лучей с потоком F_0 (рис.1.3). Процесс взаимодействия излучения с данной частицей складывается из рассеяния излучения на частице и поглощения излучения веществом частицы. В сумме эти процессы называются *ослаблением* излучения.

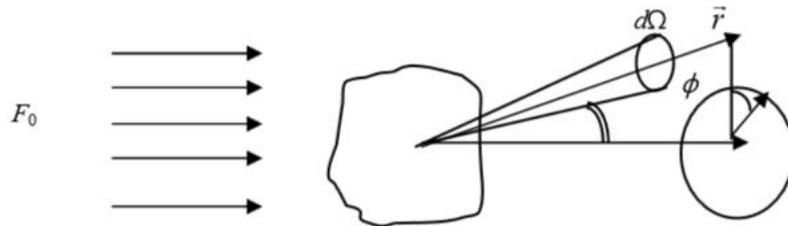


Рисунок 1.3 – К определению сечений взаимодействия

Пусть энергия поглощенного излучения равна E_a (a – absorption), рассеянного (во всех направлениях) – E_s (s – scattering) и энергия ослабления $E_e = E_a + E_s$ (e – extinction). Если бы частица взаимодействовала с излучением по законам геометрической оптики и была непрозрачной (т.е. ослабляла все падающее на нее излучение), то, энергия ослабления соответствовала энергии, приходящей на проекцию частицы на плоскость, перпендикулярную направлению распространения лучей. Эта проекция называется *сечением частицы* плоскостью, ее площадь для краткости именуют просто сечением.

Определим сечения взаимодействия излучения с частицей (шаром) следуя [11]:

$C_e(y, m)$ – сечение ослабления;

$C_s(y, m)$ – сечение рассеяния;

$C_a(y, m)$ – сечение поглощения;

$x(\gamma, y, m)$ – индикатриса рассеяния частицы, где γ – угол рассеяния.

Пусть все размеры всех частиц одинаковы, то для перехода от характеристики одной частицы, например, сечения ослабления C_e , к характеристике ансамбля – объемному коэффициенту ослабления α :

$$\alpha = NC_e \quad (1.9)$$

где N – концентрация частиц – их число в единице объема. Вывод соотношения (1.9) имеется в [12, 13]. Если частицы разных размеров и распределение по размерам описывается функцией $f(r)$ [14], то коэффициент ослабления α определяется, как:

$$\alpha = N \int_0^{\infty} f(r) C_e(r, m) dr \quad (1.10)$$

где $C_e(r, m)$ – сечение ослабления частицы с радиусом r и КПП вещества m .

Для объемного коэффициента рассеяния σ аналогично (1.10) получаем

$$\sigma = N \int_0^{\infty} f(r) C_s(r, m) dr \quad (1.11)$$

где $C_s(r, m)$ – сечение рассеяния одной частицы.

Объемный коэффициент поглощения κ есть разность

$$\kappa = \alpha - \sigma \quad (1.12)$$

$$x(\gamma) = \frac{1}{\sigma} \int_0^{\infty} f(r) C_s(r, m) x(\gamma, r, m) dr \quad (1.13)$$

в котором слева стоит индикатриса ансамбля аэрозольных частиц, а справа (под интегралом) – индикатриса одной частицы.

Индикатрису рассеяния в атмосфере часто аппроксимируют непрерывной функцией. Одной из наиболее широко используемых аппроксимаций является функция Хэньи-Гринстейна:

$$x(\gamma) = \frac{1 - g^2}{(1 + g^2 - 2g \cos \gamma)^{3/2}} \quad (1.14)$$

где g – параметр аппроксимации ($0 \leq g < 1$), который описывает основное свойство аэрозольных индикатрис – вытянутость вперед (преобладание рассеяния в переднюю полусферу $0 \leq \gamma \leq \pi/2$ над рассеянием в заднюю полусферу $\pi/2 \leq \gamma \leq \pi$), и поэтому называется также параметр асимметрии индикатрисы [15].

1.3. Перенос солнечного излучения в атмосфере

Ослабление излучения, в элементарном объеме среды может происходить и противоположный процесс – увеличение энергии излучения при прохождении им пути dl . Величина dE , на которую увеличивается энергия, будет пропорциональна спектральному $d\lambda$ и временному dt интервалам, телесному углу $d\Omega$, описанному вокруг направления излучения, и величине излучающего объема $dV = dSdl$.

Определим *объемный коэффициент излучения* ε :

$$\varepsilon = \frac{dE_r}{dV d\Omega d\lambda dt} \quad (1.15)$$

Рассмотрим элементарный объем среды, находящийся в поле излучения, причем, в этом объеме происходят процессы ослабления и увеличения энергии излучения, проходящего сквозь него (рис. 1.4).

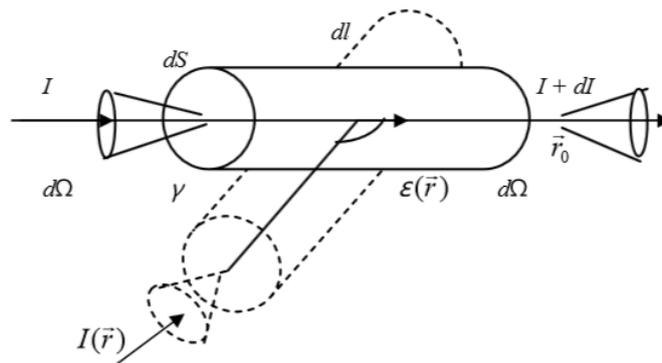


Рисунок 1.4 – К выводу уравнения переноса излучения

Пусть I – интенсивность излучения, приходящего на объем перпендикулярно грани dS , а $I+dl$ – интенсивность излучения в том же

направлении после прохождения им элементарного объема. Согласно определению интенсивности (1.1), энергия, приходящая на объем, равна $E_0=IdSd\Omega d\lambda dt$, тогда изменение энергии при прохождении элементарного объема есть $dE=dIdSd\Omega d\lambda dt$. Это изменение, по закону сохранения энергии, равно разности энергии увеличения dE_r и энергии ослабления dE_e , откуда, принимая во внимание определения объемного коэффициента излучения (1.15) и объемного коэффициента ослабления (1.9), получаем уравнение переноса излучения:

$$\frac{dI}{dl} = -\alpha I + \varepsilon \quad (1.16)$$

Уменьшение интенсивности пропорционально длине пути в ослабляющей среде dl . Будем в качестве характеристики ослабления излучения элементарным объемом среды использовать *объемный коэффициент ослабления* α , (1.9) равный, по определению, относительному изменению энергии исходного излучения в интервалах $([\lambda, \lambda+d\lambda], [t, t+dt])$, нормированному на длину dl :

$$\alpha = \frac{dE_e}{E_0 dl} = \frac{dF}{F_0 dl} \quad (1.17)$$

Подставляя определение (1.17) в (1.16) получим:

$$\frac{dI(\vec{r}_0)}{dl} = -\alpha I(\vec{r}_0) + \frac{\sigma}{4\pi} \int_{4\pi} x(\gamma) I(\vec{r}) d\Omega \quad (1.18)$$

Так как мы рассматриваем только потоки излучения, то далее будем использовать уравнения в терминах потоков, которые связаны с интенсивностью следующим соотношением:

$$\begin{aligned} F(z) &= F^\downarrow(z) + F^\uparrow(z), \\ F^\downarrow(z) &= \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} I(z, \vartheta, \phi) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta, \\ F^\uparrow(z) &= \int_0^{2\pi} d\phi \int_{\pi/2}^{\pi} I(z, \vartheta, \phi) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta. \end{aligned} \quad (1.19)$$

Для прямого солнечного излучения можно пренебречь рассеянием излучения, т.е. слагаемым с интегралом. Будем считать атмосферу

горизонтально однородной, тогда направление солнечного излучения только одно – высота, и уравнение переноса (1.19) переходит в:

$$\frac{dI(z)}{dz} \cos \vartheta = \alpha(z)I(z) , \quad (1.20)$$

где $\cos \vartheta > 0$.

Для дифференциального уравнения с граничным условием $I = I(z_\infty)$, где z_∞ – высота верхней границы атмосферы решение известно:

$$I(z) = I(z_\infty) \exp\left(\frac{1}{\cos \vartheta} \int_{z_\infty}^z \alpha(z') dz'\right) \quad (1.21)$$

Выражение (1.21) выражает *закон Бугера*.

Интеграл в показателе экспоненты называется оптической толщиной атмосферы τ .

Обозначим косинус зенитного угла Солнца $\cos \vartheta = \zeta$ и косинус зенитного угла визирования η . Отношение объемного коэффициента рассеяния к коэффициенту ослабления $\omega = \sigma/\alpha$ называется альбедо однократного рассеяния или вероятность выживания кванта при одном взаимодействии. Тогда уравнение переноса учитывающее рассеяние примет вид:

$$\eta \frac{dI(\tau, \eta, \zeta, \phi)}{d\tau} = -I(\tau, \eta, \zeta, \phi) + \frac{\omega(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^1 I(\tau, \eta', \zeta, \phi') x(\gamma, \tau) d\eta' + \frac{\omega(\tau)}{4} x(\gamma_0, \tau) S \exp\left(\frac{-\tau}{\zeta}\right) \quad (1.22)$$

Третье слагаемое в правой части описывает однократное рассеяние света, а интегральное слагаемое – многократное рассеяние. Далее будем использовать это уравнение.

ГЛАВА 2. МЕТОДЫ РАСЧЕТА

2.1. Метод приближения однократного рассеяния

Выражение интенсивности излучения через функцию источников

В изложении методов расчета будем следовать [16].

Рассмотрим уравнение переноса излучения в атмосфере (1.22)

$$\eta \frac{dI(\tau, \eta, \zeta, \phi)}{d\tau} = -I(\tau, \eta, \zeta, \phi) + \frac{\omega(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^1 I(\tau, \eta', \zeta, \phi') x(\gamma, \tau) d\eta' + \frac{\omega(\tau)}{4} x(\gamma_0, \tau) S \exp\left(\frac{-\tau}{\zeta}\right) \quad (2.1)$$

При выводе уравнения (2.1) наличие рассеянного излучения рассматривается как появление в среде дополнительных источников излучения [5], что приводит к появлению второго и третьего слагаемых в правой части. Вводят *функцию источников излучения*:

$$B(\tau, \eta, \zeta, \phi) = \frac{\omega(\tau)}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^1 I(\tau, \eta', \zeta, \phi') x(\gamma, \tau) d\eta' + \frac{\omega(\tau)}{4} x(\gamma_0, \tau) S \exp\left(\frac{-\tau}{\zeta}\right) \quad (2.2)$$

Тогда уравнение переноса (2.1) примет вид

$$\eta \frac{dI(\tau, \eta, \zeta, \phi)}{d\tau} = -I(\tau, \eta, \zeta, \phi) + B(\tau, \eta, \zeta, \phi) \quad (2.3)$$

Граничные условия для уравнения (2.1) и (2.3) записываются как

$$\begin{cases} I(\tau=0, \eta, \zeta, \phi) = 0, \text{ если } \eta > 0 \\ I(\tau=\tau_0, \eta, \zeta, \phi) = 0, \text{ если } \eta < 0 \end{cases} \quad (2.4)$$

что соответствует отсутствию внешнего *рассеянного* излучения на границах атмосферы. Подобные граничные условия возникают потому, что уравнение переноса (2.1) записано без учета прямого солнечного и отраженного от поверхности излучений, то есть *исключительно для рассеянного в атмосфере излучения*.

Уравнение (2.3) – это обыкновенное дифференциальное уравнение первого порядка (вида $\frac{dy}{dx} = a(x)y + b(x)$). Для таких уравнений из математики известно общее решение

$$\left(y(x) = y(x_0) \exp\left(\int_{x_0}^x a(x') dx'\right) + \int_{x_0}^x b(x') \exp\left(\int_{x'}^x a(x'') dx''\right) dx' \right).$$

Применяя его к уравнению (2.3) ($x \equiv \tau$, $y \equiv I$, $a(x) \equiv -1/\eta$, $b(x) \equiv B/\eta$) с учетом граничных условий (2.4) ($x_0 \equiv 0$ при $\eta > 0$, $x_0 \equiv \tau_0$ при $\eta < 0$, в обоих случаях $y(x_0) = 0$) получаем:

$$\begin{cases} I(\tau, \eta, \zeta, \varphi) = \frac{1}{\mu_0} \int_0^\tau B(\tau, \eta, \zeta, \varphi) \exp\left(-\frac{\tau - \tau'}{\eta}\right) d\tau', \text{ если } \eta > 0 \\ I(\tau, \eta, \zeta, \varphi) = -\frac{1}{\mu_\tau} \int_{\tau_0}^\tau B(\tau, \eta, \zeta, \varphi) \exp\left(-\frac{\tau - \tau'}{\eta}\right) d\tau', \text{ если } \eta < 0 \end{cases} \quad (2.5)$$

Выражения (2.5) не являются решениями уравнения переноса (2.1), поскольку функция $B(\tau, \eta, \zeta, \varphi)$ сама согласно (2.2) зависит от искомой интенсивности. Но они очень удобны как явные выражения интенсивности излучения через функцию источников.

Приближение однократного рассеяния – общий случай

Рассмотрим формулу для функции источников (2.2). Два слагаемых имеют ясный физический смысл. Второе слагаемое – это источники *однократно рассеянного излучения*, то есть солнечного излучения, испытавшего в атмосфере только одно рассеяние (этот член возникает при подстановке в уравнение переноса прямого солнечного излучения). Интегральное слагаемое – это источники *многократно рассеянного излучения*, то есть солнечного излучения, испытавшего в атмосфере более одного рассеяния. Для безоблачной атмосферы Земли вклад в суммарную интенсивность однократного рассеяния обычно значительно (в несколько раз) превосходит вклад многократного рассеяния. Поэтому в ряде задач, где не требуется высокая точность расчета интенсивности излучения, можно ограничиться *приближением однократного рассеяния*. Поэтому в формуле (2.2) можно положить интегральное слагаемое равным нулю – пренебречь им вследствие малости по сравнению со вторым. Тогда формулы (2.5) будут являться решением задачи расчета интенсивности

$$\begin{cases} I(\tau, \eta, \zeta, \varphi) = \frac{S}{4\eta} \int_0^{\tau} \omega(\tau') x(\gamma_0, \tau') \exp\left(-\frac{\tau'}{\zeta} - \frac{\tau - \tau'}{\eta}\right) d\tau', \text{ при } \eta > 0 \\ I(\tau, \eta, \zeta, \varphi) = -\frac{S}{4\eta} \int_{\tau}^{\tau_0} \omega(\tau') x(\gamma_0, \tau') \exp\left(-\frac{\tau'}{\zeta} - \frac{\tau - \tau'}{\eta}\right) d\tau', \text{ при } \eta < 0 \end{cases} \quad (2.6)$$

Формулы (2.6) имеют простой физический смысл и даже могут быть альтернативно выведены на основе чисто физического рассуждения.

Приближение однократного рассеяния на границах вертикально-однородной атмосферы

Обычно, в прикладных задачах нас интересует интенсивность излучения не во всей атмосфере, а лишь на ее границах. Солнечное излучение, выходящее через верхнюю границу атмосферы, измеряется различными спутниковыми приборами, исследующими атмосферу и поверхность Земли, следовательно, его расчет важен для задач интерпретации этих измерений. Интенсивность излучения, приходящего на нижнюю границу атмосферы $I(\tau = \tau_0, \eta, \zeta, \varphi)$ при $\eta > 0$, и интенсивность излучения, выходящего через верхнюю границу атмосферы $I(\tau = 0, \eta, \zeta, \varphi)$ при $\eta < 0$, находят по формулам (2.6). Для вертикально-однородной атмосферы формулы принимают вид:

$$\begin{aligned} I_a^\downarrow(\eta, \zeta, \varphi) &= \frac{S\zeta}{4} \omega x(\gamma_0) \frac{\exp(-\tau_0/\eta) - \exp(-\tau_0/\zeta)}{\eta - \zeta}, \\ I_a^\uparrow(\eta, \zeta, \varphi) &= \frac{S\zeta}{4} \omega x(\gamma_0) \frac{1 - \exp(-\tau_0(1/\zeta - 1/\eta))}{\zeta - \eta}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Учет отражения от поверхности

Формулы (2.7), как уже подчеркивалось выше, соответствуют интенсивности однократно рассеянного излучения, взаимодействующего исключительно с атмосферой. Для интенсивности на нижней границе атмосферы $I_a^\downarrow(\eta, \zeta, \varphi)$ этого вполне достаточно. Однако в интенсивность излучения, выходящего через верхнюю границу безоблачной атмосферы, существенный вклад вносит интенсивность излучения, отраженного от поверхности планеты. Она зачастую во много раз больше интенсивности

рассеянного атмосферой излучения (именно поэтому земная поверхность четко видна из космоса). Следовательно, для упомянутых выше задач интерпретации спутниковых измерений необходимо учесть и отражение излучения от поверхности.

Запишем суммарную (рассеянную и отраженную) интенсивности в виде:

$$I^{\uparrow}(\eta, \zeta, \phi) = I_a^{\uparrow}(\eta, \zeta, \phi) + I_s^{\uparrow}(\eta, \zeta, \phi), \quad (2.8)$$

где величина без индекса – суммарная, а величина с индексом “s” (surface) – вклад отражения от поверхности.

В рамках используемого приближения однократного рассеяния, естественно и взаимодействие с поверхностью – отражение рассматривать тоже как однократное. При этом считать, что после отражения излучение в атмосфере больше не рассеивается (иначе это будет уже второе взаимодействие). Тогда, согласно закону Бугера

$$I_s^{\uparrow}(\eta, \zeta, \phi) = I_s(\tau=0, \eta, \zeta, \phi) \exp(-\tau_0 / \eta), \quad (2.9)$$

где $I_s(\tau=0, \eta, \zeta, \phi)$ – интенсивность отраженного излучения непосредственно на уровне поверхности ($\tau=0$).

