

РАССЕЯНИЕ И ПЕРЕНОС ОПТИЧЕСКИХ ВОЛН В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

УДК 551.521

Д.А. Зимин, Г.А. Титов

СРЕДНИЕ ПОТОКИ И ПОЛЯ ЯРКОСТИ В СТАТИСТИЧЕСКИ ОДНОРОДНОЙ РАЗОРВАННОЙ ОБЛАЧНОСТИ

Исследуется чувствительность статистических характеристик солнечного излучения, модулированного статистически однородной кучевой облачностью, к вариациям геометрической формы оснований облаков. Показано, что при совпадении вероятностей закрытости Солнца облаками средние потоки и поля яркости, рассчитанные в 4-х различных моделях облаков, слабо зависят от конфигурации основания отдельных облаков.

Введение

При статистическом описании переноса излучения в облаках основное значение имеет задача построения оптической модели облачных полей со случайной геометрией (разорванная облачность). В простейших моделях отдельные облака аппроксимируются элементарными геометрическими фигурами (цилиндры, усеченные параболоиды, сферы и т.д.). Чтобы получить близкие к реальным облакам конфигурации, разрабатываются и более сложные модели, основанные на суммировании случайных гауссовских полей [1], построение облаков заданной фрактальной размерности с использованием n -шаговых каскадных процессов [2, 3] по результатам анализа спутниковых данных [4–6] и др. Однако построение численных реализаций таких модельных облачных полей, как правило, очень трудоемко и требует больших затрат компьютерного времени. В то же время экспериментальных данных о вертикальной геометрической структуре облаков пока недостаточно для построения адекватных статистически неоднородных моделей разорванной облачности. Поэтому практические задачи обычно решаются в предположении статистической однородности облачного поля.

В настоящее время существует ряд математических моделей статистически однородной разорванной облачности, в которых облака аппроксимируются цилиндрами одинаковой высоты и с основанием различной формы. Из-за подобной неопределенности в моделировании возникает вопрос: насколько чувствительны средние потоки и поля яркости статистически однородных облачных полей к вариациям геометрической формы основания отдельных облаков? Для того чтобы в какой-то степени ответить на него, ниже приведены результаты сравнения средних лучистых потоков и полей яркости, полученных в 4-х моделях статистически однородной разорванной облачности.

Модели статистически однородных облачных полей

Облачность задается в слое $\Lambda: 0 \leq z \leq H$ в виде случайных скалярных полей коэффициента ослабления $\sigma k(\mathbf{r})$, вероятности выживания кванта $\lambda k(\mathbf{r})$, и индикатрисы рассеяния $g(\vec{\omega}, \vec{\omega}') k(\mathbf{r})$; $\mathbf{r} = (x, y, z)$, $\vec{\omega}$ – единичный вектор, $k(\mathbf{r})$ – случайное индикаторное поле:

$$k(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1, & \mathbf{r} \in G, \\ 0, & \mathbf{r} \notin G, \end{cases}$$

где G – случайное множество точек в Λ , в которых присутствует облачное вещество.

Во всех рассматриваемых ниже моделях облака представляют собой цилиндры высотой H с различной конфигурацией оснований. Входными параметрами являются балл облачности N и средний (или некоторый эффективный) горизонтальный размер (диаметр) \bar{D} .

Пространственное распределение динамически не взаимодействующих кучевых облаков, образующее горизонтально однородное облачное поле, можно считать распределением Пуассона. Такое допущение хорошо согласуется с данными радарных измерений [7] и позволяет получать простые соотношения, связывающие параметры моделей с экспериментально определяемыми характеристиками облачности. В плоскости $z = 0$ по закону Пуассона $P(m) = (\bar{m})^m / m! \exp(-\bar{m})$ выберем m точек и распределим их равномерно в круге радиусом R , где $\bar{m} = \nu S$ – среднее число точек, попадающих в площадь $S = \pi R^2$. Значение R можно всегда выбрать достаточно большим, чтобы при решении практических задач можно было пренебречь конечными размерами области, в которой моделируется облачное поле. Полученный пространственный пуассоновский поток точек $\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_m$ определяет геометрические центры облачных оснований. Индикаторная функция $k(\mathbf{r})$ определяется выражением

$$k(\mathbf{r}) = \bigcup_{i=1}^m q(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i), \quad q(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) = \begin{cases} 1, & \mathbf{r} \in A_i, \\ 0, & \mathbf{r} \notin A_i, \end{cases}$$

где A_i – множество точек, принадлежащих выпуклой геометрической фигуре Γ с центром в \mathbf{r}_i , аппроксимирующей отдельное облако; q – индикаторная функция множества A_i . Рассмотрим две модели на пространственных пуассоновских потоках точек.

