

В.Е. Зуев, Г.А. Титов

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ РАЗОРВАННОЙ ОБЛАЧНОСТИ

Обсуждаются состояние и перспективы развития теории переноса в разорванной облачности. Показано, что эффекты, связанные со стохастической геометрией облаков, оказывают сильное влияние на перенос излучения. Это необходимо учитывать при интерпретации альbedo парадокса и аномального поглощения в ближней ИК-области спектра, в радиационных блоках МОЦА и алгоритмах восстановления альbedo и параметров облачного покрова по данным спутниковых измерений.

1. Введение

Климат в любом месте земного шара формируется под воздействием большого числа процессов со сложными обратными связями. Среди них особое внимание уделяется процессам, описывающим взаимодействие полей облачности и радиации, поскольку некоторые численные исследования показали сильную чувствительность климата к таким процессам (см., например, [1, 2]). Интенсивному исследованию этих процессов посвящена программа World Climate Research Program и ее различные подпрограммы, в частности GEWEX (the Global Energy and Water Cycle Experiment) и FIRE (First International Satellite Climatology Project Regional Experiment).

Облака являются основным фактором, определяющим среднее альbedo планеты, поскольку отражают значительную часть приходящей солнечной радиации назад в космическое пространство. Таким образом они воздействуют на нагревание земной поверхности солнечной радиацией и одновременно они препятствуют ее выхолаживанию, переизлучая тепловую радиацию назад к поверхности. Высокие и холодные облака излучают гораздо меньше тепловой радиации, чем низкие и более теплые облака и земная поверхность, поэтому они могут даже нагреть климатическую систему [3].

Известно, что при увеличении среднего альbedo системы <атмосфера – подстилающая поверхность> на 1% (абсолютное увеличение альbedo около 0,003) равновесная температура поверхности уменьшается на 0,5°C (см., например, [4–6]). Увеличение альbedo на 10% (с 0,30 до 0,33) могло бы привести к глобальному похолоданию на – 5°C и климат соответствовал бы последнему ледниковому периоду. Ясно, что такие большие ошибки в определении альbedo неприемлемы на пространственно-временных масштабах климата.

Однако в существующих моделях климата, основанных на моделях общей циркуляции атмосферы (МОЦА), смещения альbedo на 10% и больше могут быть получены для достаточно больших регионов, если облака будут содержать наблюдаемое количество жидкой воды. Дело в том, что радиационные блоки МОЦА используют простейшую модель облаков в виде горизонтально однородного плоскопараллельного слоя (плоскопараллельная модель) и не учитывают экстремальную горизонтальную неоднородность оптических свойств облаков, обусловленную

- стохастической геометрией облачного поля;
- флуктуациями влажности, спектра размеров частиц и фазового состава (жидкая вода или лед) внутри отдельных облаков.

Выражение <неоднородные облака> обычно используется в том смысле, что оптические параметры этих облаков имеют горизонтальные градиенты, по крайней мере, в одном направлении. Эта неоднородность и нелинейная зависимость радиационных характеристик от оптических параметров ответственны за отличие среднего альbedo облачного поля от альbedo плоскопараллельного слоя со средними значениями оптических характеристик. Для того чтобы устранить это смещение и получить близкие к наблюдаемым значения альbedo, в МОЦА вынуждены использовать нереалистично малое количество жидкой воды [7].

Очевидно, что для корректного устранения этого смещения необходимо получить ответ на вопрос: какова точность оценок альbedo и полей яркости отраженной радиации, рассчитанных в плоскопараллельной модели облаков? Эти оценки являются основой аппроксимаций, используемых в существующих МОЦА и алгоритмах восстановления облачных параметров по спутниковым данным. Следует отметить, что МОЦА и алгоритмы восстановления оперируют с совершенно разными пространственными масштабами. При восстановлении обычно предполагается, что яркость является функцией только свойств облаков внутри каждого пикселя, находящегося в поле зрения приемника и имеющего размеры порядка 1 км. В МОЦА на каждом временном шаге определяются потоки восходящей и нисходящей радиации, усредненные по областям пространства порядка 100 км.

Для ответа на сформулированный выше вопрос необходимо решить следующие задачи, имеющие фундаментальное значение для развития теории переноса излучения в неоднородных средах.

– Построение оптических моделей неоднородных облаков, адекватно учитывающих случайную геометрию и неоднородную внутреннюю структуру облаков.

– Создание на основе уравнения переноса и разработанных оптических моделей методов расчета линейных функционалов от средней интенсивности, в частности таким функционалом является альbedo.

Хотя любая классификация является чем-то произвольным, модели неоднородных облачных систем могут быть разделены на две группы.

1) Модели слоистообразных облаков, в основе которых лежит плоскопараллельный слой, а оптические параметры изменяются, по крайней мере, в одном горизонтальном направлении за счет внутренней неоднородности и (или) неровных границ.

2) Модели полей кучевых облаков, учитывающие случайные их количество, размеры, форму и положение в пространстве (стохастическая геометрия), а также изменчивость оптических свойств внутри облака. Поля кучевых облаков со стохастической геометрией и детерминированной внутренней структурой будем называть *разорванной облачностью*.

В данной статье мы кратко обсудим состояние и перспективы развития теории переноса излучения в разорванной облачности, которая интенсивно разрабатывается в Институте оптики атмосферы СО РАН. В статье рассматриваются существующие модели разорванной облачности, методы решения уравнения переноса и влияние стохастической геометрии облаков на средние лучистые потоки и поля яркости. При построении моделей пространственные вариации спектра размеров облачных частиц обычно не учитываются.

2. Стохастические модели разорванной облачности

Оптическая модель кучевой облачности со стохастической геометрией и детерминированной внутренней структурой задается в слое $\Lambda: 0 \leq z \leq H$ в виде случайных скалярных полей коэффициента ослабления $\sigma(\mathbf{r}) k(\mathbf{r})$, альbedo однократного рассеяния $\lambda(\mathbf{r}) k(\mathbf{r})$ и индикатрисы рассеяния $g(\mathbf{r}, \omega, \omega') k(\mathbf{r})$. Здесь $\sigma(\mathbf{r})$, $\lambda(\mathbf{r})$ и $g(\mathbf{r}, \omega, \omega')$ – известные неслучайные функции, а $k(\mathbf{r})$ – случайное индикаторное поле

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

где G – случайное множество точек в Λ , в которых присутствует облачное вещество, т.е. $k(\mathbf{r}) = 1$ внутри облака и $k(\mathbf{r}) = 0$ вне облаков. Статистика оптических параметров полностью определяется статистическими характеристиками поля $k(\mathbf{r})$. Коэффициенты аэрозольного и молекулярного рассеяния света много меньше соответствующих параметров облаков и в пределах Λ ими можно пренебречь.

Построение физической модели $k(\mathbf{r})$ является самостоятельной, весьма сложной задачей, решение которой должно основываться на фундаментальных уравнениях облакообразования и обширных данных натурных измерений. В настоящее время эта задача полностью не решена, поэтому исследователи вынуждены использовать некоторые математические модели $k(\mathbf{r})$. Естественными представляются модели в виде совокупности стохастически распределенных в пространстве отдельных облаков той или иной геометрической формы. В таких моделях одним из основных является вопрос о законе распределения облаков в пространстве, который мы коротко обсудим.

Известно [8], что основными процессами образования кучевых облаков являются термическая конвекция и турбулентный обмен. Над равниной экспериментально не установлено существования каких-либо связей между пространственными неоднородностями подстилающей поверхности и конвективными потоками, что дает основание пренебречь такими неоднородностями. Исключение составляют горная местность, прибрежная зона и т.п., где поля метеорологических и физических параметров атмосферы и подстилающей поверхности имеют большие горизонтальные градиенты.

Будем считать, что среднее расстояние между отдельными облаками достаточно велико, поэтому можно пренебречь динамическим взаимодействием облаков (обменом теплом и влагой, количеством движения, гравитационными волнами и т.д.). Если подстилающая поверхность и термодинамические параметры атмосферы до уровня конденсации горизонтально однородны, то отсутствуют какие-либо физические причины в среднем более интенсивных процессов облакообразования в одних областях пространства (между уровнями конденсации и свободной конвекции) и менее интенсивных в других. На этом основании можно сделать предположение о статистической независимости и равномерности распределения кучевых облаков в пределах слоя Λ . Это предположение подтверждается результатами, полученными в [9], где на основе анализа данных радарных измерений сделан вывод о том, что пространственное распределение динамически невзаимодействующих облаков хорошо аппроксимируется распределением Пуассона.