Рассмотрим простейшую модель изотропно отражающей поверхности. Отражательные свойства такой поверхности характеризуются скалярной величиной – *альбедо поверхности* A . По определению *альбедо есть доля отражаемой поверхностью энергии излучения*, что приводит к соотношению

$$A = \frac{F^{\uparrow}}{F^{\downarrow}} \quad (2.10)$$

где F^{\downarrow} – падающий (нисходящий) на поверхность поток энергии, F^{\uparrow} – восходящий от поверхности поток энергии. Указанные потоки выражаются через интенсивность излучения как интеграл от нее по полусфере:

$$\begin{aligned} F^{\downarrow} &= \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^1 I(\eta', \phi') \eta' d\eta', \\ F^{\uparrow} &= - \int_0^{2\pi} d\phi' \int_{-1}^0 I(\eta', \phi') \eta' d\eta'. \end{aligned} \quad (2.11)$$

В рамках рассматриваемого приближения однократного рассеяния для вычисления F^\downarrow в (2.11) очевидно достаточно использовать интенсивность $I_a^\downarrow(\eta, \zeta, \varphi)$. Это интенсивность только рассеянного излучения, а в поток входит еще и прямое, которое следует добавить отдельно. Поскольку на верхней границе атмосферы поток на перпендикулярную лучам площадку равен πS , а поток на плоскость, параллельную поверхности есть $\pi S \zeta$. По пути через атмосферу он ослабевает по закону Бугера, следовательно, на поверхности получаем $\pi S \zeta \exp(-\tau_0 / \zeta)$. Окончательно имеем

$$F^\downarrow(\zeta) = \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^1 I_a^\downarrow(\eta', \zeta, \varphi') \eta' d\eta' + \pi S \zeta \exp(-\tau_0 / \zeta) \quad (2.12)$$

Находим интенсивность излучения отраженного поверхностью $I_s(\tau=0, \eta, \zeta, \varphi)$ и формула (2.11) дает $F^\uparrow = \pi I$, что при подстановке в (2.10) приводит к результату

$$I_s(\tau=0, \zeta) = \frac{A}{\pi} F^\downarrow(\zeta) \quad (2.13)$$

Последовательность соотношений (2.8), (2.7), (2.9), (2.13), (2.12) позволяет расчет интенсивности солнечного излучения на границах однородной атмосферы с изотропно отражающей поверхностью в приближении однократного рассеяния. Входными данными алгоритма являются параметры атмосферы: оптическая толщина τ_0 , альbedo однократного рассеяния ω , индикатриса рассеяния $x(\gamma)$; параметр поверхности – альbedo A , геометрические параметры: косинус зенитного угла Солнца ζ , косинус зенитного и азимут угла наблюдения интенсивности η и φ , а также внеатмосферный поток солнечного излучения πS . Параметр асимметрии индикатрисы рассеяния g полностью ее определяет, меняется в пределах $0 \leq g < 1$ и, чем он больше, тем более сильно индикатриса вытянута вперед.

Область применимости приближения однократного рассеяния

Приближение однократного рассеяния, как отмечено в теоретической части, применимо, когда интенсивность однократно рассеянного излучения много больше интенсивности многократно рассеянного [17]. Это условие достигается при малых оптических толщинах атмосферы τ_0 или при не слишком больших значениях альбедо однократного рассеяния ω (сильного поглощения радиации в атмосфере). Оптическая толщина атмосферы складывается из молекулярной и аэрозольной. Молекулярная оптическая толщина очень сильно убывает с ростом длины волны, поэтому приближение однократного рассеяния стандартно применяется там, где вклад молекулярного рассеяния мал и рассеивающей субстанцией в атмосфере можно считать только аэрозоль. Это область длин волн конца видимого и начала ИК диапазонов.

Однако особенностью данной работы является исследование зависимостей потока и интенсивности от параметров, в частности – оптической толщины. Поэтому мы не будем привязывать входную модель атмосферы и поверхности к реальным значениям, а будем варьировать ее в более широких пределах с целью лучшего выявления характера исследуемых зависимостей. Также положим $\pi S = 1$, то есть будем вычислять потоки в относительных единицах внеатмосферного потока.

2.2. Расчет характеристик солнечной радиации в атмосфере с применением метода Эддингтона

Произведем следующие преобразования:

Проинтегрируем обе части уравнения (2.1) по η , учтем нормировку индикатрисы рассеяния

$$\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 x(\gamma) d\eta = 1 \quad (2.14)$$

и используем следующее соотношение для среднего косинуса угла рассеяния

$$\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 x(\gamma) \eta d\eta = \frac{1}{3} x_1 = g \quad (2.15)$$

средний косинус угла рассеяния g , меняется от 0 до 1 и описывает вытянутость индикатрисы вперед. Далее введем следующие обозначения:

средняя интенсивность, умноженная на 4π .

$$I(\tau, \zeta) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 I(\tau, \eta, \zeta, \varphi') d\eta \quad (2.16)$$

поток диффузного излучения:

$$H(\tau, \zeta) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 I(\tau, \eta, \zeta, \varphi') \eta d\eta \quad (2.17)$$

K-интеграл:

$$K(\tau, \zeta) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 I(\tau, \eta, \zeta, \varphi') \eta^2 d\eta \quad (2.18)$$

Разность $[I(\tau, \zeta) - K(\tau, \zeta)]$ – определяет поток диффузного излучения в горизонтальном направлении. В результате, получим систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dH(\tau, \zeta)}{d\tau} &= -[1 - \omega(\tau)] I(\tau, \zeta) + \omega(\tau) \pi S \exp\left(\frac{-\tau}{\zeta}\right), \\ 3 \frac{dK(\tau, \zeta)}{d\tau} &= -[3 - \omega(\tau) x_1(\tau)] H(\tau, \zeta) + \omega(\tau) \pi S \exp\left(\frac{-\tau}{\zeta}\right). \end{aligned} \quad (2.19)$$

Уравнения дифференциальные и система могла бы быть решена, но их всего 2, а неизвестных функции 3. Поэтому для решения системы необходимо добавить еще одно уравнение, например, описывающее связь между 2-мя неизвестными функциями.

Приближение Эддингтона основано на приближении:

$$\int_{-1}^1 I(\tau, \eta) \eta^2 d\eta = \frac{1}{3} \int_{-1}^1 I(\tau, \eta) d\eta, \quad (2.20)$$

т.е. здесь выносим среднее значение η^2 за знак интеграла. Это соотношение точно выполняется, если справедливы равенства:

- 1) $I \neq I(\tau, \eta)$;
- 2) $I(\tau, \eta) = a + b\eta$ – линейная зависимость;
- 3) $I(\tau, \eta) = I(\tau, \eta) + \sum I_i(\tau, \eta) \eta^{2i+1}$

Примем граничные условия: $2H(0, \zeta) = -I(0, \zeta)$; $2H(\tau_0, \zeta) = -I(\tau_0, \zeta)$ – они позволяют вынести за знак интеграла ζ : $-1/2$ и $1/2$, тогда тоже справедливо равенство:

$$3K(\tau, \zeta) = I(\tau, \zeta) \quad (2.22)$$

Подстановка заданного углового распределения в интегро-дифференциальную форму уравнения переноса приводит к системе дифференциальных уравнений для восходящего и нисходящего потоков:

$$\begin{aligned} \frac{dF^\uparrow(\tau, \zeta)}{d\tau} &= \gamma_1 F^\uparrow(\tau, \zeta) - \gamma_2 F^\downarrow(\tau, \zeta) - F_0 \omega \gamma_3 e^{-\tau/\zeta}, \\ \frac{dF^\downarrow(\tau, \zeta)}{d\tau} &= \gamma_2 F^\uparrow(\tau, \zeta) - \gamma_1 F^\downarrow(\tau, \zeta) + F_0 \omega \gamma_4 e^{-\tau/\zeta}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

где $F^{\uparrow\downarrow}(\tau, \zeta) = 2\pi \int I(\tau, \zeta, \pm\eta) \eta d\eta$ – полусферические потоки солнечной радиации в атмосфере.

Для случая отсутствия поглощения $\omega_0 = 1.0$ освещенность нижней границы атмосферы выражается формулой:

$$T = \bar{F}^\downarrow(\tau_0, \zeta) = \frac{4}{4 + (3 - x_1)(1 - A)\tau_0} \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4}\zeta \right) + \left(\frac{1}{2} - \frac{3}{4}\zeta \right) \exp\left(-\frac{\tau_0}{\zeta}\right) \right] \quad (2.24)$$

Общий случай:

Выражения для плоского альbedo атмосферы (полусферический поток отраженной радиации на верхней границе атмосферы) $F^\uparrow(0, \zeta)$ и пропускания (поток пропущенной радиации у земной поверхности или освещенность поверхности) $F^\downarrow(\tau_0, \zeta)$ получаются путем решения уравнений (2.24) с граничными условиями $F^\uparrow(\tau_0, \zeta) = F^\downarrow(0, \zeta) = 0$ (альbedo поверхности $A=0$), где ζ – косинус зенитного угла Солнца [18]:

$$\begin{aligned} R = F^\uparrow(0, \zeta) &= m_6 \left[(1 - \kappa\zeta)(a_2 + \kappa\gamma_3)e^{\kappa\tau_0} - (1 + \kappa\zeta)(a_2 - \kappa\gamma_3)e^{-\kappa\tau_0} - 2\kappa(\gamma_3 - a_2\zeta)e^{-\tau_0/\zeta} \right], \\ T = F^\downarrow(\tau_0, \zeta) &= [1 - m_6(m_1 - m_2 - m_3)]e^{-\tau_0/\zeta}, \end{aligned} \quad (2.25)$$

где введены обозначения

$$\begin{aligned}
m_1 &= (1 + \kappa\zeta)(a_1 + \kappa\gamma_4)e^{\kappa\tau}, & m_2 &= (1 - \kappa\zeta)(a_1 - \kappa\gamma_4)e^{-\kappa\tau}, \\
m_3 &= 2\kappa(\gamma_4 + a_1\psi)e^{\tau/\zeta}, & m_4 &= (\kappa + \gamma_1)e^{\kappa\tau} + (\kappa - \gamma_1)e^{-\kappa\tau}, \\
m_5 &= 1 - \kappa^2\zeta^2, & m_6 &= \frac{\omega'}{m_4m_5},
\end{aligned} \tag{2.26}$$

$$\begin{aligned}
a_1 &= \gamma_1\gamma_4 + \gamma_2\gamma_3, & a_2 &= \gamma_1\gamma_3 + \gamma_2\gamma_4, \\
\kappa &= \sqrt{\gamma_1^2 - \gamma_2^2}
\end{aligned} \tag{2.27}$$

$$\gamma_1 = \frac{1}{4}[7 - \omega'(4 + 3g')], \quad \gamma_2 = -\frac{1}{4}[1 - \omega'(4 - 3g')]$$

$$\gamma_3 = \frac{1}{4}(2 - 3g'\zeta), \quad \gamma_4 = 1 - \gamma_3, \quad 3g = x_1 \tag{2.28}$$

Вышеприведенная совокупность формул является реализацией метода *Эддингтона*. Учет влияния формы индикатрисы рассеяния приводит к методу *дельта-Эддингтона*, в котором оптические параметры ω' и τ' , трансформируются согласно выражениям

$$\omega' = \omega_0 \frac{1 - g^2}{1 - \omega_0 g^2}, \quad \tau_0 = \tau' = \tau(1 - \omega_0 / g^2), \quad g' = \frac{g}{1 + g}. \tag{2.29}$$

Учет альbedo подстилающей поверхности

Учет альbedo поверхности производится согласно соотношениям [5]:

$$\begin{aligned}
R &= \bar{F}^\uparrow(0, \zeta) = F^\uparrow(0, \zeta) + A_s V(\tau') \bar{F}^\downarrow(\tau_0, \zeta), \\
T &= \bar{F}^\downarrow(\tau_0, \zeta) = \frac{F^\downarrow(\tau_0, \zeta)}{1 - A_s A(\tau_0)},
\end{aligned} \tag{2.30}$$

где $A(\tau=0)$ и $V(\tau_0)$ – сферическое альbedo и пропускание выражаются следующими интегральными соотношениями:

$$\begin{aligned}
A(\tau=0) &= 2 \int_0^1 F^\uparrow(0, \zeta) \zeta d\beta\zeta, \\
V(\tau_0) &= 2 \int_0^1 F^\downarrow(\tau_0, \zeta) \zeta d\zeta.
\end{aligned} \tag{2.31}$$

Откуда, выполняя интегрирование, можно получить выражения для диффузной радиации (без учета прямой радиации):

$$\begin{aligned}
A(0) &= \frac{\gamma_2(1 - e^{-2\kappa\tau_0})}{\kappa + \gamma_1 + (\kappa - \gamma_1)e^{-2\kappa\tau_0}}, \\
V(\tau_0) &= \frac{2\kappa e^{-\kappa\tau_0}}{\kappa + \gamma_1 + (\kappa - \gamma_1)e^{-2\kappa\tau_0}}.
\end{aligned} \tag{2.32}$$

Расчет других радиационных характеристик

Доля рассеянного света в падающем потоке n может быть вычислена по формуле:

$$n = \frac{\bar{F}^\downarrow(\tau_0, \zeta) - \exp(\tau_0/\zeta)}{\bar{F}^\downarrow(\tau_0, \zeta)} \quad (2.33)$$

Используя значение пропущенного потока, можно получить также поток прямой и диффузной радиации на вертикальную поверхность (например, поток УФ-радиации приходящий на кожу стоящего вертикально человека): *поток прямой радиации* на вертикальную поверхность

$$\bar{F}^\downarrow_{vert}(\tau_0, \zeta)_{direct} = \frac{\bar{F}^\downarrow(\tau_0, \zeta)}{2} \quad (2.34)$$

поток суммарной радиации (прямой + рассеянной) на вертикальную поверхность:

$$\bar{F}^\downarrow_{vert}(\tau_0, \zeta)_{Sum} = \frac{\bar{F}^\downarrow(\tau_0, \zeta)}{2} + \bar{F}^\downarrow(\tau_0, \psi) \sin(\zeta) \quad (2.35)$$

Для исследований радиационного режима атмосферы важной характеристикой является величина лучистого притока тепла к слою (поглощения радиации в слое), определяемой по формуле:

$$D = \bar{R}(\zeta) = 1 - \bar{F}^\downarrow(\tau_0, \zeta) - \bar{F}^\uparrow(0, \zeta) \quad (2.36)$$

Формулы Эддингтона являются приближенным решением уравнения переноса, они не точно учитывают угловую зависимость распределения радиации. Поэтому они не обеспечивают большой точности при расчете интенсивностей излучения. Но их очень удобно использовать при расчете потоков и притоков солнечной радиации. Был проведен подробный анализ точности наиболее распространенных методов теории переноса излучения для расчета потоков рассеянного излучения, и было установлено [18], что в диапазоне рассматриваемых оптических параметров атмосферы наиболее точным и экономичным с точки зрения затрат времени является метод Эддингтона. Для зенитных углов Солнца $<75^\circ$ точность метода составляет около 1–3% в зависимости от условий освещения.

2.3. Расчет радиационных характеристик солнечной радиации в облачной атмосфере с применением асимптотических формул теории переноса

Основные формулы

Рассмотрим модель слоистообразного облака в виде бесконечно протяженного и однородного по горизонтали слоя большой оптической толщины $\tau_0 \gg 1$ (рис. 2.1). На первом этапе будем считать облачный слой однородным также и в вертикальном направлении. Будем использовать для описания облачного слоя объемные коэффициенты рассеяния α и поглощения κ , связанные с характеристиками облака: $\kappa + \alpha \equiv \tau_0 / \Delta z$, $\alpha \equiv \omega_0 \tau_0 / \Delta z$, $\kappa \equiv \tau_0(1 - \omega_0) / \Delta z$. Облачный слой опирается на подстилающую поверхность с альбедо A . Индикатриса рассеяния аппроксимируется формулой Хенни-Гринштейна формула (1.14), глава 1.

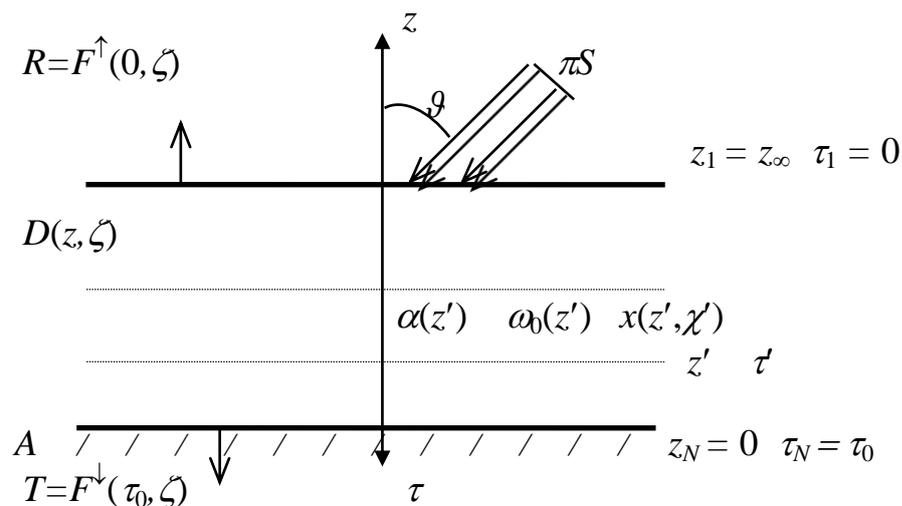


Рисунок 2.1 – Модель атмосферы

В облачном слое на достаточно большой оптической глубине вследствие многократного рассеяния устанавливается так называемый асимптотический, или диффузный радиационный режим, допускающий простое математическое описание. Из физических соображений вытекает, что свойства диффузного режима заключаются в следующем: 1) роль прямой радиации (прошедшей без рассеяния) пренебрежимо мала по сравнению с ролью рассеянной радиации; 2) интенсивность радиации не зависит от

азимута; 3) относительное угловое распределение интенсивности не зависит от оптической глубины.

Рассматривая систему дифференциальных уравнений (2.19), полученную ранее, учтем, что справедливо соотношение:

$$\int_{-1}^1 I(\tau, \eta) \eta^2 d\eta = D \int_{-1}^1 I(\tau, \eta) d\eta, \quad (2.37)$$

которое точно выполняется на некотором расстоянии от границ среды, если среда оптически толстая (например, облако). При рассмотрении переноса излучения в оптически толстой атмосфере (облаке) величина D называется константой диффузии. При таком предположении уравнение переноса преобразуется в уравнение диффузии и угловой режим в облаке называется диффузным. Уравнение диффузии имеет аналитическое решение, в виде асимптотических формул теории переноса излучения, причем было доказано существование и единственность этого решения.

