

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Giglio M., Vendramini A. Thermal lens effect in binary liquid mixture: A new effect // Appl. Phys. Lett. – 1974. – V. 25. – № 10. – P. 555–557.
2. Vicary L. Pump-probe detection of optical nonlinearity in water-in-oil microemulsion // Philosoph. Mag. B. – 2002. – V. 82. – № 4. – P. 447–452.
3. Визнюк С.А., Пашинин П.П., Прохоров А.М. и др. Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии в расслаивающемся растворе // Письма в ЖЭТФ. – 1990. – Т. 51. – Вып. 2. – С. 86–90.
4. Иванов В.И., Ливашвили А.И., Лобов А.Н., Симаков С.Р. Динамические голограммы в микрогетерогенных жидкофазных средах // Оптический журнал. – 2004. – № 9. – С. 236–238.
5. Рабинович Г.Д. Разделение изотопов и других смесей термодиффузией. – М.: Атомиздат, 1981. – 144 с.
6. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. – М.: Наука, 1985. – 240 с.

Поступила 25.01.2007 г.

УДК 535.36

## ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИСПЕРСНОЙ СРЕДЕ ПРИ ЕЕ ДРОБЛЕНИИ

Б.В. Горячев, С.Б. Могильницкий

Томский политехнический университет  
E-mail: msb@tpu.ru

*Исследовано влияние степени дробления слоя дисперсной среды на радиационный баланс с учетом ее оптических размеров, формы индикатрисы рассеяния и вероятности выживания кванта. Установлено, что действие эффекта просветления, возникающего при дроблении дисперсной среды, имеет определенные пространственные границы. Предложено уточнение классического понятия «бесконечно протяженная дисперсная среда».*

Радиационный баланс атмосферы в значительной степени определяется наличием облачности [1, 2]. Поэтому изучение закономерностей переноса излучения в облачной атмосфере всегда являлось традиционным [3–9], и особенно актуальным стало в последнее время в связи с гипотезой глобального потепления [10, 11]. Существующие методы расчета переноса излучения в облачной атмосфере используются для различных моделей облачности в зависимости от необходимой точности и оперативности получения результатов. В данной работе исследуются некоторые особенности переноса излучения в разорванной облачности, в частности, изучается эффект просветления слоя дисперсной среды при его дроблении. Под эффектом просветления понимается увеличение коэффициента пропускания при дроблении слоя дисперсной среды постоянной оптической толщины на отдельные части той же оптической толщины с сохранением условий освещения и наблюдения. Слой дисперсной среды моделируется набором прямоугольных параллелепипедов различных оптических размеров, верхняя грань которых освещается нормально параллельным потоком излучения. В данной работе не рассматривается взаимодействие между отдельными частями раздробленной дисперсной среды. В этом случае можно предположить, что коэффициент пропускания целого слоя будет равен сумме коэффициентов пропускания его частей в силу принципа аддитивности, как, например, в модели дисперсной среды в виде экранов [12]. Известно, что принцип аддитивности в этой модели может нарушаться, если существует обмен энергией между экранами.

В процессе исследований определялись следующие параметры:  $F(\tau, \Lambda, g)$  – поток излучения, прошедшего и рассеянного в нижнюю полусферу;  $I(\tau, \Lambda, g)$  – поток излучения, рассеянного в верхнюю полусферу;  $I_\lambda(\tau, \Lambda, g)$  – доля поглощенного облачной средой излучения. Здесь  $\tau$  – оптический радиус-вектор точки дисперсной среды в форме параллелепипеда с оптической длиной  $\tau_{x_0}$ , оптическим сечением  $\tau_{y_0} \times \tau_{z_0}$  и освещаемой равномерно коллимированным потоком излучения, направленным по нормали к плоскости  $yz$  в декартовой системе координат;  $g$  – коэффициент асимметрии, определяющий степень вытянутости индикатрисы рассеяния излучения;  $\Lambda$  – вероятность выживания кванта;  $N$  – степень разбиения (дробления) слоя дисперсной среды на отдельные части в форме параллелепипеда. Степень дробления дисперсной среды  $N$  характеризуется отношением величины оптического сечения  $\tau_{y_1} \times \tau_{z_1}$  одной части среды к величине оптического сечения  $\tau_{y_0} \times \tau_{z_0}$  всей среды. Интенсивность падающего излучения  $I_0=1$ , в этом случае величины  $F(\tau, \Lambda, g)$ ,  $I(\tau, \Lambda, g)$ ,  $I_\lambda(\tau, \Lambda, g)$  являются коэффициентами пропускания  $T$ , отражения  $R$  и поглощения  $A$ , с нормировкой  $T+R+A=1$ .

