

Т.Б. Журавлева

Моделирование переноса солнечного излучения в различных атмосферных условиях. Часть II: Стохастическая облачность

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 10.09.2007 г.

Посвящается памяти Георгия Александровича Титова,
которому 5 марта 2008 г. исполнилось бы 60 лет.

Автор

Приведен краткий обзор современных моделей стохастической облачности. Представлены обобщенные формулы метода замкнутых уравнений для расчета средних потоков и полей яркости в статистически однородной пуассоновской модели разорванной облачности с учетом молекулярного поглощения и взаимодействия излучения с аэрозолями и подстилающей поверхностью. Описан подход, разработанный для уменьшения трудоемкости расчетов средних спектральных потоков в ближнем ИК-диапазоне 0,7–3,6 мкм, объединяющий методы замкнутых уравнений и зависимых испытаний. Представлено сопоставление расчетов средних потоков в статистически однородной пуассоновской модели облаков с результатами моделирования в частично интегрированной каскадной и гауссовской моделях разорванной облачности, которые ранее прошли валидацию на реалистических облачных структурах подсеточного масштаба.

В I части данной статьи [1] были описаны алгоритмы метода Монте-Карло, предназначенные для расчета потоков и полей яркости коротковолнового излучения в детерминированной атмосфере — как в горизонтально-однородной, так и содержащей пространственно неоднородные облака. В части II рассматриваются проблемы, связанные с моделированием переноса солнечной радиации при наличии стохастической облачности. Представлено краткое описание некоторых из наиболее часто используемых моделей стохастических облаков. Основное внимание уделено *статистически однородной* модели разорванной облачности на основе *пуассоновских потоков точек на прямых*, развитой в ИОА СО РАН под руководством Г.А. Титова.

Алгоритмы расчетов потоков и полей яркости солнечной радиации для случая *изолированной* разорванной облачности в *отсутствии молекулярного поглощения* были изложены ранее в монографии [2]. В части II приведены обобщенные формулы для расчета средних (по облачным реализациям) радиационных характеристик в системе «аэрозоль — разорванные облака — подстилающая поверхность». Для уменьшения трудоемкости алгоритмов расчета средних спектральных потоков солнечного излучения с учетом *молекулярного поглощения* используется комбинация методов зависимых испытаний и замкнутых уравнений. Представлены подходы к сопоставлению радиационных характеристик, рассчитанных в рамках различных моделей стохастической облачности — пуассоновской, гауссовской и частично интегрированной каскадной, и приведены некоторые результаты этих сравнений.

1. Стохастические модели облаков

Как уже отмечалось в [1], двух (*2D*)- и трехмерные (*3D*) реализации облачности в настоящее время могут быть получены на основе моделей, которые условно можно разделить на «физические» и «математические» — согласно принципам, лежащим в основе моделирования мезомасштабных облачных полей. При классификации существующих математических моделей облаков выделим 3 группы:

— гауссовская модель (Ю.А.Р. Мулламаа, Б.А. Каргин, С.М. Пригарин, А.Н. Рублев);

— фрактальные модели облаков, предназначенные для имитации сложной геометрической формы отдельных облаков (S. Lovejoy, A. Davis, P. Gabriel, D. Schertzer, Г.А. Титов, Е.А. Бабич) и моделирования распределения водозапаса внутри сплошных слоисто-кучевых облаков (R. Cahalan, W. Wiscombe, A. Davis, A. Marshak и др.);

— модель на основе пуассоновских потоков точек в пространстве и на прямых (Г.А. Титов, Г.Н. Глазов, В.Н. Скоринов, Т.Б. Журавлева, Е.И. Касьянов) и модель, которую предложили G. Pomraning, F. Malvadgi, R. Byrne, R. Somerville.

Далее мы представим краткое описание наиболее часто используемых моделей облаков.

1.1. Гауссовская модель разорванной облачности

В работе Ю.А.Р. Мулламаа и его коллег была выдвинута гипотеза о возможности описания кучевой облачности на основе стационарного гауссовского

процесса и создана теоретико-экспериментальная модель статистической структуры кучевых облаков [3]. Численные модели облачной структуры, предназначенные для моделирования реализаций полей облаков и вычисления радиационных характеристик, построены Б.А. Каргиным и С.М. Пригариним [4], а также А.Н. Рублевым и его соавторами [5, 6].

Предполагается, что нижняя граница облачности задана плоскостью $z = H_0$, а верхняя граница $z = w(x, y)$ определяется выражением

$$w(x, y) = H_0 + \max\left[\left(v(x, y) - c\right), 0\right], \quad c > 0,$$

где $v(x, y)$ – однородное гауссовское поле с нулевым средним, корреляционной функцией $K(x, y)$ и дисперсией $\sigma^2 = K(0, 0)$. Подбирая входные параметры c , σ и $K(x, y)$, гауссовскую модель достаточно просто настроить таким образом, чтобы получить требуемый балл облачности N и средние вертикальные и горизонтальные размеры облаков.

В первых численных экспериментах для одно-родных изотропных полей корреляционная функция определялась как

$$K(x, y) = \sigma^2 J_0 \left[v \left(x^2 + y^2 \right)^{1/2} \right], \quad (1)$$

J_0 – функция Бесселя 1-го рода; v – параметр, отвечающий за горизонтальные размеры облаков, а распределение геометрической толщины облаков $H = w(x, y) - H_0$ описывалось усеченным гауссовским распределением. Форма распределения H жестко регламентировалась параметрами модели, и необходимого среднего значения \bar{H} можно было добиться лишь масштабированием с помощью параметра σ [7]. При таком подходе проблемы состояли в том, что при использовании $K(x, y)$ в виде (1) конфигурации облачного поля имели излишне «регулярную» структуру и реальные распределения толщины облаков могли существенно отличаться от усеченных гауссовских распределений (см. [7] и цитируемую там библиографию).

В связи с этим С.М. Пригарин и А.Л. Маршак [7] предложили модификацию гауссовской модели, настраиваемой по результатам натурных наблюдений. Входными параметрами модифицированной модели служат автокорреляционная функция индикаторного поля облачности и распределение геометрической толщины облачного слоя. Как показали основанные на данных спутниковых и наземных наблюдений результаты тестирования, предложенная методика позволяет более адекватно воспроизводить реальные ковариации индикаторного поля облачности и распределение его геометрической толщины и поэтому является весьма перспективной для дальнейшего использования.

Принципы, описанные в [7] (предварительное моделирование гауссовского поля на основе дискретного преобразования Фурье и последующее нелинейное преобразование гауссовского поля), использовали К.Ф. Evans и W. Wiscombe [8] и V. Venema et al. [9] для моделирования трехмерных полей водности LWC (Liquid Water Content) облаков. Заметим, что в от-

личие от гауссовских моделей, которые конструируют лишь геометрию облачного поля, методы [8, 9] позволяют строить индикаторное поле облачности, коррелированное с оптическими характеристиками облачной среды.

1.2. Фрактальные модели

В течение последнего времени развивается большой класс фрактальных моделей, позволяющих учесть изменчивость той или иной характеристики облаков (например, геометрической формы, водозапаса LWP , Liquid Water Path) в широком диапазоне масштабов.

Для имитации сложной геометрической формы реальных кучевых облаков, которая может рассматриваться как фрактальная структура, используются специальные способы моделирования (см., например, [10, 11]). Близкие к каскадным, модели кучевых облаков с учетом случайной геометрии отдельных облаков предложены Е.А. Бабичем и Г.А. Титовым: для моделирования используется сумма n независимых однородных изотропных гауссовских полей с уменьшающимися дисперсиями и радиусами корреляций [2].

Как показали данные измерений [12–15], распределение жидкой воды внутри морских слоисто-кучевых облаков имеет степенной спектр

$$E(k) \propto k^{-\beta} \quad (2)$$

при изменении пространственного масштаба в пределах, по крайней мере, трех порядков (здесь $k = \pi/r$ – волновое число; r – масштаб, км). С учетом этого обстоятельства в работах R. Cahalan, A. Davis, S. Lovejoy, A. Marshak, D. Schertzer, W. Wiscombe и др. предложены фрактальные модели пространственного распределения водозапаса LWP , которые позволяют сохранять ее баланс в пределах сплошного облачного поля (сингулярные и ограниченные каскады, частично интегрированная каскадная модель [12–17]). Каждая реализация модели определяется средней оптической толщиной $\bar{\tau}$ (оптическая толщина связана с водозапасом LWP известным соотношением $\tau = (3LWP)/(2\rho r_{ef})$, ρ – плотность воды, r_{ef} – эффективный размер облачных капель), параметром p , характеризующим вариации оптической толщины σ_τ , и показателем β [см. (2)].

Достоинство фрактальных моделей состоит в том, что, варьируя небольшое количество сравнительно легко измеряемых входных параметров, можно получать различные структуры распределения жидкой воды, пространственные корреляции которых соответствуют наблюдаемым. Фрактальные модели кучевых облаков предложены также в работах A. Benassi и его коллег (tdMAP метод, [18]), F. Di Giuseppe и A. Tompkins [19] и т.д. (см. также http://i3rc.gsfc.nasa.gov/Public_codes_clouds.htm).

Моделирование облачных реализаций, которые в той или иной степени адекватно описывают реальные поля облаков, является первым шагом в исследовании особенностей переноса радиации в стохастической облачности. Следующий этап состоит в решении

уравнения переноса излучения (УПИ), для которого пространственное распределение оптических характеристик (коэффициентов ослабления и рассеяния, индикатрисы рассеяния излучения) определяется конкретной реализацией облачного поля.

Для всех упомянутых выше физических и математических моделей облаков расчет *статистических характеристик* радиации связан с *численным* усреднением УПИ, суть которого состоит в моделировании совокупности облачных реализаций; решении УПИ в рамках каждой из них и последующей статистической обработке рассчитанных радиационных характеристик. При таком подходе необходимые для вычисления затраты компьютерного времени существенно зависят от того, насколько трудоемкой является процедура построения одной реализации. Однако при определенных физических обоснованных предположениях относительно вероятностных свойств облачного поля удается выполнить *аналитическое* усреднение уравнения переноса излучения и, тем самым, избежать необходимости моделирования множества облачных реализаций.

