

УДК 535.36

Б.В.ГОРЯЧЕВ, С.Б.МОГИЛЬНИЦКИЙ

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОСТРАНСТВЕННО ОГРАНИЧЕННЫХ ДИСПЕРСНЫХ СРЕДАХ

В работе представлено обобщение результатов исследований процесса переноса излучения в пространственно ограниченных дисперсных средах. Предложен аналитический метод расчета. Получен ряд фундаментальных результатов: нарушение принципа взаимности при распространении излучения в слоисто-неоднородной среде; явление просветления при дроблении дисперсной среды; увеличение поглощения и альбедо в средах с высокой степенью симметрии; деформация контура спектральной линии при изменении поперечных оптических размеров рассеивающей среды.

Введение

Процесс взаимодействия излучения с веществом является одним из основных в эволюции Вселенной. В земных условиях взаимодействие солнечного излучения с атмосферой и поверхностью Земли определяет радиационный баланс планеты, климат, и соответственно условия жизни в разных районах. Актуальность исследований солнечно-земных связей определяется и экологическими проблемами, стоящими перед цивилизацией.

Теория взаимодействия излучения с веществом имеет универсальный характер: несмотря на различия в терминологии, основные уравнения взаимодействия света с атмосферой и частиц с твердым телом одинаковы. Существуют общие закономерности переноса излучения в веществе, независимо от того, находится вещество в дисперсном или конденсированном состоянии. Тождественность результатов, полученных в разных разделах физики, позволяет использовать их в работе и существенно экономить время и средства.

Важным этапом исследований является создание физической модели процесса взаимодействия излучения с веществом, при этом необходимо обеспечить возможно более широкую область применения модели и определить критерии подобия, обеспечивающие адекватное отражение методов и результатов исследований в разных областях физики.

Для решения задачи переноса излучения в пространственно ограниченной дисперсной среде требуется знание исходных параметров, каковыми являются: оптические размеры среды, индикатриса рассеяния излучения и коэффициент поглощения среды (или вероятность выживания кванта).

1. Метод многократных отражений в теории переноса излучения

1.1. Однородная среда

В настоящее время основными методами расчета потоков радиации в рассеивающих средах конечного объема являются численные, во многих случаях требующие для расчетов достаточного количества машинного времени [1]. Для оперативного решения задач такого рода разработан ряд аналитических методов, например FA-метод [2], модернизированный метод δ -Эддингтона [3]. Главной проблемой при их разработке является корректная формулировка основных уравнений и соответствующая постановка граничных условий. Решение уравнений с необходимыми приближениями является предметом математической физики и часто не требует обращения к физическим процессам переноса излучения.

При разработке метода многократных отражений (ММО) наиболее важной частью решения задачи является построение такой модели переноса излучения в пространственно ограниченных рассеивающих средах (ПОРС), которая позволяла бы решить задачу, исходя из простых и точных решений для одномерной среды. В данном случае одномерная среда предстает не как описание какого-то реального физического объекта, а как составляющая часть модели переноса излучения в ПОРС. При дальнейшем построении модели комбинация из трех одномерных сред, рассматриваемых во взаимно перпендикулярных направлениях, дает возможность получить решение задачи переноса излучения в ПОРС. Основой такого сочетания является шестипотоковое представление индикатрисы рассеяния излучения, используя которое, уравнение переноса можно записать в виде [4]

$$\mu_i \frac{dI_i}{d\tau} = I_i - \Lambda \sum_{j=1}^6 \delta_{ij} I_j. \quad (1)$$

Таким образом, проблема сводится к решению уравнения (1). Однако предложенный в [4] способ решения не обладает достаточной точностью при расчетах потоков излучения в рассеивающих средах с поглощением, в то время как асимптотики ММО позволяют достигать точности примерно 1,5–2% [5].

Следует также добавить, что шестипотоковое представление индикатрисы рассеяния позволяет получить однозначную связь между параметрами среды и коэффициентами уравнения (1). Полученное решение удобно использовать для оперативного расчета интегральных потоков излучения, выходящих из ограниченного объема рассеивающей среды. Такие расчеты получены при моделировании радиационного баланса атмосферы. Подтверждением этому тезису служит большой интерес к этой проблеме (расчет интегральных потоков) в специальной литературе [6,7].