Для полусферических потоков рассеянной радиации, выходящей из облачного слоя, имеем решение:

$$\begin{aligned} R = F^\downarrow(\tau_0, \zeta) &= \frac{\bar{Q}u(\zeta)Me^{-k\tau_0}}{1 - \bar{N}Ne^{-2k\tau_0}}, \\ T = F^\uparrow(0, \zeta) &= a(\zeta) - \frac{Qu(\zeta)M\bar{N}e^{-2k\tau_0}}{1 - \bar{N}Ne^{-2k\tau_0}}, \end{aligned} \quad (2.38)$$

где $u(\zeta)$ – функция выхода, которая описывает угловую зависимость интенсивности радиации при отсутствии отражения радиации на нижней границе облака; величины M , N , \bar{N} и k – константы, определяемые свойствами рассеивающего слоя, где черта сверху обозначает учет альbedo подстилающей поверхности; Формулы для их вычисления приведены ниже.

$$\begin{aligned} Q &= 2 \int_0^1 u(\zeta) \zeta d\zeta, & \bar{Q} &= 2 \int_0^1 \bar{u}(\zeta) \zeta d\zeta, \\ a(\zeta) &= 2 \int_0^1 \rho^\infty(\eta, \zeta) \eta d\eta, & a^\infty &= 2 \int_0^1 a(\zeta) \zeta d\zeta. \end{aligned} \quad (2.39)$$

Учет альbedo подстилающей поверхности (связь между величинами $u(\zeta)$, Q , \bar{Q} , N и \bar{N}) производится с помощью следующих соотношений:

$$\begin{aligned}
\bar{u}(\zeta) &= u(\zeta) + A\bar{Q}a(\zeta), \\
\bar{Q} &= Q/(1 - Aa^\infty), \\
\bar{N} &= N - AM\bar{Q}Q,
\end{aligned} \tag{2.40}$$

где $a^\infty = 2 \int_0^1 a(\zeta) \zeta d\zeta$.

Поглощение радиации (в другой терминологии лучистый приток) в слое оптической толщины τ_0 рассчитывается по формуле

$$D = 1 - F^\uparrow(0, \zeta) - (1 - A)F^\downarrow(\tau_0, \zeta) = 1 - a(\zeta) + \frac{Qu(\zeta)Me^{-k\tau_0}}{1 - N\bar{N}e^{-2k\tau_0}} \left[\bar{N}e^{-k\tau_0} - \frac{1 - A}{1 - Aa_\infty} \right] \tag{2.41}$$

Случай слабого истинного поглощения солнечной радиации

В облачных слоях, где рассеяние радиации очень сильное, истинное поглощение в видимой области спектра можно полагать слабым по сравнению с рассеянием: $1 - \omega_0 \ll 1$. В этом случае функции и константы, входящие в формулы (2.38) – (2.41) описываются разложениями по малому параметру s , где $s^2 = (1 - \omega_0)/[3(1 - g)]$ и g – средний косинус индикатрисы рассеяния (совпадает с параметром вытянутости в индикатрисе Хенни-Гринштейна). Для констант k, M, N, a^∞ имеем следующую группу формул:

$$\begin{aligned}
k &= 3(1 - g)s \left[1 + s^2 \left(1.5g - \frac{1.2}{1 + g} \right) \right], \\
M &= 8s \left[1 + s^2 \left(6 - 7.5g + \frac{3.6}{1 + g} \right) \right], \\
N &= 1 - 3\delta s + 4.5\delta^2 s^2, \\
a^\infty &= 1 - 4s + 6\delta s^2 - \left[9\delta^2 - 6g - \frac{1.608}{1 + g} + \right] s^3, \\
Q &= 1 - 1.5\delta s + \left(2.25\delta^2 - 3(1 - g) - \frac{2}{1 + g} \right) s^2,
\end{aligned} \tag{2.42}$$

где введено обозначение $\delta = 4 \int_0^1 u_0(\zeta) \zeta^2 d\zeta \cong 1.427$.

Для функций, входящих в формулы для потоков (2.38) и (2.41) справедливы следующие разложения:

$$\begin{aligned} u(\zeta) &= u_0(\zeta)(1-1,5\delta s) + u_2(\zeta)s^2, \\ a(\zeta) &= 1 - 4u_0(\zeta)s + a_2(\zeta)s^2 + a_3(\zeta)s^3, \end{aligned} \quad (2.43)$$

где $u_0(\zeta)$ – значение функции $u(\zeta)$ в консервативном случае ($\omega_0 = 1$) представлены в табл. 2.1, функции $u_2(\zeta)$ и $a_2(\zeta)$ – коэффициенты при s^2 , имеют свое табличное и аналитическое представления.

Асимптотические разложения (2.42) и (2.43) получены математически строго, и их погрешность определяется членами рядов $\sim s^3$, отбрасываемыми в этих разложениях.

Таблица 2.1. Значения функции $u_0(\zeta)$ для облачных слоев ($0.65 \leq g \leq 0.9$)

ζ	1.0	0.9	0.8	0.7	0.6	0.5	0.4	0.3	0.2	0.1
$u_0(\zeta)$	1.271	1.193	1.114	1.034	0.952	0.869	0.782	0.690	0.591	0.476

Анализ результатов расчетов функции выхода $u(\zeta)$ для набора значений параметра индикатрисы рассеяния g и альбедо однократного рассеяния ω_0 дает следующую аппроксимацию для функции $u_0(\zeta)$ с учетом зависимости от индикатрисы рассеяния:

$$u_0(\zeta) = (0.678 + 0.0875g)\zeta + 0.5020 - 0.0840g \quad (2.44)$$

Коэффициент корреляции этой формулы с точной зависимостью функции выхода $u(\zeta)$ составляет 0.99 – 0.93 в зависимости от величины параметра g .

Функция $u_2(\zeta)$ задается в виде:

$$u_2(\zeta) = Q_2 u_0(\zeta) w(\zeta) = 1.667 Q_2 (\zeta^2 + 0.1), \quad (2.45)$$

где

$$Q_2 = 2.25\delta^2 - 3(1-g) - 2/(1+g). \quad (2.46)$$

Функции $a_2(\zeta)$ и $a_3(\zeta)$ описываются следующими формулами:

$$\begin{aligned} a_2(\zeta) &= 3u_0(\zeta) \left(\frac{3}{1+g} (1/271\zeta - 0/9) + 2\delta \right), \\ a_3(\zeta) &= 4u_0(\zeta) \left[4/5g - \frac{1,6}{1+g} - 3 - Q_2 w(\zeta) \right]. \end{aligned} \quad (2.47)$$

В таблице 2.2 приведены значения функции $a_2(\zeta)$, рассчитанные для 4-х величин параметра индикатрисы рассеяния g . В случае учета отражения радиации подстилающей поверхностью с альбедо A , коэффициенты функции выхода преобразуются по формулам:

$$\bar{u}_0(\zeta) = u_0(\zeta) + A/(1-A),$$

$$\bar{u}_2(\eta) = u_2(\eta) + \frac{A}{1-A} \left[3u_0(\eta) \frac{3/8\eta - 2/7}{1+g} + Q_2 \right]. \quad (2.48)$$

Таблица 2.2. Значения функции $a_2(\zeta)$ для $(0.75 \leq g \leq 0.9)$

$g \backslash \zeta$	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
0.75	1.310	2.220	3.118	4.078	5.126	6.256	7.475	8.786	10.19	11.70	13.29
0.80	1.267	2.236	3.151	4.117	5.163	6.289	7.494	8.796	10.18	11.66	13.23
0.85	1.201	2.242	3.181	4.148	5.198	6.320	7.512	8.798	10.17	11.63	13.18
0.90	1.092	2.244	3.208	4.193	5.237	6.350	7.529	8.808	10.16	11.60	13.12

Погрешности и область применимости асимптотических формул

Численный анализ области применимости асимптотик для расчета интенсивности радиации в оптически толстом слое показывает, что область применимости асимптотик при расчете интенсивности ($\tau > 15$; $\omega_0 > 0.99$), ограничена сильнее, чем при расчете потоков ($\tau > 7$; $\omega_0 > 0.9$), которая, в свою очередь, меньше, чем для интегральных по зенитному углу Солнца характеристик ($\tau > 2$; $\omega_0 > 0.8$).

Точность асимптотических разложений (2.42) и (2.43) определяется отбрасываемыми слагаемыми в соответствующих суммах и пропорциональными s^3 или s^4 . Точность аппроксимаций, была проверена сравнением со значениями функций, рассчитанными численными методами.

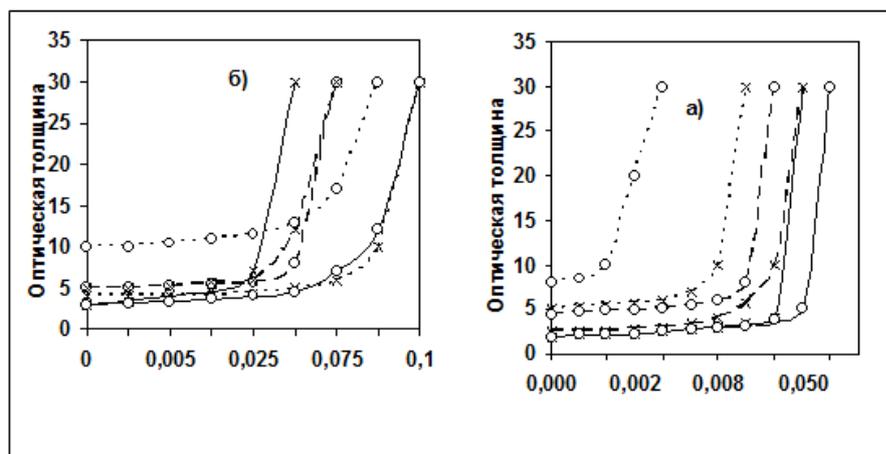


Рис. 2.2 – Область применимости асимптотических формул теории переноса излучения при расчете отраженного потока (а) и лучистого притока (б): радиации к слою. Кривые соответствуют уровню относительной ошибки 5%. Сплошная линия – параметр индикатрисы $g=0.5$; штриховая – $g=0.75$ и штрих-пунктирная линия – $g=0.9$; кривые, отмеченные кружками соответствуют $\zeta=1$, крестиками – $\zeta=0.5$

2.4. Расчет потоков и притока солнечной радиации в атмосфере методом Монте-Карло

Идея метода Монте-Карло

Метод Монте-Карло (сокращенно ММК, другое название – статистического моделирования) используется в оптике атмосферы для расчета различных характеристик поля излучения [7].

Идея ММК – представление взаимодействия излучения с атмосферой и поверхностью как случайных процессов и их моделирование на компьютере. Перенос излучения в ММК рассматривается как движение через атмосферу фотонов – переносчиков энергии излучения. «Фотоны» в ММК – математические объекты, а не реальные физические элементарные частицы, поэтому их можно дробить на части. Характеристики излучения (потоки, интенсивности) получаются как некие средние величины по многим последовательно моделируемым траекториям фотонов.

Пусть атмосфера оптической толщины τ_0 освещается солнечными лучами под углом с косинусом ζ и потоком на перпендикулярную лучам площадку πS . Тогда, по закону Бугера, коэффициент ослабления энергии

излучения после прохождения атмосферы равен $P = \exp(-\tau_0 / \zeta)$. Но величину P можно рассматривать как *вероятность* того, что отдельный фотон пройдет через атмосферу (действительно, $0 \leq P \leq 1$). Рассмотрим N фотонов и будем последовательно моделировать их прохождение через атмосферу следующим образом: возьмем *случайное число* α из *последовательности равномерно распределенных на интервале* $[0, 1]$ *случайных чисел*, причем для каждого фотона – свое, индивидуальное, и если $\alpha \leq P$, то будем считать, что фотон прошел через атмосферу (иначе – не прошел). Подсчитаем число всех прошедших фотонов $N(\tau_0, \zeta)$. Поток на верхней границе атмосферы равен $\pi S \zeta$, что в пересчете на один фотон даст энергию фотона $\pi S \zeta / N$. Умножая эту энергию на число фотонов, прошедших атмосферу, получаем поток на ее нижней границе $F^\downarrow(\tau_0, \zeta) = \frac{\pi S \zeta}{N} N(\tau_0, \zeta)$.

Необходимо моделировать всего три процесса: взаимодействие фотона с атмосферой (рассеяние и поглощение), взаимодействие фотона с поверхностью (отражение и поглощение) и свободный пробег фотона между двумя взаимодействиями, то можно будет аналогичным путем находить потоки излучения уже с учетом реальных рассеяний и отражений, то есть решать задачу переноса излучения общего вида.

Пусть случайное событие характеризуется вероятностью P . Тогда, если $\alpha \leq P$, то событие происходит, иначе – не происходит.

Помимо моделирования случайных событий, необходимо моделировать и случайные величины. Они характеризуются *функцией плотности вероятности* $\rho(u)$, где u – значения величины. По определению, если случайная величина u распределена на интервале $[a, b]$ с плотностью вероятности $\rho(u)$, то вероятность появления ее значения в интервале от a до u есть $P = \int_a^u \rho(u') du'$. Отсюда алгоритм ее моделирования: возьмем интервал $[u, u + \Delta u]$, промоделируем появление значения, лежащего между его границами и устремим интервал Δu к нулю. Получается:

$$\int_a^u \rho(u') du' = \alpha \quad (2.49)$$

Выражение (2.49) есть уравнение (относительно верхнего предела интеграла) для определения значения u по случайному числу.

Моделирование свободного пробега фотона

Пусть фотон находится на оптической глубине τ_1 и имеет направление движения с косинусом зенитного угла η . Тогда вероятность достичь некоторой оптической глубины τ_2 без взаимодействия с атмосферой определяется законом Бугера $P(\tau_2) = \exp(-(\tau_2 - \tau_1)/\zeta)$. Противоположное событие – взаимодействие до уровня τ_2 – имеет вероятность $1 - P(\tau_2)$. Плотность вероятности, с которой распределена величина τ_2 по определению есть производная $\frac{\partial}{\partial \tau_2}(1 - P(\tau_2))$, то есть

$$\rho(\tau_2) = \frac{1}{\eta} \exp(-(\tau_2 - \tau_1)/\eta) \quad (2.50)$$

Подставляя эту величину в уравнение (2.49) получаем модель свободного пробега фотона:

$$\tau_2 = \tau_1 - \eta \ln(1 - \alpha) \quad (2.51)$$

Формула (2.51) справедлива и при движении фотона вниз (при $\eta > 0$: $\tau_2 > \tau_1$), и при движении вверх (при $\eta < 0$: $\tau_2 < \tau_1$).

Моделирование взаимодействия фотона с атмосферой

Альbedo однократного рассеяния $\omega(\tau)$ можно трактовать как вероятность для фотона, взаимодействующего с атмосферой на оптической глубине τ , испытать рассеяние. Эта величина имеет и другое, более наглядное для ММК название – вероятность выживания фотона. В этом смысле поглощение фотона трактуется как акт его гибели (его “проглотили” молекулы или аэрозоли), вероятность же остаться в живых и продолжить после рассеяния полет в атмосфере есть $\omega(\tau)$. Таким образом, согласно

правилу моделирования случайных событий, имеем, если $\alpha \leq \omega(\tau)$ – рассеяние, иначе – поглощение фотона и конец его траектории.

В случае рассеяния фотона необходимо моделировать угол рассеяния и новое направление движения после рассеяния. Индикатриса рассеяния $x(\tau, \gamma)$ также имеет простой вероятностный смысл – плотность вероятности рассеяния на угол γ . Используем в качестве индикатрисы рассеяния функцию Хэньи-Гринштейна, формула (1.14) в главе 1, которая характеризуется единственным параметром g , имеющим смысл среднего косинуса рассеяния. Перейдем от угла рассеяния к его косинусу $\chi = \cos \gamma$, в результате получим:

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^{\chi} x(\chi', g(\tau)) d\chi' = \alpha \quad (2.52)$$

Обозначая $\beta = \alpha$, имеем

$$\chi = \frac{2\beta(1+g^2(\tau))(g(\tau)\beta+1-g(\tau))-(1-g(\tau))^2}{(2g(\tau)\beta+1-g(\tau))^2} \quad (2.53)$$

Определяем направление фотона после рассеяния. Пусть до рассеяния он двигался с косинусом зенитного угла η_1 и азимутом ϕ_1 , от этого – исходного направления он изменяет движение на угол с косинусом χ и азимутом ϕ_2 , требуется найти новое направление движения – (η_2, ϕ_2) :

$$\eta_2 = \eta_1 \chi - \sqrt{(1-\eta_1^2)(1-\chi^2)} \cos \psi, \quad (2.54)$$

$$\cos(\phi_2 - \phi_1) = \frac{\chi - \eta_1 \eta_2}{\sqrt{(1-\eta_1^2)(1-\eta_2^2)}}. \quad (2.55)$$

Моделирование взаимодействия фотона с поверхностью

Рассмотрим модель изотропно отражающей поверхности с альбедо A . Но это позволяет сразу же приписать альбедо вероятностный смысл: вероятность отражения. Таким образом, если $\alpha \leq A$, то происходит отражение фотона от поверхности, иначе – он поглощается, на чем его траектория и заканчивается. В случае отражения необходимо моделировать новое направление движения фотона. Для изотропной поверхности все

направления отражения равновероятны. То есть для нового направления движения фотона (η_2, φ_2) угол равномерно распределен на интервале $[\pi/2, \pi]$, а азимут – на интервале $[0, 2\pi]$. Получаем:

$$\eta_2 = -\cos(\pi\alpha / 2), \quad \phi_2 = 2\pi\alpha. \quad (2.56)$$

Общая схема алгоритма ММК

Все вместе акты моделирования составят общую схему алгоритма ММК. В начале траектории фотон находится на верхней границе атмосферы, следовательно, имеет оптическую глубину $\tau=0$, косинус зенитного угла $\eta=\eta_0$ и азимут $\varphi=0$. Если после пробега $\tau_2 \geq \tau_0$, то фотон достиг поверхности и далее моделируется взаимодействие с ней. Если же $\tau_2 < \tau_0$, то фотон остался в атмосфере – моделируется взаимодействие с ней. После одного из указанных моделирований, если фотон не поглотился, определяется его новое направление. Тогда вновь анализируется, попал ли фотон на поверхность или остался в атмосфере, при $\eta < 0$ (движение вверх), если $\tau_2 < 0$ – фотон вылетел через верхнюю границу атмосферы. Таким образом, моделируется вся траектория фотона, ее концом являются случаи поглощения в атмосфере или на поверхности или вылета через верхнюю границу атмосферы. После окончания траектории фотона начинается моделирование движения следующего (с верхней границы атмосферы).