Впервые один из вариантов такого подхода для разорванных облаков был сформулирован в работе О.А. Авасте и Г.М. Вайнико [20]. Уравнения для моментов интенсивности при различных предположениях о свойствах облачного поля были получены различными исследовательскими группами, однако широкое применение в настоящее время нашли модели, в развитие которых наибольший вклад внесли Г.А. Титов и G. Pomgning.

1.3. Пуассоновская модель разорванной облачности

Однослойная *статистически однородная* модель разорванной облачности на основе пуассоновских потоков точек на прямых подробно описана в [2]. В рамках этой модели (которую в дальнейшем будем называть «пуассоновской») облака аппроксимируются прямоугольными параллелепипедами со случайными горизонтальными размерами. Пуассоновская модель полностью определяется баллом облачности N , геометрической толщиной облака H и средним горизонтальным размером облаков D ; входные оптические характеристики (коэффициент ослабления σ , альbedo однократного рассеяния Λ и индикатриса рассеяния излучения в облаках) предполагаются постоянными в пределах всех облачных элементов и не меняются от реализации к реализации. При фиксированной геометрической толщине облаков H вместо диаметра облаков D в качестве входного параметра часто используют величину $\gamma = H/D$ (aspect ratio), которая более наглядно характеризует геометрическую структуру облачного поля.

В предположении, что n -мерная вероятность наличия облаков факторизуется, Г.А. Титовым совместно с Г.Н. Глазовым и В.Н. Скориновым получена замкнутая система уравнений для *средней интенсивности* и развиты эффективные алгоритмы ее решения методом Монте-Карло – метод замкнутых уравнений (МЗУ). Точность и границы применимо-

сти этих уравнений оценены путем сравнения с соответствующими расчетами, выполненными с помощью метода численного моделирования. Результаты сопоставления показали, что уравнения для средней интенсивности достаточно точны и могут быть использованы для исследования влияния случайной геометрии на радиационные свойства разорванной облачности. Основное преимущество МЗУ состоит в том, что лежащее в его основе *аналитическое* усреднение уравнения переноса излучения позволяет проводить расчеты средних радиационных характеристик облаков при существенно меньших затратах компьютерного времени по сравнению с *численным* усреднением УПИ [2].

Приведем соотношения, лежащие в основе моделирования средних потоков и полей яркости в условиях *изолированной* разорванной облачности [2]. Рассмотрим облачный слой, занимающий промежуток $H_0 = \{0, H\}$, и предположим, что на верхнюю границу H в направлении $\omega_0 = (\xi_0, \varphi_0)$ падает единичный поток солнечного излучения. Средняя (по множеству облачных реализаций) плотность столкновений функция $f(\mathbf{x})$ удовлетворяет интегральному уравнению типа [1, формула (3)] с ядром

$$k(\mathbf{x}', \mathbf{x}) = \Lambda g(\mu) \sum_{i=1}^2 D_i \eta_i \exp\{-\eta_i |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|\} \times \\ \times \delta\{\omega - (\mathbf{r} - \mathbf{r}') / |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|\} / (2\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2) \quad (3)$$

и свободным членом

$$\psi(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^2 C_i \eta_i \exp\{-\lambda_i |\mathbf{r} - \mathbf{r}_H|\} \delta(\omega - \omega_0). \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{x} = (\mathbf{r}, \omega)$, $\omega = (a, b, c)$ – направление движения фотона после рассеяния в точке $\mathbf{r} = (x, y, z)$; $\mu = [\omega', (\mathbf{r} - \mathbf{r}')] / |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$; $\mathbf{r}_H = \mathbf{r} + \omega(z - H) / c$. Значения C_i , D_i и η_i , $i = 1, 2$, вычисляются по формулам:

$$\eta_{1,2} = \left\{ (\sigma + A(\omega)) \mp \sqrt{[\sigma + A(\omega)]^2 - 4A(\omega)N\sigma} \right\} / 2; \\ D_1 = (\eta_2 - \sigma) / (\eta_2 - \eta_1), \quad D_2 = 1 - D_1, \\ C_1 = (\eta_2 - \sigma N) / (\eta_2 - \eta_1), \quad C_2 = 1 - C_1. \quad (5)$$

Значение $A(\omega)$ определяется выражением [21]:

$$A(\omega) = A_x |a| + A_y |b| + A_z |c|, \\ A_x = A_y = [1,65(N - 0,5)^2 + 1,04] / D, \quad A_z = 0. \quad (6)$$

В предположении о постоянстве оптических характеристик облаков среднюю интенсивность $\langle I(z, \omega) \rangle$ можно представить в виде линейного функционала $J_h = (f, h)$ от решения интегрального уравнения [1, формула (3)] с учетом (3), (4):

$$\langle I(z, \omega) \rangle = \frac{\Lambda}{2\pi |c|} \int_{E_z} \sum_{i=1}^2 D_i \exp\{-\eta_i |z - z'| / |c|\} dz' \times \\ \times \int_{4\pi} g(\mu) f(z', \omega') d\omega' + \langle j(z, \omega) \rangle \delta(\omega - \omega_0), \quad (7)$$

где

$$\langle j(z, \omega) \rangle = \sum_{i=1}^2 C_i \exp\{-\eta_i |z - H|/|c|\} \quad (8)$$

— средний поток нерассеянного излучения.

Для оценки (7) применима общая теория методов Монте-Карло [22], согласно которой J_h определяется математическим ожиданием случайной величины $\eta = \sum_{n=0}^{N_0} Q_n h(\mathbf{x}_n)$. Из (7) следует, что среднюю интен-

сивность излучения через плоскость $z = z^*$ в направлении $\omega^* \neq \omega_0$ можно вычислить, если в каждой точке $\mathbf{x}_n = (\mathbf{r}_n, \omega_{n-1})$ рассчитывать величину $Q_n h'(\mathbf{x}_n, \omega^*)$, где веса Q_n определяются соотношением [1, формула (15)], а

$$h'(\mathbf{x}_n) = \begin{cases} \left[\sum_{i=1}^2 D_i \exp\{-\eta_i |z^* - z_n|/|c^*|\} g(z_n, \mu_{n-1}) \right] / |c^*|, \\ \quad (z^* - z_n)c^* > 0, \quad \mu_{n-1} = (\omega_{n-1}, \omega^*), \\ 0, \quad (z^* - z_n)c^* < 0. \end{cases} \quad (9)$$

Средний поток $\int_{4\pi} c \langle I(z, \omega) \rangle d\omega$ через $z = z^*$ также представляется в виде линейного функционала от решения уравнения типа [1, формула (3)] с весовой функцией вида

$$h(\mathbf{x}_n) = \begin{cases} \sum_{i=1}^2 D_i \exp\{-\eta_i |z^* - z_n|/|c_n|\}, & (z^* - z_n)c_n > 0, \\ 0, & (z^* - z_n)c_n < 0. \end{cases} \quad (10)$$

Соотношения (9), (10) были получены в предположении, что слой разорванной облачности является *изолированным*. В Приложении приведено обобщение этих формул для расчета средних потоков в системе «аэрозоль — разорванные облака — подстилающая поверхность» [23].

В работе [24] представлен метод замкнутых уравнений для случая *двухслойной* разорванной облачности в предположении, что случайные поля $\kappa_i(r)$, $i = 1, 2$, построенные на основе пуассоновских потоков точек на прямых, независимы и статистически однородны. (Предположение о независимости облачных полей считается, как правило, справедливым, если облака принадлежат различным ярусам — нижнему, среднему и верхнему). Полученные алгоритмы позволяют исследовать закономерности переноса излучения в двухслойных облаках, а также оценить границы применимости гипотезы о *случайном/максимальном перекрывании* облаков, которая используется в большинстве радиационных кодов (в том числе и в МОЦА).

В то же время наблюдения показывают, что наличие (отсутствие) облаков в пределах различных облачных слоев может быть связано между собой [25]. Известно также, что облака одного типа (например,

Altostratus и *Altostratus*) могут одновременно присутствовать на различных атмосферных уровнях, формируя многослойную (до 4–6 слоев) систему, толщина межоблачных промежутков в которой колеблется от нескольких десятков метров до километра.

Это обстоятельство стимулирует развитие моделей, предназначенных для описания радиационного режима *коррелированных* облачных полей. Одна из таких моделей, которая является обобщением пуассоновской модели облаков, представлена в работе [26]. В качестве входных параметров в ней используются характеристики, которые «отвечают» за корреляцию наличия (или отсутствия) облачных элементов, принадлежащих различным слоям, и пока еще трудно поддаются экспериментальному определению.

Отметим, что отсутствие достаточной информации о вероятностных характеристиках пространственной структуры облачных полей является общей проблемой при создании и тестировании новых моделей. Наблюдаемый в последнее время интерес к комплексным исследованиям сложных облачных систем и интенсивное развитие физических параметризаций облачности (например, в рамках LES-моделей) позволяют надеяться на получение в обозримом будущем информации такого рода и, как следствие, на разработку более адекватных моделей многослойной облачности.

Близкой по идеологии к пуассоновской модели облаков является *неконструктивная* модель, развитая в работах G. Pomraning, F. Malvagi, R. Byrne and R. Somerville (см., например, [27, 28] и др.). Полученная в результате *аналитического усреднения* УПИ система уравнений относительно средней интенсивности решается методом дискретных ординат. Входными параметрами модели являются водозапас LWP , эффективный размер облачных капель r_{ef} , балл облачности N , высота верхней и нижней границ облаков, а также плотность распределения горизонтальных размеров облаков и промежутков между ними (облака аппроксимируются эллипсами). Зависимость радиационных характеристик от облачных свойств обсуждается в [29]. Валидация модели выполнена на основе данных [30]; рассчитанные и измеренные потоки нисходящей коротковолновой радиации наилучшим образом соответствовали друг другу в условиях, когда балл облачности изменялся в интервале 0,25–0,7, а облака занимали сравнительно тонкий облачный слой. Отметим, что модель, в которой состояние атмосферы представлялось в виде бинарной смеси, использовалась также А.Н. Валентином [31].

