

РАССЕЯНИЕ И ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 551.521

Г.А. Титов

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ НЕОДНОРОДНЫХ СЛОИСТО-КУЧЕВЫХ ОБЛАКОВ: 1. ГОРИЗОНТАЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС

С помощью математического моделирования изучаются горизонтальные потоки солнечной радиации в слоисто-кучевых облаках. Используется фрактальная модель облаков с одномерным логнормальным распределением и степенным энергетическим спектром, которая правильно описывает распределение жидкой воды в таких облаках. Показано, что горизонтальный перенос излучения, равный нулю в плоскопараллельной модели, сравним (по порядку величины) с другими слагаемыми в уравнении баланса лучистой энергии. Горизонтальный перенос является причиной неоднозначной зависимости между оптической толщиной и радиационными свойствами выборочного объема (пикселя). Наклон энергетического спектра β (или фрактальная размерность) оптической толщины является одним из основных параметров, определяющих горизонтальный перенос радиации: с возрастанием β горизонтальный перенос уменьшается. Одномерное распределение горизонтального переноса хорошо аппроксимируется гауссовским с нулевым средним.

1. Введение

Оптические параметры реальных облаков могут иметь большие горизонтальные градиенты, поэтому параллельный поток солнечной радиации, падающий на верхнюю границу атмосферы, неравномерно распределяется по горизонтали. Это означает, что в реальных облаках наряду с потоками восходящего и нисходящего излучения может существовать ненулевой суммарный горизонтальный поток радиации, выходящей через боковые стороны выборочного объема. В настоящее время сведения об этом потоке весьма скудны, поэтому мы плохо понимаем его роль в переносе излучения и его влияние на точность интерпретации данных натурных измерений.

Расчеты горизонтального потока радиации в облаках, которые имеют *конечные* размеры и *регулярно* (неслучайно) расположены в пространстве, приведены в [1, 2]. Модель кучевых облаков хорошей погоды, генерируемая пуассоновскими потоками точек в пространстве, использована для изучения двухмерных полей альбедо R , пропускания T и их суммы $R + T$ [3]. Эта модель позволяет приближенно учесть *статистическую* природу эффектов, обусловленных конечными размерами облаков, которые аппроксимировались опрокинутыми усеченными параболоидами вращения с экспоненциальной функцией распределения по размерам. Суммарный горизонтальный поток излучения, нормированный к потоку приходящей видимой солнечной радиации, равен $1 - R - T$. Абсолютные значения этого потока могут быть ~ 1 и больше, т.е. он способен играть существенную роль во взаимодействии радиации с облаками.

В моделях, используемых в [1–3], предполагается, что оптические параметры постоянны внутри облаков, поэтому ненулевой суммарный горизонтальный поток излучения обусловлен только геометрическими эффектами: наличие просветов, затенение, выход излучения через боковые стороны и многократное рассеяние между отдельными облаками. Эти эффекты являются основным физическим фактором, определяющим радиационные свойства разорванных облаков, горизонтальные размеры которых сравнимы с их толщиной. Для таких облачных систем можно, в первом приближении, пренебречь изменчивостью оптических свойств внутри отдельных облаков.

В природе существуют облака, горизонтальные размеры которых намного превосходят их толщину. В этом случае перечисленные выше геометрические эффекты будут оказывать существенное влияние на перенос излучения лишь в малой (по сравнению с горизонтальным размером) области, расположенной вблизи боковой стороны облака. Для таких облаков флуктуации оптических свойств, обусловленные флуктуациями водности, а также верхней и ниж-

ней границ, оказывают в среднем определяющее воздействие на горизонтальную изменчивость радиационного поля.

В данной статье исследуется влияние флуктуаций водности в слоисто-кучевых облаках, полностью закрывающих небосвод, на горизонтальный поток излучения.

2. Уравнение баланса энергии в неоднородных облаках

Для цельности и ясности изложения получим уравнения баланса энергии в неоднородных облаках, перенос излучения в которых описывается трехмерным уравнением

$$\omega \Delta I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}) + \sigma(\mathbf{r})I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}) = \omega_0(\mathbf{r})\sigma(\mathbf{r}) \int_{4\pi} g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}')I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}')d\boldsymbol{\omega}', \quad (1)$$

где $I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega})$ – интенсивность в точке \mathbf{r} в направлении $\boldsymbol{\omega}$; $\sigma(\mathbf{r})$ – коэффициент ослабления; $\omega_0(\mathbf{r})$ – альbedo однократного рассеяния; $g(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}')$ – индикатриса рассеяния. Все характеристики облаков и радиации зависят от длины волны. Для удобства эту зависимость обозначать не будем. Используя условие нормировки индикатрисы рассеяния, после интегрирования (1) по полному телесному углу 4π закон сохранения энергии записывается в виде

$$\text{div}\mathbf{F}(\mathbf{r}) = -F_a(\mathbf{r}), \quad (2)$$

где вектор плотности потока мощности $\mathbf{F}(\mathbf{r}) = (F_x, F_y, F_z) = \int_{4\pi} \boldsymbol{\omega}I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega})d\boldsymbol{\omega}$ ($\text{Вт}\cdot\text{м}^{-2}$) равен сумме

полных плотностей потоков по трем ортогональным направлениям; $F_a(\mathbf{r}) = \sigma_a(\mathbf{r}) \int_{4\pi} I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega})d\boldsymbol{\omega}$ –

полная мощность, поглощаемая единицей объема; $\sigma_a(\mathbf{r})$ – коэффициент поглощения. Обсудим уравнение баланса энергии (2) более подробно.