Для получения значений потоков излучения используется рассмотренный в приведенном выше простом примере прием подсчета фотонов. Пусть необходимо на оптической глубине τ найти значение нисходящего потока $F^\downarrow(\tau)$ и восходящего $F^\uparrow(\tau)$. Введем соответствующие компьютерные переменные $N^\downarrow(\tau)$ и $N^\uparrow(\tau)$, которые назовем “счетчиками” (фотонов). В начале моделирования они имеют нулевые значения. Далее, при моделировании свободного пробега фотона будем анализировать случаи пролета фотоном уровня τ , то есть, математически, $\tau_1 \leq \tau \leq \tau_2$ ($\eta > 0$) или $\tau_1 \geq \tau \geq \tau_2$ ($\eta < 0$). В первом случае фотон пролетает уровень τ следуя вниз,

следовательно, мы должны “сосчитать” его, прибавив единицу к значению счетчика $N^\downarrow(\tau)$; во втором случае фотон следует вверх, и единица аналогично прибавляется к $N^\uparrow(\tau)$. Назовем далее эти операции “записью в счетчики” (в данном случае – записью единицы). После моделирования N траекторий фотонов искомые потоки, как было показано выше, находятся по формулам $F^\downarrow(\tau) = \frac{\pi S \zeta}{N} N^\downarrow(\tau)$, $F^\uparrow(\tau) = \frac{\pi S \zeta}{N} N^\uparrow(\tau)$. Число траекторий N теоретически должно стремиться к бесконечности, при реальных расчетах его обычно берут порядка десятков и сотен тысяч.

Дополнительные возможности ММК

ММК дает возможность получить и другие характеристики излучения, например, энергию излучения, поглощенную в атмосфере – *лучистый приток*. А также можно подсчитывать кратность взаимодействия фотона с атмосферой и поверхностью. Такое разложение по кратности взаимодействия важно для научно-исследовательских задач и позволяет оценить точность приближения однократного рассеяния.

2.5. Оптическая модель атмосферы

Считаем, что в молекулярной консервативно рассеивающей атмосфере присутствуют атмосферные аэрозоли, рассеивающие и поглощающие свет [22]. Введем следующие величины:

- оптическая толщина безоблачной атмосферы $\tau_0 = \tau_{ap} + \tau_{an} + \tau_{mp} + \tau_{mn}$,

где τ_{ap} и τ_{mp} – оптическая толщина аэрозольного и молекулярного (рэлеевского) рассеяния, τ_{an} и τ_{mn} – оптическая толщина аэрозольного и молекулярного поглощения;

- оптическая толщина облака τ ;
- альбедо однократного рассеяния (вероятность выживания кванта)

$$\omega = (\tau_{ap} + \tau_{mp}) / \tau_0,$$

в случае облака $\omega = (\sigma_{\text{обл}} + \sigma_a + \sigma_m) / (\kappa_{\text{обл}} + \kappa_{\text{аэр}} + \kappa_m + \sigma_{\text{обл}} + \sigma_{\text{аэр}} + \sigma_m)$ – здесь σ обозначает коэффициент рассеяния соответствующей компоненты, а κ – коэффициент поглощения;

- средний косинус угла рассеяния (параметр вытянутости индикатрисы рассеяния света) $g=0.3$ для индикатрисы рэлеевского рассеяния в случае безоблачной атмосферы и $g=0.8$ – для облака;
- альbedo подстилающей поверхности A_s .

Будем рассматривать положения Солнца с зенитными углами $\vartheta= 0-60^\circ$.

Численные значения оптических параметров для видимой области спектра приведены в таблице:

Таблица 2.3. Оптические параметры атмосферы и поверхности

τ	ω	g	A
0.2	0.9999	0.2	0
0.5	0.999	0.4	0.5
0.8	0.985	0.55	0.9
3.0	0.98	0.7	
5.0	0.97	0.8	
10	0.75	0.85	

ГЛАВА 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

3.1. Отраженный поток радиации

На рис. 3.1 показаны зависимости потока отраженной солнечной радиации от оптической толщины атмосферы для указанных значений зенитного угла Солнца ϑ . Видно, что если $A > 0$ (в нашем случае $A = 0.5$ и 0.9) при значениях АОР $\omega = 0.999$ зависимость возрастающая, а при 0.75 убывающая. Причем переход от возрастания к убыванию зависит от зенитного угла Солнца [23].

Таблица 3.1. Значения альbedo однократного рассеяния, для которых отсутствует зависимость потока отраженной радиации от оптической толщины

$\vartheta, ^\circ$	0	30	45	60
$\omega, A=0.5$	0.991	0.987	0.983	0.973
$\omega, A=0.9$	0.9999	0.9994	0.9993	0.9992

Можно выделить переходные значения альbedo однократного рассеяния, где практически отсутствует зависимость от оптической толщины для рассматриваемых зенитных углов Солнца, которые представлены в таблице 3.1

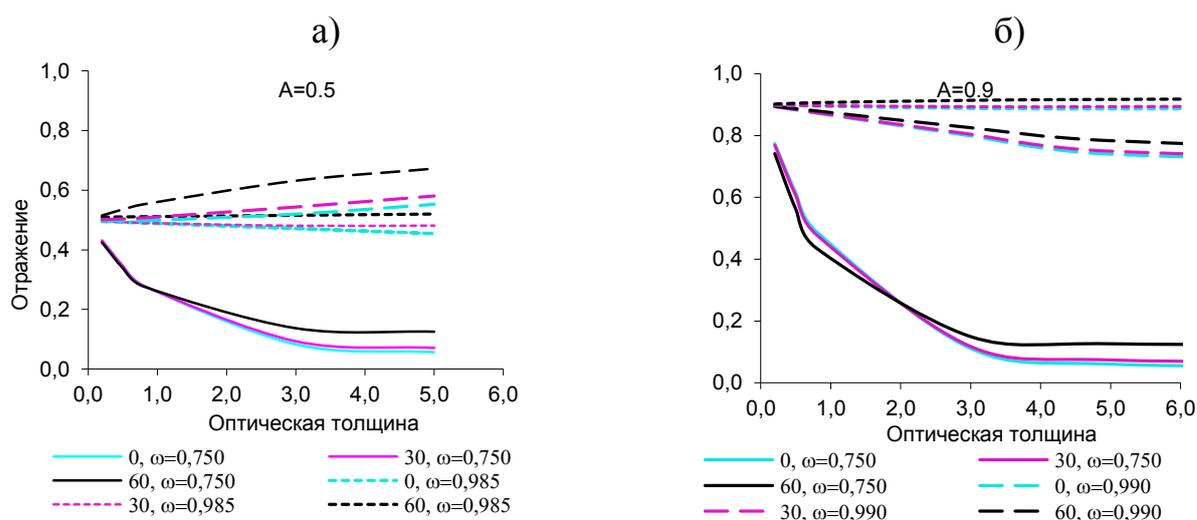


Рис. 3.1 – Зависимость отражения от оптической толщины τ при альbedo поверхности $A=0.5$ и 0.9 . Значения зенитных углов Солнца в градусах и АОР указаны на рисунках

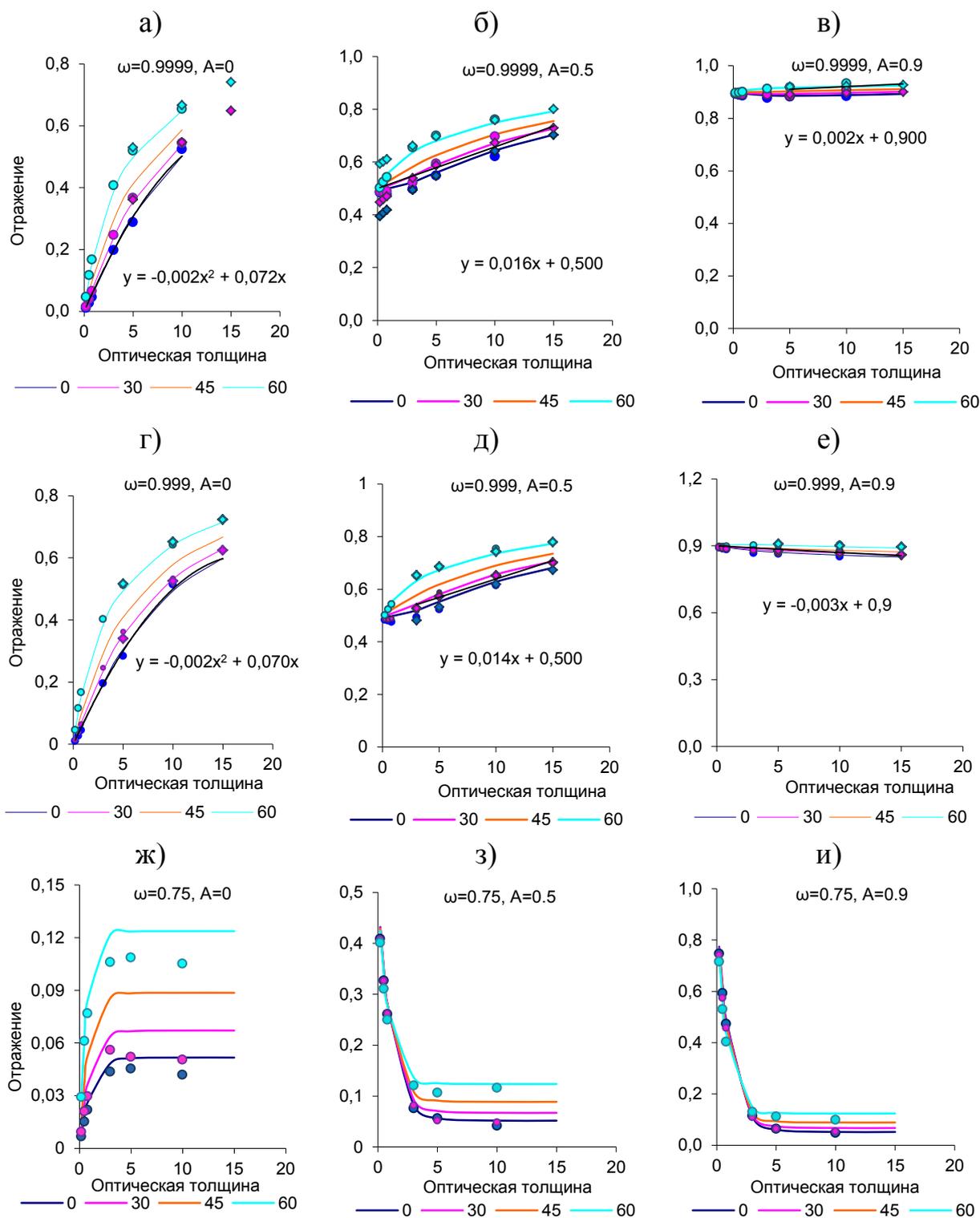


Рис. 3.2 – Зависимость отражения от оптической толщины τ при 4-х значениях зенитного угла Солнца (на рисунке), альбедо поверхности $A=0, 0.5$ и 0.9 и АОР $\omega=0.9999, 0.999, 0.750$. Символами показаны значения, рассчитанные с применением метода Монте-Карло (кружки) и асимптотических формул (ромбы)

Атмосфера малой оптической толщины ($\tau \geq 4$) незначительно влияет на зависимость отражения системой поверхность – атмосфера от АОР, в условиях оптически плотной атмосферы отражение системы заметно меняется при $\omega=0.75$, по сравнению с $\omega=0.95$, а также сильнее откликается на вариации зенитного угла Солнца.

На рис. 3.2 показаны результаты для потока отраженной радиации, полученные с применением 3-х методов расчета: метода Эддингтона (сплошные линии), метода Монте-Карло и асимптотических формул. Результаты расчета по методу Монте-Карло нанесены на рисунке кружками, с применением асимптотических формул – ромбами.

Аппроксимация полученных результатов линейной зависимостью представлена на рисунках для одного зенитного угла Солнца $\vartheta=0^\circ$. Отметим, что линейная зависимость лучше описывает отраженный поток при $A=0.5$ и 0.9 .

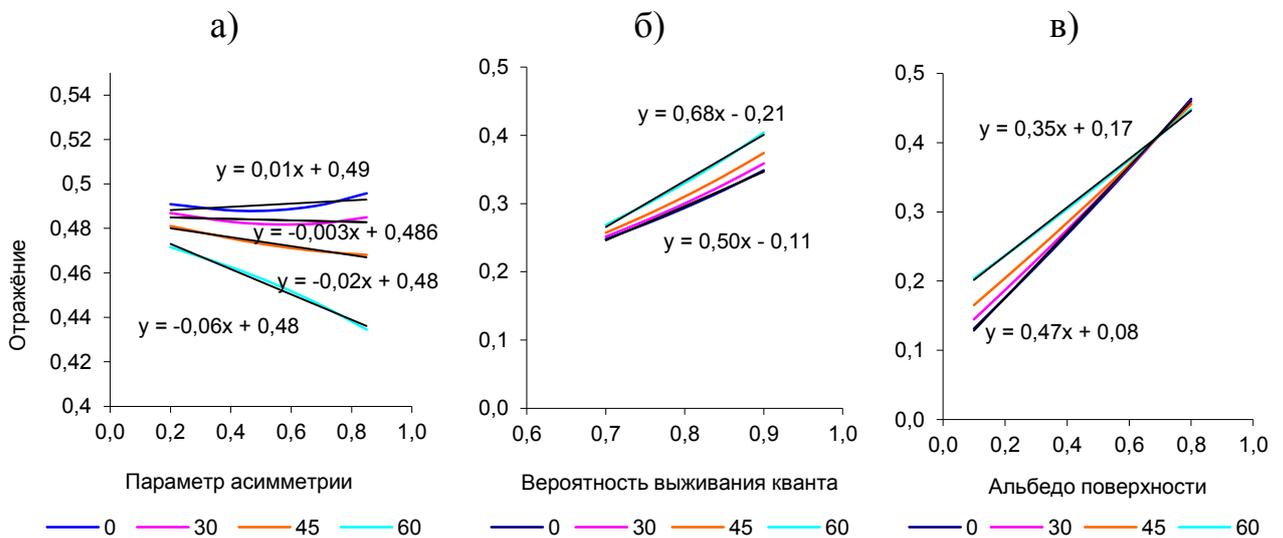


Рис. 3.3 – Зависимость отражения от а) параметра асимметрии g при $A=0.85$, $\tau=0.6$, $\omega=0.7$; б) АОР ω при $g=0.6$, $\tau=0.6$, $A=0.4$; в) альбедо поверхности A при $g=0.3$, $\tau=0.6$, $\omega=0.7$

На рис. 3.3 представлены зависимости потока отраженной радиации от параметра g , АОР ω , и альбедо подстилающей поверхности A .

После анализа получившихся аппроксимаций можно предложить простые соотношения для оценки потока отраженной радиации: $R = 2(1 + A)(1 - \omega)\tau$ для слабого поглощения ($\omega > 0.9$). Для сильного поглощения $\omega = 0.75$ получим: $R = (1 + 0.1A)(1 - \omega)\tau$ при оптической толщине τ меньше 4. Когда τ больше 4, выражение для отраженного потока: $R = 3(1 + 0.15\cos\vartheta)(1 - \omega)\tau$ показывает отсутствие зависимости от A при сильном поглощении.

Зависимости отражения (рис. 3.3) от оптических параметров атмосферы: параметра g , АОР ω , и A допускают линейные аппроксимации с хорошей точностью. При этом оптическая толщина была зафиксирована $\tau = 0.6$, для трех значений зенитного угла Солнца, указанных на рисунке. Отметим, также, очень слабое влияние зенитного угла Солнца на зависимость отражения от АОР.

Используемая программа расчета по методу Монте-Карло позволяет определить вклад рассеяний разного порядка в формирование отраженного потока [23], который показан на рис. 3.4 для $\tau = 0.2$ и 5.0; АОР $\omega = 0.999$; зенитного угла Солнца 0° .

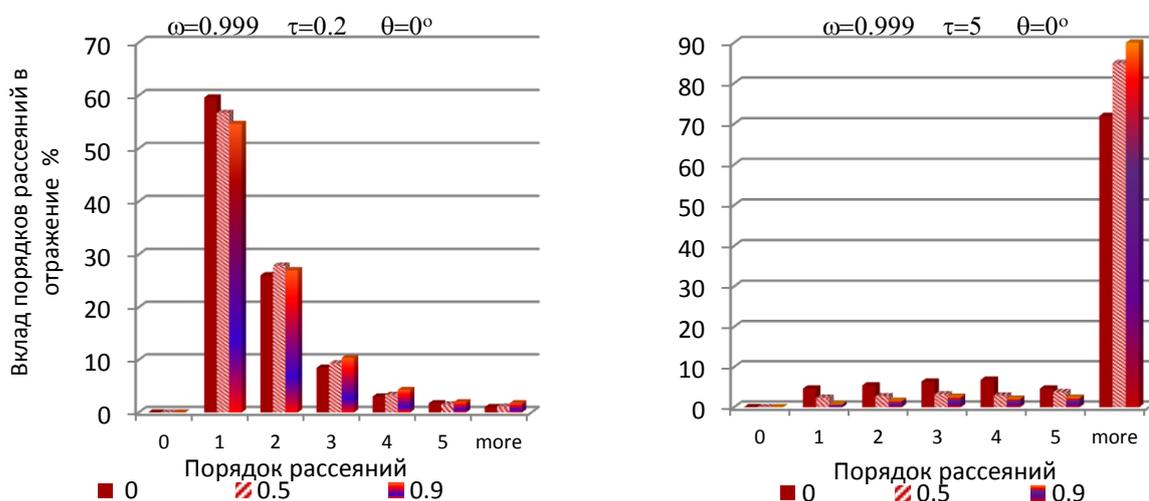


Рис. 3.4 – Вклад различных порядков рассеяния в формирование отражения для оптической толщины $\tau=0.2$ и 5, АОР $\omega=0.999$ и при зенитном угле Солнца 0° . Альbedo поверхности $A=0, 0.5$ и 0.9 указано на рисунке

В случае оптически тонкой атмосферы ($\tau=0.2$) наибольший вклад 60% в отраженный поток дает однократное рассеяние. Вклады 2-го и 3-его порядков также заметны – 30% и 10%. При этом вклад первого порядка уменьшается на 5% с увеличением A от 0 до 0.9, в то время как для более высоких порядков рассеяния вклад несколько растет (1–2%). Вклад 5-го и высших порядков незначителен (1.5%). В случае облачной атмосферы многократное рассеяния порядка выше 5 дает от 70% до 90% вклад в отражение (в зависимости от альбедо поверхности 0–0.9). Малые порядки рассеяния от 1-го до 5-го дают примерно одинаково малый вклад (4–6%). При этом зависимость от A убывает для малых порядков рассеяния и возрастает для высоких порядков.

