

Лин Чамберс

ФОРМА БИДИРЕКЦИОННОЙ ФУНКЦИИ ОТРАЖЕНИЯ ОТ НЕОДНОРОДНОЙ ОБЛАЧНОСТИ ГРАНИЧНОГО СЛОЯ ОКЕАНА

*Атмосферное научное отделение, Исследовательский центр NASA
Langley, Хэмптон, Вирджиния, США*

Поступила в редакцию 7.12.98 г.

Принята к печати 8.02.99 г.

Анализируются теоретические бидирекционные функции отражения для неоднородной облачности граничного слоя океана с помощью алгоритма разложения в окрестности особой точки и исследуется возможность получения простой параметризации, зависящей от облачных параметров. Показана принципиальная возможность такой параметризации при использовании 4–6 облачных параметров; однако облачные параметры, применявшиеся до сих пор, неудовлетворительно воспроизводят форму бидирекционной функции.

1. Введение

Характеристики бидирекционного отражения от земной поверхности, а также имеющей место облачности, необходимо знать при интерпретации спутниковых измерений интенсивности. В случае облачности угловое распределение интенсивности отраженной радиации может обуславливаться не только микрофизическим составом, но и в значительной степени облачной макрофизикой, т.е. геометрией и внутренней неоднородностью облаков.

В данной статье теоретически моделируются облачные бидирекционные распределения отраженной радиации на длине волны 0,83 мкм видимого диапазона и исследуется возможность параметризации этих распределений через характеристики облачного поля. Для этой цели используются выборочные облачные поля, построенные на основе горизонтального распределения облачности граничного слоя океана на 45 сценах, полученных со спутника Landsat, на которых присутствует разорванная слоистая, кучевая, а также сплошная облачности (см. [1, 2]).

Описываемый подход имеет ряд недостатков: 1) на первом этапе в нем используется приближение независимых пикселей (ИПА) для получения двумерных (2D) распределений оптической толщины для спутника Landsat, из которых затем рассчитывается «истинное» облачное поле; 2) рассматриваются лишь 2D (вертикальная и одна горизонтальная размерности) облачные сечения, поэтому полное влияние 3D облачных полей не учитывается; 3) моделируется только однослойная жидкокапельная облачность нижнего яруса; 4) рассматривается консервативное рассеяние (без поглощения); 5) предполагается, что водность в облаке изменяется линейно и непрерывно (без просветов) с ростом высоты.

Во второй части представлена процедура построения реального поля неоднородной облачности с помощью Landsat сцен. В части 3 кратко описаны модель переноса излучения и исследуемые параметры. В 4-й части приводится анализ бидирекционных распределений отраженной радиации на основе разложений в окрестности особой точки. В 5-й части содержатся основные выводы работы.

2. Построение облачных сцен

2.1. Горизонтальная неоднородность по данным спутника Landsat

Первоначально в нашем распоряжении были 52 Landsat сцены облачности граничного слоя океана, из которых затем было выбрано 45 (см. [1, 2]), содержащих не более 10% насыщенных пикселей. Переход от поля интенсивности к полю оптической толщины был осуществлен на основе 1D теории, а порог по интенсивности определялся для каждой сцены методом проб и ошибок. Каждая сцена представляет собой квадрат со стороной порядка 58 км и состоит из 2048×2048 пикселей, обеспечивая пространственное разрешение 28,5 м (за исключением нескольких сцен меньшего разрешения, состоящих из 1024×1024 пикселей). Для получения 2D облачных сцен в пределах каждой сцены равномерно распределялись 60 полосок длиной 10 км. Для каждой полоски рассчитывались балл и средняя оптическая толщина облачности. Затем на сценах осуществлялись выборка полосок и заполнение матрицы 6×6 из значений балла и оптической толщины облачности (табл. 1) до тех пор, пока некоторое заданное количество (достаточным считалось 20) значений не накапливалось в ее ячейках. В результате была получена 341 выборочная облачная сцена. Отметим, что в конце оказались заполненными не все ячейки: по-видимому, в природе облачность граничного слоя океана не может иметь оптическую толщину >20 и балл облачности $<0,25$.

