

Е.И. Касьянов, Г.А. Титов

ВЛИЯНИЕ РАССЕЯНИЯ НА ПЕРЕНОС ДЛИННОВОЛНОВОЙ РАДИАЦИИ В РАЗОРВАННОЙ ОБЛАЧНОСТИ

Рассматривается перенос ИК излучения в разорванной облачности. Получена и решена система уравнений для средней интенсивности длинноволновой радиации с учетом рассеяния. Исследовано влияние рассеяния на яркостную температуру системы «облачное поле—подстилающая поверхность». Показано, что при $\tau > 15-20$ и $\xi < 60-70^\circ$ рассеяние в облаках можно не учитывать, а облака считать абсолютно черными излучателями.

Построение реалистичных моделей переноса оптического излучения в земной атмосфере необходимо для успешного решения задач прогноза погоды, теории лазерного зондирования и т. д. В последнее время одной из актуальных проблем теории переноса становится задача адекватного описания радиационных характеристик и полей яркости облачных полей со стохастической геометрией. Корректное решение задачи возможно, на наш взгляд, лишь на основе стохастического уравнения переноса, после усреднения которого по ансамблю облачных полей получены и решены уравнения для среднего, дисперсии и корреляционной функции интенсивности коротковолнового излучения [1, 2].

Уравнения для средней интенсивности длинноволновой радиации выведены в [3], где также исследована без учета поглощения аэрозолями и атмосферными газами зависимость соответствующей яркостной температуры от параметров облачного поля и условий наблюдений. При выводе считалось, что рассеянием радиации в облаках можно пренебречь. В связи с этим естественно возникает вопрос о границах применимости указанного приближения.

Цель данной работы — исследование влияния рассеяния на поле яркости излучения, моделируемого разорванной облачностью, и определение условий, при которых рассеяние тепловой радиации в облаках можно не учитывать.

Метод решения. Рассмотрим декартову систему координат $OXYZ$. Предположим, что атмосфера находится в состоянии локального термодинамического равновесия, горизонтально однородна (за исключением облачного слоя) имеет температуру $T(z)$ и коэффициент аэрозольного и газового поглощения $\alpha(z)$. Подстилающая поверхность является абсолютно черным излучателем при температуре $T_s = T(0)$. Облачность занимает слой Λ : $h \leq z \leq H$, в пределах которого будем учитывать взаимодействие излучения только с облачным веществом, т. е. $\alpha(z) = 0$ при $z \in \Lambda$. Оптические характеристики облаков задаются в виде случайных скалярных полей коэффициента ослабления $\sigma\kappa(\mathbf{r})$, альbedo однократного рассеяния $\lambda\kappa(\mathbf{r})$ и индикатрисы рассеяния $g(\omega, \omega')\kappa(\mathbf{r})$, $\omega = (a, b, c)$ — единичный вектор направления. Здесь $\kappa(\mathbf{r})$ — случайное индикаторное поле, которое будем моделировать на основе пуассоновских точечных процессов на двух координатных осях OX и OY [1, 4]. Такое облачное поле статистически однородно и неизотропно, отдельные облака имеют форму параллелепипедов одинаковой высоты $\Delta H = H - h$ и экспоненциальную функцию распределения по размерам вдоль каждой из координатных осей. Первые два момента $\kappa(\mathbf{r})$ выражаются через безусловную p и условную $V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ вероятности наличия облаков

$$\begin{aligned} \langle \kappa(\mathbf{r}) \rangle &= p, \quad \langle \kappa(\mathbf{r}_1) \kappa(\mathbf{r}_2) \rangle = pV(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2); \\ V(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) &= V(z_1, z_2, \omega) = (1-p) e^{-A(\omega) \frac{|z_1 - z_2|}{|c|}} + p; \\ A(\omega) &= A(|a| + |b|), \end{aligned}$$

где $A = [1,65(N - 0,5)^2 + 1,04]/D$; $N = p$ — балл облачности; D — характерный (средний) размер облаков.