Модель 1. Облачность моделируется на основе случайных мозаик [8], представляющих собой совокупность выпуклых ограниченных многоугольников, которые, не пересекаясь, покрывают пространство.

Случайные мозаики генерируются пространственным пуассоновским потоком точек $\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_m$ по следующему правилу: клетка C_i содержит все точки пространства, ближайšie к \mathbf{r}_i (по сравнению с другими точками $\mathbf{r}_j, i \neq j$). Тогда почти наверное C_i будет выпуклым многоугольником, т.к. образован пересечением нескольких прямых. В качестве характерного горизонтального размера мозаики будем использовать эквивалентный диаметр $D^{\text{экв}}$ – диаметр круга, площадь которого равна средней площади случайной мозаики. Среднее число облачных центров ν на единицу площади рассчитывается из соотношения $\pi R^2 = \nu \pi (D^{\text{экв}})^2 / 4$. Значение индикаторной функции $k(\mathbf{r})$ определяется независимо для каждой клетки. Цилиндр высотой H со случайной мозаикой C_i в основании является облаком с вероятностью N и безоблачным промежутком с вероятностью $1 - N$.

Модель 2. Облака аппроксимируются цилиндрами с кругами диаметром D в основании, центры которых распределены в одной плоскости по закону Пуассона со средней плотностью

$$\nu = -4 \ln(1 - N) / \pi D^2.$$

Вероятность закрытости направления визирования (она будет использоваться в дальнейшем) определяется выражением [9]

$$N_2(\theta) = 1 - \exp[-\nu(\pi(D^2/4) + DH \tan(\theta))]. \quad (1)$$

Выборочные реализации облачных полей описанных моделей, построенных на основе пуассоновских ансамблей точек в пространстве, показаны на рис. 1 и 2.

Как уже отмечалось, в моделях 1, 2 облачное поле строится в конечной цилиндрической области, которая должна быть достаточно велика, т.к. частые вылеты фотонов за ее пределы могут существенно исказить результат вычислений. Однако с увеличением горизонтальных размеров области моделирования значительно возрастает трудоемкость построения численных реализаций облачного поля и моделирования траекторий фотонов. Общего правила определения оптимального размера области не существует, обычно он подбирается эмпирически. В [10] на основании многочисленных результатов расчетов предложено использовать значения $R = 2H \div 3H$.

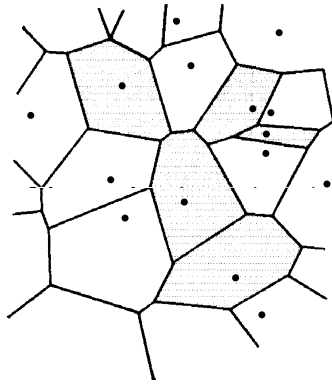


Рис. 1. Случайные мозаики: точки – центры клеток, облака – заштрихованные случайные многоугольники

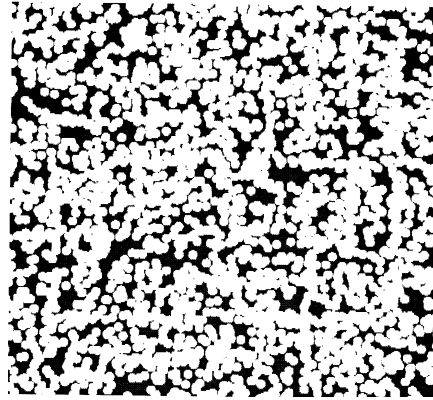


Рис. 2. Выборочная реализация облачного поля, построенного на пространственном пуассоновском потоке точек в области 25×25 км, $D = 0,5$ км

Модель 3 строится на пуассоновских потоках точек на прямых. В плоскости $z = 0$ в пределах прямоугольника $[0, X] \times [0, Y]$ индикаторное поле $k(\mathbf{r})$ задается следующим образом.

1) На координатных осях независимо строятся стационарные пуассоновские потоки точек с корреляционными функциями $B(x) = \exp(-A_x x)$, $B(y) = \exp(-A_y y)$, A_x, A_y – среднее число точек на единицу длины.

2) Для каждого прямоугольника $[x_{i-1}, x_i] \times [y_{i-1}, y_i]$ выбирается свое независимое значение $k(\mathbf{r})$ в соответствии с функцией распределения $N \delta(k(\mathbf{r}) - 1) + (1 - N) \delta(k(\mathbf{r}))$.