Для простоты не будем учитывать отражение от подстилающей поверхности, рассеяние и поглощение солнечной радиации аэрозолями и атмосферными газами. Пусть в декартовой системе координат $OXYZ$ облака занимают слой $h \leq z \leq H$. На верхнюю границу облаков (плоскость $z = H$) падает параллельный поток F_0 ($\text{Вт}\cdot\text{м}^{-2}$) солнечной радиации. Рассмотрим пространственную область (пиксель), ограниченную верхней и нижней границей облаков и плоскостями $x = \text{const}$, $x + \Delta x = \text{const}$ и $y = \text{const}$, $y + \Delta y = \text{const}$ (рис. 1). Проинтегрируем уравнение (2) по объему пикселя

$$\int_x^{x+\Delta x} \int_y^{y+\Delta y} \int_h^H \left\{ \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z} \right\} dx dy dz = - \int_x^{x+\Delta x} \int_y^{y+\Delta y} \int_h^H F_a(x, y, z) dx dy dz. \quad (3)$$

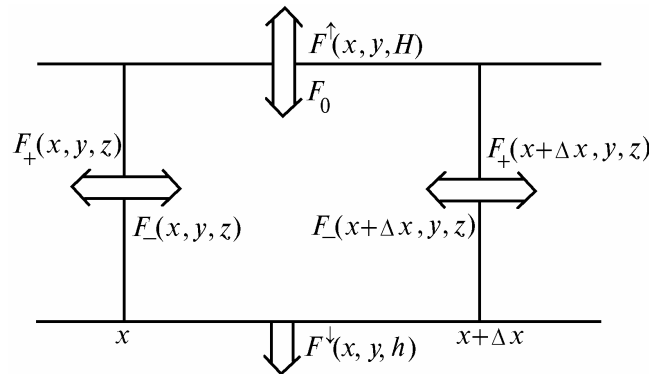


Рис. 1. Потоки излучения, выходящие через верхнюю, основание и боковые стороны пикселя в плоскости $y = \text{const}$

С помощью формулы Гаусса-Остроградского объемный интеграл, стоящий в левой части полученного уравнения, преобразуем в поверхностный

$$\int_x^{x+\Delta x} \int_y^{y+\Delta y} \int_h^H \left\{ \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z} \right\} dx dy dz = \int_S \{ F_x \cos(\mathbf{n}, x) + F_y \cos(\mathbf{n}, y) + F_z \cos(\mathbf{n}, z) \} dS, \quad (4)$$

где S – замкнутая поверхность, ограничивающая пиксель; \mathbf{n} – вектор внешней нормали. Введем следующие обозначения (см. рис. 1):

– $F^\uparrow(x, y, H)$ – плотность потока излучения, отраженного в точке (x, y, H) ;

– $F^\downarrow(x, y, h)$ – плотность потока излучения, пропущенного в точке (x, y, h) ;

– $F_e(x_*, y, z) = F_+(x_*, y, z) - F_-(x_*, y, z)$, $x_* = x, x + \Delta x$ – плотность полного потока излучения, проходящего через боковую сторону (плоскость $x = \text{const}$ или $x + \Delta x = \text{const}$) пикселя в точке (x_*, y, z) ;

– $F_e(x, y_*, z) = F_+(x, y_*, z) - F_-(x, y_*, z)$, $y_* = y, y + \Delta y$ – плотность полного потока излучения, проходящего через боковую сторону (плоскость $y = \text{const}$ или $y + \Delta y = \text{const}$) пикселя в точке (x, y_*, z) .

С учетом сделанных выше предположений и обозначений поверхностный интеграл в (4) записывается как

$$\begin{aligned} \int_S \{ F_x \cos(\mathbf{n}, x) + F_y \cos(\mathbf{n}, y) + F_z \cos(\mathbf{n}, z) \} dS &= \int_y^{y+\Delta y} \int_h^H \{ F_e(x, y, z) + F_e(x + \Delta x, y, z) \} dy dz + \\ + \int_x^{x+\Delta x} \int_h^H \{ F_e(x, y, z) + F_e(x, y + \Delta y, z) \} dx dz &+ \int_x^{x+\Delta x} \int_y^{y+\Delta y} \{ F^\uparrow(x, y, H) - F_0 \} dx dy + \\ + \int_x^{x+\Delta x} \int_y^{y+\Delta y} F^\downarrow(x, y, h) dx dy. & \end{aligned} \quad (5)$$

Из (3)–(5) следует, что закон сохранения энергии в трехмерных облаках записывается в виде

$$R(x, y) + T(x, y) + A(x, y) = 1 - E(x, y). \quad (6)$$

Здесь $F_0 \Delta x \Delta y$ имеет смысл потока солнечной радиации, приходящей к пикселю;

$$R(x, y) = \int_x^{x+\Delta x} \int_y^{y+\Delta y} F^\uparrow(x, y, H) dx dy / F_0 \Delta x \Delta y \text{ – альbedo};$$

$$T(x, y) = \int_x^{x+\Delta x} \int_y^{y+\Delta y} F^\downarrow(x, y, H) dx dy / F_0 \Delta x \Delta y \text{ – пропускание};$$

$$A(x, y) = \int_x^{x+\Delta x} \int_y^{y+\Delta y} \int_h^H F_a(x, y, z) dx dy dz / F_0 \Delta x \Delta y \text{ – поглощение};$$

$$E(x, y) = \int_y^{y+\Delta y} \int_h^H \{ F_e(x, y, z) + F_e(x + \Delta x, y, z) \} dy dz / F_0 \Delta x \Delta y +$$

$$+ \int_x^{x+\Delta x} \int_h^H \{ F_e(x, y, z) + F_e(x, y + \Delta y, z) \} dx dz / F_0 \Delta x \Delta y \text{ – отношение полного потока радиации, кото-}$$