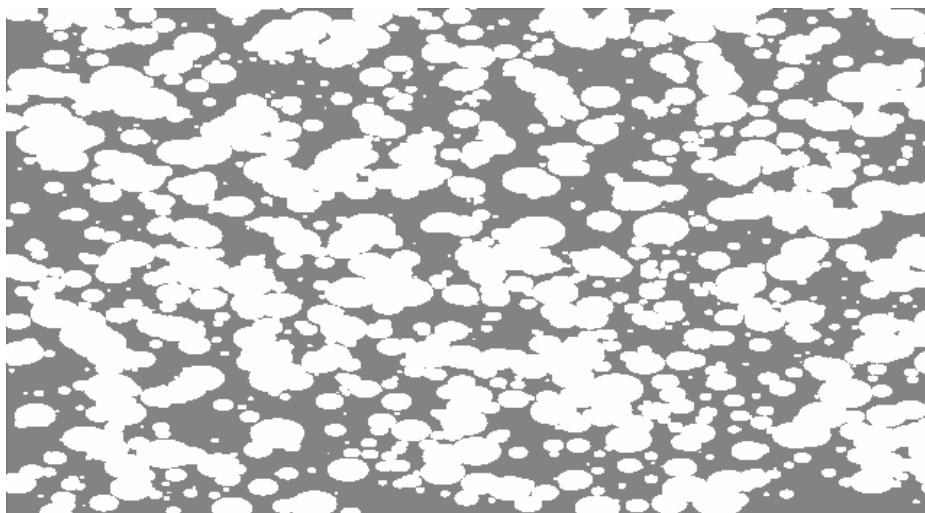


Рис. 1. Компьютерная реализация облачного поля в области 25×25 км², генерируемого пуассоновским потоком точек в пространстве (вид сверху). Отдельные облака аппроксимируются параболами вращения и имеют экспоненциальную функцию распределения по размерам

Статистические характеристики облачных полей, генерируемых пуассоновскими потоками точек, достаточно хорошо изучены [10–13]. Для таких случайных полей получена приближенная формула для расщепления специального вида функционалов, без которой невозможно обосновать вывод уравнений для моментов интенсивности излучения (см. раздел 3). Реализация облачного поля, генерируемого пуассоновским потоком точек в пространстве, приведена на рис. 1. Обратите внимание на то, какие <дикие> структуры соответствуют столь простой модели. Близкие к пуассоновским модели кучевой облачности предлагается строить на основе гауссовского поля [14].

Геометрия реальных кучевых облаков весьма причудлива и нерегулярна, поэтому их аппроксимация простейшими геометрическими телами (усеченный параболоид, сфера, параллелепипед и т.п.) может оказаться весьма грубой и привести к неточностям при вычислении статистических характеристик потоков и полей яркости разорванной облачности. Для оценки этих неточностей необходимо разработать более сложные модели, учитывающие случайную геометрию кучевых облаков. Такие модели предлагается строить на основе пуассоновского и суммы n независимых гауссовских полей с уменьшающимися дисперсиями и радиусами кор-

реляции (PG_n -модель) [15]. На рис. 2 приведены изображения реализаций облаков для PG_n -модели, построенные на компьютере. Как видно, получаются чрезвычайно интересные картины, достаточно близкие к наблюдаемым кучевым облакам. Статистические характеристики индикаторного поля в PG_n -модели плохо изучены и являются предметом дальнейших исследований.

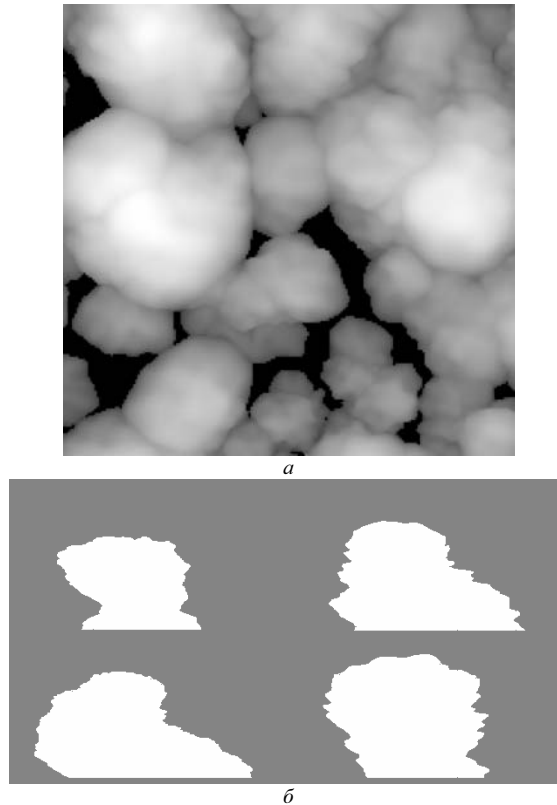


Рис. 2. Реализация облачного поля, генерируемого пуассоновским и суммой независимых гауссовских полей (PG_n -модель при $n = 6$), в области 2×2 км² (a – вид сверху, яркость пропорциональна оптической толщине облака и b – вертикальные сечения отдельных кучевых облаков)

3. Методы решения

Основу методов решения составляет стохастическое уравнение переноса, которое имеет вид

$$\omega \nabla I(\mathbf{r}, \omega) + \sigma(\mathbf{r}) k(\mathbf{r}) I(\mathbf{r}, \omega) = \lambda(\mathbf{r}) \sigma(\mathbf{r}) k(\mathbf{r}) \int_{4\pi} g(\mathbf{r}, \omega, \omega') d\omega', \quad (2)$$

где $I(\mathbf{r}, \omega)$ – случайная интенсивность в точке $\mathbf{r} = (x, y, z)$ в направлении $\omega = (a, b, c)$. В зависимости от способа усреднения (численно или аналитически) уравнения (3.2) существующие методы вычисления статистических характеристик излучения можно разделить на две группы.

1. *Численное моделирование полей облачности и радиации.* Сущность метода состоит в моделировании на компьютере выборочных реализаций облачного поля, точном решении уравнения (2) в каждой из реализаций и статистической обработке полученного ансамбля реализаций радиационного поля. Реализация облачного поля представляет собой трехмерную рассеивающую среду с весьма сложной нерегулярной геометрией. В настоящее время единственным методом решения уравнения переноса в подобных средах является метод Монте-Карло. Однако такой путь вычисления статистики радиации оказывается практически нереализуемым из-за большой трудоемкости (в смысле затрат компьютерного времени) точного решения уравнения (2). В ряде случаев существенно уменьшить трудоемкость алгоритмов позволяет рандомизация [16], т.е. введение дополнительных случайностей. Показано, что оценки линейных функционалов от решения (2) можно получить, моделируя некоторое число $m \geq 1$ траекторий для каждой реализации облач-

ного поля. Оптимальное значение m обычно подбирается с помощью специальных численных исследований. В пуассоновских моделях облаков при вычислении средних потоков и гистограмм угловых распределений оптимальное значение $m = 1$ [12]. Для каждой реализации облаков нет необходимости получать точное решение уравнения (2), что позволяет при разумных затратах компьютерного времени выполнить усреднение по ансамблю реализаций как облачного поля, так и траекторий. Трудоемкость алгоритмов моделирования длины свободного пробега можно существенно уменьшить с помощью метода <максимального сечения> [17].

Очевидно, что метод численного моделирования применим в любой модели, когда реализация облачного поля может быть численно построена на компьютере. Это является одним из основных достоинств метода, поскольку открываются широкие возможности для улучшения стохастических оптических моделей облаков на основе данных натурных измерений. Далее, рассматриваемый метод является точным в том смысле, что при вычислении статистических характеристик радиации не делается каких-либо приближений, упрощений и оценки могут быть получены со сколько угодно высокой точностью. Это обстоятельство позволяет использовать данный метод для оценки точности и границ применимости приближенных методов, основанных на аналитическом усреднении (2) по ансамблю реализаций облачного поля. К недостаткам метода следует отнести прежде всего то, что при вычислении средней интенсивности в заданном направлении или дисперсии и корреляционной функции потоков (интенсивности) требуется много времени даже на очень мощных компьютерах. Алгоритмы статистического моделирования для расчета средних потоков видимой солнечной радиации впервые были разработаны и реализованы в модели на пуассоновском ансамбле точек в пространстве [18].