При зенитном угле Солнца 60° вклад рассеяния 1-го порядка уменьшается на 6%, а для более высоких порядков рассеяний, вклад увеличивается на 3% в условиях тонкой атмосферы. При $\tau=5$ увеличение зенитного угла приводит к увеличению вкладов малых порядков рассеяний до 7.5% и уменьшению вклада многократного рассеяния до 60–75%.

3.2. Поток солнечной радиации, пропущенной атмосферой

На рис. 3.5 представлены зависимости пропускания от оптической толщины при рассматриваемых АОР ω , g и A [23]. Видно, что альбедо подстилающей поверхности сильно влияет на величину пропускания и при $\tau \leq 5$ и малых зенитных углах Солнца. Значение альбедо поверхности $A=0.5$ приводят к значениям пропускания больше 1 ($T=1.2$), причем при $A=0.9$ эта особенность сохраняется вплоть до $\tau=10$ и зенитных углов Солнца 30° . Сравнение линейных зависимостей, аппроксимирующих зависимость пропускания и отражения от оптической толщины: $T=1-0.072\tau$ и $R=0.072\tau$ при слабом поглощении указывает на естественное соотношение между пропусканием и отражением $R=1-T$, строго выполняющееся при чистом рассеянии.

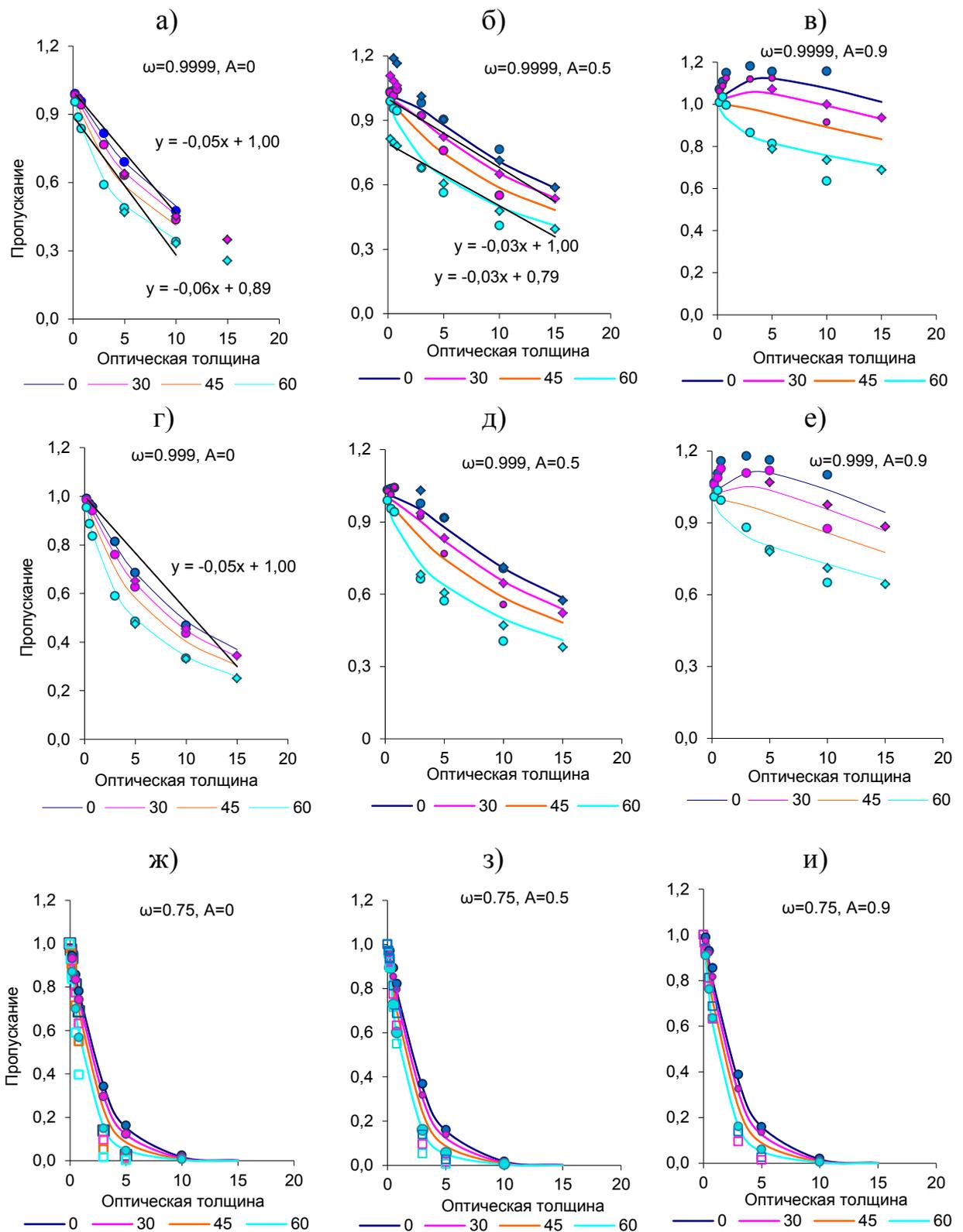


Рис. 3.5 – Зависимость пропускания от оптической толщины τ для 4-х значений зенитного угла Солнца (на рисунке), значений альbedo поверхности $A=0, 0.5$ и 0.9 и значений АОР $\omega=0.9999, 0.999, 0.75$. Символами показаны значения, рассчитанные с применением метода Монте-Карло (кружки), асимптотических формул (ромбы) и в приближении однократного рассеяния (квадраты)

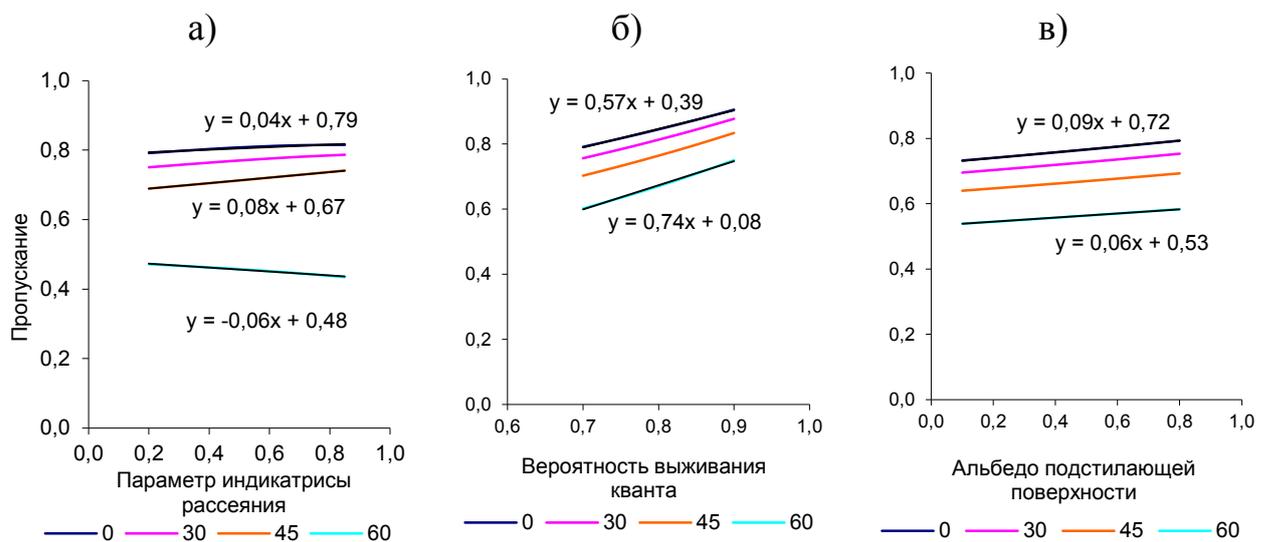


Рис. 3.6 – Зависимость пропускания а) от параметра асимметрии g при $A=0.85$, $\tau=0.6$, $\omega=0.7$; б) от АОР ω при $g=0.6$, $\tau=0.6$, $A=0.4$; в) от альбедо поверхности A при $g=0.3$, $\tau=0.6$, $\omega=0.7$

Для оценки зависимости пропускания от других параметров модели можно предложить следующее выражение: $T = 0.3(\cos \vartheta + 1.66) + g0.08(1.66 - \cos \vartheta)$, которое следует из анализа рис. 3.6, где представлены зависимости пропускания от g , ω и A . При этом оптическая толщина была зафиксирована $\tau=0.6$, для трех значений зенитного угла Солнца, указанных на рисунке.

Видно, что все зависимости хорошо описываются простыми линейными функциями. Отметим, слабое влияние g и A . При сильном поглощении $\omega=0.75$, влияние A на пропускание практически отсутствует, а влияние зенитного угла Солнца незначительно.

Очевидно, что при малой оптической толщине пропущенное излучение формируется на 80% прямым излучением, однократное рассеяние дает 15%, а рассеяния высших порядков дают вклад около 5%. При этом влияние альбедо подстилающей поверхности уменьшает вклад прямого излучения и рассеяния первого порядка, и увеличивает вклад высших порядков.

С применением метода Эддингтона рассчитано пропускание на вертикальную поверхность (освещенность вертикальной поверхности), с учетом влияния особенностей геометрии освещения, подробно рассмотренных в [19] для разных углов наклона поверхности и ее

ориентации. Зависимости освещенности вертикальной поверхности от параметров модели (параметра g , ω и A) показаны на рис. 3.7 и хорошо описываются линейными функциями.

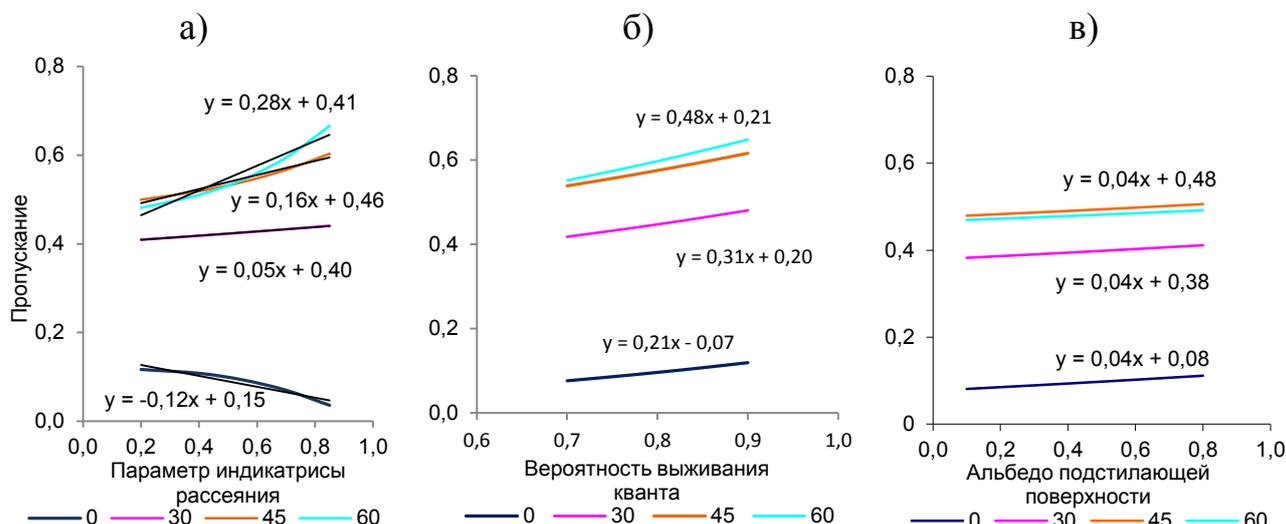


Рис. 3.7 – Зависимость потока пропущенной радиации на вертикальную поверхность а) от параметра асимметрии g при $A=0.85$, $\tau=0.6$, $\omega=0.7$; б) от АОР ω при $\tau=0.6$ и $g=0.6$, $A=0.4$; в) альbedo поверхности A при $g=0.3$, $\tau=0.6$, $\omega=0.7$. Зенитные углы Солнца указаны на рисунке

На рис. 3.8 представлена доля рассеянного света в освещенности горизонтальной поверхности пропущенным потоком в зависимости от параметров атмосферы. Можно отметить, что в случае тонкой атмосферы прямая радиация составляет от 80% ($A=0$) до 75% ($A=0.9$), рассеяние первого порядка от 15 до 13%, а рассеяние высших порядков увеличивается с ростом A , но вклад их остается малым. При $\tau=5$ вклад многократного рассеяния от 55% ($A=0$) до 75% ($A=0.9$). Вклады порядков от 2 до 5-го составляет от 7 до 11%, и при этом уменьшается с ростом A .

Вклад различных порядков рассеяния в формирование потока пропущенного излучения для АОР $\omega=0.999$ двух значений оптической толщины $\tau=0.2$ и 5 и трех значений альbedo подстилающей поверхности $A=0$, 0.5 и 0.9 показан на рис. 3.9.

Можно отметить, что в случае тонкой атмосферы прямая радиация составляет от 80% ($A=0$) до 75% ($A=0.9$), рассеяние первого порядка от 15 до 13%, а рассеяние высших порядков увеличивается с ростом альbedo подстилающей поверхности, но вклад их остается малым.

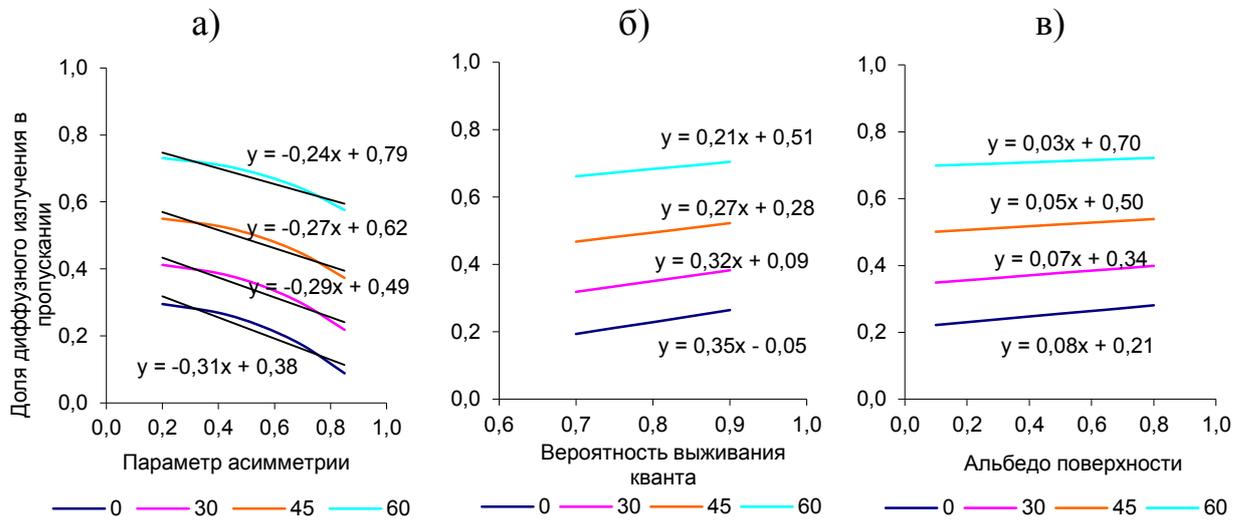


Рис. 3.8 – Зависимость доли рассеянной радиации в пропускании а) от параметра асимметрии g при $A=0.85$, $\tau=0.6$, $\omega=0.7$; б) от АОР ω при $g=0.6$, $\tau=0.6$, $A=0.4$; в) от альbedo поверхности A при $g=0.3$, $\tau=0.6$, $\omega=0.7$

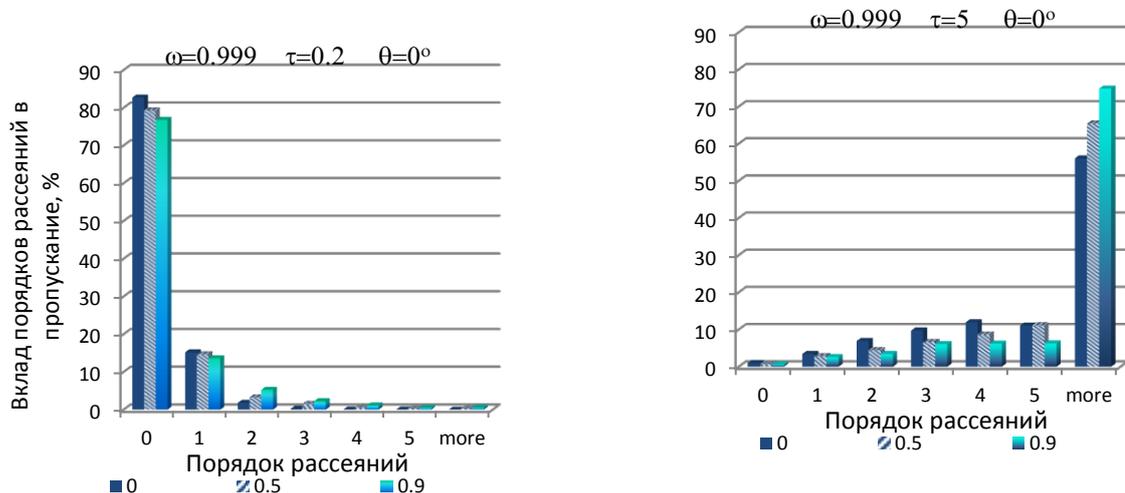


Рис. 3.9 – Вклад различных порядков рассеяния в формирование пропускания для оптической толщины $\tau=0.2$ и 5, АОР $\omega=0.999$ и при зенитном угле Солнца 0° . Альbedo поверхности 0, 0.5 и 0.9 указано на рисунке

При $\tau=5$ вклад многократного рассеяния от 55% ($A=0$) до 75% ($A=0.9$). Вклады порядков от 2 до 5-го составляет от 7 до 11%, и при этом уменьшается с ростом альбеда подстилающей поверхности.