Полученное поле статистически однородно, изотропно и имеет экспоненциальную корреляционную функцию $B(x) B(y)$. Отдельные облака в этой модели представляют собой параллелепипеды, которые могут сливаться, образуя более сложные структуры. Из-за отсутствия надежных экспериментальных данных относительно изменчивости размеров облаков в различных направлениях будем считать, что $A_x = A_y = A$ и основанием облака является в среднем квадрат.

Для A использована аппроксимационная формула $A = [1,65(N - 0,5)^2 + 1,04] / \bar{D}$ [11], \bar{D} – средний горизонтальный размер облака. Вероятность закрытости направления визирования определяется выражением [10]

$$N_s(\theta) = 1 - (1 - N) \exp(-A N H \tan(\theta)). \quad (2)$$

Случайная реализация облачного поля изображена на рис. 3.

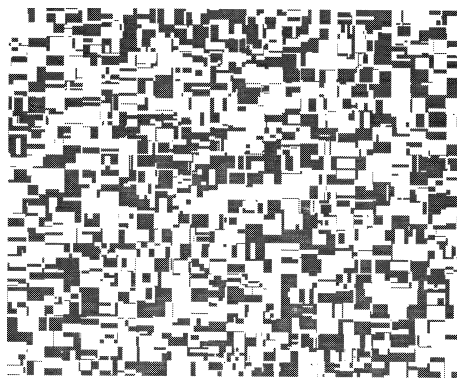


Рис. 3. Пример случайной реализации облачного поля, генерируемого пуассоновским потоком точек на координатных осях (область 25×25 км)

Модель 4. Облачность моделируется на основе гауссовского случайного поля. Подобная модель разработана и исследована в [12]. В статистически однородном случае она строится следующим образом: основания цилиндрических облаков определяются пересечени-

ем поверхности $w(x, y) = \max(|v(x, y) - c|, 0)$ с плоскостью $z = 0$, где $v(x, y)$ – однородное гауссовское поле с нулевым средним, корреляционной функцией $K(x, y)$ и дисперсией $\sigma = K(0, 0)$. Индикаторное поле определяется как

$$k(\mathbf{r}) = k(x, y, z) = \begin{cases} 1, & w(x, y) \geq 0, \\ 0, & w(x, y) < 0. \end{cases}$$

Следуя [12], для расчетов использовалась корреляционная функция

$$K(x, y) = \sigma^2 J_0(\rho(x^2 + y^2)), \quad (3)$$

где J – функция Бесселя; ρ – радиальная спектральная мера, связанная с радиусом корреляции r соотношением $J_0(\rho r) = 1/\sigma^2 e$, и приближенное моделирование гауссовского поля проводилось по формуле [12]

$$v(x, y) \approx \frac{\sigma}{\sqrt{I}} \sum_{i=1}^I \sqrt{-2 \ln(\alpha_i)} \cos((x \rho \cos \omega_i + y \rho \sin \omega_i) + 2\pi \beta_i). \quad (4)$$

Параметры облачности N и \bar{D} связаны с входными параметрами модели соотношениями

$$\bar{D}^2 = 8 \sqrt{2\pi} (N / \rho^2) d_2 \exp(d_2 / 2); \quad N = 2(1 - \Phi(d_2)). \quad (5)$$

Дисперсия σ и уровень среза c входят в (5) в виде отношения $d_2 = c / \sigma$, поэтому один из них, например σ , может фиксироваться. (В дальнейшем использовалось значение $\sigma = 0,5$). На рис. 4 представлена реализация облачного поля этой модели.

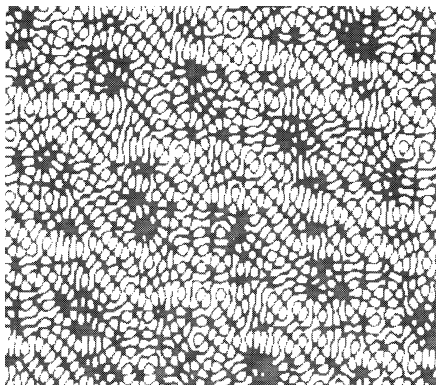


Рис. 4. Выборочная реализация облачного поля для модели на основе гауссовского случайного поля (область 25×25 км)