рая теряется ($E(x, y) > 0$) или приобретает ($E(x, y) < 0$) через боковые стороны пикселя, к приходящему потоку. Для удобства величину $E(x, y)$ будем называть горизонтальным переносом. Согласно (6) количество лучистой энергии, отраженной, пропущенной и поглощенной пикселем, может быть как больше, так и меньше 1 в зависимости от знака $E(x, y)$. Зависимость

этого знака от оптических параметров данного и окружающих его пикселей, а также зенитного угла Солнца обсуждается в разделе 4.

Плотности потока излучения являются ограниченными функциями, поэтому из определений альбеда, пропускания, поглощения и горизонтального переноса следует, что $\lim_{\substack{\Delta x \rightarrow \infty \\ \Delta y \rightarrow \infty}} R(x, y) = \langle R \rangle$,

$\lim_{\substack{\Delta x \rightarrow \infty \\ \Delta y \rightarrow \infty}} T(x, y) = \langle T \rangle$, $\lim_{\substack{\Delta x \rightarrow \infty \\ \Delta y \rightarrow \infty}} A(x, y) = \langle A \rangle$ и $\lim_{\substack{\Delta x \rightarrow \infty \\ \Delta y \rightarrow \infty}} E(x, y) = 0$. Здесь и далее $\langle \cdot \rangle$ обозначает среднее по пространству.

Обозначим через L среднюю длину горизонтальной миграции фотона в облаках. Основной вклад в $E(x, y)$ дают участки пикселя, расположенные около его боковых сторон и имеющие длину порядка L . При увеличении размеров пикселя величина $F_0 \Delta x \Delta y$ увеличивается линейно по каждому из Δx и Δy , тогда как интегралы, используемые в определении горизонтального переноса, возрастают при $\Delta x, \Delta y \leq L$ и остаются почти постоянными при $\Delta x, \Delta y > L$. По этой причине при $\Delta x, \Delta y \gg L$ горизонтальный перенос $E(x, y) \ll 1$ и уравнение (6) можно записать в виде

$$R(x, y) + T(x, y) + A(x, y) = 1. \quad (7)$$

Если $\Delta x, \Delta y \sim L$ и уравнение (6) усреднить по такому числу пикселей $N_x N_y$, что $N_x \Delta x \gg L$, $N_y \Delta y \gg L$, то $\langle E \rangle = \frac{1}{N_x N_y} \sum_{k=1}^{N_x} \sum_{m=1}^{N_y} E(x_k, y_m) \approx 0$ и уравнение типа (7) будет снова справедливо

$$\langle R \rangle + \langle T \rangle + \langle A \rangle = 1. \quad (8)$$

Видно, что усреднение по пространству эквивалентно увеличению размеров пикселя. Этот результат является следствием определений альбеда, пропускания, поглощения и горизонтального переноса радиации. При наличии отражающей поверхности в уравнениях (6)–(8) нужно заменить пропускание на полный поток пропущенной радиации, нормированный к потоку приходящей солнечной радиации.

Для расчета переноса излучения в неоднородных облаках используется приближение независимых пикселей (ПНП) [4, 5], оценки точности которого приведены в [6]. Смысл приближения состоит в том, что радиационные свойства каждого пикселя зависят только от его вертикальной оптической толщины и не зависят от оптической толщины соседних пикселей. Другими словами, в ПНП мы пренебрегаем горизонтальным переносом излучения, т.е. для любого пикселя $E(x, y) \equiv 0$ и всегда используем уравнение баланса энергии (7). В [7] будет показано, что неучет горизонтального переноса приводит к неконтролируемым ошибкам при определении поглощения облаков из данных натуральных измерений.

3. Модель облаков и метод решения

Двухпараметрические фрактальные модели, генерируемые мультипликативными каскадными процессами, позволяют правильно описать наблюдаемое распределение содержания жидкой воды в морских слоисто-кучевых облаках Sc [4–6, 8]. Анализ экспериментальных данных, полученных в рамках программы FIRE для Sc в Калифорнии, показал, что поле оптической толщины имеет одноточечное логнормальное распределение и степенной энергетический спектр $f(k) \sim k^{-\beta}$ с показателем $\beta = 5/3$, соответствующим закону Колмогорова–Обухова.

Вместо каскадных процессов для построения численных реализаций распределения оптической толщины мы использовали спектральные методы моделирования случайных процессов (полей) с одномерным логнормальным распределением и степенным спектром [9]. По сравнению с каскадной спектральной моделью поля оптической толщины имеет следующие преимущества.

– Входные параметры спектральной модели имеют более привычный статистический смысл: среднее $\langle \tau \rangle$, дисперсия D_τ и показатель степенного энергетического спектра β .

– В каскадной модели *кусочно-постоянное* облачное поле строится в заданном горизонтально *ограниченном* объеме, тогда как алгоритмы, основанные на спектральных методах, определяют *непрерывные* облачные поля в горизонтально *неограниченном* объеме.

– Спектральные методы позволяют моделировать случайные поля с произвольным показателем β степенного энергетического спектра, тогда как с помощью каскадных процессов можно строить реализации случайных полей с $\beta \leq 2$.