2. Алгоритмы расчета статистических характеристик разорванной облачности с учетом молекулярного поглощения

Способы учета поглощения атмосферными газами в пределах *одного* спектрального интервала $\Delta\lambda$ в условиях *детерминированной* атмосферы подробно

описаны [1, разд. 4]. Однако при вычислении радиационных характеристик для достаточно большой совокупности спектральных интервалов N_{int} (N_{int} порядка нескольких десятков и более), для расчетов целесообразно использовать *метод зависимых испытаний* (МЗИ), суть которого подробно изложена в монографии [22]. Ниже кратко описаны модификации МЗИ, развитые нами для расчета *средних* (по множеству облачных реализаций) спектральных потоков солнечной радиации в ближней ИК-области спектра 0,7–3,2 мкм [23]. Эти алгоритмы основаны на решении методом Монте-Карло системы замкнутых уравнений для средней интенсивности в статистически однородной модели пуассоновской модели разорванной облачности; молекулярное поглощение учитывается через функцию пропускания атмосферными газами $T_{\Delta\lambda}(l)$ [1, подразд. 4.1]. Предложенные модификации МЗИ использованы нами также для расчетов радиационных характеристик в *горизонтально-однородной* модели облаков.

2.1. Моделирование средних спектральных потоков излучения с учетом молекулярного поглощения: эталонный алгоритм и метод зависимых испытаний

Представим два алгоритма, предназначенных для расчета средних спектральных потоков излучения в ближней ИК-области спектра.

Алгоритм 1 основывается на разбиении всего рассматриваемого спектрального диапазона на N_{int} интервалов в соответствии с заданным спектральным разрешением $\Delta\lambda$. В каждом интервале оптические характеристики облаков, аэрозоля и коэффициенты рэлеевского рассеяния считаются постоянными. Средние потоки через плоскость $z = z^*$ вычисляются в каждом интервале независимо друг от друга по следующей схеме [1, подразд. 4.1]:

– траектории фотонов моделируются в среде *без учета* молекулярного поглощения;

– вдоль траектории фотона суммируется длина пути (или поглощающая масса) до точки столкновения в точке \mathbf{r}_n [1, формула (24)];

– в точке столкновения \mathbf{r}_n рассчитывается величина $h_{z^*}(\mathbf{x}_n, \omega^*)T_{\Delta\lambda}(l^{(n)} + l)$, где $l = |z_n - z^*|/|c_n|$ – расстояние от точки \mathbf{r}_n до плоскости $z = z^*$ вдоль направления ω_n , а функция $h_{z^*}(\mathbf{x}_n, \omega^*)$ определяется формулой (10). (Формула (10) относится к расчетам в изолированном облачном слое, и мы ссылаемся на нее лишь для большей наглядности. На самом деле в расчетах используются обобщения этой формулы на случай системы «аэрозоль – разорванные облака – подстилающая поверхность», приведенные в Приложении).

Явное преимущество алгоритма 1 состоит в том, что он позволяет детально учесть спектральную зависимость оптических параметров облаков и аэрозоля (по этой причине данный метод будем считать *эталонным*). Его очевидным недостатком являются значительные затраты компьютерного времени при

больших значениях N_{int} : так, для спектрального разрешения $\Delta\nu \approx 10 \div 20 \text{ см}^{-1}$ количество интервалов (и, соответственно, количество независимых расчетов на основе МЗУ) в диапазоне 0,7–3,2 мкм составляет $N_{\text{int}} \approx 400$.

Алгоритм 2 основан на комбинации метода зависимых испытаний [22] и метода замкнутых уравнений [2]. Средняя плотность столкновений, удовлетворяющая уравнению [1, формула (3)] с ядром (3) и свободным членом (4), а также весовая функция (10) зависят от длины волны λ как от параметра. Очевидно, что m -й член ряда Неймана [1, формула (5)] можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} (K_{\lambda}^m \psi_{\lambda}, h_{\lambda}) &= \\ &= \int_{\mathbf{X}} \dots \int_{\mathbf{X}} \prod_{i=0}^{m-1} k(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_{i+1}, \lambda) h(\mathbf{x}_m, \lambda) \psi(\mathbf{x}_0, \lambda) d\mathbf{x}_0 \dots d\mathbf{x}_m = \\ &= \int_{\mathbf{X}} \dots \int_{\mathbf{X}} \psi(\mathbf{x}_0, \lambda_0) \frac{\psi(\mathbf{x}_0, \lambda)}{\psi(\mathbf{x}_0, \lambda_0)} h(\mathbf{x}_m, \lambda) \prod_{i=0}^{m-1} \tilde{k}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_{i+1}, \lambda_0) \times \\ &\quad \times \frac{\prod_{i=0}^{m-1} k(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_{i+1}, \lambda)}{\prod_{i=0}^{m-1} \tilde{k}(\mathbf{x}_i, \mathbf{x}_{i+1}, \lambda_0)} d\mathbf{x}_0 \dots d\mathbf{x}_m, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\psi(\mathbf{x}_0, \lambda_0)$ и $\tilde{k}(\mathbf{x}', \mathbf{x}, \lambda_0) = k(\mathbf{x}', \mathbf{x}, \lambda_0) / \Lambda(\lambda_0)$ – начальная и переходная плотности вероятности цепи Маркова для длины волны λ_0 , которую будем называть опорной. Тогда, согласно [22], искомый функционал определяется формулой типа [1, формула (8)]:

$$J_{\lambda} = M \sum_{n=1}^{N_0} Q_{n,\lambda}^* h(\mathbf{x}_n, \lambda) \quad (12)$$

со вспомогательными весами

$$Q_{0,\lambda}^* = \psi(\mathbf{x}_0, \lambda) / \psi(\mathbf{x}_0, \lambda_0), \quad (13)$$

$$Q_{n,\lambda}^* = Q_{n-1,\lambda}^* k(\mathbf{x}_{n-1}, \mathbf{x}_n, \lambda) / \tilde{k}(\mathbf{x}_{n-1}, \mathbf{x}_n, \lambda_0).$$

С учетом (3), (4) мы преобразовали формулы (13) к виду

$$\begin{aligned} Q_{0,\lambda}^* &= \sum_{i=1}^2 \eta_i C_i \exp\{-\eta_i |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0|\} / \sum_{i=1}^2 \eta_i^0 C_i^0 \exp\{-\eta_i^0 |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_0|\}, \\ Q_{n,\lambda}^* &= \Lambda_{\lambda} Q_{n-1,\lambda}^* \sum_{i=1}^2 \eta_i D_i \exp\{-\eta_i |\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_{n-1}|\} g_{\lambda,n} / \\ &\quad / \sum_{i=1}^2 \eta_i^0 D_i^0 \exp\{-\eta_i^0 |\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_{n-1}|\} g_{\lambda_0,n}. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь $g_{\lambda,n} = g(\lambda, \mu_n)$; $\mu_n = (\omega_{n-1}, \omega_n)$; \mathbf{r}_0 и \mathbf{r}_n – точка входа и n -го столкновения фотона соответственно; D_i^0 , C_i^0 , η_i^0 – значения D_i , C_i , η_i , определяемые формулами (5) при $\lambda = \lambda_0$, $i = 1, 2$.

Формулы (14) являются достаточно громоздкими с точки зрения вычислительных затрат: поскольку коэффициент ослабления $\sigma(\lambda)$ и индикатриса рассеяния

облаков $g(\lambda, \mu)$ зависят от длины волны, то на каждом шаге моделирования марковской цепи необходимо моделировать $2N_{\text{int}}$ экспоненциальных функций и N_{int} отношений $\{g_{\lambda,k}/g_{\lambda_0,k}\}$, $\lambda = \{\lambda_i, i = 1, \dots, N_{\text{int}}\}$ (или хранить массив $\{g_{\lambda,k}/g_{\lambda_0,k}\}$, что требует достаточно большого объема памяти).

В реальных жидкокапельных облаках (в частности, кучевой облачности) значения коэффициента ослабления в облаках достаточно велики, а флуктуации не столь значительны (порядка 10%, рис. 1).

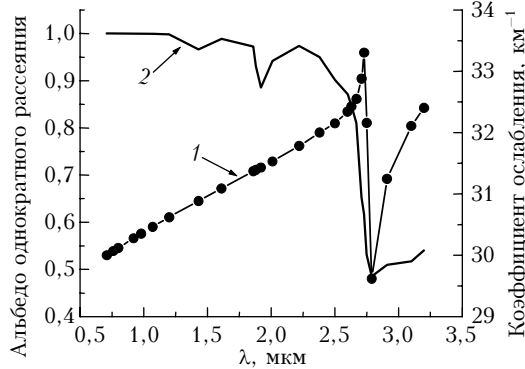


Рис. 1. Спектральный ход коэффициента ослабления (1) и альbedo однократного рассеяния (2) в облаках

Поэтому можно ожидать, что в формулах (14) допустимо пренебрежение спектральной зависимостью $\sigma(\lambda)$.

Эффект, обусловленный спектральной зависимостью индикатрисы рассеяния излучения, связан с зависимостью альbedo однократного рассеяния облаков $\Lambda(\lambda)$ от длины волны. По сравнению с $\sigma(\lambda)$ значение $\Lambda(\lambda)$ зависит от λ гораздо более существенно (см. рис. 1). Так, рассматриваемый нами диапазон 0,7–3,2 мкм можно условно разделить на 2 подынтервала: 0,7–2,6 мкм, где $\Lambda(\lambda)$ принимает преимущественно достаточно высокие значения — $\Lambda(\lambda) \geq 0,9$, и 2,7–3,2 мкм, в пределах которого $\Lambda(\lambda) \approx 0,5 \pm 0,6$.