При рассмотрении потоковых методов обычно проводится аналогия с двухпотоковым методом, так как в них используется система уравнений, являющаяся частным случаем (1):

$$\begin{aligned} dI_1/dl &= -\alpha' I_1 + \beta' I_2, \\ -dI_2/dl &= -\alpha' I_2 + \beta' I_1, \end{aligned} \quad (2)$$

где l – выбранное направление; α' , β' – коэффициенты, определяемые параметрами среды. При этом центральной проблемой двухпотокового приближения является не решение системы уравнений (2), а определение коэффициентов α' и β' . Этому вопросу посвящено достаточно большое количество работ [8, 9], в которых связь между коэффициентами α' и β' и параметрами среды находится полуэмпирическим методом, в то время как ММО позволяет установить однозначную связь между параметрами среды и излучения. К тому же ММО позволяет учесть поперечные размеры среды, что особенно важно при проведении экспериментальных исследований. Таким образом, несмотря на внешнее сходство с двухпотоковым методом, в методе МО модель переноса построена таким образом, что надо говорить, скорее, о шестипотоковом приближении, т.е. рассматривается баланс потоков излучения в трех взаимно перпендикулярных направлениях. Но ММО отличается и от шестипотокового приближения тем, что позволяет рассчитывать перенос излучения в объеме конечных размеров.

Изложим решение задачи переноса излучения для пространственно ограниченной дисперсной среды. Подробное описание общей методологии приведено в [5]. Рассмотрим модель рассеивающей среды в виде прямоугольного параллелепипеда, причем декартову систему координат выберем таким образом, чтобы ее начало совпадало с одной из вершин параллелепипеда, а оси направлены вдоль ребер. Определим оптические размеры объема как $\tau_{x_0}, \tau_{y_0}, \tau_{z_0}$. Индикатриса рассеяния излучения $\chi(\Theta)$ задается в виде шести интегральных параметров с условием нормировки

$$\eta + \beta + \sum_{i=1}^4 \mu_i = 1, \quad (3)$$

где η , β , μ характеризуют рассеяние в направлениях $\pm x$, $\pm y$, $\pm z$; Θ – угол рассеяния. Способ определения интегральных параметров приведен в [3, 4]. В случае осесимметричной индикатрисы рассеяния данное представление аналогично приведенному в [5]. Поглощение учитывается вероятностью выживания кванта Λ .

Пусть параллельный поток монохроматического излучения интенсивностью $I_0 = 1$ падает на одну из граней объема в направлении $+x$. В этом случае, согласно [5], потоки $I_1(\bar{\tau}, \Lambda, \Theta)$, $I_2(\bar{\tau}, \Lambda, \Theta)$, $I_3(\bar{\tau}, \Lambda, \Theta)$, выходящие из ограниченной среды по осям $\pm x$, $\pm y$, $\pm z$, и поглощенный $I_\Lambda(\bar{\tau}, \Lambda, \Theta)$ описываются выражениями:

$$I_1(\bar{\tau}, \Lambda, \Theta) = \frac{[1 - R^2(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta)] \exp[-K(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta)\tau_{x_0}]}{[1 - R^2(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta)] \exp[-2K(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta)\tau_{x_0}]},$$

$$I_2(\bar{\tau}, \Lambda, \Theta) = \frac{\{1 - \exp[-2K(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta)\tau_{x_0}]\}R(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta)}{[1 - R^2(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta)]\exp[-2K(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta)\tau_{x_0}]}, \quad (4)$$

$$I_3(\bar{\tau}, \Lambda, \Theta) = I_S(\bar{\tau}, \Lambda, \Theta) + I_\Lambda(\bar{\tau}, \Lambda, \Theta) = \frac{[1 - R(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta)]\{1 - \exp[-K(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta)\tau_{x_0}]\}}{1 + R(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta)\exp[-K(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta)\tau_{x_0}]},$$

где переменные коэффициенты $K(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta)$ и $R(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta)$ имеют следующий вид:

$$K(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta) = \sqrt{P(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta)[1 - \Lambda(\eta - \beta)]};$$

$$R(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta) = \frac{K(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta) - P(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta)}{K(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta) + P(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta)}, \quad (5)$$