В пределах Λ случайная монохроматическая интенсивность $I(\mathbf{r}, \omega)$ удовлетворяет стохастическому уравнению переноса

$$\begin{aligned} \omega \nabla I(\mathbf{r}, \omega) + \sigma\kappa(\mathbf{r}) I(\mathbf{r}, \omega) &= \\ = \lambda\sigma \int_{4\pi} g(\omega, \omega') \kappa(\mathbf{r}) I(\mathbf{r}, \omega') d\omega' + (1-\lambda) \sigma\kappa(\mathbf{r}) B(z) \end{aligned} \quad (1)$$

с граничными условиями

$$I^\uparrow(h, \omega) = \frac{1}{c} \int_0^h B(\xi) \alpha(\xi) \beta(h, \xi, \omega) d\xi + B(0) \beta(h, 0, \omega), \quad c > 0; \quad (2)$$

$$I^\downarrow(H, \omega) = \frac{1}{|c|} \int_H^{H_0} B(\xi) \alpha(\xi) \beta(\xi, H, \omega) d\xi, \quad c < 0,$$

где $B(z) = B(T(z))$ — функция Планка; H_0 — высота верхней границы атмосферы, $\beta(z, t, \omega) = \exp\left\{-\frac{1}{|c|} \int_t^z \alpha(\eta) d\eta\right\}$, $z \geq t$.

В отличие от видимой и ближней ИК-области спектра функция источника уравнения (1) содержит дополнительное слагаемое, описывающее собственное излучение облаков. Это обстоятельство не приводит к принципиальным трудностям и позволяет применять при выводе и решении уравнений для средней интенсивности длинноволнового излучения идеи и методы, используемые в коротковолновой области спектра. Последние достаточно подробно изложены в ряде работ (см. [1] и библиографию к ней), поэтому мы будем пропускать промежуточные, весьма громоздкие выкладки и ограничимся лишь конечными формулами.

Используя формулу для расщепления корреляции [1, 4], после усреднения (1) по ансамблю $\kappa(\mathbf{r})$ получим замкнутую систему уравнений

$$\begin{aligned} \langle I(z, \omega) \rangle &= \frac{\sigma p}{|c|} \int_{E_z} d\xi \left\{ \lambda \int_{4\pi} g(\omega, \omega') U(\xi, \omega') d\omega' - \right. \\ &\left. - U(\xi, \omega) + (1 - \lambda) B(\xi) \right\} + I_z(\omega), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} U(z, \omega) &= \frac{\sigma}{|c|} \int_{E_z} V(z, \xi, \omega) d\xi \left\{ \lambda \int_{4\pi} g(\omega, \omega') U(\xi, \omega') d\omega' - \right. \\ &\left. - U(\xi, \omega) + (1 - \lambda) B(\xi) \right\} + I_z(\omega), \end{aligned} \quad (4)$$

$$E_z = \begin{cases} (h, z), & c > 0, \\ (z, H), & c < 0, \end{cases} \quad I_z(\omega) = \begin{cases} I^\uparrow(h, \omega), & c > 0, \\ I^\downarrow(H, \omega), & c < 0, \end{cases}$$

где $pU(z, \omega) = \langle \kappa(\mathbf{r}) I(\mathbf{r}, \omega) \rangle$, а угловые скобки означают среднее по ансамблю. Из-за однородности граничных условий и статистической однородности модельного облачного поля функции $\langle I \rangle$ и U не зависят от X и Y . В длинноволновой, так же как и в коротковолновой, области спектра средняя интенсивность инвариантна относительно двух параметров: $\tau = \sigma \Delta H$ и $\gamma = \Delta H / D$. Формальное решение уравнения (4), которое можно получить с помощью преобразования Лапласа, имеет вид

$$U(z, \omega) = \frac{\lambda}{|c|} \int_{E_z} d\xi \int_{4\pi} \sum_{i=1}^2 D_i \lambda_i e^{-\lambda_i \frac{|z-\xi|}{|c|}} g(\omega, \omega') U(\xi, \omega') d\omega' + \Psi(z, \omega); \quad (5)$$

$$\Psi(z, \omega) = I_z(\omega) v(\tilde{z}) + \frac{(1-\lambda)}{|c|} \int_{E_z} \sum_{i=1}^2 D_i \lambda_i e^{-\lambda_i \frac{|z-\xi|}{|c|}} B(\xi) d\xi; \quad (6)$$

$$v(\tilde{z}) = \sum_{i=1}^2 D_i e^{-\lambda_i \tilde{z}}, \quad \tilde{z} = \begin{cases} (z-h)/c, & c > 0, \\ (z-H)/c, & c < 0; \end{cases} \quad (7)$$

$$\lambda_{1,2} = \frac{\sigma + A(\omega)}{2} \mp \frac{\sqrt{(\sigma + A(\omega))^2 - 4A(\omega)p\sigma}}{2},$$

$$D_1 = \frac{\lambda_2 - \sigma}{\lambda_2 - \lambda_1}, \quad D_2 = 1 - D_1. \quad (8)$$