Известно, что вклад n -й кратности рассеяния в рассчитываемую радиационную характеристику пропорционален $\Lambda^n(\lambda)$. Когда $\Lambda(\lambda)$ невелико, вклад n -й кратности рассеяния быстро падает и формирование пропущенного и отраженного облачностью излучения (особенно альbedo облачного слоя) формируется в основном лишь несколькими первыми кратностями. В связи с этим можно предположить, что спектральная зависимость $g_\lambda(\mu)$ будет более значимой в подынтервале 2,7–3,2 мкм по сравнению с подынтервалом 0,7–2,6 мкм.

Учитывая последнее обстоятельство, мы предложили модификации МЗИ, предназначенные для расчета средних потоков в спектральных подынтервалах 0,7–2,7 и 2,7–3,2 мкм.

2.2. Численные результаты

Оптические характеристики облаков вычислены в соответствии с теорией Ми [32] в предположении, что распределение частиц по размерам аппроксими-

руется «широким» распределением облачных капель [33]; показатель преломления воды выбирался согласно данным [34]. Расчеты были выполнены для M базовых длин волн, в качестве которых выбирались значения λ , соответствующие локальным экстремумам действительной и мнимой частей показателя преломления. Для остальных длин волн значения оптических характеристик были результатом линейной интерполяции соответствующих значений, полученных для базового набора длин волн. Спектральный ход коэффициента ослабления и альbedo однократного рассеяния облаков представлен на рис. 1.

Приведенные в данном разделе расчеты выполнены с учетом поглощения водяным паром и углекислым газом на основе параметризаций функций пропускания, предложенных в работах Б.М. Голубицкого, Н.И. Москаленко и В.Л. Филлипова и соответствующих спектральному разрешению $\Delta\nu = 10 \pm 20 \text{ см}^{-1}$ [35–37]. Стратификация относительной влажности соответствовала среднесезонным моделям [38]; углекислый газ считался равномерно перемешанным с концентрацией 330 ppm. Аэрозольной составляющей и рэлеевским рассеянием пренебрегали; альbedo подстилающей поверхности A_s полагалось равным 0. Независимо от длины волны освещенность $E_0(\lambda)$ верхней границы $H = 16 \text{ км}$ была равна 1: значения радиационных характеристик в относительных единицах позволило оценить влияние молекулярного поглощения атмосферы без учета солнечной постоянной, которая определяет вклад данного спектрального интервала в интегральные характеристики.

Спектральный диапазон 0,7–2,7 мкм. Чувствительность средних потоков к спектральной изменчивости коэффициента ослабления и индикатрисы рассеяния излучения в облаках оценивается сравнением результатов расчетов, полученных с использованием алгоритмов 1 и 2. Согласно нашей гипотезе формулы (14) трансформируются в следующие:

$$Q_{0,\lambda}^* = 1, \quad Q_{n,\lambda}^* = \Lambda(\lambda)Q_{n-1,\lambda}^*. \quad (14')$$

(В дальнейшем модификацию МЗИ на основе (14') будем называть алгоритмом 2А). Анализ результатов показал, что в широком диапазоне изменения коэффициента ослабления, параметра γ и зенитного угла Солнца ξ_0 моделирование траекторий фотонов может быть выполнено с использованием одной из следующих индикатрис рассеяния излучения:

$$g_{cl}(\lambda, \mu) = \begin{cases} g_{cl}(\lambda_1, \mu), \lambda_1 = 0,708 \text{ мкм}, \\ g_{cl}(\lambda_2, \mu), \lambda_2 = 2,503 \text{ мкм}. \end{cases}$$

Средние значения потоков восходящего $F^\uparrow(z=H)$ и нисходящего диффузного $F_s^\downarrow(z=0)$ излучения, рассчитанные с использованием алгоритмов 1 и 2А, представлены в табл. 1. Здесь же приведена относительная погрешность $\delta RC^{(2A)}$, $RC = \{F^\uparrow(z=H), F_s^\downarrow(z=0)\}$, характеризующая точность алгоритма 2А относительно эталонных расчетов:

$$\delta RC^{(2A)} = 100\% \left| \frac{\langle RC^{(1)} \rangle - \langle RC^{(2A)} \rangle}{\langle RC^{(1)} \rangle} \right|.$$

Таблица 1

Результаты расчетов средних значений потоков восходящего $F^\uparrow(z=H)$ и нисходящего диффузного $F_s^\downarrow(z=0)$ солнечного излучения на основе алгоритмов 1 и 2А на границах облачного слоя и соответствующие относительные погрешности алгоритма 2А. Геометрическая толщина $H = 0,5$ км, $D = 0,5$ км, $N = 0,5$, $\xi_0 = 60^\circ$, $\sigma(\lambda = 0,708 \text{ мкм}) = 30 \text{ км}^{-1}$

λ , мкм	$\langle F^\uparrow(1) \rangle$	$\langle F^\uparrow(2A) \rangle$	$\delta F^\uparrow(2A)$, %	$\langle F_s^\downarrow(1) \rangle$	$\langle F_s^\downarrow(2A) \rangle$	$\delta F_s^\downarrow(2A)$, %
0,708	0,393	0,393	0,0	0,386	0,386	0,0
0,760	0,383	0,395	3,1	0,374	0,363	3,0
0,797	0,395	0,405	2,5	0,382	0,370	3,1
0,917	0,311	0,317	2,9	0,294	0,285	3,0
0,980	0,365	0,366	0,3	0,342	0,332	2,9
1,070	0,401	0,405	1,0	0,379	0,369	2,6
1,202	0,299	0,295	1,3	0,271	0,264	2,6
1,426	0,384(-1)	0,380(-1)	1,0	0,303(-1)	0,289(-1)	4,0
1,613	0,336	0,329	2,8	0,292	0,295	1,0
1,863	0,125(-2)	0,122(-2)	2,4	0,680(-3)	0,690(-3)	1,5
1,875	0,214(-2)	0,203(-2)	5,0	0,120(-2)	0,112(-2)	7,0
1,920	0,200(-2)	0,206(-2)	3,0	0,117(-2)	0,113(-2)	3,4
2,020	0,162	0,168	3,7	0,132	0,143	7,5
2,224	0,270	0,250	7,0	0,220	0,243	9,0
2,383	0,171	0,166	2,9	0,139	0,141	1,4
2,503	0,180(-1)	0,182(-1)	1,1	0,126(-1)	0,126(-1)	0,0
2,600	5,64(-14)	5,98(-14)	6,0	1,80(-15)	1,78(-15)	1,0
2,634	3,52(-13)	3,75(-13)	6,5	1,48(-14)	1,55(-14)	4,6
2,670	1,01(-20)	1,20(-20)	20,0	5,42(-23)	5,35(-23)	1,3

Из табл. 1 следует, что $\delta R^{(2A)}$ в подынтервале 0,7–2,6 мкм находится в среднем в пределах относительной погрешности расчетов $\approx 3\%$. В подынтервале 2,6–2,7 мкм альбеда однократного рассеяния облаков быстро падает (от 0,87 до 0,65, см. рис. 1), и величина $\delta F^\uparrow(2A)(z=H)$ значительно возрастает, достигая $\approx 20\%$ при $\lambda = 2,67$ мкм. Значение $\delta F_s^\downarrow(2A)(z=0)$ не превышает относительной погрешности расчетов во всем интервале 0,7–2,7 мкм.

Выполненный анализ позволяет оценить возможности использования алгоритма 2А (формулы (14')) для исследования радиационных характеристик в облачной атмосфере. Если предметом исследования являются *спектральные* потоки излучения, то точность предложенной модификации может оказаться неудовлетворительной (это касается, в частности, интервала 2,6–2,7 мкм и, как будет показано ниже, интервала 2,7–2,8 мкм). Если же в центре внимания находятся *интегральные* по некоторому спектральному диапазону радиационные характеристики, то использование более простого алгоритма 2А можно считать оправданным, так как вклад спектрального интервала в общую интегральную величину определяется весом величины солнечной постоянной, соответствующей данному интервалу. Поскольку вклад солнечной постоянной для интервала 2,0–3,0 мкм равен $\approx 4,5\%$, то погрешность в расчетах, обусловленная использованием (14'), не может существенно повлиять на интегральный поток для всего спектрального диапазона 0,7–2,7 мкм. В то же время очевидно, что с точки зрения затрат компьютерного времени алгоритм 2А является более эффективным по сравнению с алгоритмом 2 и, тем более, алгоритмом 1.

Спектральный диапазон 2,7–3,2 мкм. Как отмечалось выше, в этом диапазоне влияние спектральной зависимости индикатрисы рассеяния излучения на средние потоки солнечной радиации может оказаться существенно более значимым, чем в диапазоне 0,7–2,7 мкм. Чтобы проверить эту гипотезу, мы выполнили серию расчетов, применяя эталонный алгоритм 1 и алгоритм 2А с использованием сильно отличающихся друг от друга $g_{cl}(\lambda, \mu)$, а также алгоритм 2В, в котором был учтен спектральный ход $g_{cl}(\lambda, \mu)$ и пренебрегалось спектральной зависимостью коэффициента ослабления. Согласно (14) расчетные формулы для алгоритма 2В выглядели следующим образом:

$$Q_{0\lambda}^* = 1, \quad Q_{n\lambda}^* = \Lambda_\lambda Q_{n-1,\lambda}^* g_{\lambda,n} / g_{\lambda_0,n}. \quad (14'')$$

Наличие в формуле (14'') отношения $g_{\lambda,n} / g_{\lambda_0,n}$ делает особенно важным выбор опорной длины волны λ_0 , которая используется для моделирования траекторий фотонов. Алгоритм 2А является более эффективным по сравнению с 2В. Однако анализ результатов моделирования показал невозможность подобрать универсальную индикатрису рассеяния излучения для алгоритма 2А, как это было сделано для спектрального интервала 0,7–2,7 мкм. В связи с этим от использования упрощенных формул (14') в интервале 2,7–3,2 мкм мы отказались. В то же время, исходя из результатов предварительных расчетов, отношение $g_{\lambda,n} / g_{\lambda_0,n}$ было наиболее близким к 1 почти при всех значениях μ_n для $\lambda_0 = 3,2$ мкм, которая и была выбрана в качестве опорной длины волны в алгоритме 2В. Сходимость алгоритма 2В обеспечивалась тем, что в рассматриваемом диапазоне

Таблица 2

Результаты расчетов средних значений потоков восходящего $F^\uparrow(z=H)$ и нисходящего диффузного $F_s^\downarrow(z=0)$ солнечного излучения на основе алгоритмов 1 и 2В на границах облачного слоя и соответствующие относительные погрешности алгоритма 2В.