Для уменьшения затрат компьютерного времени при вычислении радиационных свойств облаков будем использовать одномерную модель оптической толщины, которая зависит только от одной горизонтальной координаты x . Другими словами, оптическая толщина моделируется как случайный процесс с одномерным логнормальным распределением и степенным спектром. Непрерывная реализация этого процесса разбивается на $N_x = 2^{mx}$ пикселей одинакового горизонтального размера $\Delta x = 0,05$ км. Для каждого пикселя определяется оптическая толщина τ_i , $i = 1, \dots, N_x$ как значение случайного процесса в точке, соответствующей левой боковой стороне пикселя, а затем рассчитывается коэффициент ослабления $\sigma_i = \tau_i / \Delta H$, где $\Delta H = H - h$ – толщина облачного слоя. В расчетах использованы $\langle \tau \rangle = 13$, $D_\tau = 29$, $\beta = 5/3$, $h = 1,0$ км и $\Delta H = 0,3$ км, которые являются типичными для морских Sc [5]. Расчеты при других значениях β специально отмечаются в тексте.

Результаты численного моделирования взаимодействия солнечной радиации с неоднородными слоисто-кучевыми облаками получены при следующих предположениях и значениях параметров задачи. Подстилающая поверхность имеет альбедо A_s и отражает по закону Ламберта. Приведены результаты расчетов при $A_s = 0$ и $0,4$, что приблизительно соответствует альбедо океана и пустыни. Индикатриса рассеяния облака CI [10] вычислена по теории Ми для длины волны $0,69$ мкм, альбедо однократного рассеяния $\omega_0 = 1,0$. Оптическая толщина атмосферного аэрозоля мала по сравнению с $\langle \tau \rangle$ облаков, поэтому его влияние не учитывалось. Число пикселей $N_x = 2^{12} = 4096$, и длина реализации облаков равна $204,8$ км. Уравнение переноса излучения в неоднородных облаках решалось методом Монте-Карло с использованием периодических граничных условий. Направление приходящей солнечной радиации задается зенитным ξ_\odot и азимутальным φ_\odot углами. Последний отсчитывается по оси OX и равен 0 . Для каждого пикселя рассчитывались альбедо и пропускание T_b на высоте верхней (плоскость $z = H$) и нижней (плоскость $z = h$) границы облаков соответственно; дополнительно вычислялось пропускание T_0 на уровне подстилающей поверхности. Средняя относительная погрешность расчетов альбедо, пропускания и поглощения не превышала $0,6$ – $0,7\%$, а максимальная – $1,0$ – $1,5\%$.

4. Горизонтальный перенос излучения

В плоскопараллельной модели радиационные свойства облаков *однозначно* определяются их оптическими параметрами. Очевидно, что эта однозначная зависимость будет выполняться и в ПНП [4, 5], поскольку в этом приближении радиационные свойства каждого пикселя рассчитываются с помощью уравнения переноса в плоскопараллельной модели и игнорируется взаимодействие радиационных полей отдельных пикселей. В ПНП для расчета альбедо R_{IPA} и пропускания T_{IPA} каждого пикселя можно использовать формулу, которая при консервативном рассеянии имеет вид [5]

$$R_{IPA}(\tau; \xi_\odot, g) = 1 - T_{IPA}(\tau; \xi_\odot, g);$$

$$T_{IPA}(\tau; \xi_\odot, g) = \frac{\delta(\xi_\odot) + [1 - \delta(\xi_\odot)] \exp[-\tau / a(\xi_\odot)]}{1 + \gamma(g)\tau}, \quad (9)$$

где τ – оптическая толщина пикселя; ξ_\odot – зенитный угол Солнца; g – параметр асимметрии индикатрисы рассеяния. Ниже использованы следующие значения функций: $\delta(60^\circ) = 0,8$, $a(60^\circ) = 0,8$ и $\gamma(g) = 0,13$.

Совершенно иная картина наблюдается для реальных неоднородных облаков при размере пикселя меньше или порядка средней длины горизонтальной миграции фотона. Из-за неоднородных горизонтальных потоков радиации два пикселя, имеющие одну и ту же оптическую толщину и различные оптические параметры соседних пикселей, могут иметь различные аль-

бедо и пропускание (рис. 2 а, б). Например, значения T_0 пикселей с оптической толщиной 10 могут отличаться почти в 2 раза.