Согласование параметров. Для оценки влияния конфигурации основания облаков на средние потоки и поля яркости видимой солнечной радиации необходимо согласовать входные параметры моделей. Поскольку нас интересует проблема взаимодействия облачности и радиации, согласование должно быть выполнено так, чтобы были близки те характеристики облачного поля, которые оказывают наиболее существенное влияние на перенос излучения. Желательно согласовать параметры моделей таким образом, чтобы совпали средние потоки нерассеянного излучения $\langle S \rangle$. Это условие является необходимым, но недостаточным для совпадения средних потоков диффузной радиации. Однако можно ожидать, что в этом случае среднее диффузное пропускание $\langle Q_s \rangle$ и среднее альbedo $\langle A \rangle$ будут близки. Оптическая толщина облаков велика, и при малых и средних баллах облачности основная часть нерассеянного излучения проходит в просветах между облаками. По этой причине значение $\langle S \rangle$ определяется в основном вероятностью закрытости $N(\xi_\infty)$ направления на Солнце облаками, ξ_∞ – зенитный угол Солнца. Поэтому естественно потребовать равенства этих вероятностей для всех моделей.

В моделях 1 и 4 аналитические выражения для вероятностей закрытости не получены. Однако учитывая то, что при больших оптических толщинах $\langle S \rangle \cong N(\xi_\odot)$, можно предложить следующий алгоритм согласования:

1. Средние потоки, рассчитанные с использованием модели 4, принимаются за исходные.
2. С помощью аналитического выражения для средней интенсивности нерассеянного излучения (формула (11) [11]) подбирается эффективное значение диаметра облака для модели 3 так, чтобы $\langle S_3 \rangle = \langle S_4 \rangle$, здесь и далее индекс внизу указывает номер модели.
3. Эффективный диаметр $D_2^{\text{эф}}$ для модели 2 выбирается из условия $N_2(\xi_\odot) = N_3(\xi_\odot)$. Из (1) и (2) следует

$$D_2^{\text{эф}} = -4 \ln(1 - N) / (\pi N A). \quad (6)$$

4. Модель 1 в первом приближении согласуется с моделью 2 условием равенства площадей оснований облаков, что равносильно требованию $D_1^{\text{экв}} = D_2^{\text{эф}}$.

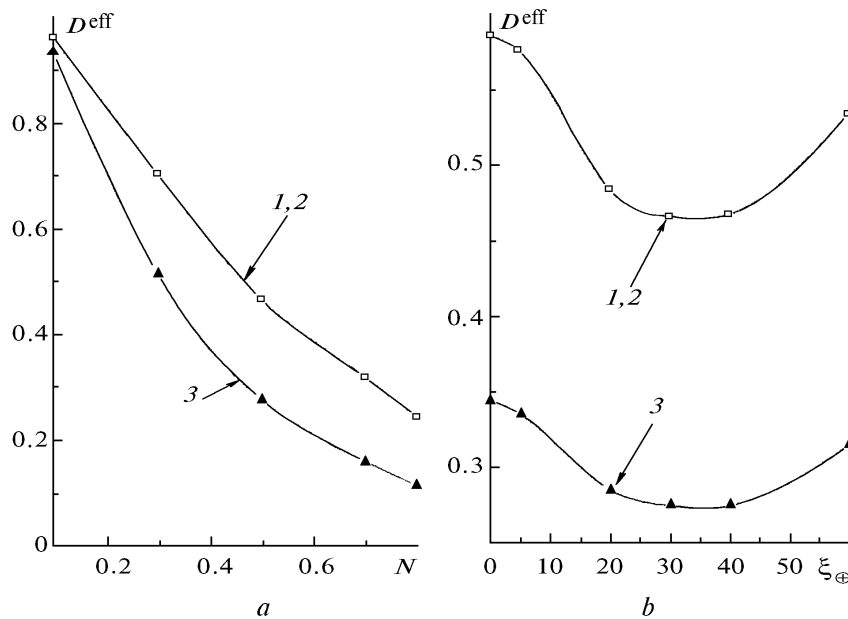


Рис. 5. Согласованные эффективные диаметры облаков в моделях 1, 2 и 3 в зависимости от балла облачности и зенитного угла Солнца: $\bar{D}_4 = 1$ км

При $\xi_\odot = 0^\circ$ $N(0) = N$ и средний поток нерассеянной радиации не зависит от горизонтального размера облаков. В этом случае эффективный размер облака в модели 3 однозначно определить невозможно и значение $D_3^{\text{эф}}$ подбиралось таким, чтобы были наиболее близки средние потоки рассеянной радиации. Формула (6), связывающая размеры облаков моделей 1 и 2 с $D_3^{\text{эф}}$, остается в силе – угол ξ_\odot в нее не входит. Зависимость эффективных диаметров моделей 1, 2, 3, полученных по описанному алгоритму, от балла и зенитного угла Солнца приведена на рис. 5. Здесь и далее цифры на рисунках соответствуют номерам используемых моделей. Видно, что эффективный горизонтальный размер облаков максимален в модели 4. В моделях 1, 2 и 3 $D^{\text{эф}}$ существенно убывает при возрастании балла облачности и немонотонно зависит от зенитного угла Солнца.