Геометрическая толщина слоя $H = 0,5$ км, $D = 0,5$ км, $\xi_0 = 0^\circ$,

$$\sigma(\lambda = 2,706 \text{ мкм}) = 32,43 \text{ км}^{-1}$$

λ , мкм	$\langle F^\uparrow(1) \rangle$	$\langle F^\uparrow(2B) \rangle$	$\delta F^\uparrow(2B)$, %	$\langle F_s^\downarrow(1) \rangle$	$\langle F_s^\downarrow(2B) \rangle$	$\delta F_s^\downarrow(2B)$, %
2,706	0,142(–8)	0,141(–8)	0,7	0,351(–9)	0,365(–9)	4,0
2,728	0,137(–7)	0,122(–7)	10,9	0,938(–8)	0,959(–8)	2,2
2,750	0,108(–8)	0,969(–9)	10,6	0,102(–8)	0,103(–8)	1,0
2,796	0,197(–7)	0,178(–7)	6,8	0,430(–7)	0,398(–7)	7,4
2,906	0,130(–2)	0,126(–2)	3,1	0,352(–2)	0,342(–2)	2,8
3,095	0,261(–2)	0,260(–2)	0,5	0,527(–2)	0,53(–2)	0,5
3,200	0,131(–2)	0,129(–2)	1,5	0,173(–2)	0,175(–2)	1,2

2,7–3,2 мкм альbedo однократного рассеяния облаков составляет $\Lambda_{cl} \approx 0,5 \div 0,6$.

Результаты вычислений средних спектральных потоков с использованием алгоритмов 1 и 2В и относительная погрешность алгоритма 2В представлены в табл. 2. Сравнение расчетов показывает, что алгоритм 2В приемлем для использования в пределах спектрального интервала 2,7–3,2 мкм; более значительные отклонения в интервале 2,73–2,79 мкм не оказывают существенного влияния на расчет интегральных потоков излучения в диапазоне 2,7–3,2 мкм.

Предложенный подход был использован нами в дальнейшем для расчета спектральных потоков в диапазоне 0,7–3,6 мкм.

3. О валидации пуассоновской модели разорванной облачности

В подразд. 2.1 было описано несколько стохастических моделей разорванной облачности, предназначенных для расчета радиационных характеристик облачных полей подсеточного масштаба. Возможность их применения для исследования процесса переноса излучения в разорванной облачности и параметризации радиационных свойств мезомасштабных облачных полей в моделях прогноза погоды и климата во многом зависит от результатов валидации облачных моделей. Валидация стохастических моделей облаков может быть выполнена как на основе комплексных радиационных экспериментов (см., например, [6, 30, 39]), так и основе других моделей, которые уже прошли полную (или частичную) валидацию на реалистических пространственных структурах подсеточного масштаба [40, 41].

На начальной стадии валидации пуассоновской модели разорванной облачности мы располагали сравнительно небольшим объемом экспериментальных данных. Эти данные не были комплексными, т.е. радиационные, оптические и геометрические характеристики облаков не всегда измерялись одновременно. Тем не менее сравнения рассчитанных статистических характеристик облачности и радиации с результатами измерений показали, что данная модель в целом правильно описывает перенос солнечной радиа-

ции в разорванных облаках [42]. В этом разделе описан подход, предложенный автором совместно с А.Н. Рублевым и А.Л. Маршаком, для сопоставления средних потоков, рассчитанных методом замкнутых уравнений, с результатами моделирования в гауссовской и частично интегрированной каскадной моделях [43, 44]. Поскольку две последние модели успешно прошли валидацию путем сравнения с экспериментальными данными, мы считаем правомочным использовать их для опосредованной валидации пуассоновской модели разорванных облаков.

3.1. Частично интегрированная каскадная модель облаков

Эта модель предназначена для моделирования распределения водозапаса LWP (или оптической толщины τ) в пределах сплошных морских слоисто-кучевых облаков. Частично интегрированная каскадная модель сравнивалась ранее как с аддитивными фрактальными моделями (например, с моделью обобщенного броуновского движения и мультипликативными фрактальными моделями (например, с моделью ограниченных каскадов [45]), которые используются для моделирования горизонтально-неоднородных слоисто-кучевых облаков, наблюдаемых со спутников, имеющих высокое пространственное разрешение (типа LANDSAT). Результаты сравнения показали, что в рамках простейших фрактальных моделей, которые наряду со средним и стандартным отклонением сохраняют также корреляционные свойства моделируемого облачного поля, частично интегрированная каскадная модель наиболее хорошо описывает флуктуации оптической толщины облаков.

Поскольку обоснованной теории перехода от распределения $\tau(x, y)$ в сплошном облачном слое к разорванным облакам $\tau_{bc}(x, y)$ (bc – broken clouds) на сегодняшний день не существует, для конструирования «дыр» в облачном слое нами использован подход [46]:

$$\tau_{bc}(x, y) = b \max[\tau(x, y) - a, 0]. \quad (15)$$

Выбор уровня «обрезания» $a = \cos \theta > 0$ определяет еще один входной параметр каскадной модели – балл облачности N ; ограничение оптической толщины на уровне $a > \tau_{\min}$ приводит к тому, что

количество жидкой воды в слое уменьшается; чтобы этого не произошло, вводится множитель $b = \cos \theta > 0$.

Предполагалось, что размеры облачных полей равны $51,2 \times 51,2$ км, число пикселей $N_{\text{pix}} = 2^9$ (что соответствует размерам пикселя $0,1 \times 0,1$ км), геометрическая толщина облаков H фиксированна и коэффициент ослабления постоянен по вертикали $\sigma(z) = \sigma$. При построении реализаций каскадной модели входные параметры β и p выбирались в пределах диапазона, характерного для морских слоисто-кучевых облаков; в этой статье представляются результаты, полученные при $\beta = 5/3$, $p = 0,35$. Все приведенные расчеты выполнены с использованием индикатрисы рассеяния облака $C1$ ($\lambda = 0,69$ мкм) [32].

Мы ограничились рассмотрением монохроматического излучения, поскольку переход к интегральным по спектру радиационным характеристикам ведет к возрастанию неопределенностей, обусловленных неточностью параметризаций микрофизических характеристик облаков, задания газовой модели атмосферы и спектроскопической информации и т.д. Эффективность расчета радиационных характеристик, усредненных по множеству реализаций каскадной модели, обеспечивалась за счет процедуры рандомизации [47].

Согласование входных параметров пуассоновской и каскадной моделей облаков выполнено, исходя из двух основных соображений. Во-первых, для учета изменчивости оптической толщины облаков в пределах одного облачного элемента и при переходе от одной реализации к другой мы предложили усреднять результаты расчетов в пуассоновской («pois») модели с использованием некоторой плотности распределения оптической толщины облаков $f(\tau)$:

$$\langle RC(\gamma, N, \xi_{\odot}) \rangle_{\text{pois}} = \int_0^{\infty} \langle RC(\tau, \gamma, N, \xi_{\odot}) \rangle_{\text{pois}} f(\tau) d\tau,$$

$$RC = F^{\uparrow}, F_s^{\downarrow}, F_d^{\downarrow}.$$

Здесь символ $\langle RC \rangle_{\text{pois}}$ означает, что осреднение восходящих и нисходящих (нерассеянного F_d^{\downarrow} и диффузного F_s^{\downarrow}) потоков излучения выполнено по множеству облачных реализаций $\langle RC \rangle_{\text{pois}}$ с постоянным значением τ , а также по множеству возможных значений оптической толщины. Процедура усреднения выполнена в работе [43] с использованием плотности распределения $f(\tau)$, которое моделируется в рамках каскадной модели и находится в удовлетворительном согласии с Γ -распределением, являющимся хорошей аппроксимацией распределения оптической толщины облаков по данным спутниковых измерений [48]:

$$f_{\Gamma}(\tau, \nu, \lambda) = (\lambda)^{\nu} \tau^{\nu-1} \exp(-\lambda\tau) / \Gamma(\nu), \quad \lambda = \nu / \bar{\tau},$$

$$\nu = (\bar{\tau} / \sigma_{\tau})^2, \quad \sigma_{\tau}^2 = \nu / \lambda^2.$$

Во-вторых, выбор параметра формы облаков γ был сделан из условия согласования нерассеянного излучения в пуассоновской и каскадной («cas») моделях:

$$\langle F_d^{\downarrow}(\gamma, N, \xi_{\odot}) \rangle_{\text{pois}} = \langle F_d^{\downarrow}(N, \xi_{\odot}) \rangle_{\text{cas}}.$$

Отметим, что связь между F_d^{\downarrow} и γ можно надежно установить при зенитных углах Солнца $\xi_{\odot} \leq 75^{\circ}$ и балле облачности $N < 0,7$ и определенное указанным выше способом эффективное значение параметра γ может отличаться от его физического значения $\gamma = H/D$. Вопрос состоит в следующем: как при таком подходе к выбору параметра формы облаков будут согласовываться между собой потоки диффузной радиации в каскадной и пуассоновской моделях? Результаты численного моделирования показали [43], что предложенный подход:

1) обеспечивает совпадение средних потоков диффузной радиации в пределах относительной погрешности $\delta_{\text{pois}} F = 100\% (F_{\text{pois}} - F_{\text{cas}}) / F_{\text{cas}} \leq 3\%$ в широком диапазоне параметров пуассоновской и частично интегрированной каскадной моделей. Эти различия несколько возрастают, когда значения средних потоков уменьшаются (в частности, при увеличении $\bar{\tau}$ значение $\delta_{\text{pois}}(F_s^{\downarrow})$ возрастает до 10–20% в зависимости от альбедо однократного рассеяния облаков Λ_{cl} (рис. 2);