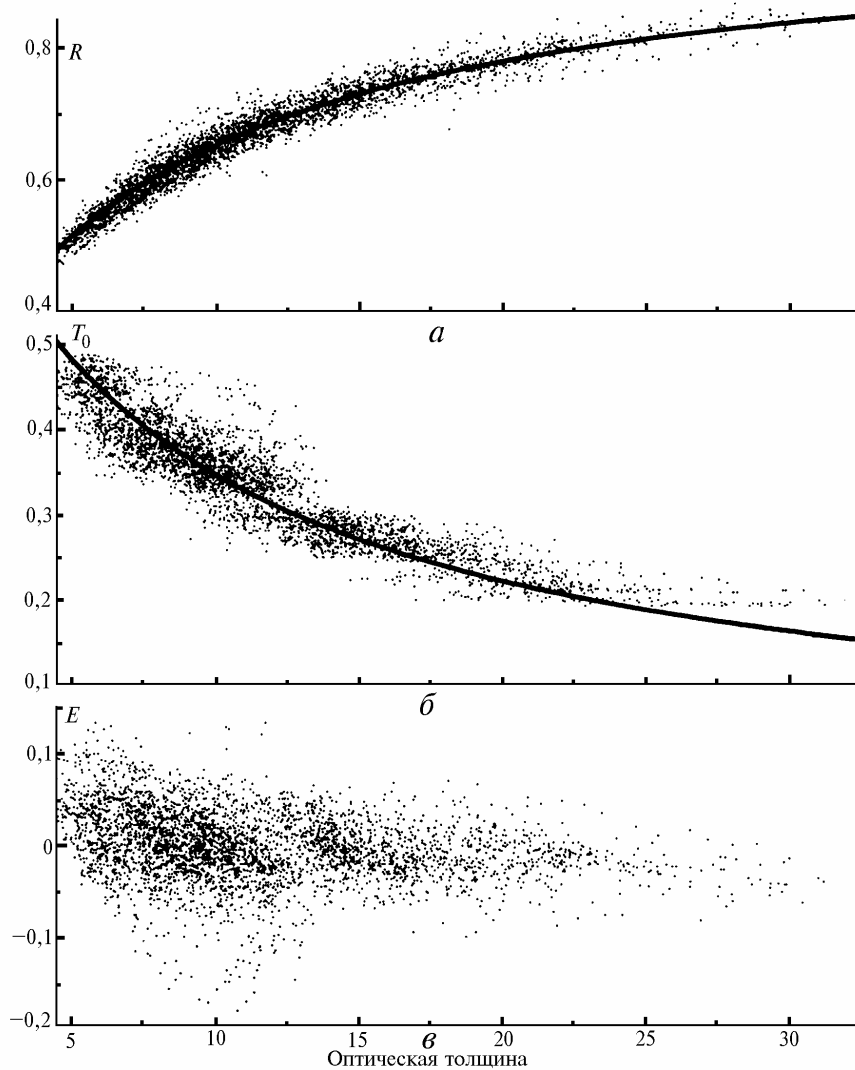


Рис. 2. Альbedo R (а), пропускание T_0 на уровне подстилающей поверхности (б) и горизонтальный перенос E (в) как функции оптической толщины пикселя при зенитном угле Солнца $\xi_{\odot} = 60^\circ$ и альbedo подстилающей поверхности $A_s = 0$ (океан). Сплошными линиями показаны альbedo и пропускание, рассчитанные в ПНП по формуле (9)

Абсолютные значения горизонтального переноса могут достигать 20% падающей солнечной радиации (рис. 2, в), что по порядку величины сравнимо с другими слагаемыми, входящими в уравнение баланса энергии (6). Важно отметить, что такие большие значения E получены для слоисто-кучевых, полностью закрывающих небосвод облаков, изменчивость оптических свойств которых обусловлена *только* флуктуациями водности. Учет стохастической геометрии верхней и нижней границы облаков увеличит горизонтальные градиенты оптических свойств облаков и, следовательно, приведет к росту максимальных значений $|E|$. Этот результат представляется очень важным, поскольку наглядно иллюстрирует тот факт, что горизонтальный перенос излучения может играть существенную роль в *любых* облачных системах: изолированное облако конечных размеров, поле разорванных облаков, включая кучевые, и слоистообразные облака с горизонтальной изменчивостью оптических свойств.

Пиксели с $\tau_i < 5$ имеют горизонтальную оптическую толщину $\tau_{i,x} = \tau_i \Delta x / \Delta H < 1$, т.е. являются оптически тонкими в горизонтальном направлении. Основная часть излучения проходит через такие пиксели без рассеяния, поэтому они преимущественно теряют ($E(x_i) > 0$) излуче-

ние, выходящее через боковые стороны (рис. 2, *в*). Противоположное справедливо для оптически толстых пикселей с $\tau_i > 25$ и $\tau_{ix} > 5$. Из рис. 2 видно, что горизонтальный перенос является причиной неоднозначной зависимости R и T_0 от оптической толщины пикселя: максимальный «разброс» значений R и T_0 наблюдается в пикселях, имеющих максимальные значения $|E|$. При увеличении оптической толщины пикселя уменьшается размер области, расположенной около боковых сторон и играющей основную роль в радиационном взаимодействии пикселей, поэтому $|E|$ и, следовательно, «разброс» значений R и T_0 уменьшаются.

Для того чтобы лучше понять зависимость горизонтального переноса от оптической толщины данного и соседних с ним пикселей, в реализации E были найдены пиксели, в которых E достигает максимального ($E_{\max} > 0$) и минимального ($E_{\min} < 0$) значений. Фрагменты реализаций E и τ , содержащие такие пиксели, представлены на рис. 3. Пиксели, которые теряют максимальное количество лучистой энергии, имеют небольшую оптическую толщину и расположены в тени ($\xi_{\odot} = 60^\circ$) соседних оптически плотных пикселей (рис. 3, *а*). Это объясняется тем что из-за большой оптической толщины незначительная часть радиации, падающая на вершину «затеняющих» пикселей, достигает пикселей с E_{\max} . Обратное справедливо для пикселей с E_{\max} : из-за малой оптической толщины и сильной вытянутости вперед индикатрисы рассеяния большая доля солнечной радиации, приходящей на вершину таких пикселей, уходит через боковые стороны преимущественно в соседние пиксели, расположенные «по ходу» падающей солнечной радиации.

Своих минимальных значений горизонтальный перенос достигает на освещенной стороне пикселей, которые имеют относительно большую оптическую толщину и перед которыми расположена область с малой оптической толщиной (рис. 3, *б*). Приходящая солнечная радиация проходит через эту область, поэтому количество лучистой энергии, рассеянной и поглощенной оптически толстыми пикселями, может сильно увеличиться.