Результаты расчетов. Для модели 3 методом Монте-Карло решалось уравнение переноса для средней интенсивности излучения, в остальных случаях использовался метод численного моделирования полей облачности и радиации [13]. Расчеты выполнялись при нулевом альбедо подстилающей поверхности, индикатриса рассеяния соответствовала облаку C_1 [14] и длине волны 0,69 мкм. Молекулярное и аэрозольное рассеяние не учитывалось. Оптико-геометрические характеристики облачности варьировались в следующих пределах: $0 \leq N \leq 0,9$,

$0 \leq \xi_{\infty} \leq 60^\circ$, $10 \leq \sigma \leq 60 \text{ км}^{-1}$. Величина относительной погрешности расчета средних потоков не превышала 1%.

При сравнении моделей в качестве меры «близости» средних потоков наряду с величиной

$$\delta(F_i) = |(F_i - F_4)/F_4| \times 100\%, \quad i = 1, 2, 3,$$

которая отражает отклонение от характеристик исходной гауссовской модели, будем использовать

$$\delta(F_i, F_j) = |(F_i - F_j)/F_j| \times 100\%, \quad F = \langle S \rangle, \langle Q_s \rangle, \langle A \rangle.$$

На рис. 6 и 7 представлены зависимости средних потоков прямой, рассеянной и отраженной радиации от балла облачности и зенитного угла Солнца. При $N < 0,5$ средние потоки нерассеянной радиации совпадают в пределах точности расчета (рис. 6, а), и предположение об определяющем влиянии $N(\xi_{\infty})$ на величину $\langle S \rangle$ выполняется. При больших N становится более существенным вклад в $\langle S \rangle$ излучения, прошедшего сквозь облака, и вследствие различных размеров областей оптически тонких краев возникают небольшие (по абсолютной величине) отклонения $\langle S_2 \rangle$ и $\langle S_3 \rangle$, однако из-за их малости $\delta(S_2)$ и $\delta(S_3)$ достигают 5–10%. Большие значения $\delta(S_1)$ при $N > 0,5$ и $10 < \xi_{\infty} < 45^\circ$ свидетельствует о том, что в этой области изменения параметров использованное при согласовании условие $D_1^{\text{жв}} = D_2^{\text{ф}}$ не обеспечивает равенства $N_1(\xi_{\infty}) = N_2(\xi_{\infty})$.

Потоки отраженной радиации $\langle A_2 \rangle$ и $\langle A_4 \rangle$ совпадают в пределах погрешности расчета во всей рассматриваемой области изменения параметров (рис. 6, б; 7, б). Близкие к ним значения альбедо дает и модель 1: там, где согласование ее по $\langle S \rangle$ удовлетворительно, $\delta(\langle A_1 \rangle)$ не превышает 2%. Разброс значений $\langle Q_s \rangle$ для моделей 1, 2, 4 вызван в основном недостаточным совпадением потоков прямой радиации и соответствует расхождениям величин $\langle S \rangle$. Поток $\langle Q_{s3} \rangle$ для $\xi_{\infty} > 30^\circ$ несколько больше, а альбедо $\langle A_3 \rangle$ меньше, чем в остальных моделях, и с ростом зенитного угла $\delta(\langle Q_{s3} \rangle)$ и $\delta(\langle A_3 \rangle)$ увеличиваются, достигая 5% при $\xi_{\infty} = 60^\circ$.