Таблица 1

Количество выборочных облачных сцен с указанными баллом облачности (A_c) и средней оптической толщиной облаков (τ)

| τ | A_c | | | | | |
|--------|--------|-----------|-----------|-----------|-----------|--------|
| | 0–0,01 | 0,01–0,25 | 0,25–0,50 | 0,50–0,75 | 0,75–0,99 | 0,99–1 |
| 0–2,5 | 20 | 20 | 20 | 20 | 20 | 9 |
| 2,5–6 | 0 | 20 | 20 | 20 | 20 | 20 |
| 6–10 | 0 | 7 | 9 | 14 | 20 | 20 |
| 10–18 | 0 | 3 | 2 | 4 | 11 | 20 |
| 18–40 | 0 | 0 | 0 | 0 | 2 | 20 |
| > 40 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |

2.2. Моделирование вертикальной неоднородности

В вертикальном направлении облачное поле моделировалось в предположении линейного изменения водности в облаке с ростом высоты. Соответственно размер облачных капель изменялся как степень 1/3 высоты в облаке, а коэффициент ослабления – как степень 2/3. Форма облаков моделировалась в соответствии со статистическими данными о лохматости верхней границы, полученными в ходе эксперимента по лидарным технологиям в космосе (LITE, [3]). В частности, необходимо, чтобы 80% облачного вещества располагалось выше, а 20% ниже некоторого номинального уровня в атмосфере. Получаемые в результате изломы верхней границы имеют вертикальный размер от нескольких до 200 м, при этом наиболее типичный их размер – 50–60 м.

Микрофизические характеристики (коэффициент ослабления и размер частиц), использовавшиеся в качестве входных параметров модели переноса излучения, изменялись дискретно. Входными также являлись параметры рэлеевского рассеяния в атмосфере на длине волны 0,83 мкм, для которой выполнены расчеты. Влияние атмосферы учитывается над облаком и не учитывается под ним. Поверхность считается абсолютно черной для выделения влияния облачности.

3. Оборудование и изменяемые величины

3.1. Модель переноса излучения

Используемая нами модель переноса излучения основана на методе дискретных ординат и сферических гармоник [4]. В ней для представления поля интенсивности на различных стадиях решения используется метод либо дискретных ординат, либо сферических гармоник. Метод сферических гармоник применяется для быстрого расчета функции источника, учитывающей интеграл рассеяния. Метод дискретных ординат используется для интегрирования уравнения переноса излучения по пространственной решетке. Решение ищется с помощью простой итерации между функцией источника и полем интенсивности, т.е. так же, как и в методе последовательных порядков рассеяния.

Для каждой облачной выборки получены решения 2D уравнения переноса излучения для 10 зенитных углов Солнца 0 и 5°, а затем с шагом 10 до 85°. Рассчитывались потоки и интенсивности на верхней границе облачности в зависимости от x для 109 углов наблюдения (зенитного угла наблюдения $\theta = 0^\circ$ и всех комбинаций $\theta = 5, 15, 25, 35, 45, 55, 65, 75, 85^\circ$ и относительного азимута $\phi = 0, 5, 20, 40, 60, 80, 100, 120, 140, 160, 175, 180^\circ$).

3.2. Анизотропия

Функция анизотропии определяется следующей формулой:

$$\psi(\theta, \phi, \theta_0) = \frac{\pi I(\theta, \phi, \theta_0)}{F_{up}(\theta_0)}, \quad (1)$$

где I – интенсивность в заданном направлении; F_{up} – поток восходящей радиации. Функция ψ зависит от углов наблюдения θ и ϕ и зенитного угла Солнца θ_0 . Анизотропия является мерой отклонения от свойств ламбертовской отражающей поверхности, для которой она тождественно равна 1. Среднее значение анизотропии рассчитывалось для каждой облачной выборки как решение 2D уравнения,

при этом интенсивность I и поток F вычислялись как средние значения по кадру длиной 10 км. Если бы функция ψ была точно известна для облачного поля, то из интенсивности, измеренной в некотором направлении наблюдения, можно было бы точно оценить полный поток энергии в полусфере. К сожалению, значение ψ достаточно чувствительно к параметрам облачности.

