

## РАССЕЯНИЕ И ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 551.521:551.576

Т.Б. Журавлева, С.Ю. Попов, Г.А. Титов

### СРЕДНИЕ ПОТОКИ КОРОТКОВОЛНОВОЙ РАДИАЦИИ В РАЗОРВАННОЙ ОБЛАЧНОСТИ

Рассматривается вопрос о влиянии случайной геометрии облачного поля на средние потоки нисходящей и восходящей солнечной радиации на различных уровнях атмосферы в коротковолновой области спектра. Показано, что относительное различие средних потоков на границах облачного поля в слоистых и кучевых облаках может достигать десятков процентов; вертикальные профили радиационных потоков в пределах облачности могут качественно отличаться в зависимости от значения альbedo подстилающей поверхности; поглощение облачным слоем, обусловленное присутствием в облаках аэрозольных частиц в качестве ядер конденсации, существенно зависит от типа облачности и зенитного угла Солнца.

#### 1. Введение

Одной из составляющих радиационных блоков моделей общей циркуляции атмосферы (МОЦА) является расчет вертикальных профилей потоков восходящего и нисходящего излучения, знание которых позволяет вычислить приток лучистого тепла. Эти радиационные характеристики являются входными параметрами для ряда прогнозируемых в МОЦА атмосферных процессов: в частности, уравнение притока лучистого тепла является одним из исходных при моделировании образования и эволюции облачных полей; потоки солнечной и тепловой радиации входят в уравнение теплового баланса земной поверхности и оказывают влияние на ее термический режим и т.д. Поскольку возникающие при расчетах ошибки могут существенно влиять на описание таких процессов, важно решить вопрос о точности определения восходящих и нисходящих потоков радиации на различных атмосферных уровнях.

В большинстве применяемых радиационных блоков МОЦА используется модель плоско-параллельной горизонтально однородной атмосферы, а в основе расчетов лежит уравнение переноса излучения с детерминированными оптическими характеристиками. При наличии облаков, частично покрывающих небосвод, значения потоков являются линейной комбинацией потоков, рассчитанных для случаев ясного неба и сплошной облачности и взвешенных в зависимости от значения балла облачности. Такой подход дает адекватные результаты лишь при наличии слоистых облаков, для которых значение  $\gamma \ll 0$  ( $\gamma = H/D$ ;  $H$  – толщина облачного слоя;  $D$  – средний горизонтальный размер облаков). В условиях кучевой облачности ( $\gamma \approx 1$ ) такой способ расчетов может рассматриваться лишь как первое и достаточно грубое приближение [1, 2], поскольку эффекты, связанные со стохастической геометрией облачных полей, оказывают существенное влияние на перенос коротковолновой радиации.

Средние альbedo и пропускание коротковолновой радиации в системе <облака–аэрозоль–подстилающая поверхность> исследованы достаточно подробно [3,4]. В настоящей статье рассматривается вопрос о том, насколько значимо влияние случайной геометрии облачного поля на средние потоки нисходящей и восходящей солнечной радиации на различных уровнях атмосферы в видимой и ближней ИК-областях спектра. С этой целью выполнено сравнение результатов расчетов вертикальных профилей лучистых потоков для кучевой и эквивалентной (в смысле равенства оптических характеристик) слоистой облачности. При рассмотрении видимой области спектра можно ограничиться обсуждением результатов для одной длины волны, так как оптические характеристики облаков меняются слабо, а газовое поглощение отсутствует. В ближнем ИК-диапазоне значения средних потоков определяются для некоторого подынтервала  $\Delta\nu$ , величина которого зависит от спектрального разрешения используемых в расчетах функций пропускания атмосферными газами (в данном случае  $\Delta\nu \approx 10\text{--}20 \text{ см}^{-1}$ ).

## 2. Модель атмосферы

Облачно-аэрозольная атмосфера представляется в виде совокупности  $N_{lay}$  однородных слоев. Внутри каждого слоя все атмосферные параметры считаются постоянными. Облака, которые всегда будем выделять в виде отдельного слоя, имеют нижнюю  $H_{cl}^b$  и верхнюю  $H_{cl}^t$  границы; нижняя и верхняя границы  $i$ -го аэрозольного слоя обозначаются  $H_{a,i}^b$  и  $H_{a,i}^t$  соответственно (рис. 1). Разбиение атмосферы на слои целесообразно выбирать в соответствии с расчетными уровнями, используемыми в известных МОЦА.