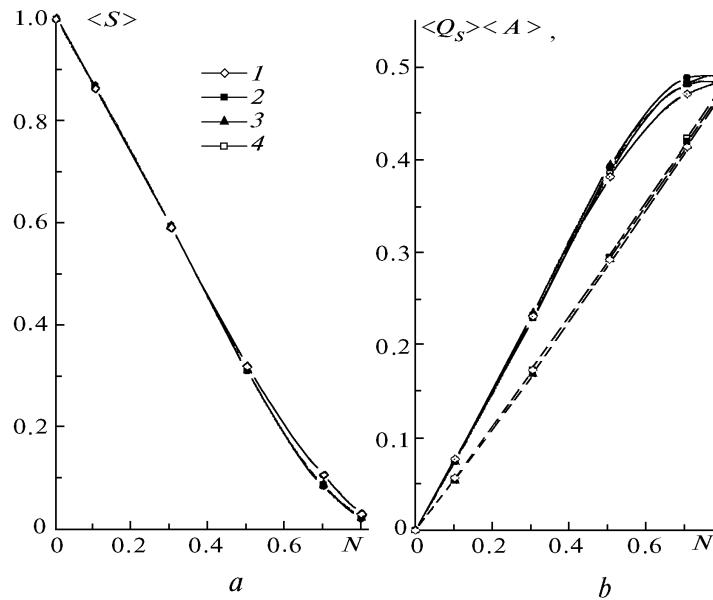


Рис. 6. Зависимость средних лучистых потоков от балла облачности при $\sigma = 30 \text{ км}^{-1}$, $\xi_{\infty} = 30^\circ$: а – $\langle S \rangle$, б – $\langle Q_s \rangle$ (сплошные линии), $\langle A \rangle$ (штриховые линии)

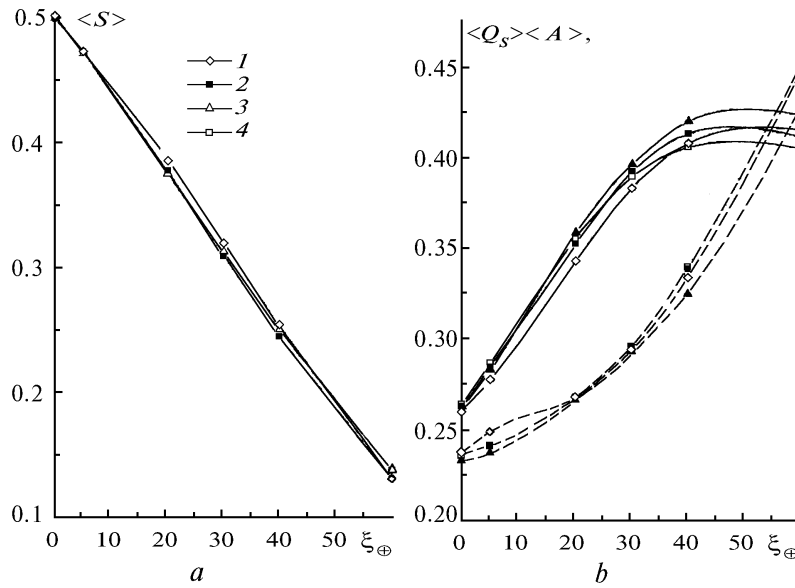


Рис. 7. Средние потоки солнечной радиации в зависимости от зенитного угла при $N=0,5$ и $\sigma=30 \text{ км}^{-1}$:
 $a - \langle S \rangle$, $b - \langle Q_s \rangle$ (сплошные), $\langle A \rangle$ (штриховые линии)

Такое их поведение обусловлено тем, что в модели 3 больше мелких облаков (рис. 5), поэтому эффекты, связанные с воздействием боковых сторон на перенос радиации, будут ярче выражены. В частности, из-за сильной вытянутости вперед индикатрисы рассеяния большая часть выходящей с боковых сторон радиации дает вклад в пропускание, и при неизменном $\langle S \rangle$ доля отраженного излучения уменьшается.

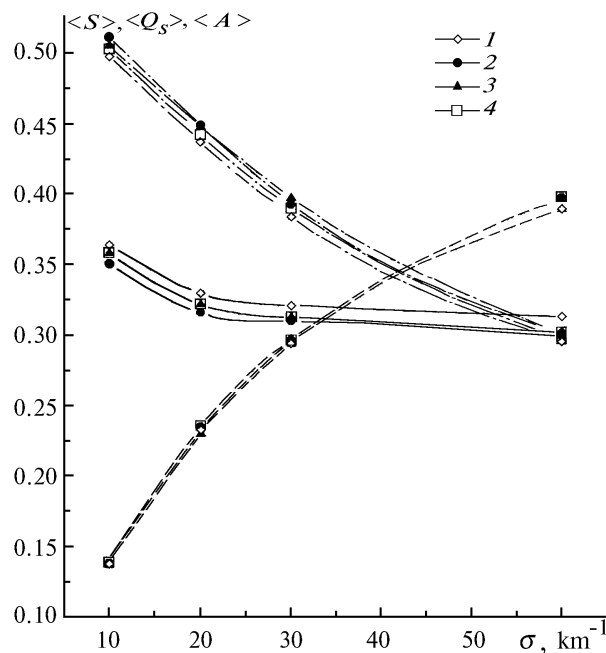


Рис. 8. Влияние коэффициента ослабления σ на средние лучистые потоки при $N=0,5$, $\xi_{\oplus}=30^\circ$:
 $\langle S \rangle$ – сплошные, $\langle Q_s \rangle$ – штрихпунктирные, $\langle A \rangle$ – штриховые линии