4. Анализ в окрестности особой точки

4.1. Теория

Средние функции анизотропии ψ для всех облачных выборок используются в качестве входных параметров при анализе разложения в окрестности особой точки (ООТ). Этот метод применяется для поиска кластеров одинаковой формы и описан детально в [5]. Каждая дискретная функция анизотропии $\psi(\theta_i, \phi_j, \theta_{0k})$ записывается как вектор, где значения ψ для последовательных углов наблюдения образуют M компонент вектора Y_m . Затем строится вектор отклонений $dY_m = Y_m - \langle Y \rangle$, где $\langle Y \rangle$ – средний вектор, получаемый путем усреднения всех облачных выборок. Далее, N векторов отклонения для всех облачных выборок записываются как колонки матрицы $M \times N$. В нашем случае $M = 109$ и $N = 341$. Как и в [6], используем разложение матрицы в окрестности особой точки и получаем три компоненты:

$$dY = UDV^T, \quad (2)$$

где центральная матрица D – диагональная матрица, элементы которой d_1, d_2, \dots, d_L имеют особые значения. Отметим, что в общем случае L не равно ни M , ни N .

Расставив значения особых точек в порядке убывания, можно оценить значимость каждой компоненты. Средняя дисперсия определяется формулой

$$\langle d^2 \rangle_{\text{random}} = \frac{1}{L} \sum_{k=1}^L d_k^2. \quad (3)$$

Определим значение k' такое, что все дисперсии с меньшим k превышают среднюю дисперсию. Тогда k' первых (наибольших) особых значений можно рассматривать как «степени свободы» в данной задаче, а остальные значения – шум.

Составляющие U векторы представляют собой ортогональные собственные частоты (моды), и с их помощью можно разбить все функции анизотропии на группы, «ближайшие» к той или иной моде:

$$T = Y^T U, \quad (4)$$

T – одномерный ряд чисел, максимальное из которых указывает «кластер», которому данная функция анизотропии принадлежит.

Кроме того, собственные частоты могут быть использованы для приближенного восстановления каждой функции анизотропии. Для этого требуется k' коэффициентов, на которые умножаются собственные частоты, найденные при анализе степеней свободы. Это всего лишь коэффициенты при U в уравнении (2), или $c = d_k V_k^T$.

4.2. Результаты

Из полученных результатов видно (рис. 1), что набора 4–6 мод в общем случае достаточно для описания функций анизотропии для всех зенитных углов Солнца. Первые 4–6

мод не только имеют дисперсию, превышающую среднюю, но и кумулятивно практически полностью описывают ее. Это вселяет надежду на то, что анизотропная изменчивость облачного поля может быть описана с помощью относительно небольшого количества параметров.

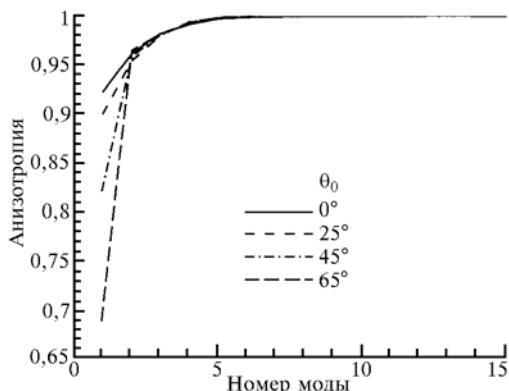


Рис. 1. Качество восстановления анизотропной дисперсии для различных зенитных углов Солнца

Моды отклонения ($\psi_{\text{mode}} - \bar{y}$, где \bar{y} – полная средняя функция анизотропии) для Солнца в зените представлены на рис. 2. Особенно интересен ход моды 4, которая не является полностью симметричной по отношению к рассеянию вперед и назад. Эта особенность формируется несколькими облачными выборками в наборе данных, которые содержат ориентированные облака, а потому имеют преобладающее направление рассеяния даже при Солнце в зените.

Коэффициенты для четырех первых мод представлены на рис. 3 для зенитного угла Солнца 45° в зависимости от того облачного параметра, к которому каждый из них наиболее чувствителен. Сплошной линией на этих рисунках показаны среднеквадратические аппроксимации. Параметр σ_τ – это стандартное отклонение оптической толщины облаков в данной облачной выборке. Величина v называется параметром гамма-функции и определяется как $v = (\bar{\tau}/\sigma)^2$ [6]. Очевидно, с помощью однопараметрической аппроксимации невозможно полностью описать изменчивость этих коэффициентов. Кроме того, с изменением зенитного угла Солнца меняется параметр, к которому данный коэффициент наиболее чувствителен (табл. 2).