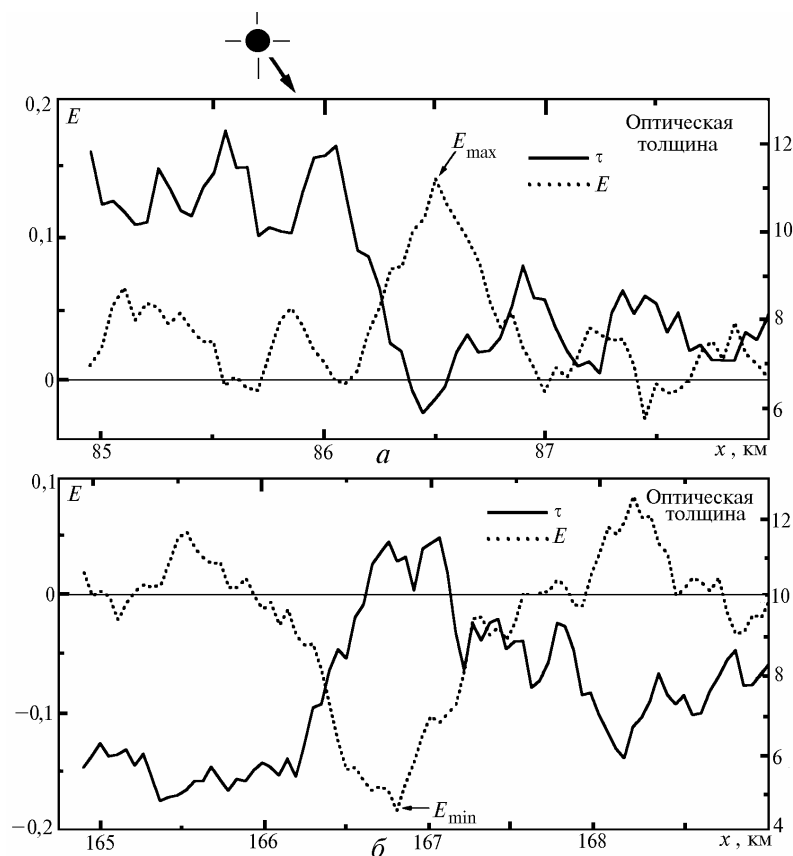


Рис. 3. Часть реализации облаков, где горизонтальный перенос достигает максимального (*а*) и минимального (*б*) значений при зенитном угле Солнца $\xi_{\odot} = 60^\circ$ и альбедо подстилающей поверхности $A_s = 0$ (океан)

Рис. 3 наглядно иллюстрирует влияние на горизонтальный перенос оптических параметров соседних пикселей. Оптически плотные пиксели, представленные на рис. 3, *a* и 3, *б*, имеют приблизительно одинаковую оптическую толщину. В первом случае (рис. 3, *a*) они преимущественно теряют излучение ($E > 0$), поскольку перед ними расположена оптически плотная область. Во втором случае (рис. 3, *б*) они получают ($E < 0$) дополнительно излучение, приходящее от оптически тонкой области, расположенной перед ними. Отметим, что масштаб, на котором E меняет знак, варьируется от сотен метров до 1–2 км.

На рис. 4 показаны односточечные плотности вероятности горизонтального переноса, полученные с помощью статистического анализа численных реализаций $E(x_i)$, $i = 1, \dots, 4096$. Напомним, что после усреднения по всей реализации $\langle E \rangle = 0$ при любых параметрах задачи. Сильная анизотропия индикатрисы рассеяния облаков является причиной того, что при увеличении зенитного угла Солнца распределение E становится более широким, т.е. дисперсия E возрастает. Плотность вероятности $p(E)$ хорошо аппроксимируется гауссовской функцией. Результаты численного моделирования показывают, что $p(E)$ слабо зависит от альбеда подстилающей поверхности.