а функция $P(\tau_y, \tau_z, \Lambda, \Theta)$ определяет рассеяние по оси x . Рассмотрим подробнее алгоритм решения задачи переноса излучения. Следует подчеркнуть, что данный аналитический метод позволяет получить решение для любой конфигурации среды и анизотропной по всем направлениям индикатрисы рассеяния. Для сокращения изложения представляется целесообразным ввести упрощения, обычно используемые в теории рассеяния, а именно: $\tau_{y_0} = \tau_{z_0} = \tau_c$ и осесимметричная индикатриса рассеяния $\mu_i = \mu$, $i = 1, 2, 3, 4$. Тогда функция $P(\tau_c, \Lambda, \Theta)$ определяется по формуле

$$P(\tau_c, \Lambda, \Theta) = P_0(\Lambda, \Theta) - 4\mu[2\mu\Lambda + P_0(\Lambda, \Theta) - P_1(\tau_c, \Lambda, \Theta)]F_1(\tau_c, \Lambda, \Theta)/P_1(\tau_c, \Lambda, \Theta), \quad (6)$$

где

$$P_0(\Lambda, \Theta) = 1 - \Lambda(\tau + \beta); \quad (7)$$

$$P_1(\tau_c, \Lambda, \Theta) = P_0(\Lambda, \Theta) - 4\mu^2\Lambda F_0(\tau_c, \Lambda, \Theta)/P_0(\Lambda, \Theta); \quad (8)$$

$$F_1(\tau_c, \Lambda, \Theta) = 1 - \frac{[R_0(\Lambda, \Theta) - 1]\{1 - \exp[-K_0(\Lambda, \Theta)\tau_c]\}}{K_0(\Lambda, \Theta)\tau_c\{1 + R_0(\Lambda, \Theta)\exp[-K_0(\Lambda, \Theta)\tau_c]\}}. \quad (9)$$

Коэффициенты $K_0(\Lambda, \Theta)$ и $R_0(\Lambda, \Theta)$ вычисляются по формулам (5) с заменой $P(\tau_c, \Lambda, \Theta)$ на $P_0(\Lambda, \Theta)$. Функция $F_1(\tau_c, \Lambda, \Theta)$ рассчитывается аналогично (9) с заменой $K_0(\Lambda, \Theta)$ и $R_0(\Lambda, \Theta)$ на $K_1(\tau_c, \Lambda, \Theta)$ и $R_1(\tau_c, \Lambda, \Theta)$. Вычисления $K_1(\tau_c, \Lambda, \Theta)$ и $R_1(\tau_c, \Lambda, \Theta)$ производятся по (5) с использованием $P_1(\tau_c, \Lambda, \Theta)$ вместо $P(\tau_c, \Lambda, \Theta)$. Значение поглощенной энергии определяется по формуле

$$I_\Lambda(\bar{\tau}, \Lambda, \Theta) = I_3(\bar{\tau}, \Lambda, \Theta)(1 - \Lambda)\{\eta + \beta + 4\mu[1 - 2\mu + 2\mu F_0(\tau_c, \Lambda, \Theta)/P_0(\Lambda, \Theta)]F_1(\tau_c, \Lambda, \Theta)\}/P(\tau_c, \Lambda, \Theta). \quad (10)$$

Данный алгоритм позволяет достаточно точно определять потоки излучения, распространяющегося в пространственно ограниченном рассеивающем объеме. Результаты расчета потоков излучения для консервативной среды, имеющей форму куба, с облачной индикатрисой рассеяния С1 [6] приведены на рис. 1 (в этом случае $\eta = 0,8475$, $\beta = 0,0115$, $\mu = 0,03525$). На этом же рисунке представлены данные, полученные методом Монте-Карло для тех же условий [2]. Выбор такой модели рассеивающей среды позволяет отразить на одном графике зависимости величин потоков излучения от оптической толщины в широком диапазоне как продольных, так и поперечных оптических размеров среды. Сравнение результатов показывает, что с ростом τ точность расчетов возрастает.

Результаты использования метода для случая среды с поглощением приведены на рис. 2, на котором изображена зависимость $I_2(\tau, \Lambda, \Theta)$ от оптических размеров при различных значениях вероятности выживания кванта Λ . Хорошее согласие с точными данными [2] позволяет сделать вывод о том, что учет поглощения в рассматриваемом аналитическом методе проведен достаточно корректно.