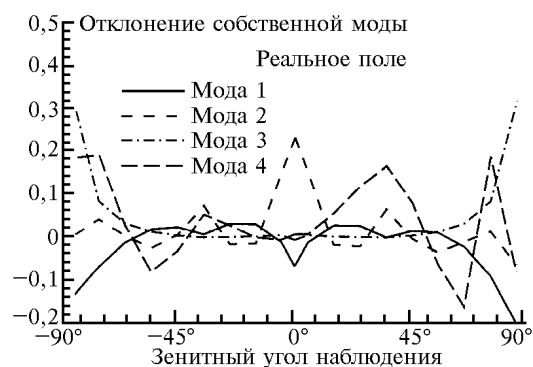


Рис. 2. Первые 4 моды отклонения в главной плоскости и для Солнца в зените

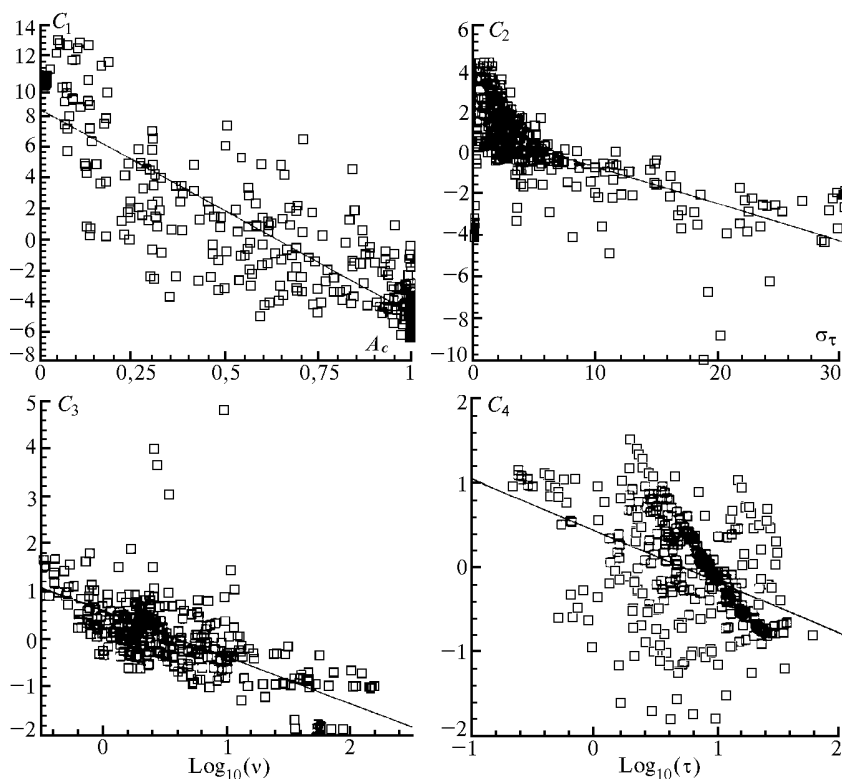


Рис. 3. Коэффициенты при первых 4 модах в зависимости от облачных параметров, к которым они наиболее чувствительны. Зенитный угол Солнца $\theta_0 = 45^\circ$

В табл. 2 представлены коэффициенты при первых четырех модах и параметры, от которых эти коэффициенты зависят больше всего; показателями данной зависимости являются коэффициент линейной регрессии r^2 и стандартное отклонение аппроксимации. Отметим, что, так же, как и на рис. 3, коэффициент регрессии не достигает значительной величины, особенно для коэффициентов $C_2 - C_4$. Это, а также то, что меньшая стандартная ошибка возможна при использовании других параметров (не приводятся), говорит о том, что данные однопараметрические аппроксимации неудовлетворительно описывают изменчивость модальных коэффициентов. Здесь величина σ_z , представляющая собой стандартное отклонение высоты облаков, является мерой «лохматости» или формы облаков. Также малоэффективными оказались такие параметры, как мера аспекта-отношения (AR) вертикального размера облаков к горизонтальному и среднее межоблачное расстояние (\overline{gap}). Вполне возможно, что существует сингулярный параметр, лучше описывающий данную изменчивость, но пока он не найден.