2. *Метод замкнутых уравнений.* Путем усреднения по пространству уравнения (2) получены замкнутые уравнения для средней интенсивности [19] и пространственной корреляционной функции солнечной радиации [20]. Система уравнений для средней интенсивности решена в транспортном приближении [21]; результаты расчетов средних лучистых потоков и угловых распределений отраженного и пропущенного излучения приведены в [22,23]. В этих работах впервые была показана принципиальная возможность вывода из стохастического уравнения переноса замкнутых уравнений для моментов интенсивности и в этом, на наш взгляд, их главная научная ценность. Отмечая важность результатов, полученных в [19–23], следует также подчеркнуть, что уравнения моментов интенсивности получены в неконструктивной модели разорванной облачности путем усреднения по пространству, а не по ансамблю. При выводе уравнений делается ряд предположений, которые либо не имеют ясного физического и вероятностного смысла, либо ограничивают область их применения, например, из рассмотрения исключается перенос пространственно ограниченных пучков искусственных источников излучения. Неконструктивность модели не позволяет корректно связать входные параметры с экспериментально определяемыми статистическими характеристиками облачного поля, что создает серьезные трудности при сравнении теории с экспериментом и интерпретации результатов расчетов.

Следующий шаг в развитии теории переноса излучения в разорванной облачности был сделан в [24], где путем усреднения (2) по ансамблю реализаций облачного поля получены замкнутые уравнения для моментов интенсивности коротковолнового оптического излучения в марковском приближении. В частном случае однородных граничных условий эти уравнения эквивалентны уравнениям [19,20]. Таким образом, вместо ряда недостаточно четких предположений, используемых в [19,20], можно оставить только одно предположение о факторизации n -мерной вероятности наличия облаков для упорядоченной последовательности точек и это предположение имеет четкий вероятностный смысл.

Однако в [24] не обсуждался вопрос: как построить случайные поля с факторизирующейся n -мерной вероятностью наличия облаков для упорядоченных последовательностей точек? Этот вопрос имеет ключевое значение с точки зрения математического обоснования уравнений для моментов интенсивности. В [25,26] показано, что в случае *статистически однородных* пуассоновских полей эта вероятность факторизуется, если точки расположены на одной прямой [25] (пуассоновский поток точек в пространстве) или на ломаной линии, координаты <узловых> точек которой образуют монотонные последовательности [26] (пуассоновский поток точек на прямых). Из сказанного следует, что уравнения моментов интенсивности в марковском приближении справедливы в пуассоновских моделях облачных полей. Последнее означает, что точность и границы применимости этих уравнений можно всегда оценить путем сравнения с соответствующими расчетами, выполненными с помощью метода численного мо-

делирования. Результаты такого сравнения показывают, что уравнения средней интенсивности имеют хорошую точность [27]. Для дисперсии и корреляционной функции интенсивности количественное сравнение выполнить практически невозможно, поскольку результаты расчетов с помощью метода численного моделирования, полученные с хорошей точностью, пока отсутствуют и можно говорить лишь о качественном согласовании результатов [28]. Важно также отметить, что конструктивность пуассоновских моделей облачных полей позволяет связать их входные параметры с данными натурных измерений и существенно улучшить наше понимание зависимости статистических характеристик солнечной и тепловой радиации от эффектов, связанных со стохастической геометрией облаков.

Уравнения для моментов интенсивности в марковском приближении получены другим способом в [29,30], где также предложена формула для расщепления корреляций и выведены уравнения в случае немарковской статистики. Однако строгое математическое обоснование этой формулы отсутствует и, в частности, пока неизвестны случайные поля, для которых она будет хотя бы приближенно выполняться. Построение таких случайных полей представляется очень интересной и важной задачей, решение которой требует дополнительных исследований.

В случае статистически однородных облачных полей и постоянных оптических характеристик облаков разработаны алгоритмы решения уравнений для первого и второго моментов интенсивности, полученных в марковском приближении, методом Монте-Карло (см., например, [12,13] и имеющуюся там библиографию). Сравнение рассчитанных статистических характеристик солнечной радиации с имеющимися данными натурных измерений показывает удовлетворительное совпадение и, следовательно, эти уравнения могут быть использованы (по крайней мере как первое приближение) для исследования статистики потоков и полей яркости разорванной облачности.

4. Средние потоки солнечной радиации

Радиационное поле разорванной облачности формируется под влиянием случайных по своей природе эффектов, связанных со случайной геометрической структурой облачного поля:

1. Падающий параллельный поток солнечной радиации может входить, а прямое и диффузное излучение выходить из облачного слоя через негоризонтальные ограничивающие поверхности отдельного облака;

2. Может происходить экранирование падающего извне излучения окружающими облаками, взаимное затенение и радиационное взаимодействие облаков. Последнее обусловлено тем, что часть выходящего через боковую поверхность облака излучения может многократно рассеиваться окружающими облаками.

Первая группа эффектов связана с конечными горизонтальными размерами облаков, а вторая обусловлена тем, что облако существует не изолированно в пространстве, а принадлежит ансамблю облаков. Очевидно, что эти эффекты полностью отсутствуют в модели сплошного плоского слоя и частично присутствуют в модели эквивалентного изолированного облака. Что касается модели облачного поля как ансамбля регулярно расположенных в пространстве облаков, то в ней обсуждаемые эффекты присутствуют, но являются неслучайными и из-за нелинейной зависимости характеристик светового поля от количества и положения в пространстве отдельных облаков учитываются некорректно. Только в моделях разорванной облачности как статистическом ансамбле облаков они являются случайными и в рамках заданной модели обе группы эффектов можно корректно учесть. Именно влиянием этих эффектов объясняются количественные и качественные особенности радиационных характеристик облачных полей со случайной геометрией.

Пусть на облачный слой в направлении $\omega_{\oplus} = (a_{\oplus}, b_{\oplus}, c_{\oplus})$ ($c_{\oplus} = -\cos \xi_{\oplus}$, ξ_{\oplus} – зенитный угол Солнца) падает параллельный единичный поток солнечной радиации. Оптические характеристики соответствуют облаку C_1 [31] и длине волны 0,69 мкм. Угловые скобки будут использоваться для обозначения средних характеристик поля излучения.

Очевидно, что эффекты, обусловленные конечными горизонтальными размерами облаков, будут зависеть от параметра $\gamma = H/D$, где H – толщина, D – средний (или эффективный) размер облаков. Для слоистых облаков $\gamma \ll 1$, а для кучевых $\gamma \sim 1$. Для расчета среднего альбедо $\langle R_{S_1} \rangle$ слоистых облаков, частично покрывающих небосвод, используется формула, которую нетрудно получить из уравнений для средней интенсивности при $\gamma \rightarrow \infty$,

$$\langle R_{s'} \rangle = N R_c + (1 - N) R_s, \quad (3)$$

где R_c и R_s – альbedo плоскопараллельного облачного слоя и ясного неба соответственно; величины R_c и R_s обычно считаются не зависящими от балла облачности N . Аналогичные формулы можно записать для среднего пропускания прямой $\langle S_{s'} \rangle$ и диффузной $\langle Q_{s,s'} \rangle$ радиации. Если не учитывать стохастическую геометрию верхней границы и флуктуации водности внутри слоистых облаков, то эта формула имеет хорошую точность при расчете средних потоков солнечной радиации [32].

Для простоты не будем учитывать влияние атмосферного аэрозоля и отражение от подстилающей поверхности, т.е. $R_s = 0$. Пусть $\xi_{\oplus} = 0^\circ$ и балл облачности $N = 0,5$, тогда $\langle S \rangle = 0,5 [1 + \exp(-\sigma H)] \approx 0,5$, $\langle Q_s \rangle + \langle R \rangle \approx 0,5$, где $\langle R \rangle$, $\langle S \rangle$ и $\langle Q_s \rangle$ – среднее альbedo, среднее пропускание прямой и диффузной радиации в кучевых облаках соответственно. В плоскопараллельном облачном слое со средней оптической толщиной $\langle \tau \rangle = N\sigma H$ (средняя среда) $S(\langle \tau \rangle) = \exp(-N\sigma H)$. Поскольку оптическая толщина кучевых облаков велика, то, исключая очень малые и большие значения N , справедливо неравенство $\langle S \rangle \gg S(\langle \tau \rangle)$. Очевидно, что потоки диффузной радиации будут также сильно отличаться, поскольку при $N = 0,5$ в кучевых облаках рассеивается только половина падающей радиации, а в средней среде практически вся радиация рассеивается. По этой причине целесообразно сравнить средние альbedo кучевой и эквивалентной слоистой облачности. Эквивалентность понимается в том смысле, что указанные типы облачности отличаются только средними горизонтальными размерами облаков.