После подстановки (5) в (3) поменяем порядок интегрирования и выполним интегрирование по одной из переменных

$$\langle I(\mathbf{z}, \omega) \rangle = \frac{\lambda \sigma p}{|c|} \int_{\tilde{E}_z} d\xi \int_{4\pi} \sum_{i=1}^2 D_i e^{-\lambda_i \frac{|z-\xi|}{|c|}} g(\omega, \omega') U(\xi, \omega') d\omega' + \varphi(\mathbf{z}, \omega), \quad (9)$$

$$\varphi(\mathbf{z}, \omega) = I_z(\omega) j(\tilde{\mathbf{z}}) + \frac{(1-\lambda) \sigma p}{|c|} \int_{\tilde{E}_z} \sum_{i=1}^2 D_i e^{-\lambda_i \frac{|z-\xi|}{|c|}} B(\xi) d\xi, \quad (10)$$

$$j(\tilde{\mathbf{z}}) = \sigma p \sum_{i=1}^2 \frac{D_i}{\lambda_i} e^{-\lambda_i \tilde{z}}, \quad (11)$$

где $\varphi(\mathbf{z}, \omega)$ имеет смысл средней интенсивности нерассеянной радиации, проходящей через плоскость z в направлении ω . Отметим, что в предельном случае $\lambda \rightarrow 1$ уравнения (5), (9) совпадают с соответствующими уравнениями, полученными для видимой солнечной радиации [5].

Переходя в (5) к интегрированию по объему, получим

$$U(\mathbf{x}) = \int_X \kappa(\mathbf{x}', \mathbf{x}) U(\mathbf{x}') d\mathbf{x}' + \Psi(\mathbf{x}), \quad (12)$$

$$\kappa(\mathbf{x}, \mathbf{x}') = \frac{\lambda g(\omega, \omega') \sum_{i=1}^2 D_i \lambda_i e^{-\lambda_i |\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^2} \delta\left(\frac{\mathbf{r}-\mathbf{r}'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} - \omega\right), \quad (13)$$

где X — фазовое пространство координат и направлений, $\mathbf{x} = (\mathbf{r}, \omega)$, $\Psi(\mathbf{x})$ определяется формулой (6).

Рассмотрим алгоритм оценки методом Монте-Карло средней интенсивности $\langle I(z_*, \omega_*) \rangle$ излучения, проходящего через плоскость $z = z_*$ в направлении $\omega = \omega_*$. Поскольку приемник задан в одной точке, а источник распределен во всем пространстве X , то для расчета $\langle I(z_*, \omega_*) \rangle$ будем использовать метод сопряженных блужданий (траекторий) [6]. В рамках данного метода траектории моделируются из точки $(\mathbf{r}_* = (0, 0, z_*))$ с начальным направлением — ω_* . Начальная и переходная плотности вероятности, а также случайный вспомогательный вес определяются выражениями, аналогичными приведенным в [5]. Для оценки $\langle I(z_*, \omega_*) \rangle$ необходимо осреднять по всем точкам \mathbf{x}_n столкновений (после моделирования нового направления) величину $\Psi(\mathbf{x}_n)$. Вклад в $\langle I(z_*, \omega_*) \rangle$ радиации, приходящей без рассеяния от облаков, подстилающей поверхности, над- и подоблачной атмосферы, вычисляется по формуле (10).