Таблица 2

Однопараметрическая аппроксимация коэффициентов ООТ мод с минимальной ошибкой

| Мода | $\theta_0 = 0^\circ$ | | | $\theta_0 = 45^\circ$ | | |
|-------|-------------------------|-------|--------------------|-------------------------|-------|--------------------|
| | Параметр | r^2 | Стандартная ошибка | Параметр | r^2 | Стандартная ошибка |
| C_1 | A_c | 0,84 | 11,5 | A_c | 0,77 | 8,39 |
| C_2 | $\text{Log}_{10}(v)$ | 0,34 | 6,71 | σ_z | 0,31 | 4,17 |
| C_3 | $\text{Log}_{10}(\tau)$ | 0,29 | 11,5 | $\text{Log}_{10}(v)$ | 0,45 | 13,1 |
| C_4 | σ_z | 0,02 | 38,0 | $\text{Log}_{10}(\tau)$ | 0,2 | 22,8 |

Ввиду присутствия выраженной зависимости в результатах, представленных выше, нами были построены двухпараметрические линейные регрессии для всех комбинаций 7 исследованных облачных параметров. В табл. 3 приведены

комбинации, для которых минимально стандартное отклонение. Необходимо отметить, что в двухпараметрической аппроксимации не всегда представлен параметр наилучшей однопараметрической аппроксимации. Отчетливо видно, что использование дополнительного параметра в аппроксимации значительно уменьшает стандартное отклонение.

Таблица 3

Двухпараметрическая аппроксимация коэффициентов ООТ мод с минимальной ошибкой

| Мода | $\theta_0 = 0^\circ$ | | | $\theta_0 = 45^\circ$ | | |
|-------|-------------------------|------------|------------------------|-----------------------|------------------|------------------------|
| | Параметр | | Стандартное отклонение | Параметр | | Стандартное отклонение |
| | 1 | 2 | | 1 | 2 | |
| C_1 | A_c | σ_z | 3,52 | σ_z | \overline{gap} | 3,99 |
| C_2 | $\text{Log}_{10}(v)$ | σ_z | 6,02 | σ_z | AR | 5,16 |
| C_3 | $\text{Log}_{10}(\tau)$ | AR | 4,47 | AR | σ_z | 6,95 |
| C_4 | $\text{Log}_{10}(\tau)$ | AR | 2,58 | $\text{Log}_{10}(v)$ | \overline{gap} | 3,11 |

На рис. 4 дана зависимость восстановленной функции ψ от истинной. Темными символами показаны значения ψ , восстановленные с помощью всех 4 собственных частот и коэффициентов c , полученных из ООТ анализа. Серые символы соответствуют значениям ψ , восстановленным по тем же 4 собственным частотам, но с использованием коэффициентов, полученных путем построения с минимальным стандартным отклонением одно- или двухпараметрической аппроксимации зависимости от облачных параметров. Ясно видно, что в первом случае результат восстановления на два порядка лучше, чем во втором. Полная среднеквадратическая ошибка составляет 40%.

Еще более смущающим фактом являются полученные во втором случае нулевые и отрицательные значения. Совершенно очевидна невозможность использования второго метода для преобразования интенсивностей в потоки.