Следует добавить, что проведение корректного сравнения вычислений различными методами величины потоков излучения, прошедших пространственно ограниченную рассеивающую среду, не всегда возможно, так как результаты существенно зависят от конфигурации среды.

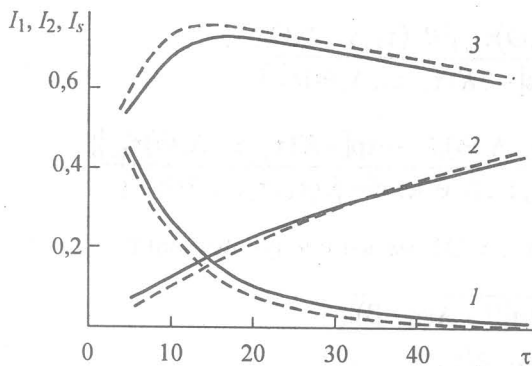


Рис. 1. Зависимость величин прошедшего, отраженного и вышедшего через боковые грани потоков излучения от оптических размеров среды: 1 – $I_1(\bar{\tau}, \Lambda, \Theta)$, 2 – $I_2(\bar{\tau}, \Lambda, \Theta)$, 3 – $I_s(\bar{\tau}, \Lambda, \Theta)$. Сплошные линии – расчет по (4); штриховые – расчет методом Монте-Карло

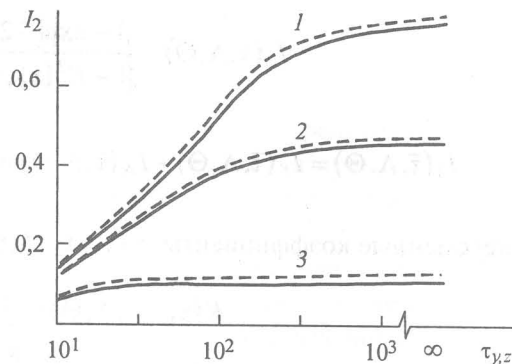


Рис. 2. Зависимость величины отраженного потока излучения от оптических размеров среды: $\Lambda = 0,999$ (1); $\Lambda = 0,99$ (2); $\Lambda = 0,9$ (3); $\tau_{x_0} = 200$. Сплошные линии – расчет по (4); штриховые – расчет методом Монте-Карло

1.2. Слоисто-неоднородная среда

Важной задачей является исследование формирования поля излучения слоисто-неоднородных сред. Методы решения данной задачи широко обсуждаются в литературе [1]. Использование энергетического баланса как наиболее целесообразного метода встречает ряд трудностей. Одной из них является сложность непосредственного решения уравнения переноса, так как требует введения ряда предположений, корректность которых трудно оценить. Однако сочетание точного решения с методом многократных отражений [5] позволяет количественно оценить баланс излучения, а следовательно, соответствующим образом спланировать экспериментальные исследования.

Возникает необходимость определить и измерить не только общее пропускание и отражение, но и выявить закономерности для доли излучения, вышедшего через боковые поверхности дисперсной среды. При переносе светового излучения через слоисто-неоднородную среду, состоящую из n слоев, общее пропускание и отражение не зависят от перестановки слоев только в частном случае, т.е. когда среда неограничена. Когда речь идет об ограниченных средах, то общее пропускание, отражение и выход излучения вбок становятся функциями чередования слоев и существенно зависят от поперечных размеров среды. Следовательно, при решении практических задач, связанных с поисками слоистых сред с оптимальными параметрами, число экспериментов становится значительным.

Поэтому разработке теории переноса излучения в неоднородных средах посвящено достаточно много работ [4,5]. Использование общих принципов инвариантности и симметрии позволило получить ряд аналитических решений задачи переноса излучения в неоднородных средах. Сложность получаемых аналитических решений обусловила широкое использование численных методов расчета поля излучения в таких средах [10].

Расчет энергетических характеристик излучения, распространяющегося в слоисто-неоднородной среде, на основе непосредственного решения уравнения переноса излучения достаточно сложен и требует введения ряда предположений, корректность которых не всегда просто оценить.