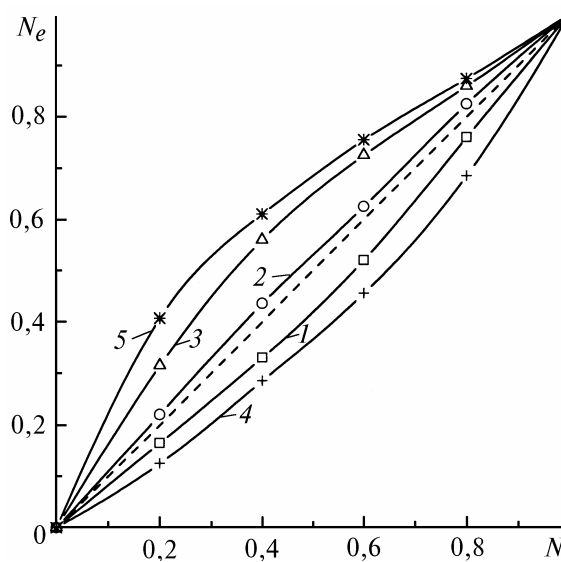


Рис. 3. Зависимость эффективного количества облаков от балла облачности при $\sigma = 60 \text{ км}^{-1}$, $H = 0,5 \text{ км}$, $D = 0,25 \text{ км}$, $\xi_{\oplus} = 0$ (1), 30° (2) и 60° (3), 4 – [35], 5 – [36], штриховая линия – слоистые облака

На рис. 3 представлено эффективное количество облаков $N_e = \langle R \rangle / R_c$ [33,34]. При сделанных выше предположениях из формулы (3) следует, что для слоистых облаков $N_{e,s'} \equiv N$ и не зависит от микро- и макропараметров облаков и зенитного угла Солнца, величина которого определяется сезоном, временем суток и широтой интересующего нас региона. Совершенно иная картина наблюдается в случае кучевых облаков. Если Солнце в зените, то при всех значениях балла выполняется неравенство $N_e \equiv N_{e,s'}$ или $\langle R \rangle < \langle R_{s'} \rangle$ (рис. 3, кривая 1).

Существование данного неравенства объясняется следующими причинами. Очевидно, что при $\xi_{\oplus} = 0^\circ$ средняя доля рассеянной радиации одинакова для слоистых и кучевых облаков, т.е. $\langle R \rangle + \langle Q_s \rangle = \langle R_{s'} \rangle + \langle Q_{s,s'} \rangle$. В случае слоистой облачности практически все излучение выходит через вершину и основание, тогда как при кучевой значительная часть излучения может выходить через боковые стороны большого числа отдельных облаков, испытывая в среднем меньше актов рассеяния, чем излучение, выходящее через вершину и основание. Из-за силь-

ной вытянутости вперед индикатрисы рассеяния большая доля радиации, выходящей через боковые стороны, дает вклад в пропускание, поэтому $\langle Q_s \rangle > \langle Q_{s,St} \rangle$ и, следовательно, $\langle R \rangle < \langle R_{St} \rangle$.

При больших баллах эти неравенства ослабевают из-за радиационного взаимодействия между облаками. Для заданного N с увеличением ξ_{\oplus} величина $1 - \langle S \rangle$ практически не изменяется для слоистых облаков и за счет освещения боковых сторон существенно увеличивается для кучевых, поэтому $\langle R \rangle + \langle Q_s \rangle > \langle R_{St} \rangle + \langle Q_{s,St} \rangle$ и при зенитных углах Солнца больше некоторого значения $\tilde{\xi}_{\oplus}$ выполняется обратное неравенство $\langle R \rangle > \langle R_{St} \rangle$ (рис. 3, кривая 3). При $N = 0,5$ смещение среднего альbedo $\delta R = (N_e - N) / N \times 100\%$ изменяется от -16 ($\xi_{\oplus} = 0^\circ$) до 30% ($\xi_{\oplus} = 60^\circ$). Таким образом, в случае кучевых облаков формула (3) дает как завышенное (Солнце вблизи зенита), так и заниженное (Солнце вблизи горизонта) значение среднего альbedo. Следует отметить, что эффективное количество кучевых облаков зависит от их оптических свойств и, в частности, от оптической толщины.

Ж. Шметц [35] предложил параметризацию, в которой среднее альbedo кучевой облачности равно альbedo некоторого эквивалентного облака в виде параллелепипеда, геометрические размеры и оптическая толщина которого возрастают с увеличением балла облачности. Согласно этой параметризации N_e слабо зависит от ξ_{\oplus} и для коротковолновой радиации всегда $N_e < N$ (рис. 3, кривая 4). Это противоречит представленным выше результатам, имеющим ясную физическую интерпретацию. Причина такого противоречия заключается в том, что параметризация Шметца не учитывает экранирование падающей солнечной радиации боковыми сторонами большого числа облаков, взаимное затенение и многократное рассеяние света между облаками (радиационное взаимодействие облаков).

В работе Харшвардхана [36] рассматривается перенос солнечной радиации в горизонтально-неоднородном поле, состоящем из заданного числа регулярно расположенных в пространстве облаков одинакового размера. Задача решается в предположении, что на верхнюю границу облачного слоя падает диффузное излучение. Поскольку источник изотропен в полусфере, то его результаты можно сравнивать с приводимыми здесь при некотором среднем зенитном угле Солнца $\bar{\xi}_{\oplus} < 90^\circ$. При слишком больших углах ($\bar{\xi}_{\oplus} > 60^\circ$) можно говорить о более или менее удовлетворительном совпадении результатов (рис. 3, кривые 3 и 5). Значение N_e , определяемое по параметризациям [35,36], не зависит от оптических свойств облаков, что не имеет разумного физического объяснения.

Потоки солнечной радиации зависят от относительно большого числа параметров, поэтому целесообразно исследовать не только средние потоки, но и их частные производные, которые позволяют количественно оценить чувствительность потоков к вариациям параметров облачного поля и условий освещения, а также выделить наиболее важные, в смысле воздействия на поле излучения, характеристики облачности. Наибольший интерес представляет частная производная среднего альbedo по количеству облаков, которая используется для оценки параметра δ чувствительности радиационного баланса системы <атмосфера – подстилающая поверхность> к изменениям количества облаков [37]. По определению

$$\delta = -\frac{S_0}{4} \frac{\partial \langle R \rangle}{\partial N} - \frac{\partial \langle F_{\infty} \rangle}{\partial N}, \quad (4)$$

где S_0 – солнечная постоянная; $\langle R \rangle$ – среднее альbedo системы; $\langle F_{\infty} \rangle$ – средний поток уходящей тепловой радиации. Все эти величины проинтегрированы по соответствующим спектральным интервалам. При $\delta < 0$ доминирует альбедный, а при $\delta > 0$ – парниковый эффект облаков.

Из выражения (3) следует, что для эквивалентных слоистых облаков

$$\frac{\partial \langle R_{St} \rangle}{\partial N} = R_c - R_s, \quad \frac{\partial \langle Q_{s,St} \rangle}{\partial N} = Q_c - Q_s, \quad (5)$$

где Q_c и Q_s – пропускание диффузной радиации плоскопараллельного облачного слоя и ясного неба соответственно. Эти производные не зависят от N и D и равны соответствующим потокам при $N = 1$ (рис. 4, а). Средние потоки в поле кучевых облаков нелинейно зависят от балла облач-

ности (рис. 3, 4, а), поэтому производные при вариациях N и ξ_{\oplus} изменяются в несколько раз, $\frac{\partial \langle Q_s \rangle}{\partial N}$ может изменить знак, а $\frac{\partial \langle R \rangle}{\partial N}$ из монотонно возрастающей при $\xi_{\oplus} < \tilde{\xi}_{\oplus}$ становится монотонно убывающей при $\xi_{\oplus} > \tilde{\xi}_{\oplus}$, $\tilde{\xi}_{\oplus} \sim 30^\circ$ (рис. 4, б). Поток $\langle Q_s \rangle$ при всех значениях ξ_{\oplus} , а альbedo при больших ξ_{\oplus} наиболее чувствительны к изменениям количества облаков при малых N , где соответствующие производные максимальны. Если Солнце близко к зениту, то наибольшая изменчивость $\langle R \rangle$ имеет место при больших N , а в области средних N величина $\frac{\partial \langle R \rangle}{\partial N}$ слабо зависит от ξ_{\oplus} .