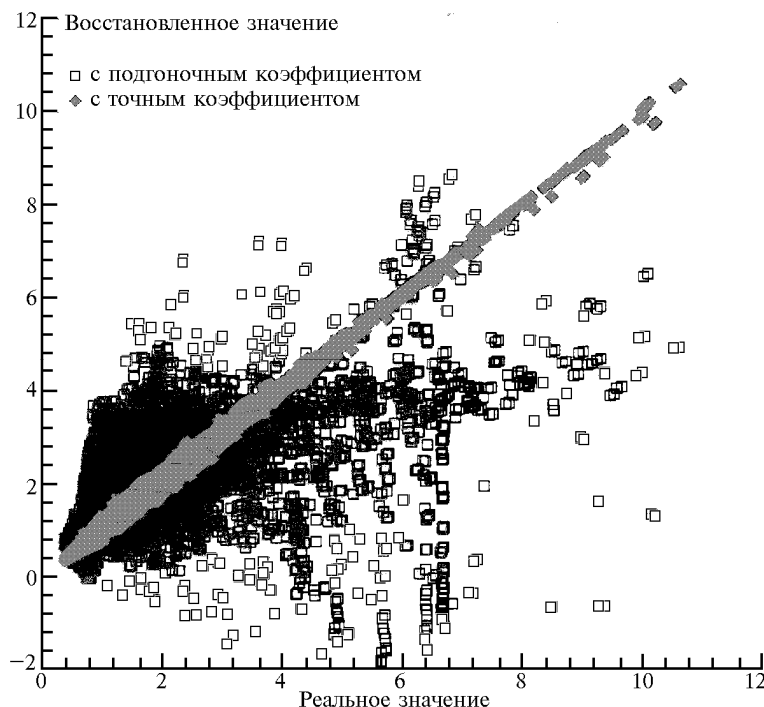


Рис. 4. Зависимость восстановленной функции анизотропии от истинной

4.3. Другие свидетельства

Аналогичный анализ (не представлен) был проведен ранее для другого набора теоретических результатов. Было рассмотрено облачное поле с гораздо менее сложной структурой. Используемыми предположениями были постоянство эффективного радиуса облачных капель, постоянство коэффициента ослабления в пределах облачного столба и однородность верхней границы облачности. В этом случае результаты восстановления функции ψ были несколько лучше: они все группировались в окрестности серой полосы (см. рис. 4), и среди них, конечно, не было нулевых и отрицательных значений. Это говорит о том, что вариации верхней границы облаков, размера частиц и коэффициента ослабления следует рассматривать важными контрольными характеристиками качества восстановления коэффициентов при собственных частотах. Однако все прежние попытки использовать подобные параметры для описания этой изменчивости и точно воспроизвести форму окончились неудачей.

Аналогичный анализ был проведен для изображений со сплошной облачностью ($A_c > 0,99$). В этом случае ООТ коэффициенты изменяются, например, с оптической толщиной гораздо сильнее. В результате ψ восстанавливается несколько лучше, в общем случае со среднеквадратической ошибкой порядка 20%, т.е. в 2 раза точнее, чем на рис. 4; но все же несколько восстановленных точек имеют отрицательные значения или близки к нулю.

Lin H. Chambers. The Shape of bi-Directional Reflection from Nonhomogeneous Oceanic Boundary Layer Clouds.

Theoretically generated bi-directional reflection functions for nonhomogeneous oceanic boundary clouds are studied using a singular value decomposition algorithm in an attempt to find simple parametrization as a function of cloud properties. Results suggest that this should be possible using 4–6 cloud properties; but those cloud properties tried to date have not satisfactorily reproduced the shape of the bi-directional function.

5. Выводы и дальнейшие планы

Теоретически показана возможность описания изменчивости анизотропных свойств облачности с помощью 4–6 параметров. Однако попытки использовать характерные параметры облачности, например балл облачности и размер облаков, а также дополнительные параметры, описывающие изменчивость оптической толщины и формы облаков, пока не дали желаемого результата. Возможно, более точную аппроксимацию коэффициентов можно было бы получить путем линейного преобразования мод в другой ортогональный набор величин, либо с помощью некоторого другого найденного параметра, описывающего изменчивость облачного поля. Однако в настоящий момент нет ясного плана действий в этом направлении.

В написании статьи большую роль сыграли сотрудники Исследовательского центра NASA Langley Дж. Льюис Смит и Брюс Р. Баркстром.

1. Harshvardhan, Wielicki B.A., Ginger K.M. // J. Climate. 1987. V. 7.
2. Chambers L.H., Wielicki B.A., Evans K.F. // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. № D2. P. 1779–1794.
3. Loeb N.G., Varnai T., Winker D.M. // J. Atmos. Sci. 1998. V. 55. P. 2960–2973.
4. Evans K.F. // J. Atmos. Sci. 1998. V. 55. P. 249–446.
5. Barkstrom B.R. http://asd-www.larc.nasa.gov/cost_model/survey/gues_rslt.ps. 1996. P. 30–32
6. Lawson C.L., Hanson R.J. // Solving least squares problems. Prentice-Hall. 1974.
7. Barker H.W., Wielicki B.A., Parker L. // J. Atmos. Sci. 1996. V. 53. №16. P. 2304–2316.