Рассмотрим прохождение излучения через отдельный параллелепипед при изменении его оптических размеров. Такое рассмотрение является тривиальным; однако при этом выявляются некоторые особенности распространения излучения, которые являются определяющими при оценке радиационного баланса в дисперсной среде при ее дроблении. Полученные в этом случае результаты показывают, что при изменении поперечных оптических разме-

ров дисперсной среды происходит деформация тела яркости многократно рассеянного света [10], которая приводит к изменению баланса излучения, распространяющегося в ограниченном объеме дисперсной среды, и, соответственно, величины пропускания. Так как при расчете радиационного баланса вычисляются потоки излучения в верхнюю и нижнюю полусферы, то при дроблении дисперсной среды на отдельные невзаимодействующие части должно наблюдаться увеличение пропускания излучения, обусловленное увеличением доли многократно рассеянного света в нижнюю полусферу.

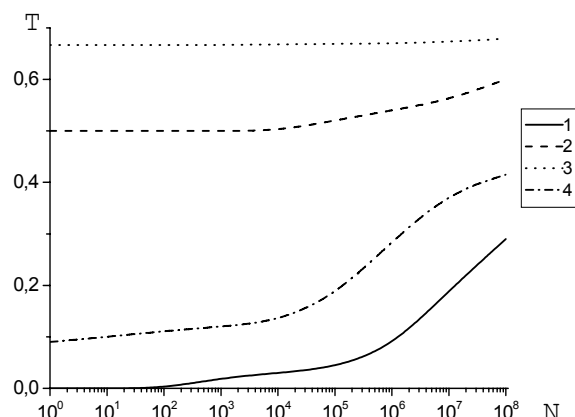


Рис. 1. Зависимость коэффициента пропускания от степени дробления дисперсной среды. Сферическая индикатриса рассеяния.  $\Lambda=0,7$ : 1)  $\tau_x=20$ , 2)  $\tau_x=1$ ;  $\Lambda=1$ : 3)  $\tau_x=1$ , 4)  $\tau_x=20$

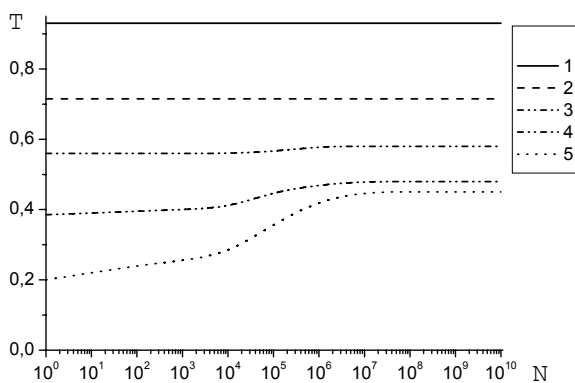


Рис. 2. Зависимость коэффициента пропускания от степени дробления дисперсной среды. Индикатриса рассеяния  $S_1$ ,  $\Lambda=1$ ,  $\tau_x$ : 1) 50, 2) 20, 3) 10, 4) 5, 5) 1

Результаты расчетов (рис. 1, 2) показывают действие эффекта просветления в конкретных ситуациях. Анализ данных, представленных на рисунках, приводит к следующим выводам. Существует определенная область оптических размеров дисперсной среды, при которых степень дробления существенно влияет на радиационный баланс, и, соответственно, большой интервал значений оптических размеров, при которых пропускание практически не зависит от дробления среды. Эти выводы справедливы при различных индикатрисах рассеяния излучения, а также при появлении поглощения в дисперсной среде. Зависимости величины отражения излучения дисперсной средой при ее

дроблении представлены на рис. 3. Следует отметить anomальное изменение величины отражения при дроблении дисперсной среды (рис. 3, кривая 1) при появлении поглощения в среде.