Для $\tau=5$ (не толстое облако, или очень сильно загрязненная атмосфера) вклад рассеяний от первого порядка до пятого составляет около 30%, при этом влияние A на вклад разных порядков рассеяния тоже неоднозначно: высокое A уменьшает вклад рассеяний порядков от 1-го до 5-го и заметно увеличивает вклад рассеяний высших порядков.

3.3. Лучистый приток

На рис. 3.10 показана зависимость лучистого притока от оптической толщины для значений АОР $\omega=0.9999$, 0.999 и 0.75, альбеда поверхности $A=0$, 0.5 и 0.9 для 4-х значений зенитного угла Солнца. Следует отметить, что лучистый приток тепла мало зависит от зенитного угла Солнца для рассмотренных трех значений A .

При слабом поглощении ($\omega=0.9999$) и при сильном поглощении ($\omega=0.75$) зависимость от альбеда подстилающей поверхности также очень слаба. Однако, в промежуточном случае $\omega=0.999$ зависимость от A более заметна: коэффициент линейной регрессии возрастает на порядок по сравнению со случаем $\omega=0.9999$. В случае сильного поглощения ($\omega=0.75$) зависимость лучистого притока от оптической толщины при $\tau \leq 4$ простая и не меняется с A или высотой Солнца: $D = 0.19\tau$, с увеличением оптической толщины лучистый приток оказывается константой $D = 0.9$, не зависящей от высоты Солнца, A и от τ .

Случай $\omega=0.75$ можно интерпретировать, как «ядерную зиму» – присутствие в атмосфере чрезвычайно большого количества аэрозольных частиц, поглощающих солнечную радиацию, которые могут попасть в атмосферу в результате или ядерных взрывов, или серии сильнейших вулканических извержений [20-22].

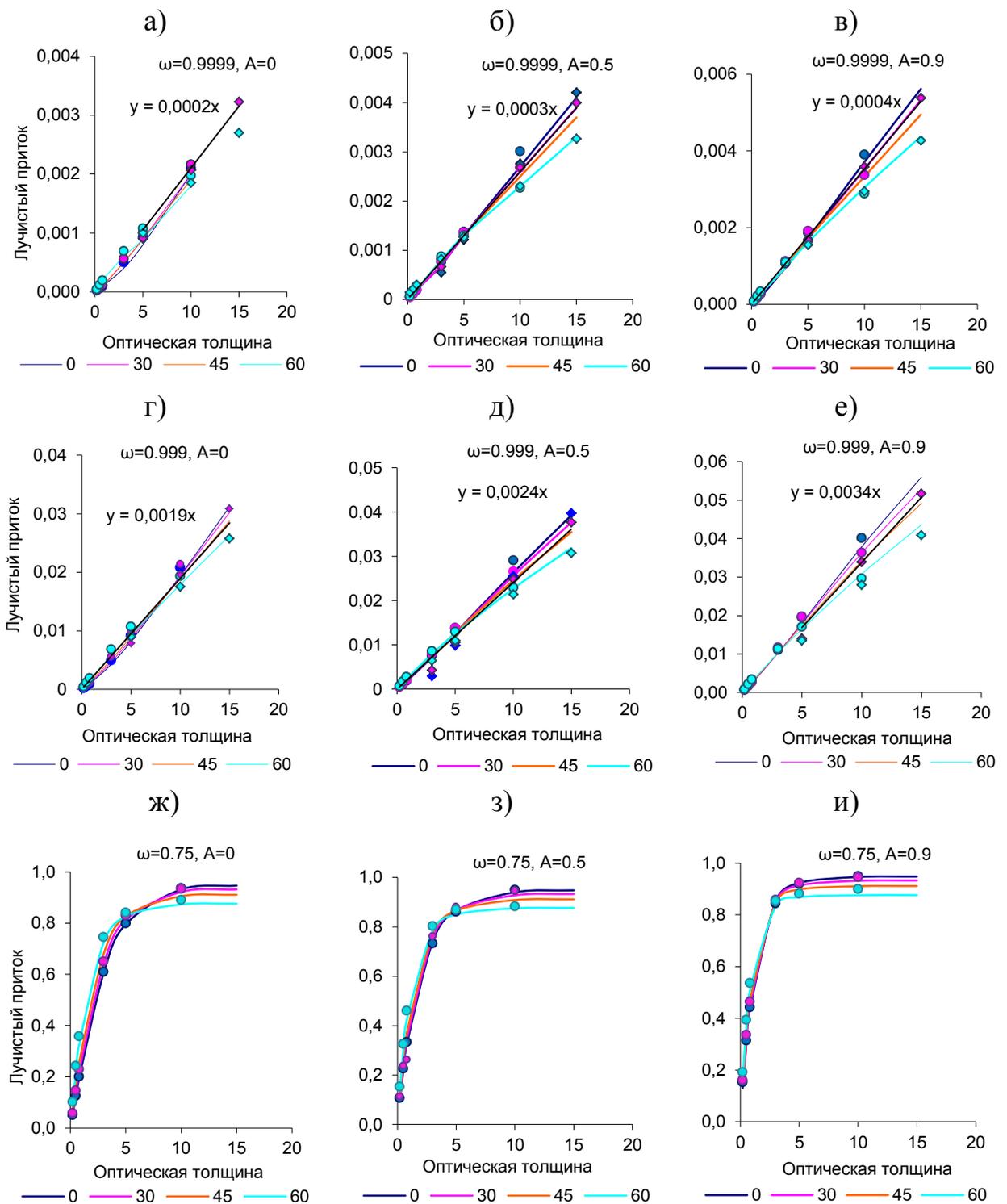


Рис. 3.10 – Зависимость лучистого притока от оптической толщины для 4-х значений зенитного угла Солнца (на рисунке), значений альbedo поверхности $A=0, 0.5$ и 0.9 и АОР $\omega=0.9999, 0.999, 0.750$. Символами показаны результаты, рассчитанные с применением метода Монте-Карло (кружки) и асимптотических формул теории переноса (ромбы)

Можно заключить, что упомянутые катаклизмы приведут к сильному нагреванию атмосферы, не зависящему от высоты Солнца (т.е. в течение всего светлого времени суток), альbedo подстилающей поверхности (и над сушей и над океаном в равной степени) и вне зависимости от толщины облачности. Последующее переизлучение радиации в тепловом диапазоне вызовет значительное нагревание поверхности («ядерное лето») [20-22].

Рис. 3.11 показывает зависимости лучистого притока от параметра индикатрисы рассеяния, вероятности выживания кванта и от альbedo подстилающей поверхности. В случае лучистого притока линейные функции аппроксимируют зависимости с достоверностью выше 99%.

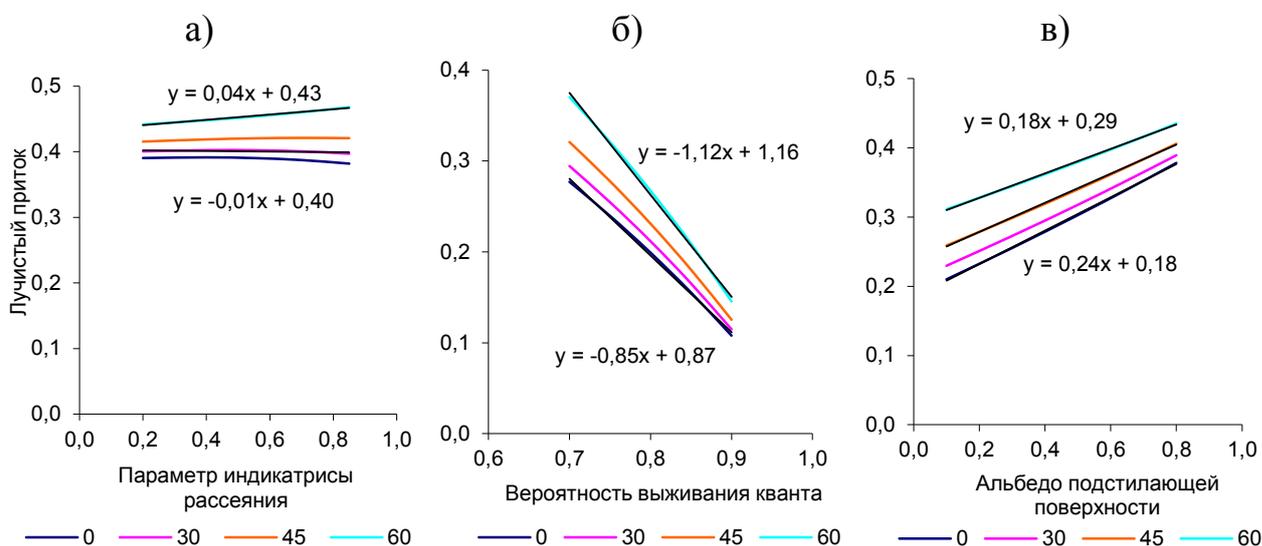


Рис. 3.11 – Зависимость лучистого притока от а) параметра асимметрии g при $A=0.85$, $\tau=0.6$, $\omega=0.7$; б) АОР ω при $g=0.6$, $\tau=0.6$, $A=0.4$; в) альbedo поверхности A при $g=0.3$, $\tau=0.6$, $\omega=0.7$

Вклад различных порядков рассеяния в формирование лучистого притока радиации (радиационного форсинга атмосферы) показан на рис. 3.12. Понятно, что наибольший вклад в нагревание атмосферы дает рассеяние первого порядка в случае оптически тонкой атмосферы ($\tau=0.2$). Но то, что альbedo подстилающей поверхности влияет так сильно, уменьшая долю однократного рассеяния в формировании лучистого притока вдвое при $A=0.5$

и почти в 4 раза при $A=0.9$, и при этом, увеличивая долю более высоких порядков рассеяния, не очевидно. При этом влияние АОР оказывается незначительным при малой оптической плотности.

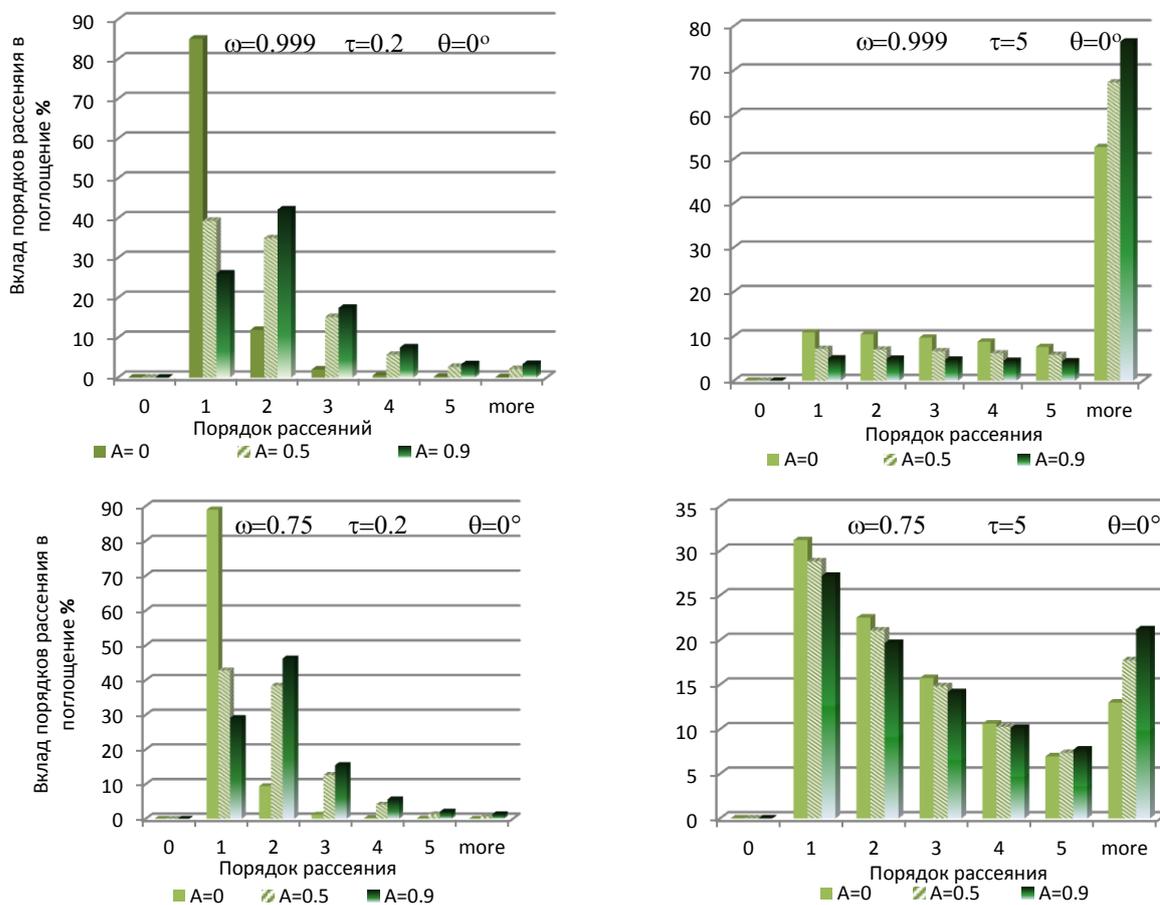


Рис. 3.12 – Вклад различных порядков рассеяния в формирование лучистого притока для оптической толщины $\tau=0.2$ и 5, альбедо однократного рассеяния $\omega=0.999$ и 0.75, при зенитном угле Солнца 0° . Альбедо поверхности 0, 0.5 и 0.9 указано на рисунке

Еще более интересно выглядит иллюстрация вклада разных порядков рассеяния в случае оптически толстой атмосферы, соответствующей слабой облачности. При слабом поглощении в среде $\omega=0.999$ вклад однократного рассеяния и рассеяний невысоких порядков от 1-го до 5-го мало изменяется, при этом сохраняя тенденцию уменьшения с увеличением альбедо поверхности. Для более высоких порядков рассеяния вклад резко возрастает, а влияние альбедо поверхности значительно усиливается. Однако при

сильном поглощении $\omega=0.75$ картина меняется, и основным оказывается вклад низких порядков рассеяния, что объясняется более короткой жизнью кванта и высокой вероятностью его поглощения в среде. Влияние A на вклад разных порядков рассеяния в лучистый приток оказывается таким же, как и при слабом поглощении.

ГЛАВА 4. ПРОСТЫЕ АППРОКСИМАЦИИ ДЛЯ РАСЧЕТА НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ

Исследование зависимостей радиационных характеристик от ряда значений оптических параметров однородной атмосферы, альbedo подстилающей поверхности и зенитных углов Солнца позволило их линейно аппроксимировать. Предложенные линейные регрессии позволяют простую и быструю оценку радиационных характеристик в технических задачах.

4.1. Зависимость радиационных характеристик от оптической толщины

Альbedo подстилающей поверхности θ

На рисунке 4.1 показаны зависимости от оптической толщины радиационных характеристик [23]: отражения, пропускания, освещенности вертикальной поверхности, лучистого притока и доли рассеянной радиации в пропускании при нулевом альbedo поверхности и двух значениях альbedo однократного рассеяния $\omega=0.999$ и 0.75 . В случае отсутствия отражения от подстилающей поверхности зависимости радиационных характеристик от оптической толщины не описываются линейной регрессией для всего диапазона рассмотренных оптических толщин, что вполне естественно, в силу значительного различия процесса переноса излучения в безоблачной (с преобладанием однократного рассеяния) и в облачной (многократное рассеяние) атмосфере.

Переломным является значение $\tau=4$, что, как будет показано ниже, следует из анализа вклада разных порядков рассеяния. Соответственно при значениях АОР $\omega=0.999$, и оптической толщины $\tau \leq 4$ (безоблачная атмосфера, обозначим «1») имеем для радиационных характеристик следующие линейные соотношения:

$$\begin{aligned} R1 &= (0.16 - 0.1 \cos \theta) \tau, \\ T1 &= 1 - (0.16 - 0.1 \cos \theta) \tau, \\ r1 &= (0.27 - 0.1 \cos \theta) \tau. \end{aligned} \tag{4.1}$$

Полученные линейные соотношения для отражения и пропускания при слабом поглощении в атмосфере $\omega=0.999$ с точностью до 2-х знаков после

запятой соответствуют очевидному соотношению $T=1-R$ как для безоблачной, так и для облачной атмосферы, которое строго выполняется в консервативном случае.

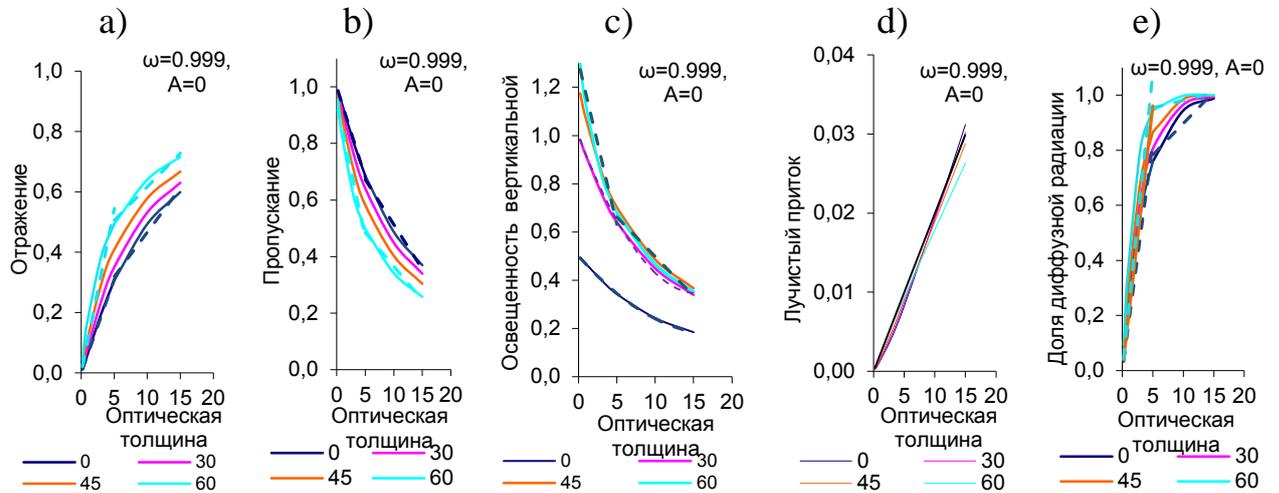


Рис. 4.1 – Зависимость характеристик солнечной радиации от оптической толщины для $A=0$, $\omega=0.999$. Прерывистые линии показывают линейные аппроксимации

Доля диффузной (рассеянной) радиации в пропускании для оптической толщины τ в промежутке значений 3–10 описывается соотношением для r_2 , при этом естественно $r_2 = 1$, для $\tau > 10$.

$$\begin{aligned}
 R_2 &= (0.6 - 0.43 \cos \vartheta) - 0.03\tau, \\
 T_2 &= (0.4 + 0.43 \cos \vartheta) - 0.03\tau, \\
 r_2 &= (1.20 - 0.54 \cos \vartheta) + 0.01\tau.
 \end{aligned}
 \tag{4.2}$$

Лучистый приток D практически не зависит от зенитного угла Солнца, достигает значения 0.03 при $\tau=15$ с малым коэффициентом линейной регрессии 0.002: $D=0.002\tau$ с достоверностью 0.99 и такая зависимость сохраняется для всех значений оптической толщины как безоблачной, так и облачной атмосферы.