Изменение коэффициента ослабления от 10 до 60 км^{-1} не оказывает заметного влияния на величины отклонений средних потоков. Значения потоков нерассеянной радиации моделей 3 и 2, согласованных условием равенства вероятностей закрытости Солнца, сближаются с рос-

том коэффициента ослабления и практически совпадают при $\sigma > 30 \text{ км}^{-1}$, однако и для $\sigma=10 \text{ км}^{-1}$ их расхождения не превышают 2% (рис. 8). Таким образом, в рассмотренном диапазоне изменения σ условие равенства величин $N(\xi_\infty)$ можно считать достаточным для достижения согласования по прямой радиации. Значение $\delta(\langle S_3 \rangle) = 0$ вследствие принятого алгоритма сравнения. Альbedo всех моделей совпадает в пределах погрешности, близки и средние потоки рассеянного излучения: $\delta\langle Q_s \rangle \cong 1,5-2\%$.

ξ_∞	N	Модель	$\langle Q_s \rangle$	$\langle S \rangle$	$\langle A \rangle$	$\langle Q \rangle$
20°	0,5	1	0,389	0,342	0,269	0,731
		2	0,389	0,344	0,267	0,733
		3	0,388	0,343	0,269	0,731
	0,7	1	0,207	0,411	0,382	0,618
		2	0,207	0,412	0,381	0,619
		3	0,207	0,410	0,383	0,617
30°	0,5	1	0,332	0,374	0,294	0,706
		2	0,332	0,376	0,292	0,708
		3	0,329	0,375	0,296	0,704
	0,7	1	0,165	0,428	0,407	0,593
		2	0,165	0,427	0,408	0,592
		3	0,164	0,426	0,410	0,590

Значение $\delta(S_1)$ составляет 2–2,5% и слабо зависит от σ , поскольку главным фактором, определяющим расхождение моделей 1 и 2, является недостаточное совпадение вероятностей закрытости Солнца облаками. Получение корректного условия согласования не является целью данной работы, однако можно надеяться, что отличия потоков модели 1 от остальных станут меньше, если удастся каким-либо способом добиться совпадения нерассеянной радиации. В качестве одного из вариантов можно использовать описанный выше алгоритм сравнения, взяв за основу модель 1 и подобрав из условия $\langle S_1 \rangle = \langle S_3 \rangle$ средний диаметр модели 3. В таблице приведены значения средних потоков для согласованных таким образом моделей 1, 2, 3, рассчитанные при значениях N и ξ_∞ из области, где при условии $D_1^{\text{эв}} = D_2^{\text{эф}}$ отличия $\langle S_1 \rangle$ и $\langle S_2 \rangle$ были наиболее существенны. Представленные результаты подтверждают сделанное выше предположение: величины относительных отклонений потоков сравнимы с погрешностью вычислений.

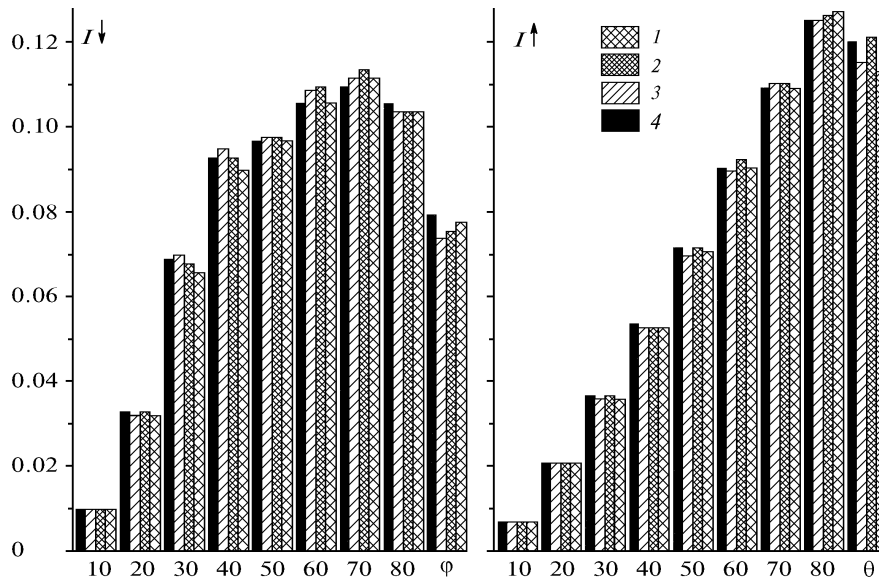


Рис. 9. Угловые распределения средней интенсивности отраженной и пропущенной радиации при $N = 0,5$, $\xi_\infty = 30^\circ$ и $\sigma = 30 \text{ км}^{-1}$