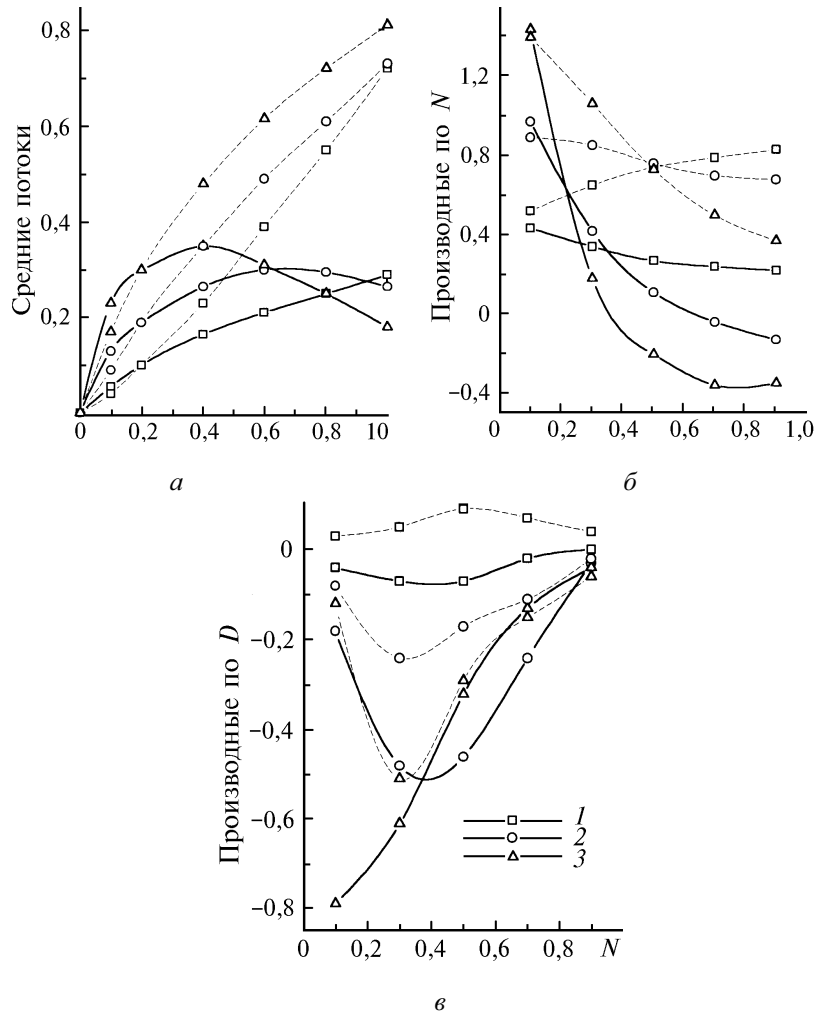


Рис. 4. Влияние зенитного угла Солнца на средние потоки (а) и их частные производные по баллу облачности (б) и горизонтальному размеру облаков (в) при $\sigma = 60 \text{ км}^{-1}$, $H = 0,5 \text{ км}$, $D = 0,25 \text{ км}$, и значениях $\xi_{\oplus} = 0$ (1), 30 (2) и 60° (3): сплошные кривые – пропускание, штриховые – отражение

Производные средних потоков по горизонтальному размеру D облаков как функции балла имеют максимум при $N \leq 0,5$, положение которого смещается в сторону меньших значений N с возрастанием ξ_{\oplus} (рис. 4, в), следовательно, $\langle Q_s \rangle$ и $\langle R \rangle$ наиболее чувствительны к вариациям D при $N \sim 0,2 - 0,5$: согласно экспериментальным данным [38] эти значения N типичны для кучевых облаков хорошей погоды. При возрастании ξ_{\oplus} от 0 до 30° $\frac{\partial \langle R \rangle}{\partial D}$ изменяет знак, т.е. при $\tilde{\xi}_{\oplus} < 30^\circ$ альbedo не зависит от D и равно среднему альbedo слоистой облачности.

Производные по N и D примерно одного порядка (рис. 4, б, в), причем среднее альbedo более чувствительно к изменениям N , чем к D . При малых баллах $\langle Q_s \rangle$ более чувствителен к вариациям количества облаков, а при средних и больших баллах примерно одинаково изменяется при вариациях N и D . Расчеты производных $\frac{\partial \langle Q_s \rangle}{\partial s}$ и $\frac{\partial \langle R \rangle}{\partial s}$ показали, что в зависимости от параметров задачи их величина на 2–3 порядка меньше, чем производных по N и D , т.е. средний радиационный режим кучевой облачности слабо изменяется при небольших вариациях коэффициента ослабления. Чтобы изменить средние лучистые потоки на такую же величину, что и при вариациях $\Delta N \sim 0,1$, коэффициент ослабления должен изменяться на величину $\Delta \sigma \sim 10 - 100 \text{ км}^{-1}$. Слабая изменчивость $\langle Q_s \rangle$ и $\langle R \rangle$ при вариациях σ позволяет сделать предположение о том, что учет в теории макромасштабных флуктуаций коэффициента ослабления внутри отдельного кучевого облака не приведет к существенным изменениям радиационных свойств поля кучевых облаков.

Принципиальное различие между $\frac{\partial \langle R \rangle}{\partial N}$, рассчитанными для слоистой и кучевой облачности, состоит в том, что в случае поля кучевых облаков при оценке $\frac{\partial \langle R \rangle}{\partial N}$ наряду с оптическими характеристиками, которые наиболее важны при малых N , и зенитным углом Солнца необходимо задавать начальное значение балла, относительно которого варьируется количество облаков. Среднее значение и вариации количества облаков отличаются для различных регионов земного шара, поэтому при корректной оценке производной среднего альbedo по количеству облаков необходимо принимать во внимание пространственно-временную изменчивость глобального поля облачности.

В радиационных блоках МОЦА рассчитываются спектральные и интегральные потоки восходящей и нисходящей солнечной, а также длинноволновой радиации на различных высотах в атмосфере. При вычислении средних спектральных потоков в ближней ИК-области спектра наряду с рассеянием и поглощением атмосферным аэрозолем и отражением от подстилающей поверхности необходимо учитывать поглощение атмосферными газами и прежде всего водяным паром, углекислым газом и озоном. Исследование вертикальных профилей средних потоков восходящей и нисходящей коротковолновой радиации, модулированной разорванной облачностью, начато в [39–41], где дано описание используемых моделей метеопараметров, оптических свойств аэрозоля, вертикальных профилей H_2O , CO_2 и их функций пропускания, а также алгоритма вычисления.

На рис. 5 представлены средние спектральные радиационные характеристики, рассчитанные для двух значений альbedo подстилающей поверхности A_s , отражающей по закону Ламберта. Значение $A_s = 0$ приблизительно соответствует альbedo океана, $A_s = 0,8$ – альbedo снежного покрова. При $\xi_{\oplus} = 0^\circ$ и $A_s = 0$ взаимодействие излучения с аэрозолем и поглощение атмосферными газами не меняет качественную картину: нисходящий на нижней границе средний поток диффузной радиации больше, а восходящий на верхней границе меньше при кучевой, чем при эквивалентной слоистой облачности (рис. 5, а, б, кривые 1 и 3). Излучение, выходящее через боковые стороны кучевых облаков, испытывает в среднем меньше актов рассеяния, чем излучение, выходящее через вершину и основание облаков. По этой причине среднее поглощение диффузной радиации в кучевых облаках меньше, чем в эквивалентных слоистых (рис. 5, в, кривые 1 и 3). В центрах сильных полос поглощения H_2O и CO_2 почти вся падающая солнечная радиация поглощается, а средние потоки и поглощение облачным слоем диффузной радиации пренебрежимо малы.

При $A_s = 0,8$ подстилающая поверхность отражает большую часть приходящего к ней потока суммарной радиации. После взаимодействия с подоблачным слоем эта отраженная радиация может рассматриваться как диффузный источник, освещающий нижнюю границу облаков и способный значительно увеличить рассматриваемые здесь средние потоки (рис. 5, а, б, кривые 1, 2 и 3, 4). Что касается среднего поглощения диффузной радиации, то при наличии хорошо отражающей поверхности оно больше для кучевых облаков (рис. 5, в, кривые 2, 4). Это объясняется тем, что в случае кучевой облачности отраженная от поверхности радиация может взаимодействовать не только с основаниями, но и боковыми сторонами большого числа кучевых облаков. Доля прямой радиации, прошедшей в просветах между облаками, будет

210

меньше для кучевых и, следовательно, обратное справедливо для диффузной радиации. При каждом взаимодействии с облачными частицами часть излучения поглощается, поэтому и справедливо неравенство $\langle P \rangle > \langle P_{st} \rangle$.