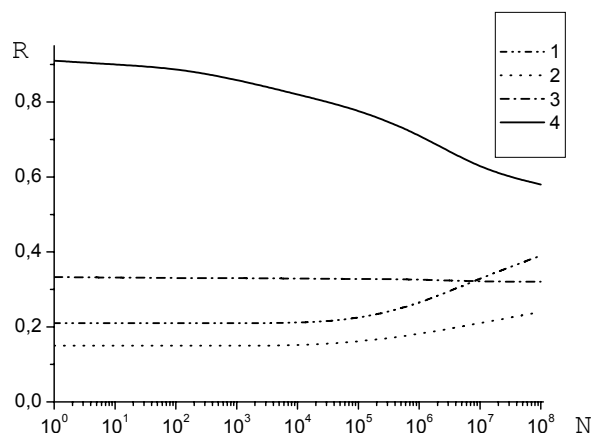


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения от степени дробления дисперсной среды. Сферическая индикатриса рассеяния излучения.  $\Lambda=0,7$ : 1)  $\tau_x=20$ , 2)  $\tau_x=1$ ;  $\Lambda=1$ : 3)  $\tau_x=1$ , 4)  $\tau_x=20$

Дробление дисперсной среды при наличии поглощения приводит к еще одному эффекту, значимому для энергетики атмосферы. Речь идет о резком уменьшении доли поглощенного излучения при увеличении числа облаков, сопровождаемом уменьшением поперечных оптических размеров отдельного облака. Это изменение имеет определенные пространственные рамки (рис. 4).

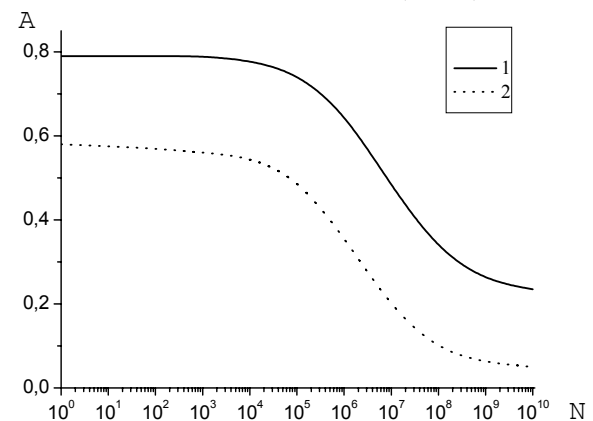


Рис. 4. Зависимость величины поглощенной энергии от степени дробления дисперсной среды. Сферическая индикатриса рассеяния,  $\tau_x=20$ ,  $\Lambda$ : 1) 0,7, 2) 0,9

На рис. 5 представлены пограничные кривые для двух индикатрис рассеяния излучения. Пограничная кривая определяет такую область оптических толщ пространственно ограниченной дисперсной среды, при которой среду можно считать полубесконечной с соответствующим значением  $\Lambda$ . Например, при оптическом поперечнике, равном двум, и сферической индикатрисе рассеяния излучения среду при оптической толщине  $\tau_x \geq 5$  с точностью не менее 1 % можно считать полубесконечной. В этом случае выполняется принцип Амбарцумяна [13]: прибавление дополнительного слоя к

полубесконечной среде не меняет ее коэффициента отражения, который, в этом случае, равен 0,57, что соответствует пространственно неограниченной среде с  $\Lambda=0,957$ . Этот результат следует из точного решения уравнения переноса излучения [3] и может быть рассчитан по формулам [10].

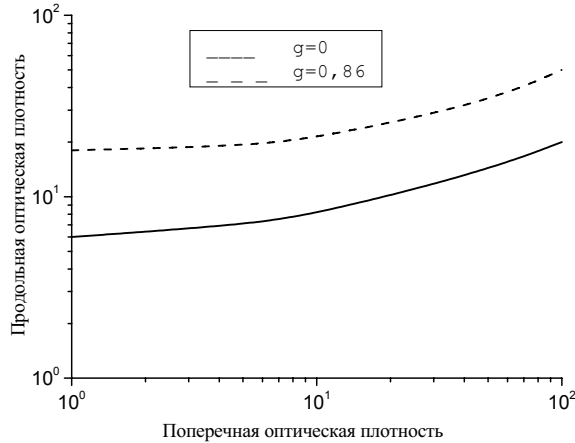


Рис. 5. Пограничные кривые

$$R_0(\tau_y, \tau_z, \Lambda) = \frac{K_0(\tau_y, \tau_z, \Lambda) - P_0(\tau_y, \tau_z, \Lambda)}{K_0(\tau_y, \tau_z, \Lambda) + P_0(\tau_y, \tau_z, \Lambda)};$$

$$K_0(\tau_y, \tau_z, \Lambda) = \sqrt{P_0(\tau_y, \tau_z, \Lambda)[1 - \Lambda(\eta - \beta)]};$$

$$P_0(\tau_y, \tau_z, \Lambda) = \frac{(1 - \Lambda)(27 - 11\Lambda + \Lambda^2)}{3(9 - 7\Lambda + \Lambda^2)}.$$