Результаты расчетов. Оптические характеристики соответствуют облаку C_1 [7] и длине волны 10 мкм. Для простоты не будем учитывать влияния аэрозольно-газовой атмосферы ($\alpha(z) = 0$ при $0 < z < H_0$), а облака будем считать изотермичными при температуре T_c . Тогда из (2), (6) следует, что

$$\Psi(\mathbf{z}, \omega) = I_z(\omega) v(\tilde{\mathbf{z}}) + (1-\lambda) B_c [1 - v(\tilde{\mathbf{z}})], \quad (14)$$

$I_z(\omega) = B_s$ при $c > 0$ и $I_z(\omega) = 0$ при $c < 0$, $B_s = B(T_s)$, $B_c = B(T_c)$. Запишем $\langle I(z, \omega) \rangle = \varphi(z, \omega) + i(z, \omega)$, где i — средняя интенсивность диффузного излучения. Согласно (10)

$$\varphi(\mathbf{z}, \omega) = I_z(\omega) j(\tilde{\mathbf{z}}) + (1-\lambda) B_c [1 - j(\tilde{\mathbf{z}})], \quad (15)$$

а $i(z, \omega) = i_s(z, \omega) + i_c(z, \omega)$, где i_c и i_s — средние интенсивности диффузной радиации, формирующейся за счет излучения облаков и подстилающей поверхности.

Средняя интенсивность $\langle I_0(z, \omega) \rangle$ излучения, переносимого в нерассеивающих ($\lambda = 0$) облаках, определяется формулой [3]

$$\langle I_0(\mathbf{z}, \omega) \rangle = I_z(\omega) j(\tilde{\mathbf{z}}) + B_c [1 - j(\tilde{\mathbf{z}})]. \quad (16)$$

В случае нерассеивающих облаков подстилающая поверхность дает вклад лишь в восходящую ($c > 0$) радиацию, который полностью учитывается в функции φ . При учете эффектов рассеяния излучение

подстилающей поверхности может давать заметный вклад как в восходящую, так и нисходящую ($c < 0$) рассеянную радиацию, что может быть одной из основных причин различий между $\langle I_0 \rangle$ и $\langle I \rangle$. Из (11), (16) следует, что при отсутствии температурной инверсии $\langle I_0(z, \omega) \rangle$ как функция зенитного угла наблюдения $\xi = \arccos|c|$ является убывающей для восходящей и возрастающей для нисходящей длинноволновой радиации. Из (15), (16) получим

$$\Delta I(z, \omega) = \langle I_0(z, \omega) \rangle - \langle I(z, \omega) \rangle = \lambda B_c [1 - j(\tilde{z})] - i(z, \omega), \quad (17)$$

где первый член характеризует уменьшение из-за рассеяния средней интенсивности прямого излучения от облаков.

Обозначим соответствующие $\langle I_0 \rangle$ и $\langle I \rangle$ яркостные температуры через T_0 и T . Значение $\Delta T = T_0 - T$ дает ошибку в определении яркостной температуры системы «облачное поле – подстилающая поверхность» за счет неучета рассеивающих свойств облаков в инфракрасной области спектра. Исследуем зависимость от зенитного угла наблюдения, оптических и геометрических характеристик облачности величины ΔT , вычисленной для восходящего (\uparrow) и нисходящего (\downarrow) на границах облачного поля излучения. Расчеты выполнены при $T_s = 290^\circ\text{K}$, $T_c = 255^\circ\text{K}$, $\Delta H = 1$ км и равно нулю азимутальном угле, отсчитываемом от плоскости XOZ ; значения остальных параметров задачи указаны в подписях к рисункам. Следует отметить, что для заданных температур интенсивности излучения абсолютно черной подстилающей поверхности и элементарного объема облаков отличаются почти в 2 раза.

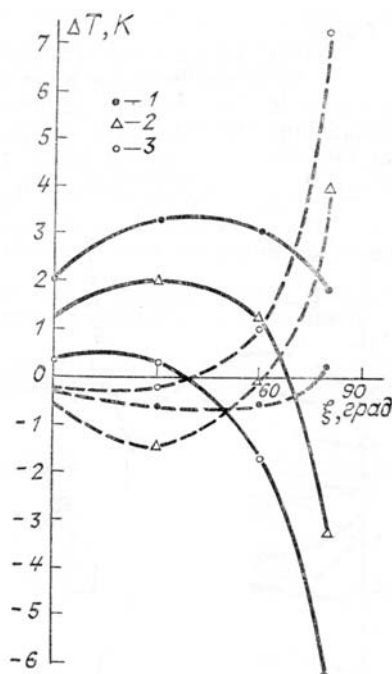


Рис. 1. Влияние зенитного угла наблюдения ξ и балла облачности N на величину ΔT при $\gamma = 1$, $\tau = 10$ и значениях $N=0,1$ (1), $0,5$ (2), $0,9$ (3). Здесь и на рис. 2, 3 сплошные кривые – нисходящее излучение ($c < 0$, $z = h$), штриховые – восходящее излучение ($c > 0$, $z = H$)