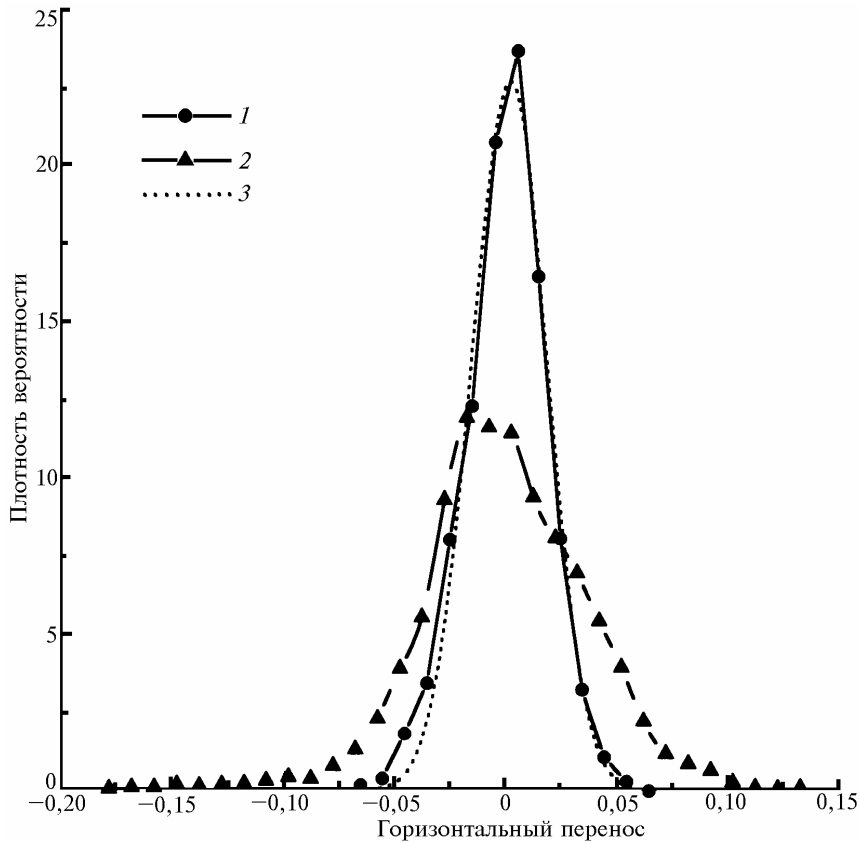


Рис. 4. Плотности вероятности горизонтального переноса при $A_s = 0$ (океан) и зенитных углах Солнца 0° (1) и 60° (2); 3 – аппроксимация гауссовской плотностью вероятности ($\xi_\odot = 0^\circ$)

На рис. 5 приведены численные реализации случайных функций $\tau(x)$, $R(x)$, $T_0(x)$ и $E(x)$, полученные при фиксированных параметрах односточечного логнормального распределения и различных значениях показателя β , характеризующего наклон степенного энергетического спектра оптической толщины. Известно [11], что фрактальная размерность D графика $\tau(x)$, рассматриваемого как случайный геометрический объект в двухмерном пространстве, изменяется от 1 (дифференцируемый процесс) до 2 (разрывный в каждой точке процесс). Фрактальная размерность является мерой гладкости: чем больше D , тем менее гладкой является функция $\tau(x)$. При $\beta = 5/3$ $D = (5 - \beta)/2 = 5/3$ [8] и график $\tau(x)$ выглядит как некоторая огибающая, которая определяет изменчивость $\tau(x)$ на макромасштабах (~ 10 км и больше) и на которую наложены мелкомасштабные флуктуации (от сотен метров до нескольких километров). Видно, что $\tau(x)$ может иметь большие «скачки» при небольших изменениях аргумента (рис. 5, *a*).

В случае $\beta = 2,9$ $\tau(x)$ выглядит гораздо более гладкой функцией, а при $\beta = 3,0$ $D = 1$ и функция $\tau(x)$ была бы дифференцируемой.

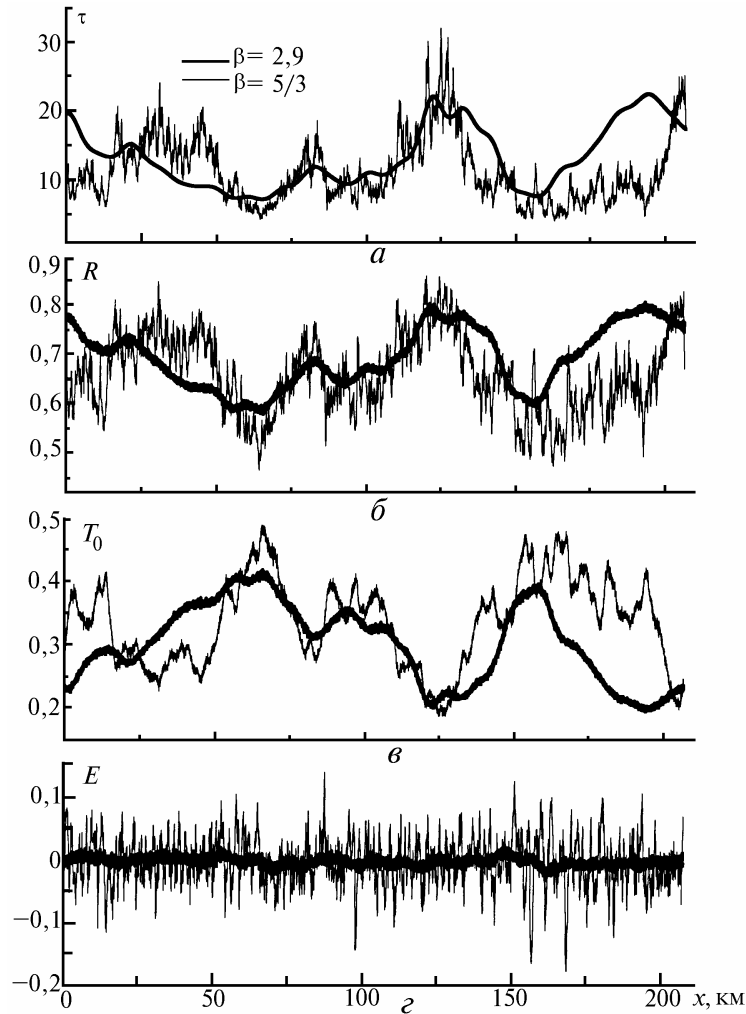


Рис. 5. Численные реализации оптической толщины (а), альbedo (б), пропускания T_0 (в) и горизонтального переноса (г) при $\xi_{\odot} = 60^\circ$, $A_s = 0$ (океан) и различных наклонах β степенного энергетического спектра τ