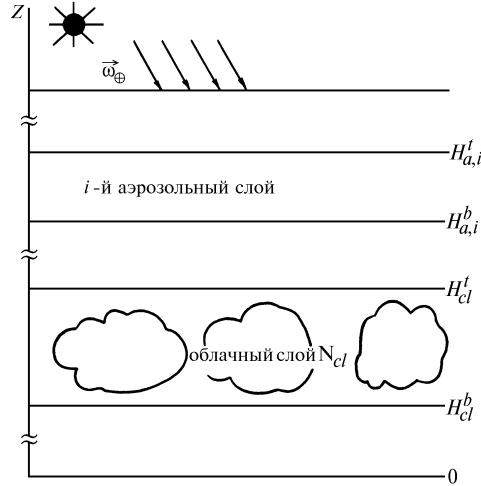


Рис. 1. Модель облачно-аэрозольной атмосферы

В настоящее время количество версий моделей, отличающихся, в частности, выбором расчетных уровней, достаточно велико (см., например, [5, 6] и имеющуюся там библиографию). В частности, расчетные уровни могут определяться изобарическими поверхностями 1000, 850, 700, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100 гПа. Поскольку создание универсального радиационного блока, удовлетворяющего всем существующим версиям МОЦА, не представляется возможным, при разбиении атмосферы на слои мы будем использовать указанные выше уровни. Отметим, что при необходимости расчеты могут быть выполнены для любого заданного разбиения атмосферы изобарическими поверхностями. Последнее замечание касается и функций пропускания атмосферных газов, которые приведены ниже.

Стратификация, спектральный ход коэффициента ослабления и альbedo однократного рассеяния аэрозоля соответствуют среднециклической модели аэрозоля [7]. Для учета поглощения солнечной радиации водяным паром и углекислым газом используется модель функции пропускания [8–10]

$$P_{\Delta\nu} = \exp(-\beta_{\nu}(w^*)^{m_{\nu}})$$

со спектральным разрешением  $\Delta\nu \approx 10 \div 20 \text{ см}^{-1}$ . Здесь  $w^*$  – эквивалентная (приведенная) масса поглощающего газа, которая в плоскостратифицированной атмосфере в слое  $\{z_1, z_2\}$  определяется формулой

$$w^* = \frac{1}{\cos\theta} \int_{z_1}^{z_2} \rho(z) \left( \frac{p(z)}{p_0} \right)^{n_{\nu}} dz,$$

где  $\rho(z)$  и  $p(z)$  – концентрация газа и давление (атм) на высоте  $z$  соответственно;  $p_0 = 1 \text{ атм}$  – давление при  $z = 0$ ;  $\theta$  – зенитный угол наблюдения. В расчетах использован высотный профиль водяного пара, соответствующий лету умеренных широт [11]. Предполагается, что углекислый газ равномерно перемешан до высоты 100 гПа.

Облака расположены в слое  $1 \leq z \leq 1,5$  км. Модель разорванной облачности и алгоритм метода Монте-Карло для расчета средних потоков восходящей и нисходящей солнечной радиации подробно описаны в [12]. Подстилающая поверхность отражает по закону Ламберта. Значения лучистых потоков даны в относительных единицах: предполагается, что на верхнюю границу атмосферы в направлении  $\omega_{\odot}=(\xi_{\odot}, \varphi_{\odot})$  ( $\xi_{\odot}$  – зенитный,  $\varphi_{\odot}$  – азимутальный угол Солнца) падает единичный поток солнечного излучения (рис. 1). Абсолютные значения можно получить, если умножить эти значения на  $\pi S_{\lambda} \cos \xi_{\odot}$ , где  $\pi S_{\lambda}$  – спектральная солнечная постоянная.