Зависимость ΔT от ξ и N представлена на рис. 1. Для нисходящего излучения возрастание N приводит, с одной стороны, к увеличению вклада облаков в прямую радиацию, регистрируемую приемником, и возрастанию значения $\lambda B_c [1 - j(\tilde{z})]$. С другой стороны, в среднем увеличивается рассеянная облаками радиация, а при больших N существенную роль начинает играть радиационное взаимодействие облаков [1], способствующее возрастанию в среднем доли отраженного облачным слоем излучения, приходящего от более теплой поверхности. Эти факторы имеют разные знаки (17) и с ростом N прежде всего за счет отраженной облаками радиации, излучаемой поверхностью, $i_s^\downarrow(h, \omega)$ увеличивается быстрее, чем $\lambda B_c [1 - j(\tilde{z})]$, поэтому при всех углах наблюдения ΔT^\downarrow уменьшается. При $N \rightarrow 0$, а для оптически толстых облаков и при $N \rightarrow 1$ вклад $i_s^\uparrow(H, \omega)$ рассеянного облаками излучения подстилающей поверхности в $i^\uparrow(H, \omega)$ стремится к нулю. Это означает, что $i_s^\uparrow(H, \omega)$ является немонотонной функцией N , чем объясняется более сложная зависимость ΔT^\uparrow от балла.

Из постановки задачи и сделанных выше предположений следует, что без учета радиации, излучаемой подстилающей поверхностью, $i_s^\downarrow(H, -\omega) = i_s^\uparrow(H, \omega)$ и согласно (17) выполняется $\Delta T^\downarrow = \Delta T^\uparrow$. В действительности же около зенита $\Delta T^\downarrow > 0$, тогда как вблизи горизонта $\Delta T^\downarrow < 0$, а для ΔT^\uparrow справедливо обратное (рис. 1). Такое изменение знака неравенств и различие между ΔT^\uparrow и ΔT^\downarrow обусловлены влиянием радиации, приходящей от поверхности. Из-за сильной вытянутости вперед индикатрисы рассеяния эта радиация, выходящая в процессе многократного рассеяния через вершины и боковые стороны облаков, способна значительно увеличить среднюю интенсивность восходящего рассеянного излучения. При наличии поглощения ($\lambda = 0,638$) существенная роль боковых сторон в формировании $i_s^\uparrow(H, \omega)$ обусловлена также тем, что выходящее через них излучение испытывает в среднем меньше актов рассеяния, чем выходящее через вершины облаков. Средняя интенсивность $i_s^\uparrow(H, \omega)$ максимальна при значениях $\xi \leq 50-60^\circ$, когда излучение может приходить с вершин и боковых сторон облаков, а при больших ξ и N резко убывает из-за быстрого увеличения средней оптической толщины вдоль такого направления наблюдения и, следовательно, из-за значительного уменьшения (за счет поглощения и рассеяния) вероятности прохождения излучения подстилающей поверхности через облачное поле. Этим объясняется угловая зависимость ΔT^\uparrow . Для нисходящей радиации $i_s^\downarrow(h, \omega)$ достигает максимального значения вблизи горизонта, что приводит к уменьшению ΔT^\downarrow при больших ξ .

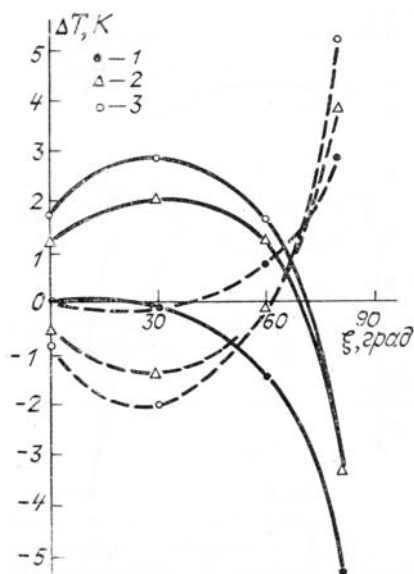


Рис. 2. Зависимость величины ΔT от зенитного угла наблюдения ξ и параметра $\gamma = \Delta H/D$ при $N = 0,5$, $\tau = 10$ и значениях $\gamma = 0$ (1), 1 (2), 2 (3)