При возрастании β от $5/3$ до $2,9$ функции $R(x)$ и $T_0(x)$, являющиеся нелинейным преобразованием $\tau(x)$, также становятся более гладкими (рис. 5, б, в). Вид этого преобразования определяется уравнением переноса излучения. Альbedo и пропускание чувствительны как к макро-, так и к мелкомасштабным флуктуациям $\tau(x)$. Следует обратить внимание на то, что при $\beta = 5/3$ $R(x)$ выглядит гораздо менее гладкой функцией, чем $T_0(x)$. Этому эффекту можно дать следующее объяснение. Во-первых, многократное рассеяние сглаживает радиационное поле, что обуславливает излом энергетического спектра альbedo [12] и пропускания [13]. Во-вторых, гладкость радиационного поля зависит от расстояния между приемником, измеряющим излучение, и соответствующей границей облаков (геометрический фактор). При увеличении этого расстояния возрастает пространственный объем, попадающий в поле зрения приемника, и радиационное поле дополнительно сглаживается. Геометрический фактор позволяет объяснить рассматриваемый эффект: $R(x)$ «измеряется» на высоте верхней границы облаков, тогда как $T_0(x)$ – на уровне подстилающей поверхности.

Из-за большой оптической толщины облаков излучение, выходящее через боковые стороны, взаимодействует лишь с ближайшими пикселями и не может взаимодействовать с пикселями, удаленными на расстояние ~ 10 км и больше. Этим объясняется нечувствительность $E(x)$ к макромасштабным флуктуациям оптической толщины (рис. 5, г). Далее, при $\beta = 2,9$ функция

$\tau(x)$ является гладкой и оптические толщины соседних пикселей мало отличаются. Каждый пиксель теряет и приобретает через боковые стороны примерно одинаковое количество лучистой энергии, $E(x) \approx 0$, и можно использовать более простое уравнение баланса энергии (7). Таким образом, наклон энергетического спектра или (фрактальная размерность) оптической толщины облаков является одним из основных параметров, определяющих горизонтальный перенос излучения в неоднородных облаках.

5. Заключение

Уравнение баланса энергии в неоднородных облаках содержит слагаемое (горизонтальный перенос радиации), которое описывает полный поток излучения, теряемого или приобретаемого через боковые стороны выборочного объема (пикселя). За счет горизонтального переноса однородный поток падающей солнечной радиации неравномерно распределяется в пространстве.

В типичных слоисто-кучевых облаках горизонтальный перенос излучения, равный нулю в плоскопараллельной модели и в ПНП, сравним (по порядку величины) с альбедо, пропусканием и поглощением. Горизонтальный перенос является причиной того, что радиационное поле зависит от оптических свойств как данного, так и окружающих его пикселей. Другими словами, из-за горизонтального переноса отсутствует однозначная зависимость между оптической толщиной и радиационными свойствами данного пикселя. Одним из основных параметров, определяющих горизонтальный перенос излучения, является наклон β энергетического спектра (или фрактальной размерности) оптической толщины облаков: с увеличением β (радиус корреляции возрастает) горизонтальный перенос уменьшается. Одноточечное распределение горизонтального переноса хорошо аппроксимируется гауссовским с нулевым средним.

Работа выполнена при финансовой поддержке DOE's ARM Program (контракт No. 350114-A-Q1) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант N 96-05-64275).

1. Welch R.M., Cox S.K., Davis J.M. Solar Radiation and Clouds // Meteor. Monogr. N 39. Amer. Meteor. Soc. 1980, 93 p.
2. Hayasaka T., Kikuchi N., Tanaka M. // J. Appl. Meteorol. 1995. V. 34. P. 1047–1055.
3. Титов Г. А. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. N 1. С. 5–13.
4. Cahalan R.F. Overview of fractal clouds. Advances in Remote Sensing Retrieval Methods. Deepak Pub., 1989. P. 371–388.
5. Cahalan R.F., Ridgway W., Wiscombe W.J., Bell T.L., Snider J.B. // J. Atmos. Sci. 1994. V. 51. P. 2434–2455.
6. Cahalan R.F., Ridgway W., Wiscombe W.J., Gollmer S., Harshvardhan // J. Atmos. Sci. 1994. V. 51. P. 3776–3790.
7. Титов Г. А. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. N 10. С. 1310–1320.
8. Marshak A., Davis A., Cahalan R.F., Wiscombe W.J. // Phys. Rev. 1994. E. 49. P. 55–79.
9. Пригарин С. М., Титов Г. А. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. N 7. С. 993–1003.
10. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 298 с.
11. Mandelbrot B. B. Fractals: Form, Chance, and Dimension, 365 p., W.H. Freeman and Co., San Francisco, 1977.
12. Davis A., Marshak A., Cahalan R.F., Wiscombe W.J. // J. Atmos. Sci. 1996. (In press).
13. Титов Г. А., Касьянов Е. И. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. N 12. С. 1833–1842.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
13 мая 1996 г.

G. A. Titov. Radiation Effects of Inhomogeneous Stratocumulus Clouds. 1. Horizontal Transfer.

Mathematical simulation is used to study the horizontal fluxes of solar radiation in stratocumulus clouds. Fractal cloud model with 1-D lognormal distribution and power-law energy spectrum is used, which correctly describes the distribution of liquid water in such clouds. It is shown that the horizontal photon transfer, being zero in the plane-parallel model, is comparable (in the order of magnitude) with the other terms in the radiative energy balance equation. The horizontal transfer is responsible for nonunique dependence between the optical depth and the radiative properties of sampling volume (pixel). Slope β of the energy spectrum (or fractal dimension) of optical depth is one of fundamental parameters governing the horizontal photon transfer: as β increases, the horizontal transfer decreases. 1-D distribution of horizontal transfer is well approximated by Gaussian one with zero mean.