### 3. Численные результаты

Над- и подоблачная атмосфера имеет малую по сравнению с облаками оптическую толщину, и при отсутствии газового поглощения вертикальные профили потоков излучения будут незначительно отличаться от средних потоков на границах облачного слоя. Поэтому в этом спектральном диапазоне наибольший интерес представляют вертикальные профили средних потоков в пределах облачного поля и мы ограничимся рассмотрением этого слоя атмосферы. Ниже представлены результаты расчетов для длины волны  $\lambda = 0,71$  мкм; расчеты для других длин волн специально отмечаются в тексте.

Пусть  $Q_{s,Sl}(z)$ ,  $Q_{s,Cu}(z)$  – средние нисходящие, а  $R_{Sl}(z)$ ,  $R_{Cu}(z)$  – средние восходящие потоки рассеянной радиации для слоистых и кучевых облаков соответственно (для удобства знак осреднения будем опускать).

При  $A_s = 0$  для восходящих потоков выполняются следующие соотношения: для  $\xi_{\odot} = 0^{\circ}$   $R_{Cu}(z) < R_{Sl}(z)$  и для  $\xi_{\odot} = 60^{\circ}$   $R_{Cu}(z) > R_{Sl}(z)$  (рис. 2, а). Известно, что поток диффузной нисходящей радиации в детерминированной рассеивающей среде как функция оптической толщины имеет максимум. В случае разорванной облачности этот максимум также наблюдается (рис. 2, б). Наиболее значительные различия между  $Q_{s,Sl}(z)$  и  $Q_{s,Cu}(z)$  имеются при больших  $\xi_{\odot}$ . При  $\xi_{\odot} = 60^{\circ}$  максимум  $Q_{s,Cu}(z)$  смещается вглубь от верхней границы облаков и более сглажен, чем при слоистых облаках. Различия между средними потоками восходящей радиации в кучевых и эквивалентных слоистых облаках обусловлены эффектами, связанными со случайной геометрией облачного поля, и подробно обсуждаются в [2].

Рассмотрим влияние отражения от подстилающей поверхности ( $A_s > 0$ ) на вертикальные профили средних потоков. Излучение, отраженное от подстилающей поверхности, можно представить как некоторый диффузный источник, освещающий нижнюю границу атмосферы. Мощность и угловая структура этого источника зависят от количества и угловой структуры нисходящего излучения на уровне подстилающей поверхности (плоскость  $z = 0$ ) и закона отражения от нее.

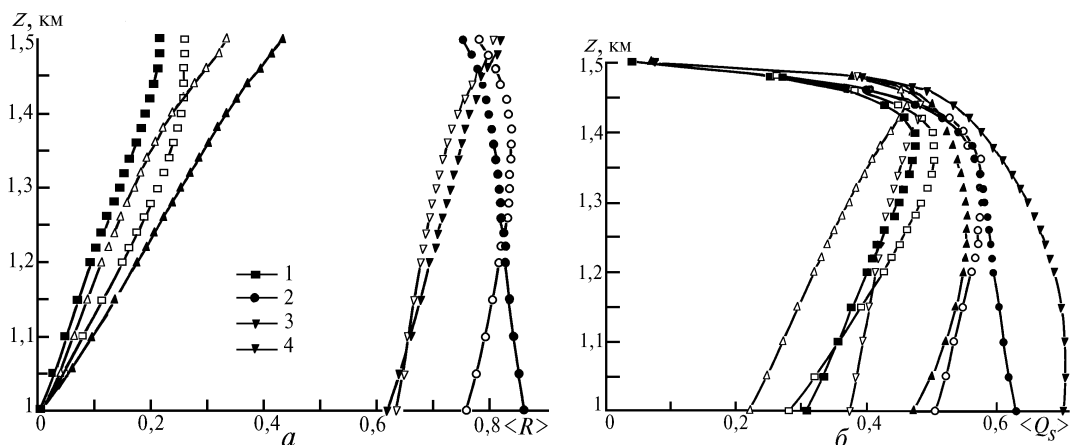


Рис. 2. Средние потоки восходящей (а) и нисходящей (б) радиации при  $\sigma = 30 \text{ км}^{-1}$ ;  $w_{\lambda} = 1$ ;  $N = 0,5$ ;  $D = 0,25$  км и различных значениях зенитного угла Солнца и альbedo подстилающей поверхности: 1 и 2 –  $\xi_{\odot} = 0^{\circ}$ ; 3 и 4 –  $\xi_{\odot} = 60^{\circ}$ ; 1 и 3 –  $A_s = 0$ ; 2 и 4 –  $A_s = 0,8$ . Здесь и на рис. 3, 4, 6 заполненные символы соответствуют кучевым, а пустые – слоистым облакам