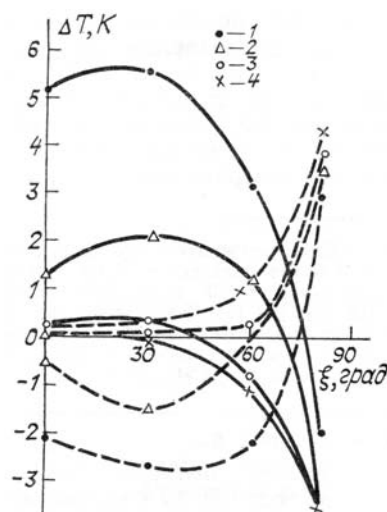


Рис. 3. Влияние зенитного угла наблюдения ξ и оптической толщины τ на величину ΔT при $N = 0,5$, $\gamma = 1$ и значениях $\tau = 5$ (1), 10 (2), 40 (3), 100 (4)

Влияние изменчивости ограниченных горизонтальных размеров облаков на формирование поля длинноволновой радиации иллюстрирует рис. 2. При фиксированной геометрической толщине облаков с уменьшением $\gamma = \Delta H/D$ в среднем уменьшается количество отдельных облаков в облачном поле, поэтому уменьшается относительная роль боковых сторон облаков в формировании поля яркости излучения, модулируемого разорванной облачностью. При $\gamma = 0$ для оптически толстых облаков ($\tau \sim 10$ и больше) выполняется $i_s^\uparrow(z, \omega) \ll i_c(z, \omega)$ и восходящая диффузная радиация $i_s^\uparrow(H, \omega)$ формируется практически только за счет излучения облаков, а радиация от поверхности почти полностью поглощается и отражается облачным слоем. В асимптотике $\gamma \rightarrow 0$ параметр $A(\omega) \sim \frac{1}{D} \rightarrow 0$ и условная вероятность $V(z, \xi, \omega) \rightarrow 1$, а из (3), (4) следует

$$\langle I(z, \omega) \rangle = N \tilde{I}(z, \omega) + (1 - N) I_z(\omega), \quad (18)$$

где $\tilde{I}(z, \omega)$ — интенсивность длинноволновой радиации в сплошном однородного облачном слое с коэффициентом ослабления σ . Для облаков слоистых форм максимальные значения $\gamma \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ [8] и формула (18) хорошо описывает поля яркости слоистой облачности, частично покрывающей интересующую нас область пространства. Если при оценке влияния рассеяния на перенос тепловой радиации пренебречь конечными горизонтальными размерами кучевых облаков ($\gamma \sim 0,5 - 2,0$ [8]), то при заданных параметрах задачи это приводит к ошибкам, превышающим 1К (рис. 2, кривые 1 и 2, 3).

Начиная с некоторого значения оптической толщины, дальнейшее ее увеличение при наличии поглощения облачными частицами приводит к уменьшению влияния конечных горизонтальных размеров облаков на поле яркости, так как при этом происходит уменьшение геометрических размеров области, формирующей радиационное поле, выходящее через боковые стороны отдельных облаков. В этом смысле увеличение τ эквивалентно возрастанию D , что подтверждается расчетами, представленными на рис. 3. Если за критерий точности взять 1К, то вблизи горизонта $\xi > 60-70^\circ$ эффекты рассеяния нужно учитывать при любой оптической толщине кучевых облаков, тогда как для $\xi < 60-70^\circ$ рассеивающими свойствами облаков можно пренебречь при $\tau > 15-20$. В этом случае согласно (16) средняя интенсивность определяется функцией $j(\bar{z})$, которая при таких больших оптических толщинах линейно зависит от вероятности закрытости направления наблюдения облаками. Следовательно, при $\tau > 15-20$ и $\xi < 60-70^\circ$ можно не только пренебречь рассеянием в облаках, но и рассматривать их как абсолютно черные излучатели, что существенно упрощает исследование статистики интенсивности длинноволновой радиации при кучевой облачности.