Освещенность вертикальной поверхности V в большей степени определяется рассеянной радиацией и поэтому описывается линейной зависимостью во всем диапазоне τ : $V=(2-1.44 \cos \vartheta) - (0.11-0.08 \cos \vartheta)\tau$.

Рис. 4.2 показывает аналогичные зависимости для сильного поглощения $\omega=0.75$. На рисунке видно, как кардинально меняется ход кривых с оптической толщиной при увеличении поглощения света в среде – уменьшения АОР от 0.999 до 0.75, особенно для отражения и лучистого притока. В этом случае также точкой резкого изменения зависимостей является $\tau=4$. В безоблачной атмосфере пропускание резко убывает с ростом оптической толщины и практически сходит к 0 в облачной атмосфере при $\tau \geq 10$.

Для облачной атмосферы $\tau \geq 4$ зависимости радиационных характеристик (обозначено «2») описываются следующими линейными аппроксимациями:

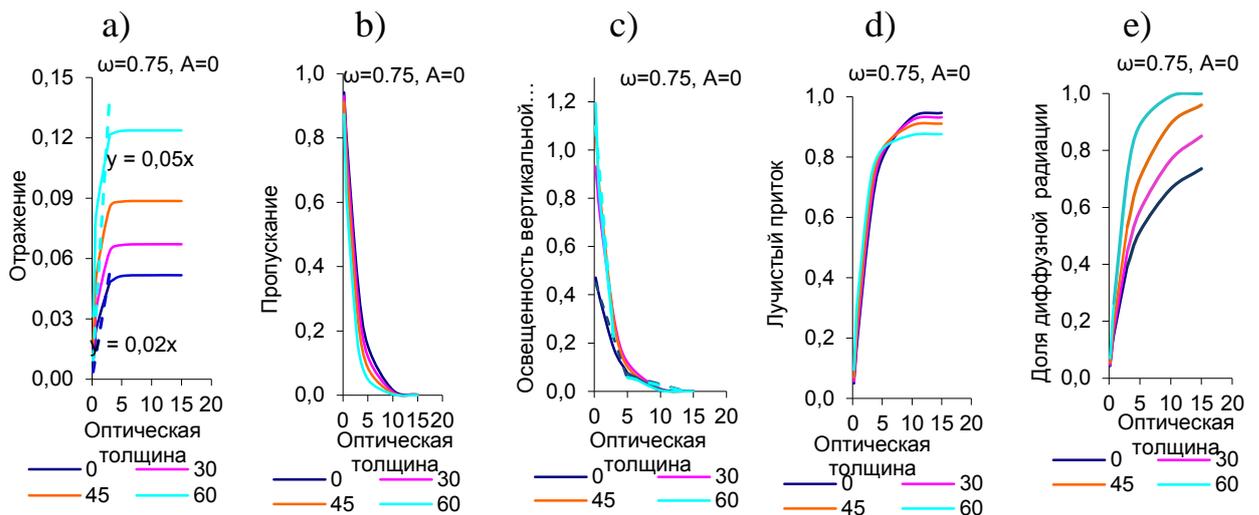


Рис. 4.2 – Зависимость характеристик солнечной радиации от оптической толщины для $A=0$, $\omega=0.75$. Прерывистые линии показывают линейные аппроксимации

Линейные аппроксимации в безоблачной сильно поглощающей атмосфере $\tau \leq 4$ имеют вид:

$$\begin{aligned}
 R1 &= (0.2 - 0.18 \cos \vartheta) \tau, \\
 T1 &= 1 - (0.44 - 0.25 \cos \vartheta) \tau, \\
 D1 &= 0.19 \tau, \\
 r1 &= 0.04 + (0.3 - 0.2 \cos \vartheta) \tau.
 \end{aligned}
 \tag{4.3}$$

В облачной атмосфере с сильным поглощением $\omega=0.75$ все характеристики уже не зависят от роста τ . Отражение поглощающей облачной атмосферы оказывается около 10% и слабо меняется с вариациями зенитного угла Солнца. При значениях τ от 5 до 15 и при сильном поглощении линейные аппроксимации для пропускания, отражения, лучистого притока и доли диффузной радиации в пропускании выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} T_2 &= (0.38 \cos \vartheta - 0.01), \\ R_2 &= (0.2 - 0.15 \cos \vartheta), \\ D_2 &= 0.9, \\ r_2 &= (0.77 - 0.42 \cos \vartheta). \end{aligned} \tag{4.4}$$

Освещенность вертикальной поверхности во всем диапазоне оптической толщины описывается одной формулой, потому что при $\tau \geq 10$ стремится к 0: $V = (2.16 - 2.10 \cos \vartheta) - (0.66 - 0.65 \cos \vartheta)\tau$.

Альbedo подстилающей поверхности 0.9

На рис. 4.3 представлены аналогичные зависимости при альbedo подстилающей поверхности $A=0.9$. Принятое значение A соответствует снежной поверхности, и отражение на верхней границе оптически тонкой атмосферы слабо ослабляется и составляет $R=0.84-0.89$ в зависимости от зенитного угла Солнца, изменение которого от 0° до 60° изменяет отражение на 6%. В облачной чистой атмосфере альbedo облаков равно таким же значениям, поэтому отражение системы атмосфера – поверхность не меняется во всем диапазоне изменения оптической толщины. Видно, что альbedo подстилающей поверхности сильно влияет на величину потока радиации, пропущенной атмосферой. При $\tau \leq 5$ и $\vartheta < 45^\circ$ значение освещенности горизонтальной поверхности возрастает от 1 на 10–20%. С увеличением τ до 10 пропускание убывает, но остается больше 1. Физическое объяснение этого эффекта было дано в монографии [5]. Освещенность вертикальной поверхности V имеет такой же ход с ростом τ , но влияние

зенитного угла Солнца на величину освещенности V меняется на противоположную, сохраняя значение $V > 1$ для углов $\vartheta=30-60^\circ$. При этом значение V превосходит 1 на 30% при малой оптической толщине. Формулы для пропускания и освещенности вертикальной поверхности разные при малой $\tau < 4$ и большой $\tau > 4$ оптической толщине.

$$\begin{aligned}
 T1 &= 1 - (0.13 - 0.16 \cos \vartheta) \tau, \\
 T2 &= 0.6(1 - \cos \vartheta) - 0.02\tau, \\
 V1 &= (2.00 - 1.44 \cos \vartheta) - (0.16 - 0.13 \cos \vartheta)\tau, \\
 V2 &= (2.00 - 1.44 \cos \vartheta) - 0.02\tau, \\
 r1 &= (1 - 0.9 \cos \vartheta) + 0.22\tau \cos \vartheta.
 \end{aligned}
 \tag{4.5}$$

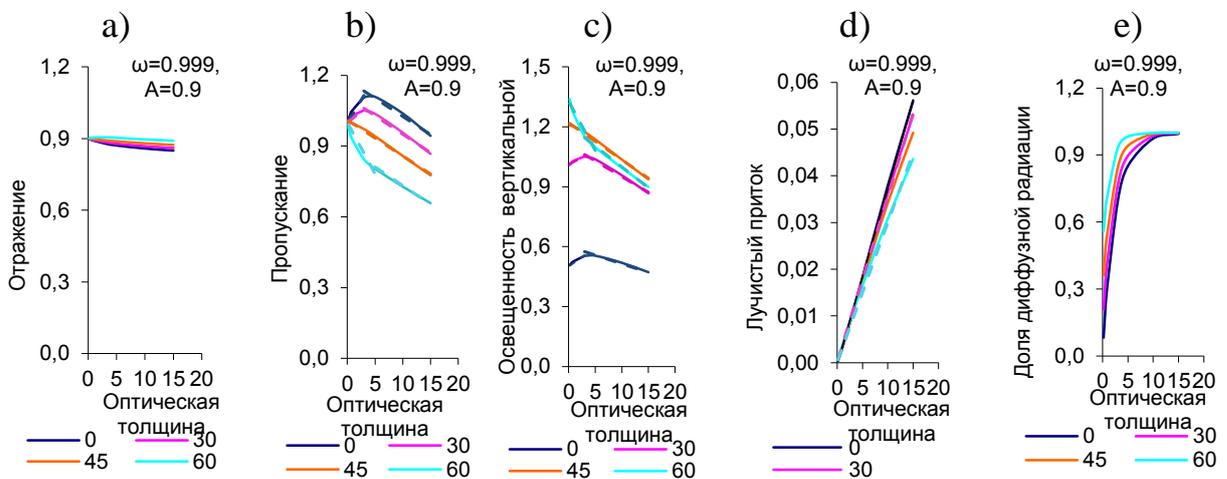


Рис. 4.3 – Зависимость характеристик солнечной радиации от оптической толщины для $A=0.9$, $\omega=0.999$. Прерывистые линии показывают линейные аппроксимации

Лучистый приток имеет явную линейную зависимость от τ , которая слабо меняется с вариациями ϑ : от $D=0.0030\tau$ до $D=0.0037\tau$ с достоверностью 0.9997.

В случае сильного поглощения $\omega=0.75$ и $A=0.9$ (рис. 4.4) высокое значение альbedo поверхности практически не влияет на большинство радиационных характеристик. Линейные соотношения для всех величин сохраняются без изменений, кроме убывающей зависимости отражения при малой τ , на которую практически не влияет зенитный угол Солнца:

$R1 = 0.7 - 0.2\tau$, а также очень малой освещенности вертикальной поверхности при $\vartheta = 0^\circ$, возрастающей при $\tau \leq 4$.

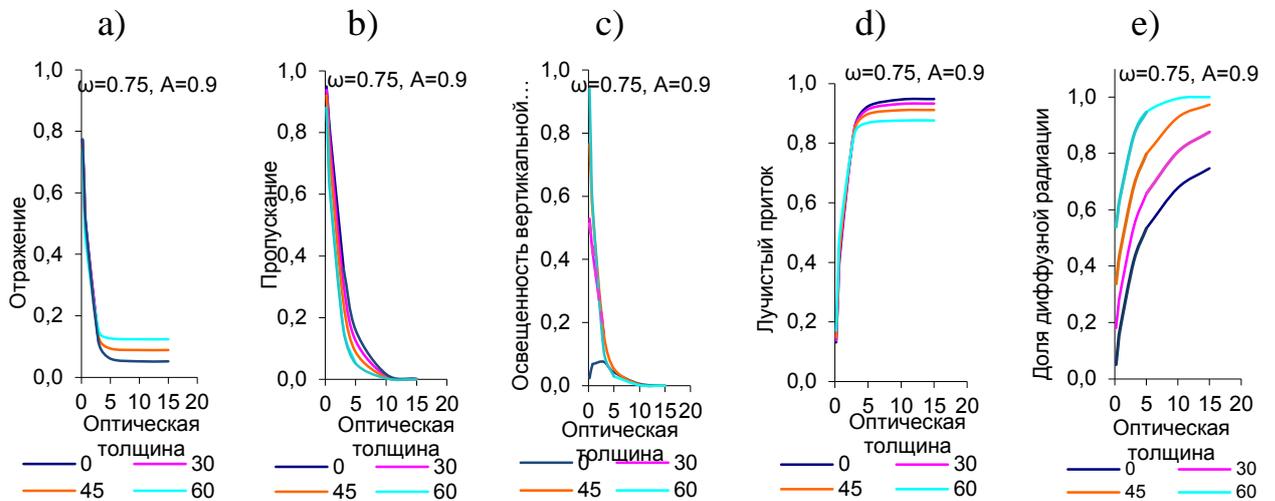


Рис. 4.4 – Зависимость характеристик солнечной радиации от оптической толщины для $A=0.9$, $\omega=0.75$

Доля диффузной радиации в пропущенном атмосферой потоке при указанных условиях описывается зависимостями: $r1 = (1 - \cos\vartheta) + 0.1\tau$ в безоблачной атмосфере и $r2 = (1.0 - 0.44\cos\vartheta)$ в облачной. Здесь следует понимать, что в случае сильного поглощения пропускание становится равным 0 уже при $\tau = 10$ (как следует из рисунка 4.4.b), поэтому использовать соотношение для $r2$ имеет смысл при $\tau < 10$. Понятно, что в стандартном случае $\omega > 0.9$ доля рассеянной радиации должна стремиться к 1 при значительных величинах τ , но при таком сильном поглощении $\omega = 0.75$ многократно рассеянный свет поглощается в атмосфере и не дает вклада в пропускание.

4.2. Зависимость радиационных характеристик от альbedo однократного рассеяния

Альbedo подстилающей поверхности θ

На рисунках 4.5 показаны зависимости от оптической толщины всех радиационных характеристик при нулевом альbedo поверхности и значении

оптической толщины 0.6 и параметре асимметрии $g=0.6$ в отсутствие отражения от подстилающей поверхности. Все зависимости аппроксимируются линейными функциями с достоверностью более 0.99. Видно из рисунка 4.5.с, что для освещенности вертикальной поверхности наблюдается наиболее сложная зависимость от зенитного угла Солнца.

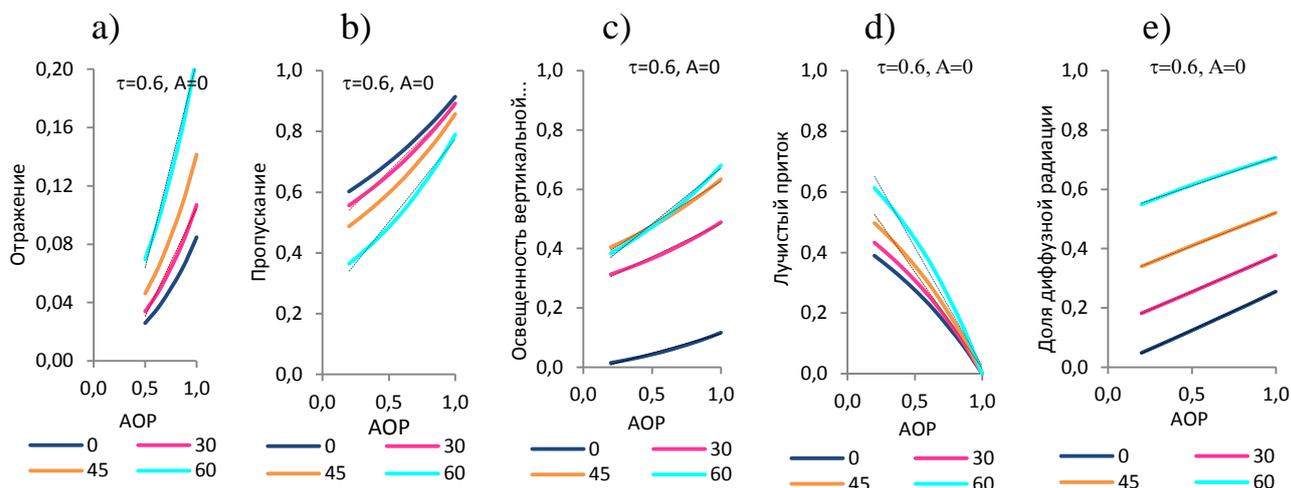


Рис. 4.5 – Зависимость характеристик солнечной радиации от АОР для $A=0$, $\tau=0.6$

Причем все зависимости хорошо аппроксимируются во всем диапазоне изменения АОР. В результате имеем набор следующих формул при $A=0$:

$$\begin{aligned}
 R &= 0.04 + (0.36 - 0.24 \cos \vartheta) \omega, \\
 T &= 0.52 \cos \vartheta + (0.64 - 0.24 \cos \vartheta) \omega, \\
 D &= (1 - 0.5 \cos \vartheta)(1 - \omega), \\
 r &= (1 - \cos \vartheta) + 0.13 \omega(1 + \cos \vartheta), \\
 V &= (0.7 - 0.63 \cos \vartheta) + (0.63 - 0.48 \cos \vartheta) \omega.
 \end{aligned}
 \tag{4.6}$$

Альbedo подстилающей поверхности 0.9

Линейные регрессии, аппроксимирующие анализируемые зависимости при $A=0.9$ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 R &= 1.2(\omega - 0.25), \\
 T &= 0.4 \cos \vartheta + (0.8 - 0.2 \cos \vartheta) \omega, \\
 D &= (1.25 - 0.3)(1 - \omega), \\
 r &= (1 - \cos \vartheta) + \omega(0.1 + 0.34 \cos \vartheta), \\
 V &= (0.7 - 0.66 \cos \vartheta) + (0.7 - 0.45 \cos \vartheta) \omega.
 \end{aligned}
 \tag{4.7}$$

Результаты при высоком альбедо поверхности $A=0.9$ представлены на рисунках 4.6.