Обозначим символами  $R_d(z)$  и  $Q_d(z)$  средние альbedo и пропускание излучения, поступающего от изотропного источника единичной мощности, излучающего в верхнюю полусферу. Здесь и далее индекс  $\langle d \rangle$  обозначает соответствующий поток, рассчитанный для такого диффузного источника. Решение задачи удобно представить в виде ряда по кратностям отражения от поверхности. Пусть  $R^{(n)}(z)$  и  $Q^{(n)}(z)$  обозначают вклад в средние потоки восходящей и нисходящей радиации  $n$ -й кратности отражения,  $n = 1, 2, \dots$ . Очевидно, что

$$R^{(1)}(z) = A_s [S(0) + Q_s(0)] Q_d(z), \quad Q^{(1)}(z) = A_s [S(0) + Q_s(0)] R_d(z),$$

$$R^{(n)}(z) = A_s Q^{(n-1)}(0) Q_d(z), \quad Q^{(n)}(z) = A_s Q^{(n-1)}(0) R_d(z), \quad n = 2, \dots,$$

где  $S(z)$  – средний поток прямой радиации при  $A_s = 0$ ;  $Q_d(z) = S_d(z) + Q_{s,d}(z)$ . Потоки  $S_d(z)$ ,  $Q_{s,d}(z)$  и  $R_d(z)$  можно получить, если проинтегрировать с известной весовой функцией потоки  $S$ ,  $Q_s$  и  $R$  по зенитному углу Солнца. По теореме о среднем  $S_d(z)$ ,  $Q_{s,d}(z)$  и  $R_d(z)$  будут пропорциональны  $S$ ,  $Q_s$  и  $R$ , рассчитанным при некоторых средних значениях зенитного угла Солнца и  $A_s = 0$ . По этой причине можно ожидать, что вертикальные профили  $Q_{s,d}(z)$  и  $R_d(z)$  будут качественно совпадать с профилями  $Q_s$  и  $R$  при  $A_s = 0$ . Ясно, что  $S_d(z)$  будет убывающей функцией  $z$ .

Таким образом, при  $A_s > 0$  вертикальные профили потоков являются суммой функций, имеющих различные и, возможно, немонотонные зависимости от  $z$ , и зависят от того, какое из слагаемых дает доминирующий вклад на высоте  $z$ . Это приводит к тому, что при  $A_s > 0$  профили потоков могут качественно отличаться от профилей соответствующих потоков при  $A_s = 0$  (см. рис. 2).

Результаты расчетов потоков излучения в кучевых облаках, представленные на рис. 2, получены при  $\gamma = 2$ . Такое значение  $\gamma$  близко к максимально наблюдаемому. Поэтому можно считать, что на данном рисунке представлены максимально возможные различия между потоками излучения в кучевых и слоистых облаках. При уменьшении параметра  $\gamma$  эти различия будут уменьшаться.

Как и следовало ожидать, максимальные отличия между потоками восходящей и нисходящей радиации наблюдаются при средних значениях балла облачности (рис. 3). При малых  $N$  потоки нисходящей радиации сначала резко возрастают в верхней части облачного слоя, а затем слабо изменяются с высотой.