Такое же соответствие наблюдается при других оптических поперечниках дисперсной среды, причем, с увеличением оптического поперечника увеличивается величина границы насыщения, т. е., достигается такое значение продольной оптической толщи, при которой дисперсную среду можно считать бесконечно толстой, хотя полученные значения далеки от бесконечности; например, при оптическом поперечнике 20 граничная оптическая толщина дисперсной среды равна 10, что соответствует бесконечной среде с  $\Lambda=0,992$ .

Увеличение степени вытянутости индикатрисы рассеяния излучения приводит к смещению пограничной кривой в область больших оптических толщ, при которых наступает насыщение в изменении значений коэффициентов отражения и пропускания излучения пространственно ограниченной дисперсной средой.

Критерий определения бесконечности дисперсной среды также вытекает из принципа Амбарцумяна. Для дисперсной среды с индикатрисой рассеяния излучения С1 [14], каждой точке на пограничной кривой, полученной для пространственно ограни-

ченных дисперсных сред, можно сопоставить значение вероятности выживания кванта  $\Lambda$ , определенное для полубесконечной среды, что равносильно утверждению об эквивалентности радиационных балансов конечных и бесконечных дисперсных сред.

Значения коэффициента отражения можно получить из точного решения уравнения переноса излучения, при этом  $P_0(\Lambda)$  для облачной индикатрисы рассеяния С1 имеет вид

$$P_0(\Lambda) = \frac{(1 - \Lambda) \left\{ (1 - \Lambda)^2 + 4\Lambda\mu \left[ \frac{3(1 - \Lambda) - 3\mu(1 - 4\Lambda) - 4\mu^2(1 + 4\Lambda)}{-4\mu^2(1 + 4\Lambda)} \right] \right\}}{(1 - \Lambda)^2 + 4\Lambda\mu(2 - 2\Lambda - \mu + 4\Lambda\mu)}.$$

Интегральный параметр  $\mu$  индикатрисы рассеяния излучения определяется по формуле

$$\mu = 2 \int_0^\pi f(\theta) \sin^2 \theta d\theta,$$

где  $\theta$  – угол рассеяния. Для индикатрисы рассеяния излучения С1  $\mu=0,03$ .

Таким образом, из полученных данных можно сделать практически важный для климатологии вывод о том, что существует большой класс рассеивающих объектов, изменение оптической толщи которых не влияет на радиационный баланс атмосферы, то есть, начиная с некоторого значения оптической плотности, толщина облачности становится как бы одинаковой, несмотря на существенные физические процессы, связанные с образованием и трансформацией облаков. Не менее общие выводы можно сделать на основании результатов, приведенных на рис. 1–3: в определенном интервале оптических толщ размеры облаков не влияют на изменение радиационного баланса атмосферы.

На основании результатов данной работы можно отметить некоторые особенности распространения излучения в облачной атмосфере при ее дроблении. Величина поглощения излучения, при определенных значениях оптической плотности дисперсной среды, не зависит от продольной оптической толщи, а зависит только от поперечных оптических размеров среды, и, следовательно, от степени дробления. Существуют также предельные значения поперечной оптической толщи дисперсной среды, при которых дальнейшее увеличение или уменьшение поперечных оптических размеров среды не приводит к увеличению или уменьшению поглощения. Это означает, что эффект просветления дисперсной среды при ее дроблении проявляется только в определенной области оптических размеров и зависит от вероятности выживания кванта.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ку-Нан-Лиоу. Основы радиационных процессов в атмосфере. – Л.: Гидрометеиздат, 1984. – 458 с.
2. Фейгельсон Е.М., Краснокутская Л.Д. Потоки солнечного излучения и облака. – Л.: Гидрометеиздат, 1978. – 157 с.
3. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. – М.: Иностранная литература, 1953. – 431 с.
4. Марчук Г.И., Кондратьев К.Я., Козодеров В.В., Хворостянов В.И. Облака и климат. – Л.: Гидрометеиздат, 1986. – 512 с.