В связи с этим была предпринята попытка описать процесс распространения излучения в слоисто-неоднородных средах на основе метода многократных отражений с использованием параметризации индикатрисы рассеяния и модели неоднородной среды, состоящей из однородных слоев. Несмотря на искусственную модель среды, несомненным преимуществом данного метода является возможность получения в замкнутой форме решения задачи переноса излучения для любого вида индикатрис рассеяния с учетом пространственной ограниченности среды. Данное преимущество дает возможность полного анализа закономерностей переноса излучения в слоисто-неоднородных средах в широком диапазоне изменения оптических размеров и параметров среды.

Основными параметрами, определяющими решение задачи переноса излучения в слоисто-неоднородной среде, являются: оптические размеры среды $\tau_{x_i}, \tau_{y_i}, \tau_{z_i}$; коэффициент ослабления i -го слоя $\alpha_i = \sigma_i + k_i$; вероятность выживания кванта Λ_i ; параметризованная индикатриса рассеяния $\eta_i + \beta_i + 4\mu_i = 1$.

При такой параметризации задачи решение находится посредством взаимодействия слоев с использованием метода многократных отражений. В простом аналитическом виде коэффициенты пропускания и отражения можно записать только в случае неограниченной в плоскости, нормальной направлению распространения среды, состоящей из слоев с консервативным рассеянием:

$$t_n = \frac{1}{1 + \sum_{i=1}^n (\beta_i + 2\mu_i) \tau_{x_i}};$$

$$r_n = \frac{\sum_{i=1}^n (\beta_i + 2\mu_i) \tau_{x_i}}{1 + \sum_{i=1}^n (\beta_i + 2\mu_i) \tau_{x_i}},$$
(11)

где t_n – коэффициент пропускания, а r_n – коэффициент отражения излучения средой, состоящей из n слоев; τ_{x_i} – оптическая глубина i -го слоя.

Распределение излучения в среде для текущей координаты τ_{x_i} , расположенной на границе слоев i и $i + 1$, определяется следующим образом:

$$I_1(\tau_x) = I_0 \frac{1 + \sum_{i=j+1}^n (\beta_i + 2\mu_i) \tau_{x_i}}{1 + \sum_{i=1}^n (\beta_i + 2\mu_i) \tau_{x_i}};$$

$$I_2(\tau_x) = I_0 \frac{1 + \sum_{i=j+1}^n (\beta_i + 2\mu_i) \tau_{x_i}}{1 + \sum_{i=1}^n (\beta_i + 2\mu_i) \tau_{x_i}}.$$
(12)

Из анализа полученных выражений следует, что величина коэффициентов пропускания и отражения излучения неограниченной консервативной рассеивающей средой не зависит от порядка чередования слоев, в то время как распределение излучения в среде меняется при изменении этого порядка и может иметь $n!$ значений.

В случае пространственно ограниченной слоисто-неоднородной среды описание процесса переноса излучения существенно усложняется и решение не удастся получить в аналитическом виде. Ключом к решению задачи переноса излучения в слоисто-неоднородной среде является решение задачи переноса в однородном пространственно ограниченном слое, зная которое, можно найти решение для неоднородной среды. Решение записывается в виде рекуррентных соотношений, полученных при расчете взаимодействия однородных слоев. Коэффициенты пропускания, отражения, поглощения и выхода излучения через боковую поверхность имеют вид

$$t_n = t_1 t_{n-1} / (1 - r_1 r_{n-1});$$

$$r_n = r_1 + [t_1^2 r_{n-1} / (1 - r_1 r_{n-1})];$$

$$S_n^* = S_1^* + \{[t_1 (r_n S_1^* + S_{n-1}^*)] / (1 - r_1 r_{n-1})\},$$
(13)

где t_n – коэффициент пропускания излучения n слоями; r_n – коэффициент отражения; S_n^* – сумма коэффициентов поглощения и выхода излучения через боковую поверхность; $t_1, r_1, S_1^*, t_{n-1}, r_{n-1}, S_{n-1}^*$ – коэффициенты пропускания, отражения, поглощения и выхода излучения через боковую поверхность первого и $n - 1$ слоев соответственно.