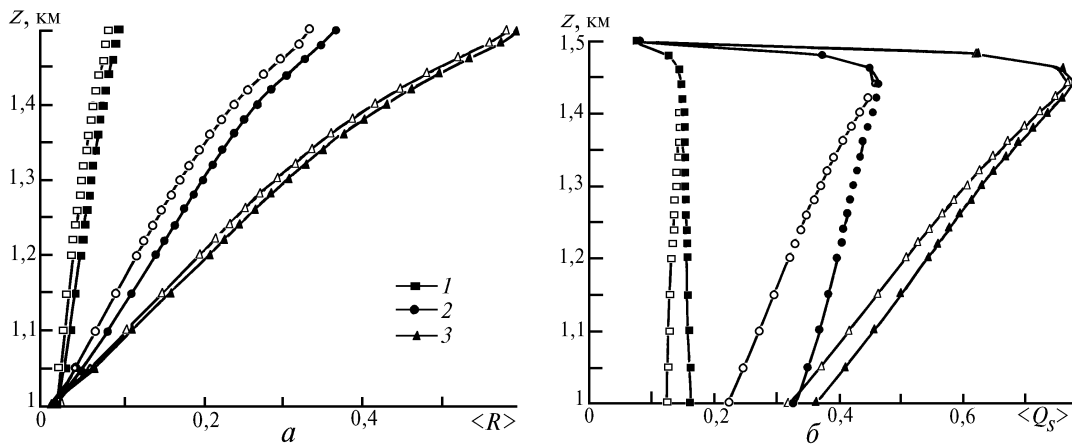


Рис. 3. Зависимость средних потоков восходящей (а) и нисходящей (б) радиации от балла облачности при  $\sigma = 30 \text{ км}^{-1}$ ;  $w_\lambda = 1$ ,  $D = 1 \text{ км}$ ,  $\xi_\oplus = 60^\circ$ ,  $A_s = 0$ : 1 –  $N = 0,1$ ; 2 –  $N = 0,5$ ; 3 –  $N = 0,9$

Рис. 4 иллюстрирует зависимость профилей потоков от коэффициента ослабления облаков. Отметим, что с уменьшением коэффициента ослабления происходит легко объяснимое смещение максимума потока нисходящей радиации в глубь облачного слоя.

Предполагается, что в видимой области спектра облакам присуще консервативное рассеяние (альbedo однократного рассеяния  $w_\lambda = 1$ ). Однако присутствие аэрозольных частиц, например частиц сажи, в качестве ядер конденсации может уменьшить значение  $w_\lambda$ . При наличии даже слабого поглощения облачными частицами среднее альbedo и пропускание могут существенно (на десятки процентов) уменьшиться [2]. Далее рассмотрим вертикальные профили среднего поглощения внутри облачного слоя.

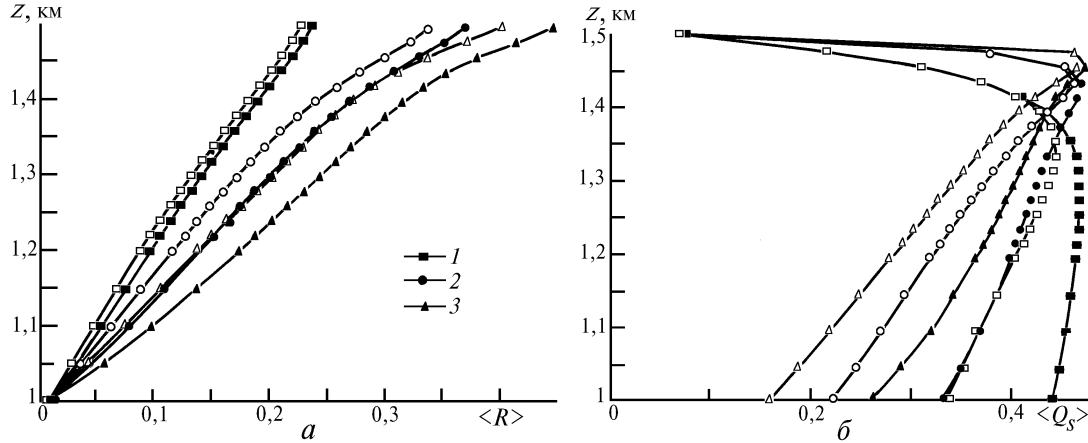


Рис. 4. Вертикальные профили потоков восходящего (а) и нисходящего (б) излучения при  $w_\lambda = 1$ ;  $N = 0,5$ ;  $D = 1$  км;  $\xi_\oplus = 60^\circ$ ;  $A_s = 0$  и различных значениях коэффициента ослабления облаков: 1 –  $\sigma = 10$  км $^{-1}$ ; 2 –  $\sigma = 30$  км $^{-1}$ ; 3 –  $\sigma = 60$  км $^{-1}$