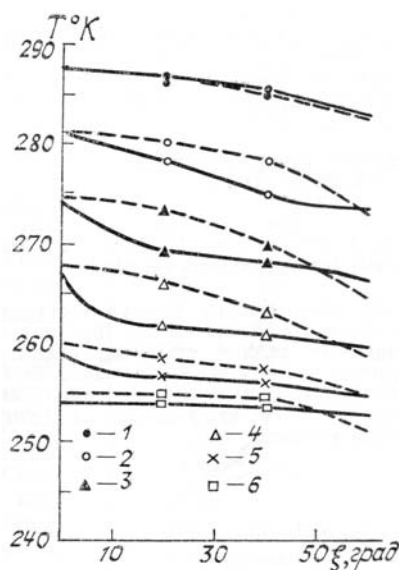


Рис. 4. Зависимость яркостной температуры рассеивающих облаков от зенитного угла наблюдения ξ , балла облачности N и модели облачного поля при $\gamma = 1$, $\tau = 10$ и значениях $N = 0,1$ (1), $0,3$ (2), $0,5$ (3), $0,7$ (4), $0,9$ (5), 1 (6). Сплошные кривые — [9], штриховые — разорванная облачность

В работе [9] рассматривается модель облачного поля в виде совокупности регулярно расположенных в пространстве облаков, имеющих форму параллелепипедов и одинаковые размеры. Уравнение переноса радиации в такой трехмерной неоднородной детерминированной среде решается с помощью модифицированного двухпоточкового приближения [10, 11]. При задании граничных условий, приближенно учитывающих многократное рассеяние между облаками, делается предположение об однородности и изотропности излучения, выходящего через боковые стороны облаков. С целью оценки влияния стохастичности облачного поля на среднюю интенсивность восходящей радиации на рис. 4 приведены яркостные температуры, рассчитанные при одинаковых в среднем параметрах задачи для двух моделей поля кучевых облаков. Если при малых и больших баллах облачности различия между яркостными температурами незначительны, то при $0,3 \leq N \leq 0,7$ они могут достигать 5К и с ростом N максимальное отклонение смещается в сторону меньших зенитных углов наблюдения.

Таким образом, для длинноволновой области спектра оценено влияние рассеяния на формирование поля яркости разорванной облачности. Показано, что рассеяние можно не учитывать лишь в случае оптически плотных кучевых облаков с $\tau > 15-20$ и при зенитных углах наблюдения $\xi < 60-70^\circ$. Для указанных значений τ и ξ ошибка в определении яркостной температуры, обусловленная пренебрежением эффектов рассеяния, не превышает 1К. Полученные результаты могут быть использованы, например, при корректной оценке искажающего влияния облачного поля в задаче оптического зондирования из космоса температуры поверхности океана.

1. Титов Г. А. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 4. С. 3.
2. Журавлева Т. Б., Титов Г. А. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 10. С. 79–87.
3. Zuev V. E., Zhuravleva T. V., Titov G. A. // J. Geophys. Res. 1987. V. D92. P. 5533
4. Титов Г. А. // Изв. АН СССР. ФАО. 1985. Т. 21. № 9. С. 940.
5. Скоринов В. Н., Титов Г. А. Методы и алгоритмы статистического моделирования. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР. 1983. С. 91.

6. Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А. и др. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, 1976. 283 с.
7. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 290 с.
8. Радиация в облачной атмосфере /Под ред. Е.М. Фейгельсон. Л.: Гидрометеиздат, 1981. 280 с.
9. Harshvardhan and Weinman J. A. //J. Atmos. Sci. 1982. V. 39. № 3. P. 431.
10. Davies R. //J. Atmos. Sci. 1978. V. 35. № 9. P. 1712.
11. Harshvardhan, Weinman J. A., Davies R. //J. Atmos. Sci. 1981. V. 38. № 11. P. 2500.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию
24 октября 1988 г.

E. I. Kasianov, G. A. Titov. The Scattering Effects Influence on IR-Radiation Transfer through Broken Clouds.

Radiation transfer through broken clouds is discussed. The system of equations was derived and solved for the case of longwave radiation of moderate intensity, taking into account scattering effects. The influence of scattering effects on the brightness temperature of the cloud field-ground system was investigated. It is shown in this paper that at optical depth of clouds more than 15 to 20 and viewing angles below 60° to 70° one can neglect light scattering by clouds and consider the clouds as black emitters.