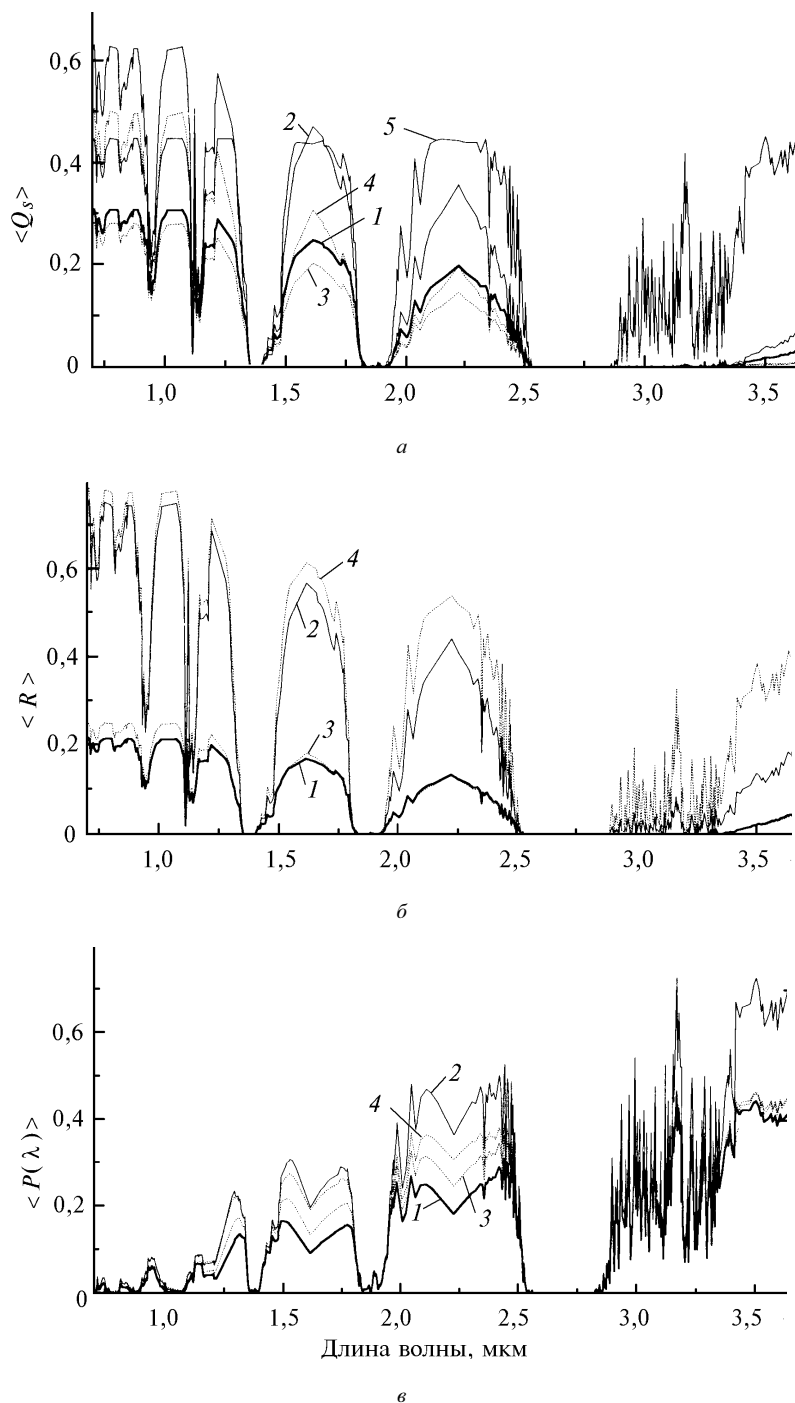


Рис. 5. Средние спектральные потоки нисходящей на нижней $\langle Q_s \rangle$ (а) и восходящей на верхней границе облаков $\langle R \rangle$ (б) радиации, а также среднее спектральное поглощение облаками рассеянного излучения $\langle P \rangle$ (в) при $\xi_{\oplus} = 0^\circ$, $\sigma = 30 \text{ км}^{-1}$, $N = 0,5$, $D = 0,25 \text{ км}$: 1, 2 – кучевые, 3, 4 – слоистые облака; 1, 3 – альbedo подстилающей поверхности $A_s = 0$; 3, 4 – $A_s = 0,8$; 5 – средний поток прямой радиации на уровне подстилающей поверхности

Представленные выше результаты наглядно иллюстрируют, что эффекты, связанные со стохастической геометрией кучевых облаков, оказывают сильное влияние на перенос излучения, поэтому средние радиационные характеристики кучевой облачности отличаются (на десятки процентов) от соответствующих характеристик эквивалентных слоистых облаков, отдельного эффективного облака и ансамбля регулярно расположенных в пространстве одинаковых облаков. Среднее альbedo слоистых облаков с неоднородной внутренней структурой [6,42,43] и случайной верхней границей [44] также существенно отличается от альbedo плоско-параллельного слоя со средней оптической толщиной. Эти различия необходимо учитывать в радиационных блоках МОЦА, которые должны быть улучшены на основе более реалистичных моделей взаимодействия полей облачности и радиации.

5. Поля яркости разорванной облачности

Одним из наиболее мощных средств глобального мониторинга оптически активных компонентов атмосферы и подстилающей поверхности являются методы и средства дистанционного оптического зондирования [45–47], с помощью которых можно вести непрерывные наблюдения за динамикой метеорологических полей, за пространственно-временной изменчивостью концентрации парниковых газов, оптических свойств аэрозоля, микро- и макропараметрами облаков и альbedo подстилающей поверхности. Особенно перспективным представляется использование соответствующего комплекса приборов, установленных на борту космического аппарата, что позволяет получать информацию об оптико-метеорологических и радиационных полях достаточно больших регионов Земли за короткий промежуток времени, в течение которого состояние атмосферы изменяется незначительно.

Методы интерпретации спутниковых измерений уходящей радиации базируются на решении уравнения переноса, устанавливающим взаимосвязь между характеристиками излучения, регистрируемого приемником, и параметрами системы <атмосфера – подстилающая поверхность>. Практически все существующие методы восстановления параметров системы по уходящей коротко- и длинноволновой радиации используют решение уравнения переноса в однородном плоскопараллельном облачном слое. Эффекты, связанные со случайной геометрией разорванной облачности, могут оказать существенное влияние на структуру полей яркости и стать одним из основных источников неопределенностей при решении обратных задач дистанционного зондирования.

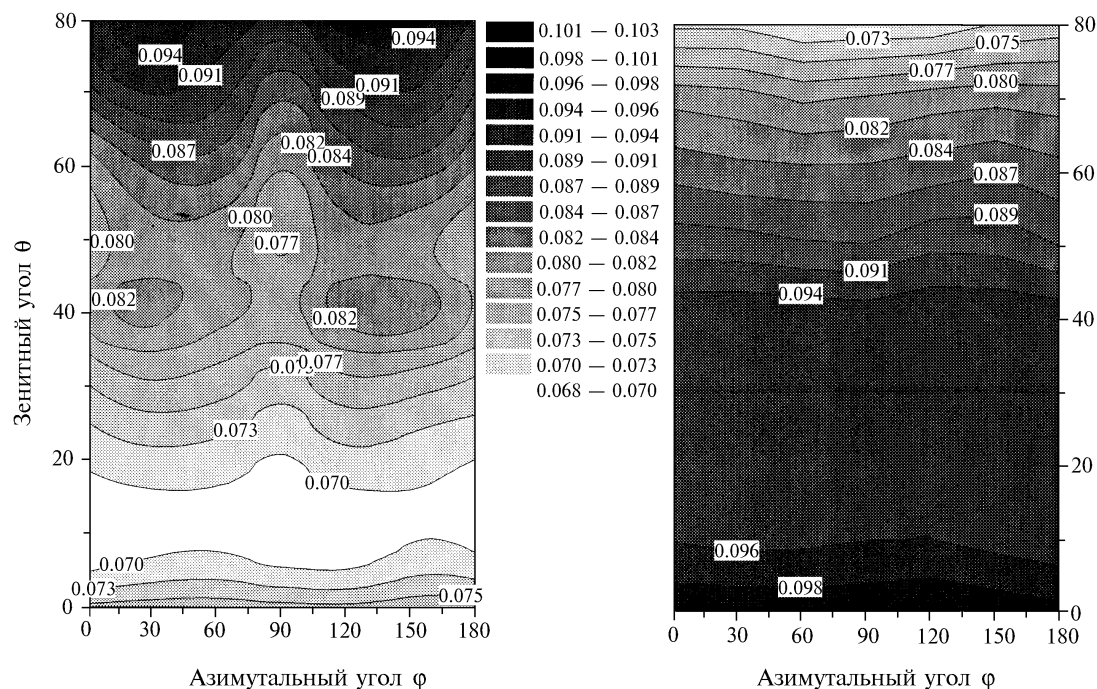


Рис. 6. Средняя интенсивность отраженной солнечной радиации при $\xi_{\oplus} = 0^{\circ}$, $N = 0,5$, $\sigma = 30 \text{ км}^{-1}$, $H = 0,5 \text{ км}$, $A_s = 0$; а – кучевые ($\gamma = D/H = 1$), б – слоистые облака ($\gamma = 0$)