Разобьем облачный слой на  $M$  слоев плоскостями  $z_i = \text{const}$ ;  $i = 1, \dots, M, M+1$ ;  $z_1 = H_{cl}^b$ ,  $z_{M+1} = H_{cl}^t$ . Пусть  $P(z_i, z_{i+1})$  обозначает среднее поглощение в слое  $(z_i, z_{i+1})$ . Тогда среднее поглощение  $P(z_1, z_{M+1})$  облачным слоем определяется выражением

$$P(z_1, z_{M+1}) = \sum_{i=1}^M P(z_i, z_{i+1}).$$

Относительное поглощение в пределах слоя толщиной  $(z_i, z_{i+1})$  рассчитывается по формуле

$$p_i(z) = P(z_i, z_{i+1}) / (z_{i+1} - z_i).$$

В расчетах использовалось разбиение на слои переменной толщины: 0,05 км для интервала высот 1,0–1,2 км и 0,02 км – для 1,2–1,5 км.

Среднее поглощение  $P(z_1, z_{M+1})$  облачным слоем при  $\sigma = 30$  км $^{-1}$ ,  $D = 1$  км,  $N = 0,5$  и  $A_s = 0$

$w_\lambda$	$\xi_\oplus = 0^\circ$		$\xi_\oplus = 60^\circ$	
	$St$	$Cu$	$St$	$Cu$
0,99	0,125	0,105	0,116	0,127
0,9	0,420	0,399	0,393	0,494

Очевидно, что при заданном альbedo однократного рассеяния поглощение будет возрастать при увеличении доли диффузной радиации и средней кратности рассеяния. Для слоистых облаков при увеличении зенитного угла Солнца поглощение уменьшается (табл. 1), поскольку увеличивается альbedo облачного слоя и из-за сильной вытянутости вперед индикатрисы рассеяния уменьшается, по-видимому, средняя кратность рассеяния отраженного излучения. Этот результат согласуется с расчетами [13]. Для кучевых облаков справедливо обратное соотношение, которое объясняется тем, что при больших  $\xi_\oplus$  резко возрастает доля диффузной радиации. Для  $\xi_\oplus = 0^\circ$  справедливо неравенство  $P_{St}(z_1, z_{M+1}) > P_{Cu}(z_1, z_{M+1})$ , которое обусловлено тем, что излучение, выходящее через боковые стороны кучевых облаков, имеет в среднем меньшую кратность рассеяния. При  $\xi_\oplus = 60^\circ$  эффект, связанный с увеличением в среднем до-

ли диффузной радиации, является более сильным, чем эффект, обусловленный уменьшением средней кратности рассеяния. По этой причине справедливо обратное неравенство.

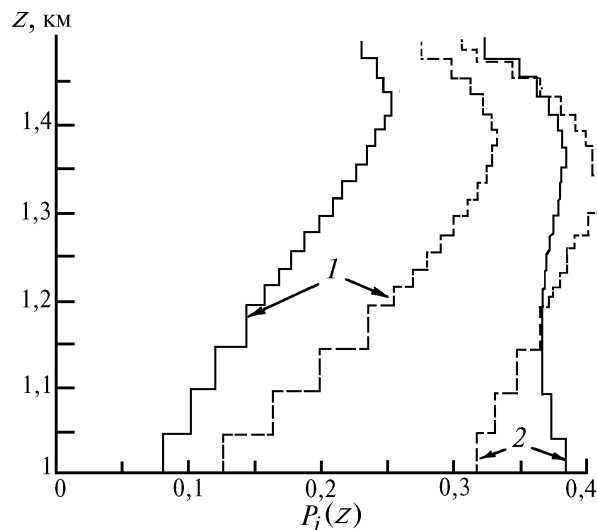


Рис. 5. Вертикальные профили поглощения  $p_i(z)$  при  $\sigma = 30 \text{ км}^{-1}$ ;  $w_\lambda = 0,99$ ;  $N = 0,5$ ;  $D = 0,25 \text{ км}$ ;  $\xi_\oplus = 0^\circ$  и различных значениях альbedo подстилающей поверхности: 1 –  $A_s = 0$ ; 2 –  $A_s = 0,8$  и типах облачности (сплошные линии – кучевые, пунктирные – слоистые облака)