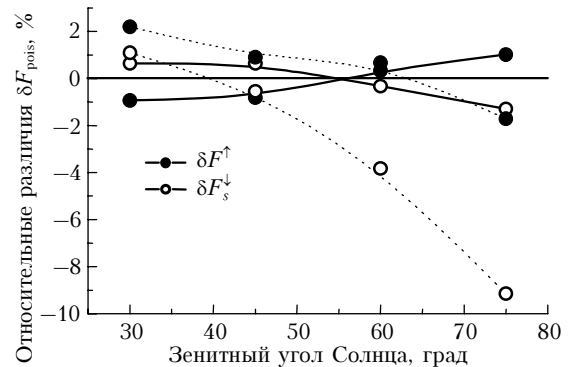


Рис. 2. Относительные различия потоков излучения, рассчитанных в каскадной и пуассоновской моделях облаков: $N = 0,51$, $\tau = 13$, $\sigma_{\tau} = 12,1$. Сплошные линии соответствуют расчетам при $\Lambda_{cl} = 1$, пунктирные — $\Lambda_{cl} = 0,95$

2) позволяет использовать одно и то же значение параметра γ как в случае консервативного рассеяния, так и при наличии умеренного поглощения ($\Lambda_{cl} \geq 0,95$). При фиксированных оптических характеристиках и геометрической толщине облаков существует такой диапазон ($\gamma_{\min}, \gamma_{\max}$), в пределах которого погрешности расчета средних потоков при всех $0 \leq \xi_{\odot} \leq 75^{\circ}$ не превышают в большинстве случаев 5–10%.

3.2. Гауссовская модель

В работе [44] был предложен подход к моделированию потоков фотосинтетически активной радиации (ФАР, 0,4–0,7 мкм), предназначенный для быстрых расчетов среднемесячных потоков ФАР в зависимости от географической широты, месяца и типа подстилающей поверхности. Для расчетов ФАР в условиях горизонтально однородной атмосферы

использовался метод прямого моделирования, а в разорванных облаках – эталонный алгоритм, описанный в разд. 2. Функция пропускания атмосферными газами аппроксимировалась рядом экспонент; коэффициенты молекулярного поглощения рассчитывались на основе спектроскопической базы данных HITRAN с учетом заданных профилей метеопараметров и концентраций атмосферных газов.

Этот подход мы использовали при сравнении средних потоков восходящей и нисходящей ФАР, рассчитанных в пуассоновской и гауссовской моделях облаков. Согласно результатам [6, 39, 49] гауссовская модель обеспечивает удовлетворительное согласие расчетов с данными наземных и спутниковых радиационных измерений при задании среднего горизонтального размера облаков $D(N)$ и параметра формы $\gamma = (N)$, определяющего верхнюю границу облачности H_{cl}^{top} , в соответствии с данными С.М. Шметера [50], а облачного коэффициента ослабления – в виде [6, 49]:

$$\sigma_{\text{gaus}} = 30N. \quad (16)$$

На основе результатов моделирования установлено [44], что если задавать геометрические параметры пуассоновской модели облаков такими же, как в гауссовской, а коэффициент ослабления облаков σ_{pois} выбирать прямо пропорционально баллу N на основе соотношения

$$\sigma_{\text{pois}} = 12N, \quad (17)$$

то потоки ФАР, рассчитанные в этих моделях, хорошо согласуются между собой. На рис. 3 представлены *относительные* различия восходящих и нисходящих потоков излучения, рассчитанных в гауссовской и пуассоновской моделях:

$$\Delta RC = 100\%(RC_{\text{pois}} - RC_{\text{gaus}})/RC_{\text{gaus}},$$

$$RC = F^{\uparrow}, F_d^{\downarrow}, F_s^{\downarrow}.$$

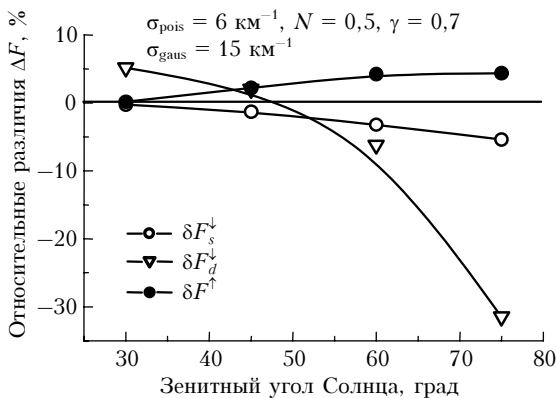


Рис. 3. Относительные различия потоков восходящего и нисходящего излучения, рассчитанные в гауссовской и пуассоновской моделях. Высота нижней границы $H_{cl}^{bot} = 2$ км, альbedo подстилающей поверхности взято из [51] и соответствует хвойному лесу

Максимальное расхождение при заданных на рис. 3 параметрах наблюдается для потока нерассе-

янной радиации F_d^{\downarrow} и составляет примерно -30% при больших значениях зенитного угла Солнца $\xi_{\odot} = 75^{\circ}$, когда значения F_d^{\downarrow} малы. В целом среднее расхождение между расчетами ФАР в этих моделях не превосходит в большинстве случаев 5 Вт/м^2 в широком диапазоне значений балла облачности и зенитных углов Солнца.

Различие коэффициента ослабления облаков в пуассоновской и каскадной моделях обусловлено тем, что облака в статистически однородной пуассоновской модели аппроксимированы прямоугольными параллелепипедами, а в гауссовской модели форма облаков близка к усеченному параболоиду. Тем самым при одном и том же значении σ объем облачного вещества в пуассоновской модели будет больше, и для компенсации этого логично уменьшить значение σ_{pois} . Числовой множитель в соотношении $\sigma_{\text{gaus}} = 2,5\sigma_{\text{pois}}$ [см. (16) и (17)] получен нами на основе дополнительных расчетов.

В [44] приведено также сопоставление измеренных и расчетных среднемесячных значений потоков нисходящей ФАР для BOREAS (BOReal Ecosystem-Atmosphere Study) NSA в 2001–2003 гг. Сравнение показывает, что в целом расчеты $F_{\text{ФАР}}^{\downarrow}(z = 0)$ находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Заключение

Основные результаты работы состоят в следующем:

1. Разработана модель переноса солнечного излучения в различных атмосферных условиях, в том числе *пространственно неоднородной* и *стохастической* облачности. Для расчета средних (по облачным реализациям) потоков и полей яркости используется эффективный метод замкнутых уравнений, основанный на аналитическом усреднении уравнения переноса излучения в рамках статистически однородной пуассоновской модели облаков.

В развитых нами алгоритмах статистического моделирования *молекулярное поглощение* учитывается либо через вероятность выживания кванта либо на основе различных параметризаций функции пропускания атмосферными газами. Вычислительная схема учета молекулярного поглощения на основе метода k -распределений позволяет использовать в расчетах новейшие спектроскопические данные, а также информацию об аппаратной функции прибора, реальных метеорологических профилях и концентрации атмосферных газов. Для расчета большого количества *средних* (по облачным реализациям) спектральных потоков и полей яркости в рамках пуассоновской модели разорванной облачности разработан подход, объединяющий метод замкнутых уравнений и метод зависимых испытаний. Для увеличения его эффективности в ближней ИК-области $0,7\text{--}3,6$ мкм предложена модификация МЗИ, основанная на использовании особенностей спектральной зависимости оптических характеристик облаков в указанном спектральном интервале.

2. Входящие в модель алгоритмы расчета адекватно описывают закономерности трансформации сол-

нечного излучения в безоблачном небе и при наличии облаков, что подтверждается:

– результатами тестирования в рамках международного проекта Intercomparison 3D Radiation Codes в вертикально- и горизонтально-неоднородных реализациях облачных полей, полученных по данным спутниковых и наземных измерений;

– хорошим согласием рассчитанных нами спектральных потоков с данными эталонных полинейных расчетов и результатами наземных радиационных измерений.

3. Из сравнений с имеющимися данными натурных измерений и результатами моделирования в частично интегрированной каскадной и гауссовской моделях разорванной облачности, которые прошли ранее валидацию на реалистических облачных структурах подсеточного масштаба, следует, что статистически однородная пуассоновская модель облаков и методы расчета статистических характеристик солнечной радиации могут быть использованы для описания закономерностей переноса излучения в реальных облачных полях со случайной геометрией.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 06-05-64484).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Расчет средней интенсивности в системе «аэрозоль – разорванные облака – подстилающая поверхность»

Приведем соотношения для расчета средних потоков, которые являются обобщением представленных в подразд. 1.3 формул для изолированного облачного слоя на случай «разорванная облачность – аэрозоль – подстилающая поверхность» [23].

Из линейности уравнения переноса излучения следует, что учет влияния над- и подоблачной аэрозольной атмосферы, как и подстилающей поверхности, состоит в изменении граничных условий для средней интенсивности, записанных для изолированной облачности. В частности, излучение, рассеянное аэрозолем во внеоблачных слоях и отраженное подстилающей поверхностью, может рассматриваться как некоторый диффузный источник и при расчетах методом Монте-Карло может быть учтено следующим образом.

Рассмотрим облачно-аэрозольную атмосферу, состоящую из N_{lay} слоев с границами $\{H_j, H_{j+1}\}$, $j = 1, \dots, N_{lay}$; облака занимают слой с номером N_{cl} с верхней H_{cl}^{top} и нижней H_{cl}^{bot} границами соответственно: $H_{cl}^{top} = H_{N_{cl}+1}$, $H_{cl}^{bot} = H_{N_{cl}}$ (рисунок). Каждый j -й аэрозольный слой задается коэффициентом ослабления $\sigma_{a,j}$, альbedo однократного рассеяния $\Lambda_{a,j}$ и индикатрисой рассеяния излучения $g_{a,j}(\mu)$. Обозначим через $\mathbf{r}_n^{(j)} = \mathbf{r}_n + \omega_n(H_j - z_n)/c_n$ точку пересечения уровня H_j и луча, выходящего из точки столкновения \mathbf{r}_n в направлении ω_n . В вертикально-неоднородной аэрозольной атмосфере с кусочно-постоянным

коэффициентом ослабления функция пропускания определяется формулой

$$T(\mathbf{x}_n, \mathbf{r}_n^{(j)}) = \exp[-\tau(\mathbf{x}_n, \mathbf{r}_n^{(j)})],$$

где длина оптического пути $\tau(\mathbf{r}_n, \mathbf{r}_n^{(j)})$ между точками \mathbf{r}_n и $\mathbf{r}_n^{(j)}$ в направлении ω_n вычисляется по элементарным формулам.