С целью выяснения особенностей переноса излучения в слоисто-неоднородных средах исследовался перенос излучения в пространственно ограниченной среде в форме параллелепипеда с различными оптическими размерами τ_x, τ_y, τ_z при числе слоев, равном 3, и вероятности выживания кванта $\Lambda = 1$. В качестве модельных сред использовались монодисперсные взвеси полистиролового латекса в воде с размерами частиц 0,1; 0,9; 1; 1,5 мкм. Изучались следующие сочетания слоев: 123; 132; 231; 213; 312; 321, а также каждый слой в отдельности. Проводились измерения интенсивности излучения, прошедшего через среду, отраженного от среды и вышедшего через бо-

ковые грани. Влияние пространственной ограниченности среды на баланс излучения исследовалось при следующих значениях оптических размеров среды: $\tau_{x_1} = 5$; $\tau_{x_2} = \tau_{x_3} = 10$; $\tau_{y_1} = 15$; $\tau_{y_2} = \tau_{y_3} = 30$; $\tau_{z_1} = 10$; $\tau_{z_2} = \tau_{z_3} = 20$. Значения величины пропускания T , отражения R и выхода излучения через боковую поверхность B для каждого слоя были следующие:

$T_1 = 0,189$	$T_2 = 0,553$	$T_3 = 0,529$
$R_1 = 0,445$	$R_2 = 0,124$	$R_3 = 0,118$
$B_1 = 0,336$	$B_2 = 0,323$	$B_3 = 0,352$

Результаты дальнейших исследований переноса излучения через слоисто-неоднородную среду представлены на рис. 4.

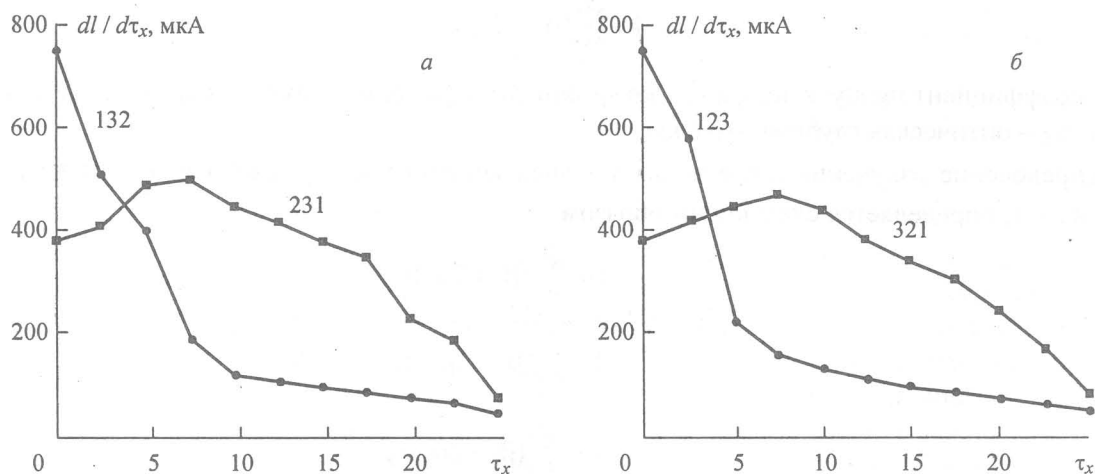


Рис. 3. Распределение интенсивности излучения, выходящего через боковую поверхность рассеивающей среды. Цифрами указан порядок чередования слоев: $\tau_{x_1} = 5$; $\tau_{x_2} = \tau_{x_3} = 10$; $\tau_{y_1} = \tau_{z_1} = 15$; $\tau_{y_2} = \tau_{z_2} = \tau_{y_3} = \tau_{z_3} = 30$

Для сочетания слоев 132 наблюдается увеличенный выход излучения через боковую поверхность при оптической глубине 0 – 3 по сравнению с сочетанием слоев 231. Дальнейшее увеличение τ слабо влияет на величину интенсивности, вследствие чего интегральный поток излучения, выходящий через боковую поверхность слоистой среды, заметно меньше, чем при сочетании слоев 231. Заметим, что слои 2 и 3 характеризуются резко вытянутой индикатрисой рассеяния. Как

следует из рис. 3, б, кривая 321 повторяет ход зависимости 231 при несколько меньших абсолютных значениях интенсивности. Перестановка 2 и 3 между собой слабо влияет на выход излучения через боковую поверхность. Следовательно, выход излучения через боковые поверхности характеризуется тремя типами распределения, при этом характер распределения излучения определяет слой, находящийся первым в слоистой среде. В то же время характер распределения излучения через боковую поверхность в каждом случае сохраняет индивидуальную особенность.