При  $A_s = 0$  гистограммы  $p_i(z)$  имеют максимум в верхней части облачного слоя, положение и величина которого зависят от типа облаков (рис. 5). Положение максимумов  $p_i(z)$  и  $Q(z)$  коррелируют (см. рис. 2), поэтому можно считать, что в этой части облачного слоя наиболее интенсивно идут процессы рассеяния. При больших альbedo подстилающей поверхности  $p_i(z)$  наиболее заметно возрастает в нижней и средней частях облачного слоя и вертикальный градиент  $p_i(z)$  становится меньше, чем при  $A_s = 0$ . Это обусловлено тем, что диффузное излучение, отраженное от подстилающей поверхности и рассеянное подоблачной атмосферой, освещает нижнюю границу облаков. При увеличении  $A_s$  гистограммы  $p_{i,Cu}(z)$  возрастают сильнее, чем  $p_{i,Sl}(z)$ , так как боковые стороны большого числа кучевых облаков уменьшают средний поток прямой радиации указанного диффузного источника и, следовательно, доля рассеянного излучения в среднем увеличивается. Следует отметить, что при больших  $A_s$  гистограммы  $p_{i,Cu}(z)$  могут иметь максимум в нижней части облачного слоя.

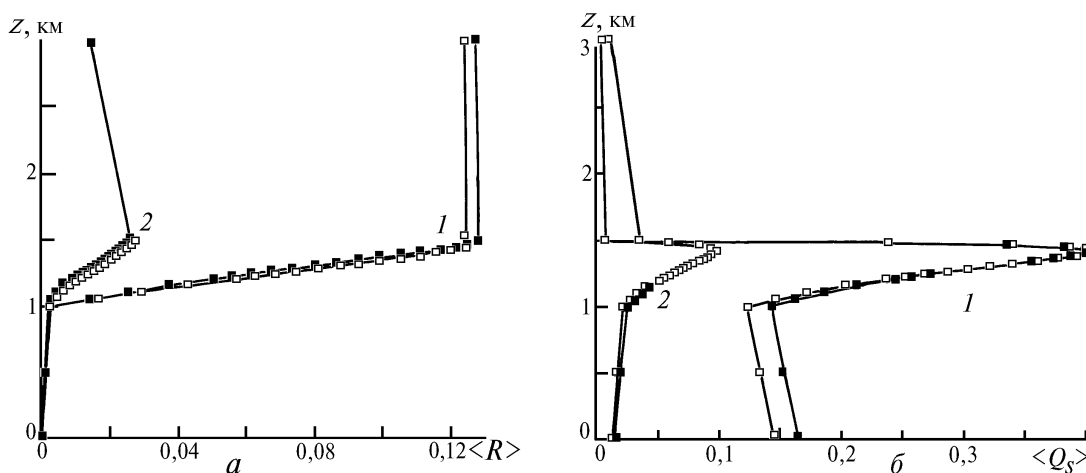


Рис. 6. Поток восходящего (а) и нисходящего (б) излучения на длине волны  $\lambda = 1,43 \text{ мкм}$  при  $\sigma = 30,89 \text{ км}^{-1}$ ;  $w_\lambda = 0,967$ ;  $N = 0,5$ ;  $D = 1 \text{ км}$ ,  $\xi_\oplus = 0^\circ$ ;  $A_s = 0$  с учетом (2) и без учета (1) поглощения водяным паром и углекислым газом

Влияние поглощения атмосферными газами на средние спектральные потоки солнечной радиации в ближней ИК-области спектра представлено на рис. 6, на котором показаны профили восходящего и нисходящего излучения на длине волны  $\lambda = 1,43$  мкм, где происходит поглощение водяным паром и углекислым газом. Поглощение газами приводит к заметному уменьшению восходящих и нисходящих потоков в надоблачной атмосфере. Наиболее сильное поглощение атмосферными газами наблюдается в облачном слое, где достаточно велика концентрация газов и за счет многократного рассеяния происходит существенное увеличение длин пробегов.