При совпадении средних потоков угловая структура рассеянного света может значительно различаться. Оценить, насколько существенными будут эти различия, позволяют приведенные ниже гистограммы угловых распределений рассеянного излучения (рис. 9), определенные как

$$I_i^{(\uparrow)} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\theta_i}^{\theta_{i+1}} \langle I^{(\uparrow)}(\theta, \varphi) \rangle d\theta, \quad 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}, \quad \theta_{i+1} - \theta_i = 0,1,$$

где $\langle I^{(\uparrow)}(\theta, \varphi) \rangle$ – средняя интенсивность пропущенного (\downarrow) и отраженного (\uparrow) излучения соответственно; φ – азимутальный, θ – зенитный углы. Видно, что для рассматриваемых моделей угловые распределения близки. Некоторые различия в значениях $I_i^{(\uparrow)}$ обуславливаются теми же причинами, что и расхождения средних лучистых потоков. Расчеты в указанном выше диапазоне изменения балла облачности и зенитного угла Солнца показали, что качественное совпадение угловых распределений сохраняется, величины $\delta(I)$ составляют в среднем 5%, что сопоставимо с погрешностью вычислений, которая не превышала 4%.

Заключение

В исследуемых моделях отдельные облака и реализации облачных полей совершенно не похожи (рис. 1–4). Однако, несмотря на столь существенные внешние отличия при должном согласовании входных параметров, эти модели практически эквивалентны с точки зрения воздействия на перенос излучения. Эффективным условием согласования является равенство вероятностей закрытости Солнца облаками.

Таким образом, если в качестве одного из входных параметров задавать экспериментально определенные значения $N(\xi_{\odot})$, то характеристики излучения не будут зависеть от того, какая статистически однородная модель облаков использовалась для их расчетов. Это означает, что в предположении о статистической однородности облачного поля при вычислении средних лучистых потоков и полей яркости можно пренебрегать влиянием конфигурации основных отдельных облаков и для решения практических задач применять наиболее удобную и экономичную (с точки зрения затрат компьютерного времени) модель.

1. Бабич Е.А., Титов Г.А. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 7. С. 757 – 765.
2. Mandelbrot B. B. // Fluid Mechanics. 1974. V. 62. P. 331 – 358.
3. Schertser D., Lovejoy S. // Fractals: the physical origin and consequences / Edit by L. Pietronero. Plenum press. 1990. P. 49–79.
4. Lovejoy S. // Science. 1982. V. 216. P. 185–187.
5. Rhis F. S., Waldvogel A. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. N 7. P. 764–787.
6. Calhan R. F., Joseph J. H. // Monthly weather review. 1989. V. 117. P. 261–272.
7. Han-Ru Cho // J. Atmos. Sci. 1978. V. 35. N. 1. P. 125.
8. Сантало Л. Интегральная геометрия и геометрические вероятности. М.: Наука, 1983. 358 с.
9. Авасте О.А., Мулламаа Ю.Р., Нийлиск Х.Ю., Сулев М.А. // Теплообмен в атмосфере. М.: Наука, 1972. С. 134–139.
10. Титов Г.А. Статистическое описание переноса излучения в облаках: Дис. ... докт. физ.-мат. наук (01. 04. 05). Томск: ИОА СО АН СССР, 1988. 361 с.
11. Титов Г.А. // Оптика атмосферы и океана. 1988. Т. 1. N 4. С. 3–18.
12. Каргин Б.А., Пригарин С.М. Моделирование стохастических полей кучевой облачности и исследование их радиационных свойств методом Монте-Карло. Новосибирск, 1988. 18 с. (Предпринт/ВЦ СО АН СССР, N 817).
13. Titov G. A. // J. Atmos. Sci. 1990. V. 47. N 1. P. 24–37.
14. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 165 с.

Институт оптики атмосферы
СО РАН, Томск

Поступила в редакцию
29 декабря 1993 г.

D. A. Zimin, G. A. Titov. **Mean Fluxes and Brightness Fields in Statistically Homogeneous Broken Clouds.**

In this paper we present a study of the sensitivity of solar radiation statistical characteristics, due to modulation by statistically homogeneous cumulus clouds, to variations in the geometric shapes of cloud bottoms. It is shown that the mean fluxes and brightness fields, as calculated using four different cloud models (with the same probability of the Sun shadowing by a cloud), only weakly depend on the shape of individual cloud bottoms.