Исследованию статистических характеристик полей яркости видимой солнечной радиации в разорванной облачности посвящены работы [48–52]. В качестве примера на рис. 6 представлена средняя интенсивность отраженной радиации как функция зенитного θ и азимутального φ угла наблюдения [52]. В расчетах используется модель поля кучевых облаков, генерируемая пуассоновским потоком точек на прямых. Такое облачное поле является статистически однородным и неизотропным, а основанием облака является в среднем квадрат. Последнее означает, что в горизонтальной плоскости оптические характеристики облаков в среднем зеркально симметричны относительно прямой, проходящей через произвольную точку в направлении с азимутальным углом $\varphi = 0, \pm 45, 90^\circ$. Очевидно, что при $\xi_\oplus = 0^\circ$ средняя интенсивность в кучевых облаках $\langle I_{Cu} \rangle$ будет иметь эту же симметрию (рис. 6, а). Как и следовало ожидать, средняя интенсивность в эквивалентных слоистых облаках $\langle I_{Sl} \rangle$ не зависит от азимутального угла визирования φ (рис. 6, б); незначительные отличия обусловлены погрешностью вычислений. Видно, что $\langle I_{Sl} \rangle$ имеет максимальные значения при $\theta \sim 0^\circ$ и убывает с увеличением θ , тогда как для кучевых облаков справедливо обратное. Это означает, что $\langle I_{Sl} \rangle$ и $\langle I_{Cu} \rangle$ могут иметь различные качественные зависимости от зенитного угла наблюдения. Отметим, что как кучевые, так и слоистые облака не отражают, вообще говоря, по закону Ламберта.

Обсудим кратко влияние различий между полями яркости кучевых, эквивалентных слоистых и отражающих по закону Ламберта облаков на точность восстановления среднего альбеда кучевой облачности. Пусть установленный на спутнике приемник имеет угол зрения $\alpha < \pi/2$ и его оптическая ось ориентирована в надир. Очевидно, что такой приемник может измерять не значение среднего альбеда $\langle R \rangle$, а интеграл $\langle F_{mes} \rangle$ по телесному углу приемника от средней интенсивности излучения $\langle \hat{I}(\vartheta, \varphi) \rangle$, уходящего с верхней границы атмосферы,

$$\langle R \rangle = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^1 \langle \hat{I}(\vartheta, \varphi) \rangle \vartheta d\vartheta, \quad \langle F_{mes} \rangle = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\cos \alpha} \langle \hat{I}(\vartheta, \varphi) \rangle \vartheta d\vartheta, \quad (6)$$

где $\vartheta = \cos \theta$. Задача состоит в установлении однозначной связи между $\langle F_{mes} \rangle$ и $\langle R \rangle$ и при ее решении обычно используются угловые распределения интенсивности, полученные для эквивалентных слоистых или <ламбертовских> облаков (см., например, [53]). Введем обозначение

$$\delta = (\langle R \rangle - \langle R_j \rangle) / \langle R \rangle \times 100\%, \quad (7)$$

где $\langle R_j \rangle$ – среднее альбеда поля кучевых облаков, восстановленное с использованием угловых распределений слоистых (индекс $j = St$) или <ламбертовских> (индекс $j = Lam$) облаков. Величина δ дает ошибку в определении среднего альбеда кучевой облачности, обусловленную игнорированием влияния на перенос излучения эффектов, связанных со стохастической геометрией поля кучевых облаков, и ее значения представлены на рис. 7 [49]. Видно, что в случае кучевой облачности предположение о ламбертовости облаков приводит как к завышению, так и к занижению, а использование угловых распределений слоистой облачности – к систематическому завышению среднего альбеда, и абсолютные значения δ могут достигать $\sim 10-20\%$.

До сих пор мы рассматривали средние потоки и поля яркости солнечной радиации в облачных полях со случайной геометрией. Наряду с этими потоками другой не менее важной составляющей радиационного баланса Земли являются потоки длинноволнового излучения атмосферы и подстилающей поверхности. Знание полей яркости длинноволнового излучения необходимо при решении широкого круга практически важных задач, в частности, при корректной оценке искажающего влияния облачного покрова в задаче оптического зондирования температуры поверхности океана из космоса. Уравнения для моментов интенсивности длинноволновой радиации и методы их решения получены в [54–57], где также исследованы влияние многократного рассеяния и различия между яркостными температурами кучевых и эквивалентных слоистых облаков. Показано, что рассеяние можно не учитывать лишь в случае оптически плотных кучевых облаков с оптическими толщинами $\tau > 15-20$ и при зенитных углах наблюдения $\theta < 60-70^\circ$. Для указанных значений τ и θ ошибка в определении яркостной температуры, обусловленная пренебрежением эффектов рассеяния, не превышает 1 К.

Разность $\delta T = T_{Si} - T_{Cu}$ между яркостными температурами эквивалентных слоистых T_{Si} и кучевых T_{Cu} облаков зависит от параметров облачного поля и угла наблюдения и изменяется от -5 (вблизи зенита) до 15 К (вблизи горизонта). Таким образом, эффекты, обусловленные стохастической геометрией кучевых облаков, оказывают существенное влияние на перенос как коротковолновой, так и длинноволновой радиации. Это обстоятельство необходимо учитывать при вычислении потоков длинноволновой радиации, оценке параметра чувствительности климата, а также при интерпретации данных дистанционного зондирования параметров атмосферы и подстилающей поверхности в длинноволновой области спектра.

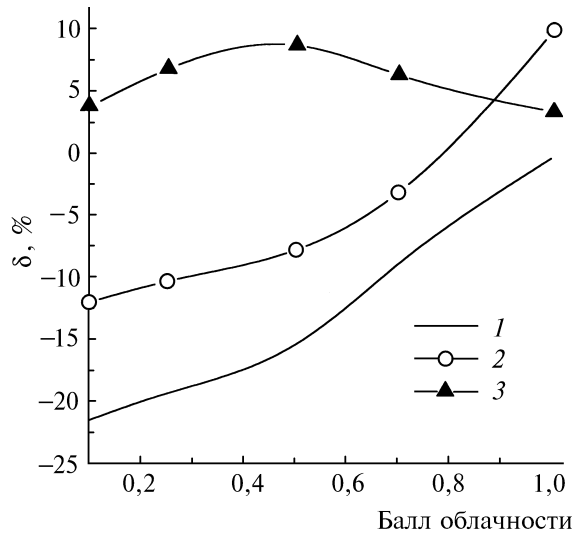


Рис. 7. Значения δ при $\xi_{\oplus} = 0^\circ$, $\sigma = 30 \text{ км}^{-1}$, $D = H = 0,5 \text{ км}$: 1 – слоистые, 2,3 – <ламбертовские> облака; 1,2 – альbedo подстилающей поверхности $A_s = 0$; 3 – $A_s = 0,8$.

5. Заключение

В последние годы теория переноса излучения в разорванной облачности интенсивно и успешно развивалась. Создан ряд новых и улучшены уже существовавшие модели, учитывающие стохастическую геометрию разорванной облачности. Дальнейшее развитие получили методы решения уравнений для моментов интенсивности, основанные на теории методов Монте-Карло. Наше понимание влияния на перенос радиации эффектов, связанных со стохастической геометрией облаков, существенно улучшено. Многочисленные результаты расчетов в различных моделях разорванной облачности показывают, что их средние радиационные характеристики могут на десятки процентов отличаться от соответствующих характеристик, рассчитанных на основе моделей плоскопараллельного слоя, отдельного облака и ансамбля регулярно расположенных в пространстве облаков. Эти различия слишком велики, чтобы при моделировании погоды и климата ими можно было пренебречь. Радиационные блоки МОЦА необходимо улучшить, используя вместо плоскопараллельной более реалистичные модели взаимодействия стохастических облаков и радиации.

Несмотря на имеющиеся успехи остается ряд неопределенностей в моделировании переноса радиации в разорванной облачности. Анализ спутниковых изображений облачного покрова позволяет получить ценные сведения о геометрии проекции облаков на некоторую плоскость. Однако мы имеем очень скудную информацию о случайной геометрии границ слоистых ($H/D \ll 1$) и трехмерной геометрии кучевых ($H/D \sim 1$) облаков. Для получения такой информации весьма перспективным представляется использование самолетного или космического лидара.