#### 4. Заключение

Показано, что при  $A_s = 0$  относительное различие между значениями восходящих потоков на верхней границе кучевых и слоистых облаков может достигать  $\approx 20\%$ . В облачном слое нисходящие потоки диффузной солнечной радиации как функции вертикальной координаты могут иметь максимум, величина и положение которого зависят от оптико-геометрических параметров облачного поля и зенитного угла Солнца. При  $\xi_{\oplus} = 60^\circ$  на нижней границе облачного слоя нисходящий поток диффузного излучения в кучевых облаках почти в 2 раза больше, чем в слоистых.

При  $A_s > 0$  излучение, отраженное подстилающей поверхностью и рассеянное подоблачной атмосферой, играет роль диффузного источника, освещающего нижнюю границу облаков и изменяющего граничные условия задачи. Это приводит к тому, что вертикальные профили радиационных потоков могут качественно отличаться от тех, которые наблюдались при  $A_s = 0$ .

Поглощение облачным слоем, причиной которого может служить присутствие в облаках аэрозольных частиц в качестве ядер конденсации, существенно зависит от типа облачности. В частности, с увеличением зенитного угла Солнца от  $0$  до  $60^\circ$  поглощение в слоистых облаках убывает, а в кучевых, наоборот, возрастает. Значение альbedo подстилающей поверхности является важным параметром, определяющим распределение поглощения внутри облачного слоя. Так, если при  $A_s = 0$  максимум поглощения отмечается в верхней части облачного слоя, то при больших значениях  $A_s$  максимальное поглощение может наблюдаться вблизи нижней границы облаков.

Эта работа частично финансирована DOE's ARM project (контракт No. 350114-A-Q1).

1. Скоринов В.Н., Титов Г.А. // Изв. АН СССР. ФАО. 1984. Т. 20. N 3. С. 263–270.
2. Титов Г.А. // Изв. АН СССР. ФАО. 1987. Т. 23. N 8. С. 851–858.
3. Титов Г.А. Статистическое описание оптического переноса излучения в облаках: Дис. докт. физ.-мат. наук (01.04.05). Томск: ИОА, 1989. 361 с.
4. Журавлева Т.Б. Статистические характеристики солнечной радиации в разорванной облачности: Дис. канд. физ.-мат. наук (05.13.16). Томск: ИОА, 1993. 158 с.
5. Ellingson R.G., J. Ellis, and S. Fels // J. Geophys. Res. 1991. 96(D5). P. 8929–8954.
6. Fouquart Y., Bonnel B., and Ramaswamy V. // J. Geophys. Res. 1991. 96 (D5). P. 8955–8968.
7. Зуев В.Е., Креков Г.М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 256 с.
8. Голубицкий Б.М., Москаленко Н.И. // Изв. АН СССР. ФАО. 1968. Т. 4. N 3. С. 346–359.
9. Москаленко Н.И. // Изв. АН СССР. ФАО. 1969. Т. 5. N 11. С. 1179–1190.
10. Филиппов В.А. // Изв. АН СССР. ФАО. 1973. Т. 9. N 7. С. 774–775.
11. Зуев В.Е., Комаров В.С. Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 264 с.
12. Titov G.A., Zhuravleva T.B. and Zuev V.E. Mean radiation fluxes in the near IR spectral range: algorithms for calculation. 1994 (in press).
13. Davies R., Ridgway W.L. and Kim K.-E. // J. Atmos. Sci. 1984. V. 41. N 13. P. 2126–2137.

Институт оптики атмосферы  
СО РАН, Томск

Поступила в редакцию  
13 апреля 1994 г.

T.B. Zhuravleva, S.Yu. Popov, and G.A. Titov. **Mean Shortwave Radiative Fluxes in Broken Clouds.**

Influence of the random cloud field geometry upon mean upward and downward fluxes of shortwave solar radiation at different atmospheric levels is assessed. It is shown that (1) relative differences in the mean fluxes at the cloud field boundaries between stratus and cumulus clouds can reach tens of percents; (2) vertical profiles of radiative fluxes may qualitatively differ within clouds, depending on the underlying surface albedo value; (3) absorption of the cloud layer due to aerosol particles, acting as condensation nuclei, strongly depends on cloud type and solar zenith angle.