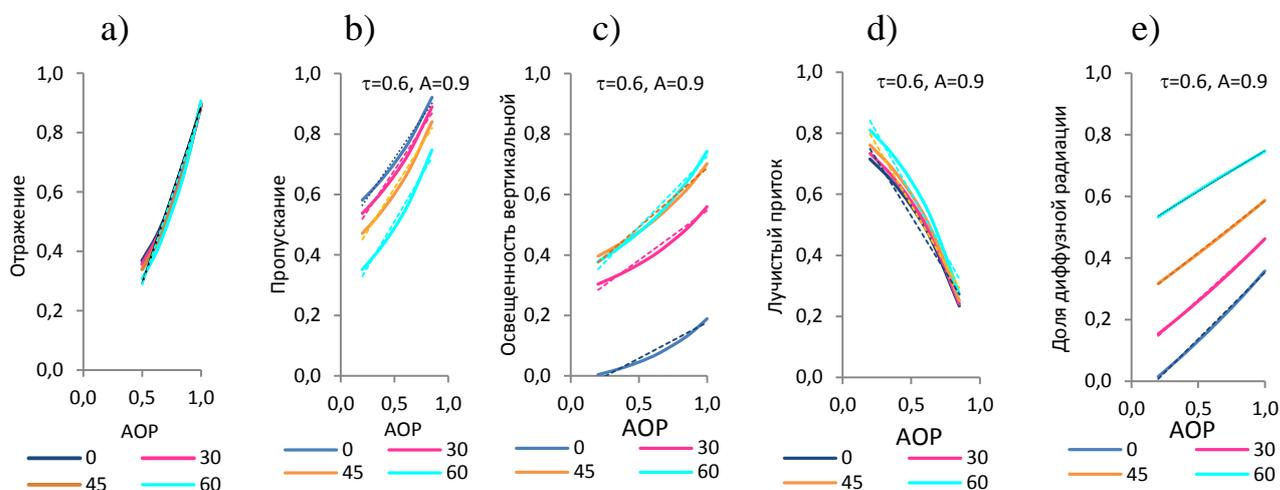


Рис. 4.6 – Зависимость характеристик солнечной радиации от АОР для $A=0.9$, $\tau=0.6$

Соотношения получены с достоверностью, которая немного отличается для разных характеристик и составляет: 0.998 (доля рассеянной радиации в пропускании), 0.99 (отражение), 0.98 (освещенность вертикальной поверхности), 0.97 (пропускание) и 0.96 (лучистый приток).

4.3. Зависимость радиационных характеристик от индикатрисы рассеяния *Альбедо подстилающей поверхности θ*

На рисунках 7 показаны зависимости от оптической толщины всех радиационных характеристик при нулевом альбедо поверхности и значении ОТА $\tau=0.6$ и АОР $\omega=0.9$ в отсутствие отражения от подстилающей поверхности.

Формулы для отражения, пропускания и лучистого притока имеют достоверность 0.99. Линейная аппроксимация для освещенности вертикальной поверхности имеет разную достоверность в зависимости от зенитного угла Солнца: от 0.95 ($\vartheta=60^\circ$) до 0.74 ($\vartheta=0^\circ$), и для доли рассеянной радиации достоверность аппроксимации 0.9.

$$\begin{aligned}
 R &= 0.4(1 - g)(1 - 0.5 \cos \vartheta), \\
 T &= 0.37(1 + \cos \vartheta) + 0.4(1 - 0.5 \cos \vartheta)g, \\
 D &= 0.14(1 - 0.5 \cos \vartheta), \\
 r &= (1.34 - \cos \vartheta) - 0.2g, \\
 V &= 0.7(1 - 0.7 \cos \vartheta) + (1 - \cos \vartheta)g.
 \end{aligned}
 \tag{4.8}$$

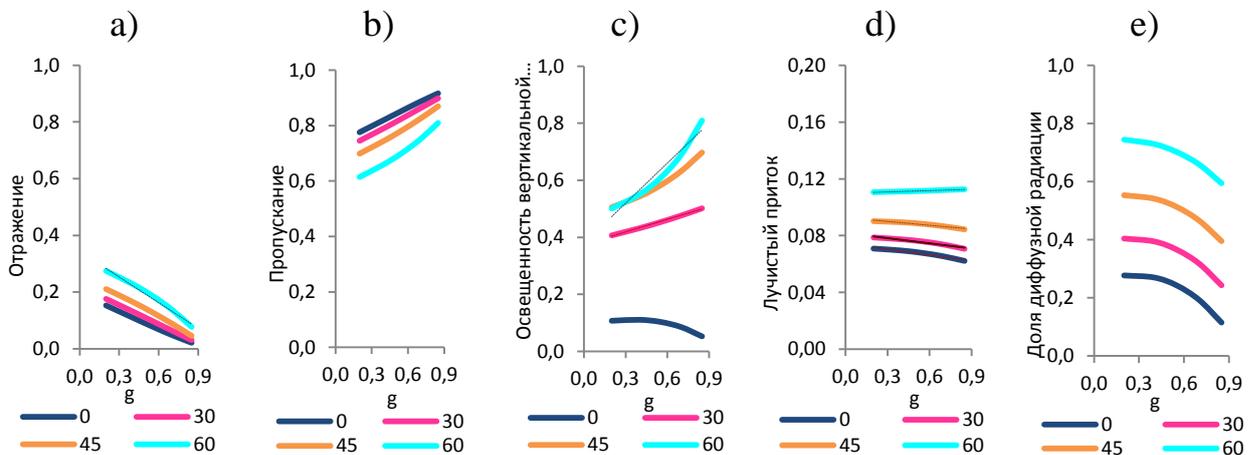


Рис. 4.7 – Зависимость характеристик солнечной радиации от параметра индикатрисы g для $A=0$, $\omega=0.9$, $\tau=0.6$

Альbedo подстилающей поверхности 0.9

В случае сильного отражения подстилающей поверхностью исследуемые зависимости показаны на рис. 4.8.

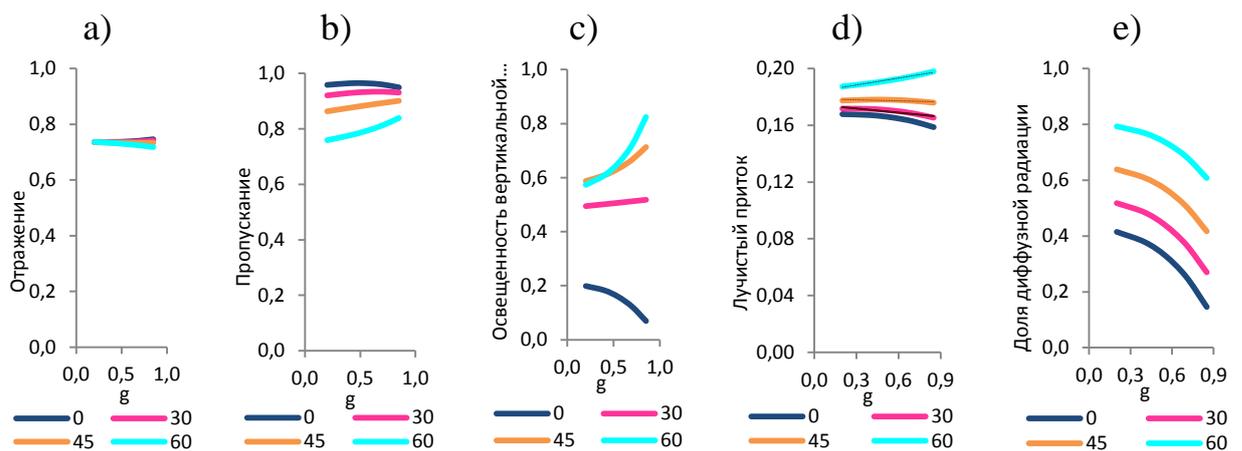


Рис. 4.8 – Зависимость характеристик солнечной радиации от параметра индикатрисы g для $A=0.9$, $\omega=0.9$, $\tau=0.6$

Отметим, что зависимость освещенности вертикальной поверхности имеет существенно разный ход для разных зенитных углов Солнца. Доля

рассеянной радиации тоже не демонстрирует строгой линейной зависимости от параметра индикатрисы рассеяния. Приближенные формулы имеют вид:

$$\begin{aligned}
 R &= 0.74, \\
 T &= 0.5(1 + \cos \vartheta) + 0.25(1 - \cos \vartheta)g, \\
 D &= 0.2, \\
 r &= (1.2 - 0.67 \cos \vartheta) - (0.15 + 0.26 \cos \vartheta)g, \\
 V &= 0.7(1 - 0.5 \cos \vartheta) + (1 - 1.17 \cos \vartheta)g.
 \end{aligned}
 \tag{4.9}$$

Достоверность аппроксимаций для отражения, пропускания и лучистого притока оказались от 0.99 до 1, а для освещенности вертикальной поверхности и доли рассеянной радиации 0.93.

4.4. Зависимость радиационных характеристик от альbedo подстилающей поверхности

На рисунках 4.9 ясно видно, что зависимость от альbedo поверхности всех радиационных характеристик линейная.

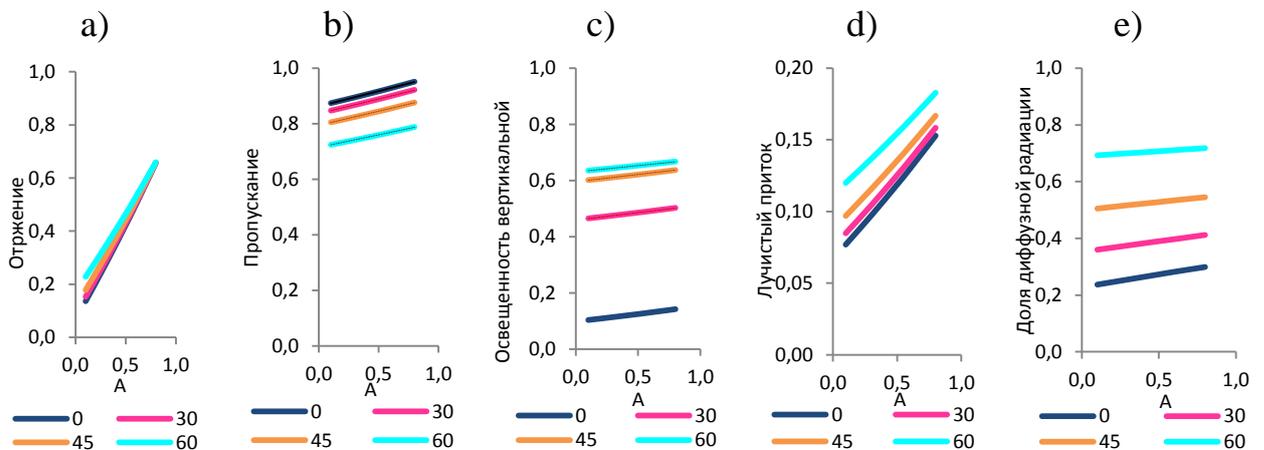


Рис. 4.9 – Зависимость характеристик солнечной радиации от альbedo подстилающей поверхности A для $g=0.6$, $\omega=0.9$, $\tau=0.6$

Соответствующий набор аппроксимирующих формул для оптической толщины $\tau=0.6$, альbedo однократного рассеяния $\omega=0.9$ и параметра индикатрисы $g=0.6$:

$$\begin{aligned}
R &= 0.25(\cos \vartheta - 0.5) + (0.65 - 0.1 \cos \vartheta)A, \\
T &= 0.4 \cos \vartheta + 0.2(4 - \cos \vartheta)A, \\
D &= 1.25(1 - 0.25 \cos \vartheta)(1 - A), \\
r &= (1.0 - \cos \vartheta) + (0.11 + 0.32 \cos \vartheta)A, \\
V &= (1.2 - \cos \vartheta) + 0.05A.
\end{aligned}
\tag{4.10}$$

Предложенные линейные аппроксимации имеют достоверность более 0.999.

Полученные простые линейные соотношения позволяют оперативно оценить потоки и приток солнечной радиации в атмосфере в технических и научных задачах, связанных с энергетикой, архитектурой, сельским хозяйством, метеорологией и дистанционным зондированием из космоса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проведено сравнение 4-х методов расчета характеристик солнечной радиации в атмосфере: метод Эддингтона, метод Монте-Карло, метод асимптотических формул и аппроксимация однократного рассеяния. Уточнены области применимости методов для выбранных оптических моделей. Рассмотрены зависимости отраженного и пропущенного потоков, а также лучистого притока от оптической толщины для случаев слабого и очень сильного поглощения радиации в слое ($\omega=0.9999, 0.75$). Альbedo подстилающей поверхности увеличивает значение всех радиационных характеристик и меняет характер зависимости от оптической толщины. Расчеты проводились для 4-х значений зенитного угла Солнца.

Получено, что для рассмотренных значений оптических параметров вероятность выживания кванта (альbedo однократного рассеяния) сильно влияет на поток отражённой радиации и на лучистый приток, причем были найдены такие значения АОР, при которых отсутствует зависимость отраженного потока от оптической толщины. Зафиксирована слабая зависимость лучистого притока от зенитного угла Солнца.

Рассчитан вклад разных порядков рассеяния в формирование радиационных характеристик в разных рассмотренных оптических моделях. Обнаружено, что альbedo подстилающей поверхности слабо влияет на вклад разных порядков рассеяния в отражение и пропускание в случае оптически-тонкой атмосферы, но оказывает значительное воздействие на вклад разных порядков рассеяния, причем с разным знаком на первый порядок и на более высокие порядки. В случае большой оптической толщины влияние альbedo поверхности заметнее на все характеристики, причем с разным знаком на разные порядки рассеяния. В случае сильного поглощения ($\omega=0.75$) и оптической толщины $\tau=5$ вклад первых 5 порядков превосходит вклад многократного рассеяния высших порядков, что понятно, так как фотон не «доживает» до высокого порядка, а поглощается раньше.

В результате численного анализа получены простые линейные аппроксимации зависимостей радиационных характеристик от оптических параметров атмосферы, которые могут оказаться полезными при дистанционном зондировании и в технических задачах при оценках поля радиации в атмосфере.

По результатам работы опубликована 1 статья в научном журнале [21] и еще 1 принята в печать [23], а также был сделан доклад на Всероссийской конференции [24].

В дипломной работе задачи решены, а цели достигнуты.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Сушкевич Т.А. Математические модели переноса излучения / Т.А. Сушкевич. – М.: БИНОМ, 2005. – 601 с.
2. Dong X. Parameterizations of the microphysical and shortwave radiative properties of boundary layer stratus from ground-based measurements / X. Dong, T.P. Ackerman, E.E. Clothiaux // *Journal of Geophysical Research*. – 1998. – No. D24. – P. 31681-31693.
3. Gao R.S. Calculations of solar shortwave heating rates due to black carbon and ozone absorption using in situ measurements / R.S. Gao, S.R. Hall, W.H. Swartz, J.P. Schwarz, J.R. Spackman, L.A. Watts, D.W. Fahey, K.C. Aikin, R.E. Shetter, T.P. Bui // *Journal of Geophysical Research*. – 2008. – No. D14203. – P. 1-11.
4. Коепке Р. UV irradiance on the human skin. Effects of orientation and sky obstructions / Р. Коепке, М. Hess, S. Bretl, М. Seefeldner // *Current Problems in Atmospheric Radiation*. – 2009. – P. 53-56.
5. Минин И.Н. Теория переноса излучения в атмосферах планет / И.Н. Минин. – М.: Наука, 1988. – 264 с.
6. Joseph J.H. The delta-Eddington approximation for radiative flux transfer / J.H. Joseph, W.J. Wiscombe, J.A. Weiman // *Journal of the Atmospheric Sciences*. – 1976. – P. 2452-2459.
7. Марчук Г.И. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. / Г.И. Марчук. – Новосибирск: Наука, 1988. – 263 с.
8. Lenoble J. Radiative transfer in scattering and absorbing atmospheres: Standard Computational Procedures / J. Lenoble, – Hampton, Virginia, USA: A. DEERAK Publishing, 1985. – 314 p.
9. Васильев А.В. Дистанционное зондирование окружающей среды из космоса: практикум / А.В. Васильев, А.Д. Кузнецов, И.Н. Мельникова. – СПб: Балт. гос. техн. ун-т., 2008. – 133 с.

10. Соболев А.В. Рассеяние света в атмосферах планет / А.В. Соболев. – М.: Наука, 1972. – 335 с.
11. Ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами / Ван де Хюлст. – М.: Иностран. Лит., 1961. – 536 с.
12. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Оптика / Д.В. Сивухин. – М.: Наука, 1980. – 751 с.
13. Колмогоров А.Н. Элементы теории функций и функционального анализа / А.Н. Колмогоров, С.В. Фомин. – М.: Наука, 1989. – 624 с.
14. Деймернджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами / Д. Деймернджан. – М.: Мир, 1971. – 162 с.
15. Henyey L. Diffuse radiation in Galaxy / L. Henyey, J. Greenstain // The Astrophysical Journal. – 1941. – No. 1. – P. 70-83
16. Васильев А.В. Коротковолновое солнечное излучение в атмосфере Земли. Расчеты. Измерения. Интерпретация: учебник / А.В. Васильев, И.Н. Мельникова. – СПб: Изд-во НИИХ СПбГУ, 2002. – 350 с.
17. Васильев А.В. Аппроксимация многократно рассеянного солнечного излучения в рамках приближения однократного рассеяния / А.В. Васильев, А.Д. Кузнецов, И.Н. Мельникова // Ученые записки. – СПб: Изд-во РГГМУ, 2016. – № 42. – С. 94-104.
18. Harshvardhan Comparative accuracy of diffuse radiative properties computed using selected multiple scattering approximations / Harshvardhan, M.D. King // Journal of the Atmospheric Sciences. – 1993. – P. 247-259.
19. Kondratyev K.Ya. Radiation regime of inclined surfaces / K.Ya. Kondratyev, M.P. Fedorova. – Geneva: WMO Techn. Note, 1977. – 82 p.
20. Гинзбург А.С. Влияние естественных и антропогенных аэрозолей на глобальный и региональный климат / А.С. Гинзбург, Д.П. Губанова, В.М. Минашкин // Рос. хим. ж. – 2008. – № 5. – С. 112-119.
21. Гинзбург А.С. Использование радиационно-конвективной модели для оценки температурного потенциала парниковых газов / А.С. Гинзбург, С.В. Романов, Б.А. Фомин // Изв. РАН. сер. – 2008. – № 3. С. 324-331.

22. Гинзбург А.С. Простая радиационная модель безоблачной и облачной атмосферы / А.С. Гинзбург, И.Н. Мельникова, С.С. Новиков, В.А. Фролькис // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. – 2017. – Т. 14. – №1. – С. 226-244.
23. Васильев А.В. Влияние оптических параметров атмосферы на характеристики солнечной радиации / А.В. Васильев, И.Н. Мельникова, С.С. Новиков // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. – 2017. – Т. 14. (в печати)
24. Мельникова И.Н. Изменчивость характеристик солнечной радиации для различных моделей атмосферы / И.Н. Мельникова, С.С. Новиков // Тезисы. Четырнадцатая Всероссийская открытая конференция "Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса". – М.: Изв. РАН. – 14-18 ноября 2016 г.