Для расчета статистических характеристик потоков и полей яркости статистически однородной разорванной облачности можно использовать как численное моделирование полей облачности и радиации, так и уравнения для моментов интенсивности. Наличие таких уравнений позволяет значительно уменьшить трудоемкость (в смысле затрат компьютерного времени) алгоритмов метода Монте-Карло для расчета, например, статистических характеристик интенсивности в заданном направлении или дисперсии и корреляционной функции потоков солнечной радиации.

Эти уравнения можно решать не только методом Монте-Карло, но и с помощью других численных и приближенных методов, что может оказаться полезным при разработке радиационных блоков МОЦА. Реальные облака не являются статистически однородными, поэтому необходимо обобщение уравнений для моментов интенсивности на случай таких облачных полей.

Для тестирования и улучшения радиационных моделей разорванной облачности необходимы данные комплексного радиационного эксперимента, в рамках которого на согласованных пространственно-временных масштабах будут измерены все параметры системы <атмосфера – подстилающая поверхность>, определяющие перенос радиации, интегральные и спектральные потоки восходящей и нисходящей коротко- и длинноволновой радиации, а также поля яркости в различных спектральных интервалах.

Эта работа получила поддержку Pacific Northwest Laboratories (DOE's ARM Program) по контракту 350114-A-Q1.

1. Глобальный климат / Под ред. Дж.Т. Хотона. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 501 с.
2. Climate change – The IPCC scientific assessment. Ed. J.T. Houghton. World Met. Org., 1990. 358 p.
3. Hansen E.F., P. Minnis, B.R. Barkstrom, V. Ramamathan, R.D. Cess, Gibson G.G. //Science. 1981. V.213. P. 957–966.
4. Wetherald R.T., Manabe S. //J. Atmos. Sci. 1980. V. 37. P. 1485–1510.
5. Cahalan R.F., Wiscombe W.J. Impact of cloud structure on climate, in Current Problems in Atmospheric Radiation, S. Keenlyapple and O. Karner, ed., A. Deepak Pub. 1993. P.120–123.
6. Cahalan R.F., Ridgway W., Wiscombe W.J., Bell T.L. //J. Atmos. Sci. 1994 (in press).
7. Harshvardhan and Randal D.A. //Mon. Wea. Rev. 1985. V. 113. P. 1832–1833.
8. Матвеев Л. Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1984. 751 с.
9. Han-Ru Cho. //J. Atmos. Sci. 1978. V. 35. N 1. P. 125–138.
10. Титов Г. А. //Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. N 8. С. 966–970.
11. Титов Г. А. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1985. Т. 21. N 9. С. 940–948.
12. Титов Г. А. Статистическое описание переноса оптического излучения в облаках: Дис. ... докт. физ.-мат. наук (01.04.05). Томск: ИОА СО АН СССР, 1988. 361 с.
13. Titov G. A. //J. Atm. Sci. 1990. V. 47. P. 24–38.
14. Каргин Б. А., Пригарин С. М. Моделирование стохастических полей кучевой облачности и исследование их радиационных свойств методом Монте-Карло. Новосибирск, 1988. 18 с. (Препринт/ВЦ СО АН СССР. N 817).
15. Бабич Е. А., Титов Г. А. //Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 7. С. 757–765.
16. Михайлов Г. А. // Статистическое моделирование в математической физике. Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1976. С. 5–16.
17. Марчук Г. И., Михайлов Г. А., Назаралиев М. А. и др. Метод Монте-Карло в атмосферной оптике. Новосибирск: Наука, 1976. 280 с.
18. Авасте О. А., Вайникко Г. М., Глазов Г. Н., Креков Г. М., Титов Г. А. // Методы Монте-Карло в вычислительной математике и математической физике. Новосибирск ВЦ СО АН СССР. 1974. С. 232–237.
19. Вайникко Г. М. // Статистические исследования в разорванной облачности. Тр. МГК СССР. Метеорологические исследования. 1973. N 21. С. 28–37.
20. Вайникко Г. М. Там же. С. 65–74.
21. Вайникко Г. М. Там же. С. 38–51.
22. Авасте О. А., Вайникко Г. М. Там же. С. 52–64.
23. Авасте О. А., Вайникко Г. М. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1974. Т. 10. N 10. С. 1054–1061.
24. Глазов Г. Н., Титов Г. А. //Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23. N 4. С. 424–431.
25. Титов Г. А. //Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. N 8. С. 966–970.
26. Титов Г. А. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1985. Т. 21. N 9. С. 940–948.
27. Скоринов В. Н., Титов Г. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. N 8. С. 971–980.
28. Журавлева Т. Б., Титов Г. А. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. N 10. С. 79–87.
29. Pomraning G.C. Linear Kinetic Theory and Particle Transport in Stochastic Mixtures. World Scientific Publishing. Singapore. 1991.
30. Малваджи Ф., Помранинг Г. С. //Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 9. С. 1064–1090.
31. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 298 с.
32. Скоринов В. Н., Титов Г. А. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1984. Т. 20. N 3. С. 263–270.
33. Титов Г. А. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1987. Т. 23. N 8. С. 851–858.
34. Zuev V.E., Titov G. A. //J. Atmos. Sci., 1994 (in press).
35. Schmetz J. //Tellus. 1984. V. A36. N 5. P. 417–432.
36. Harshvardhan. //J. Atmos. Sci. 1982. V. 39. N 8. P. 1853–1861.
37. Schneider S.H. //J. Atmos. Sci. 1972. V. 29. P. 1413–1422.
38. Plank V.G. //J. Appl. Meteor. 1969. V. 8. N 1. P. 46–67.
39. Zuev V.E., Titov G.A., Zhuravleva T.B., Popov S.Yu. Mean fluxes of shortwave radiation in broken clouds. Proceedings to forth ARM Science Team Meeting. Charleston. SC. USA. 1–5 Mach. 1994.
40. Zuev V.E., Titov G.A., Zhuravleva T.B., Popov S.Yu. Mean fluxes of the near-IR solar radiation in broken clouds. Proceedings to forth ARM Science Team Meeting. Charleston. SC. USA. 1–5 Mach. 1994.

41. Журавлева Т.Б., Попов С.Ю., Титов Г.А. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 10. С. 1309–1318.
42. Stephens G.L. //J. Atmos. Sci. 1988. V. 45. P. 1818–1835.
43. Stephens G.L. //J. Atmos. Sci. 1988. V. 45. P. 1836–1838.
44. Попов С.Ю., Титов Г.А. //Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N. 3. С. 293–299.
45. Зуев В.Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М.: Сов. радио, 1970. 496 с.
46. Зуев В.Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Сов. радио, 1981. 288 с.
47. Зуев В.В., Зуев В.Е. Дистанционное оптическое зондирование атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1991. 232 с.
48. Журавлева Т.Б., Титов Г.А. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1987. Т. 23. N 7. С. 733–741.
49. Журавлева Т.Б., Титов Г.А. //Исследование Земли из космоса. 1988. N 6. С. 20–26.
50. Журавлева Т.Б., Титов Г.А. //Исследование Земли из космоса. 1989. N 4. С. 35–43.
51. Журавлева Т.Б., Титов Г.А. //Исследование Земли из космоса. 1989. N 5. С. 81–87.
52. Zuev V.E., Titov G.A., Kasyanov E.I., Zimin D.A. Brightness fields of broken clouds. Proceedings to forth ARM Science Team Meeting. Charleston, SC. USA. 1–5 Mach, 1994.
53. King M.D., Curran R.J. //J. Atmos. Sci. 1980. V. 37. P. 1262–1278.
54. Zuev V.E., Zhuravleva T.B., Titov G.A. //J. Geophys. Res. 1987. V. 92. P. 5533–5539.
55. Касьянов Е.И., Титов Г.А. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. N 2. С. 133–140.
56. Касьянов Е.И., Титов Г.А. //Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 3. С. 286–292.
57. Касьянов Е.И., Титов Г.А. //Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 9. С. 907–914.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
20 июля 1994 г.

V. E. Zuev, G. A. Titov. Radiation Effects of Broken Cloudiness.

Current state and prospects of the transfer theory development for the case of broken cloudiness are discussed in the paper. The effects attributed to stochastic geometry of the clouds are shown to influence significantly the radiation transfer. This should be taken into account when interpreting albedo of paradox and anomalous absorption within near-IR region of spectrum, in radiation blocks of Models of the Atmosphere General Circulation (MAGC), algorithms of reconstruction of albedo and cloudy cover parameters from the data of satellite measurements.