5. Davies R.J. The effect of finite geometry on the three-dimensional transfer of solar irradiance in clouds // *J. Atmos. Sci.* – 1978. – V. 35. – № 31. – P. 1712–1725.
6. Исимару Ф. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. – М.: Мир, 1981. – Т. 1. – 280 с.
7. Ленобль Ж. Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах. – Л.: Гидрометеоздат, 1990. – 264 с.
8. Зуев В.Е., Титов Г.А. Оптика атмосферы и климат. – Л.: Гидрометеоздат, 1996. – 256 с.
9. Горячев Б.В., Могильницкий С.Б. Перенос излучения в пространственно ограниченной дисперсной среде // *Оптика атмосферы и океана.* – 1996. – Т. 9. – № 12. – С. 1620–1624.
10. Горячев Б.В., Могильницкий С.Б. Некоторые особенности переноса излучения в пространственно ограниченных дисперсных средах // *Известия Томского политехнического университета.* – 2000. – Т. 303. – № 3. – С. 91–104.
11. Горячев Б.В., Могильницкий С.Б. Исследование влияния размеров и формы рассеивающего объема на радиационные характеристики переноса излучения // *Известия Томского политехнического университета.* – 2003. – Т. 306. – № 5. – С. 12–15.
12. О'Нейл. Введение в статистическую оптику. – М.: Мир, 1966. – 186 с.
13. Амбарцумян В.А. Научные труды. Т. 1. – Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1960. – 430 с.
14. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. – М.: Мир, 1971. – 168 с.

Поступила 14.12.2006 г.

УДК 519.713

## МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛНЫ В СЛОИСТОЙ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ ПОТОК ДИСКРЕТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

И.В. Федотов

Томский политехнический университет  
E-mail: tenshi3@mail.ru

*Разработан и реализован алгоритм моделирования распространения волны в слоистой случайной среде, содержащей поток дискретных неоднородностей. Исследованы зависимости энергий рассеянного и поглощенного сигнала от параметров, описывающих неоднородную структуру случайной слоистой среды и потока неоднородностей. Проведены численные расчеты углового спектра рассеянного сигнала. Произведен анализ частотного спектра сигнала, прошедшего через поток дискретных неоднородностей.*

### Введение

Имеется целый ряд физических проблем, требующих точного расчета задач теории переноса излучения с учетом многократного рассеяния. При решении ряда прикладных задач радиофизики, оптики и акустики представляет интерес моделирование процесса распространения волн в слоистых дискретных средах, включающих поток дискретных неоднородностей. Вопросы распространения электромагнитных волн в случайных неоднородных дискретных средах в приближении многократного рассеяния теоретически наименее разработаны.

В работах [1–3] рассмотрены методы исследования систем уравнений, составленных для решения задачи определения коэффициентов отражения и поглощения для произвольного числа слоёв. В результате получены общие схемы, в виде которых можно представить решения. Однако эти решения имеют чрезвычайно громоздкий вид и, если число слоёв превышает 3, почти бесполезны для анализа влияния того или иного слоя на коэффициент поглощения или коэффициент преломления.

Например, Л.М. Бреховских [3] предлагает исходить из уравнений Максвелла при условии однородной изотропной среды для выявления общих соотношений при исследовании отражения и преломления электромагнитных волн. Он рассматри-

вает решение задачи отражения и прохождения волны для произвольного числа слоёв аналитическим методом. Решение поставленной задачи для двух, трех слоёв является приемлемым, но при увеличении числа слоёв громоздкость формул, а соответственно, и сложность вычислений увеличивается многократно.

Целью данной работы является разработка численной модели процесса многократного взаимодействия сигнала со случайными дискретными неоднородностями слоистой среды и потока.

### Список условных обозначений

- $N, V$  – Профили концентрации и скорости потока дискретных неоднородностей;
- $\vec{e}_s$  – единичный изотропный вектор переизлучения дискретных неоднородностей;
- $\vec{e}_v$  – вектор скорости потока дискретных неоднородностей;
- $\vec{e}_i$  – вектор распространения потока дискретных неоднородностей;
- $D$  – длина свободного распространения частицы в неоднородном потоке;
- $x$  – случайное число, равномерно распределённое на интервале от 0 до 1;