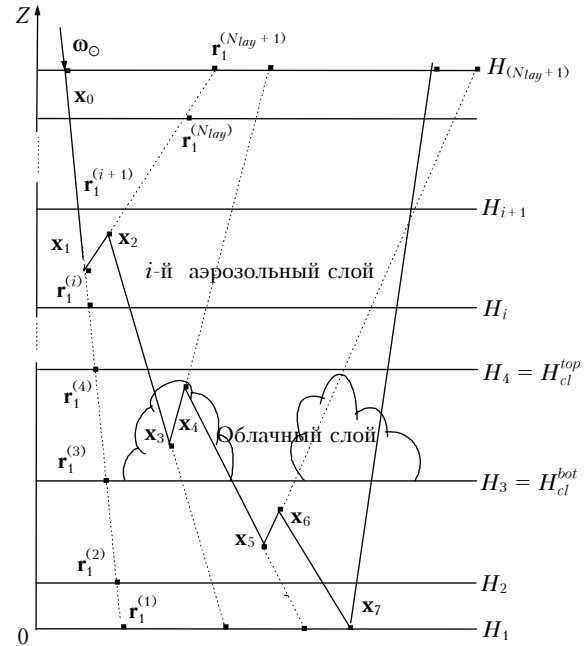


Схема траектории фотона, демонстрирующая вклад облачного слоя, над- и подоблачной аэрозольной атмосферы и подстилающей поверхности в формирование радиационных характеристик атмосферы

Запишем функцию $h(\mathbf{x}_n)$ [см. формулу (10)] в зависимости от того, в каком слое (обозначим его номером « i ») произошло столкновение. Будем считать для простоты, что средние потоки необходимо рассчитать на уровнях, совпадающих с границами слоев атмосферной модели: $z_* = \{H_1, H_2, \dots, H_{N_{lay}+1}\}$.

Рассеяние в аэрозольном слое над облачным слоем

Восходящий поток. Функция $h(\mathbf{x}_n)$ определяется ослаблением только в аэрозольных слоях (точка $\mathbf{x}_1 = (\mathbf{r}_1, \omega_1)$ на рисунке):

$$h(\mathbf{x}_n) = T(\mathbf{x}_n, \mathbf{r}_n^{(j)}), \quad i+1 \leq j \leq N_{lay}+1. \quad (П1)$$

Нисходящий поток. Функция $h(\mathbf{x}_n)$ зависит от положения уровня H_j (точка $\mathbf{x}_2 = (\mathbf{r}_2, \omega_2)$ на рисунке).

Уровень H_j находится в пределах надоблачной атмосферы (в частности, может совпадать с верхней границей облаков):

$$h(\mathbf{x}_n) = T(\mathbf{x}_n, \mathbf{r}_n^{(j)}), \quad N_{cl}+1 \leq j \leq i. \quad (П2)$$

Уровень H_j принадлежит облачному слою (в данном случае совпадает с нижней границей облаков). В этом случае вклад в нисходящий поток складывается из ослабления в пределах облачного слоя и ослабления излучения аэрозолем, достигшего верхней границы облаков без рассеяния:

$$h(\mathbf{x}_n) = T(\mathbf{x}_n, \mathbf{r}_n^{(N_{cl}+1)}) \sum_{i=1}^2 D_i \exp\{-\eta_i |H_{cl}^{top} - H_{cl}^{bot}| / |c_n|\},$$

$$j = N_{cl}. \quad (ПЗ)$$

Уровень H_j принадлежит подоблачной атмосфере:

$$h(\mathbf{x}_n) = T(\mathbf{x}_n, \mathbf{r}_n^{(N_{cl}+1)}) \sum_{i=1}^2 D_i \exp\{-\eta_i |H_{cl}^{top} - H_{cl}^{bot}| / |c_n|\} \times$$

$$\times T(\mathbf{r}_n^{(N_{cl})}, \mathbf{r}_n^{(j)}), \quad 1 \leq j < N_{cl}. \quad (П4)$$

Рассеяние в облачном слое

Восходящий поток. Функция $h(\mathbf{x}_n)$ зависит от положения уровня H_j (точка $\mathbf{x}_3 = (\mathbf{r}_3, \omega_3)$ на рисунке).

Уровень H_j находится в пределах облачного слоя (в данном случае совпадает с верхней границей облаков):

$$h(\mathbf{x}_n) = \sum_{i=1}^2 D_i \exp\{-\eta_i |H_{cl}^t - z_n| / |c_n|\}, \quad j = N_{cl} + 1. \quad (П5)$$

Уровень H_j принадлежит надоблачной аэрозольной атмосфере:

$$h(\mathbf{x}_n) = \sum_{i=1}^2 D_i \exp\{-\eta_i |H_{cl}^{top} - z_n| / |c_n|\} T(\mathbf{r}_n^{(N_{cl}+1)}, \mathbf{r}_n^{(j)}),$$

$$N_{cl} + 1 < j \leq N_{lay} + 1. \quad (П6)$$

Нисходящий поток. Функция $h(\mathbf{x}_n)$ зависит от положения уровня H_j (точка $\mathbf{x}_4 = (\mathbf{r}_4, \omega_4)$ на рисунке).

Уровень H_j находится в пределах облачного слоя (в данном случае совпадает с верхней границей облаков):

$$h(\mathbf{x}_n) = \sum_{i=1}^2 D_i \exp\{-\eta_i |H_{cl}^{bot} - z_n| / |c_n|\}, \quad j = N_{cl}. \quad (П7)$$

1. Журавлева Т.Б. Моделирование переноса солнечного излучения в различных атмосферных условиях. Часть I: Детерминированная атмосфера // Оптика атмосфер. и океана. 2008. Т. 21. № 2. С. 99–114.
2. Зуев В.Е., Титов Г.А. Оптика атмосферы и климат. Томск: Изд-во «Спектр» ИОА СО РАН, 1996. 271 с.
3. Муллама Ю.-А.Р., Сулев М.А., Пылдма В.К., Охериль Х.А., Нийлиск Х.Ю., Алленов М.И., Чубаков Л.Г., Кууск А.Е. Стохастическая структура полей облачности и радиации. Тарту: Академия наук ЭССР, Институт физики и астрономии, 1972. 281 с.
4. Каргин Б.А., Пригарин С.М. Имитационное моделирование кучевой облачности для исследования процессов переноса солнечной радиации в атмосфере методом Монте-Карло // Оптика атмосфер. и океана. 1994. Т. 7. № 9. С. 1275–1287.

Уровень H_j принадлежит подоблачной аэрозольной атмосфере:

$$h(\mathbf{x}_n) = \sum_{i=1}^2 D_i \exp\{-\eta_i |H_{cl}^{top} - z_n| / |c_n|\} T(\mathbf{r}_n^{(N_{cl})}, \mathbf{r}_n^{(j)}),$$

$$1 \leq j < N_{cl}. \quad (П8)$$

Рассеяние в подоблачной атмосфере

Восходящий поток. Функция $h(\mathbf{x}_n)$ зависит от положения уровня H_j (точка $\mathbf{x}_5 = (\mathbf{r}_5, \omega_5)$ на рисунке).

Уровень H_j находится в пределах подоблачной атмосферы (в данном случае может совпадать с нижней границей облаков):

$$h(\mathbf{x}_n) = T(\mathbf{x}_n, \mathbf{r}_n^{(j)}), \quad i + 1 \leq j \leq N_{cl}. \quad (П9)$$

Уровень H_j принадлежит облачному слою (совпадает с верхней границей облачности):

$$h(\mathbf{x}_n) = T(\mathbf{x}_n, \mathbf{r}_n^{(N_{cl})}) \sum_{i=1}^2 D_i \exp\{-\eta_i |H_{cl}^{top} - H_{cl}^{bot}| / |c_n|\},$$

$$j = N_{cl} + 1. \quad (П10)$$

Уровень H_j принадлежит надоблачной атмосфере:

$$h(\mathbf{x}_n) = T(\mathbf{x}_n, \mathbf{r}_n^{(N_{cl})}) \sum_{i=1}^2 D_i \exp\{-\eta_i |H_{cl}^{top} - H_{cl}^{bot}| / |c_n|\} \times$$

$$\times T(\mathbf{r}_n^{(N_{cl})}, \mathbf{r}_n^{(j)}), \quad N_{cl} + 1 < j \leq N_{lay} + 1. \quad (П11)$$

Нисходящий поток. Функция $h(\mathbf{x}_n)$ определяется ослаблением только в аэрозольных слоях (точка $\mathbf{x}_6 = (\mathbf{r}_6, \omega_6)$ на рисунке):

$$h(\mathbf{x}_n) = T(\mathbf{x}_n, \mathbf{r}_n^{(j)}), \quad 1 \leq j \leq i. \quad (П12)$$

Отражение от подстилающей поверхности

При отражении от подстилающей поверхности (точка $\mathbf{x}_7 = (\mathbf{r}_7, \omega_7)$ на рисунке) для вычисления $h(\mathbf{x}_n)$ нужно воспользоваться формулами для восходящих потоков и ввести дополнительный вес $A_{\nu} / (2\pi)$.

5. Рублев А.Н., Голомолзин В.П. Моделирование кучевой облачности. Препринт / ИАЭ-5567.16. М., 1992. 12 с.
6. Геогджаев И.В., Кондранин Т.В., Рублев А.Н., Чубарова Н.Е. Моделирование переноса УФ-радиации через разорванную облачность и сравнение с экспериментом // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 1997. Т. 33. № 5. С. 680–686.
7. Пригарин С.М., Маршак А.Л. Численная имитационная модель разорванной облачности, адаптированная к результатам наблюдений // Оптика атмосфер. и океана. 2005. Т. 18. № 3. С. 256–263.
8. Evans K.F., Wiscombe W.J. An Algorithm for generating stochastic cloud fields from radar profile statistics // Atmos. Res. 2004. V. 72. P. 263–289.
9. Venema V., Meyer S., Garcia S., Knifka A., Summer C., Crewell S., Lohnert U., Trautmann T., Macke A. Sur-

- rogate cloud fields generated with iterative amplitude adapted Fourier transform algorithm // *Tellus*. 2006. V. 58A. N 1. P. 104–120.
10. *Федер Е.* Фракталы. М.: Мир, 1991. 260 с.
 11. *Lovejoy S.* Area-perimeter relation of rain and clouds areas // *Science*. 1982. V. 216. N 4542. P. 185–187.
 12. *Cahalan R.F., Ridgway W., Wiscombe W.J., Bell T.L., Snider J.B.* The albedo of fractal stratocumulus clouds // *J. Atmos. Sci.* 1994. V. 51. P. 2434–2455.
 13. *Cahalan R., Snider J.* Marine stratocumulus structure // *Remote Sens. Environ.* 1989. V. 28. P. 95–107.
 14. *Davis A., Marshak A., Wiscombe W., Cahalan R.* Scale-invariance in liquid water distributions in marine stratocumulus. Part I: Spectral properties and stationarity issues // *J. Atmos. Sci.* 1996. V. 53. N 11. P. 1538–1558.
 15. *Marshak A., Davis A., Wiscombe W., Cahalan R.* Scale-invariance of liquid water distributions in marine stratocumulus. Part 2: Multifractal properties and intermittency issues // *J. Atmos. Sci.* 1997. V. 54. N 11. P. 1423–1444.
 16. *Lovejoy S., Davis A., Gabriel P., Schertzer D., Austin G.L.* Discrete angle radiative transfer I: Scaling and similarity, universality and diffusion // *J. Geophys. Res.* D. 1990. V. 95. N 8. P. 11699–11715.
 17. *Cahalan R., Joseph J.* Fractal statistics of cloud fields // *Mon. Weather Rev.* 1989. V. 117. N 2. P. 261–272.
 18. *Benassi A., Szczap F., Davis A., Masbou M., Cornet C., Bleuyard P.* Thermal radiative fluxes through inhomogeneous cloud fields: A Sensitivity Study using new stochastic cloud generator // *Atmos. Res.* 2004. V. 72. N 1–4. P. 291–315.
 19. *Di Giuseppe F., Tompkins A.* Effect of spatial organization on solar radiative transfer in three dimensional idealized stratocumulus cloud fields // *J. Atmos. Sci.* 2003. V. 60. N 15. P. 1774–1794.
 20. *Avaste O., Vainikko G.* Calculation of the mean values of intensities and fluxes in broken clouds // IAMAP/IAGA International Union of Geodesy and Geophysics, XV General Assembly. M., 1971. 24 p.
 21. *Журавлева Т.Б., Титов Г.А.* Статистические характеристики нерассеянного излучения при кучевой облачности. Оптико-метеорологические исследования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1987. С. 108–119.
 22. *Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А., Дарбинян Р.А., Каргин Б.А., Еленов Б.С.* Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, 1976. 280 с.
 23. *Титов Г.А., Журавлева Т.Б., Зувев В.Е.* Mean radiation fluxes in the near-IR spectral range: Algorithms for calculation // *J. Geophys. Res.* D. 1997. V. 102. N 2. P. 1819–1832.
 24. *Титов Г.А., Журавлева Т.Б.* Сравнение 2 методов расчета средних потоков солнечной радиации в двухслойной разорванной облачности (видимый диапазон) // *Оптика атмосфер и океана*. 1999. Т. 12. № 3. С. 207–214.
 25. *Облака и облачная атмосфера: Справочник* / Под ред. И.П. Мазина и А.Х. Хргиана. Л.: Гидрометеониздат, 1989. 647 с.
 26. *Пригарин С.М., Журавлева Т.Б., Воликова П.В.* Пуассоновская модель многослойной разорванной облачности // *Оптика атмосфер и океана*. 2002. Т. 15. № 10. С. 917–924.
 27. *Малваджи Ф., Помранинг Г.* Перенос излучения в стохастической атмосфере // *Оптика атмосфер и океана*. 1993. Т. 6. № 9. С. 1064–1090.
 28. *Malvaigi F., Byrne R.N., Pomraning G., Somerville R.C.J.* Stochastic radiative transfer in a partially cloudy atmosphere // *J. Atmos. Sci.* 1993. V. 50. N 14. P. 2146–2158.
 29. *Lane-Veron D., Somerville R.* Stochastic theory of radiative transfer through generalized clouds fields // *J. Geophys. Res.* 2004. V. 109. D18113, doi: 10.1029/2004JD004524
 30. *Lane D., Goris E., Somerville R.* Radiative transfer through broken clouds: Observations and model validation // *J. Climate*. 2002. V. 15. N 20. P. 2921–2933.
 31. *Валентюк А.Н., Предко К.Г.* Оптическое изображение при дистанционном наблюдении. Минск: Наука и техника, 1991. 359 с.
 32. *Дейрменджан Д.* Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 298 с.
 33. *Радиация в облачной атмосфере* / Под ред. Е.М. Фейгельсон. Л.: Гидрометеониздат, 1981. 280 с.
 34. *Зувев В.Е.* Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М.: Сов. радио, 1970. 495 с.
 35. *Голубицкий Б.М., Москаленко Н.И.* Функции спектрального пропускания в полосах паров H₂O и CO₂ // *Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана*. 1968. Т. IV. № 3. С. 346–359.
 36. *Москаленко Н.И.* Функции спектрального пропускания в полосах паров H₂O, O₃, N₂O и N₂ // *Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана*. 1969. Т. V. № 11. С. 1179–1190.
 37. *Филлипов В.Л.* Некоторые результаты численного эксперимента к обоснованию выбора параметров функций пропускания атмосферных газов при неразрешенной структуре спектра // *Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана*. 1973. Т. IX. № 7. С. 774–775.
 38. *Зувев В.Е., Комаров В.С.* Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы. Л.: Гидрометеониздат, 1986. 264 с.
 39. *Чубарова Н.Е., Рублев А.Н., Троценко А.Н., Трембач В.В.* Вычисление потоков солнечного излучения и сравнение с результатами наземных измерений в безоблачной атмосфере // *Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана*. 1999. Т. 35. № 1. С. 222–239.
 40. *Petty G.W.* Area-average solar radiative transfer in three-dimensionally inhomogeneous clouds: The independently scattering cloudlet model // *J. Atmos. Sci.* 2002. V. 59. N 20. P. 2910–2929.
 41. *Kassianov E., Ackerman T.P., Marchand R., Ovtchinnikov M.* Stochastic radiative transfer in multilayer broken clouds. Part II: validation test // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer*. 2003. V. 77. N 4. P. 395–416.
 42. *Журавлева Т.Б., Титов Г.А.* Статистические характеристики уходящей коротковолновой радиации // *Исслед. Земли из космоса*. 1989. № 5. С. 81–87.
 43. *Журавлева Т.Б., Маршак А.Л.* К вопросу о валидации пуассоновской модели разорванной облачности // *Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана*. 2005. Т. 41. № 6. С. 783–797.
 44. *Журавлева Т.Б., Рублев А.Н., Удалова Т.А., Чеснокова Т.Ю.* О вычислении фотосинтетически активной радиации при оценках параметров углеродного баланса наземных экосистем // *Оптика атмосфер и океана*. 2006. Т. 19. № 1. С. 64–68.
 45. *Cahalan R.F.* Bounded cascade clouds: Albedo and effective thickness // *Nonlinear Processes in Geophys.* 1994. V. 1. N 1. P. 156–167.
 46. *Marshak A., Davis A., Wiscombe W.J., Ridgway W., Cahalan R.F.* Biases in shortwave column absorption in the presence of fractal clouds // *J. Climate*. 1998. V. 11. N 3. P. 431–446.
 47. *Михайлов Г.А.* Весовые методы Монте-Карло. Новосибирск: Изд. СО РАН, 2000. 247 с.

48. *Barker H., Wielicki B., Parker L.* A parameterization for computing grid-averaged solar fluxes for inhomogeneous marine boundary layer clouds. Part II: Validation using satellite data // *J. Atmos. Sci.* 1996. V. 53. N 16. P. 2304–2316.
49. *Trembach V.V., Rublev A.N., Udalova T.A.* Mathematical simulation of surface solar radiation distribution at broken clouds conditions // *IRS 2000: Current Problems in Atmospheric Radiation*. W.L. Smith and Yu.M. Timofeyev (Eds.). A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia. 2001. P. 1058–1060.
50. *Шметер С.М.* Термодинамика и физика конвективных облаков. Л.: Гидрометеониздат, 1987. 288 с.
51. *Hook S.J.* ASTER Spectral Library: Johns Hopkins University (JHU) spectral library; Jet Propulsion Laboratory (JPL) spectral library; The United States Geological Survey (USGS-Reston) spectral library. 1998. Dedicated CD-ROM. Version 1.2.

T.B. Zhuravleva. Simulation of solar radiative transfer under different atmospheric conditions. Part II: Stochastic clouds.

Part II overviews certain modern models of stochastic clouds. We present the generalized formulas of the method of closed equations for the calculation of the mean fluxes and brightness fields in statistically homogeneous Poisson model of broken clouds, taking into account the molecular absorption and interaction of radiation with aerosol and underlying surface. The paper describes the approach developed in order to decrease the laboriousness of calculations of the mean spectral fluxes in the near IR range 0.7–3.6 μm ; it combines the methods of closed equations and dependent tests. We present the comparison of calculations of the mean fluxes in statistically homogeneous Poisson cloud model with results of simulation in partially integrated cascade and Gaussian models of broken clouds, which were earlier validated against realistic subgrid-scale cloud structures.