Разработанная методика применена в качестве примера к расчету переноса излучения в слоистой среде. При проведении расчетов энергетических характеристик излучения использовалась модель трехслойной среды, например облачности. Каждый слой характеризуется следующими параметрами. Верхний крупнокапельный слой облачности имеет индикатри-

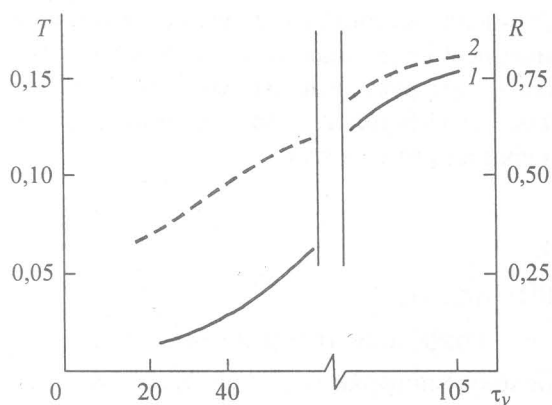


Рис. 4. Зависимость коэффициентов пропускания T (кривая 1) и отражения R (кривая 2) трехслойной облачной среды от поперечных оптических размеров $\tau_x = \tau_y$

су, приведенную в [11], для $\rho = 100$, $n = 1,33$, $\tau_{x_1} = 7$, где ρ – параметр Ми; n – коэффициент преломления. Средний слой имеет индикатрису, соответствующую распределению С1 [11], $\tau_{x_2} = 7$. Нижний слой характеризуется индикатрисой, соответствующей распределению частиц по разме-

рам СЗ [11], $\tau_{x3} = 6$. Для приведенной модели вычислялись коэффициенты пропускания и отражения излучения трехслойной облачностью в зависимости от ее поперечных оптических размеров.

Как следует из результатов, приведенных на рис. 4, наблюдается очень сильная зависимость (на порядок) коэффициентов пропускания T и отражения R излучения от поперечных оптических размеров облачности.

Таким образом, по полученным результатам можно сделать вывод о том, что в слоистой облачности определяющее влияние на величину коэффициентов T и R оказывает верхний слой облачности.

2. Влияние формы рассеивающей среды

2.1. Однородная среда

Влияние формы рассеивающей среды на характеристики распространяющегося в ней излучения исследуем на примере облачности.

Облачные образования оказывают определяющее влияние на радиационный баланс атмосферы. Задачу расчета радиационного баланса для сплошной и разорванной облачности можно считать решенной [2, 12–14], однако возникают определенные трудности физической интерпретации экспериментальных результатов при распространении излучения через систему облаков. В качестве примера можно отметить такие проблемы, как «аномальное поглощение» и неоднозначность результатов, получаемых при наземном и космическом зондировании облачности. Очевидно, что эти проблемы являются следствием некорректного учета структуры, геометрических и оптических параметров облачности. Так как эта задача является многопараметрической, то ее решение в общем виде часто приводит к появлению неоднозначных результатов, обусловленных сложностью учета одновременного влияния разных параметров на радиационный баланс; поэтому для глубокого анализа проблемы необходимо изучение всех аспектов задачи.

В данном разделе рассмотрены общие физические закономерности переноса излучения в разорванной облачности. Известно, что развитие облачных образований сопровождается следующими процессами: увеличением геометрических и оптических размеров отдельных облаков и изменением их формы; объединением отдельных облаков и образованием облачных полей; изменением микрофизических характеристик облачности и оптических, таких, как индикатриса рассеяния излучения и вероятность выживания кванта Λ ; изменением слоистой структуры облачности. Рассмотрим влияние каждого из данных процессов на радиационный баланс в отдельности. Рост геометрических размеров облаков обычно сопровождается ростом их оптических размеров, при этом микрофизические параметры могут оставаться постоянными. Увеличение оптического объема облака влияет на составляющие его радиационного баланса. Следует ожидать, что эти составляющие будут зависеть не только от оптического объема рассеивающей среды, но и от ее формы. Воспользуемся моделью облака в виде параллелепипеда с оптической длиной τ_x , шириной τ_y , высотой τ_z . Освещение осуществляется равномерно коллимированным потоком излучения, направленным по нормали к плоскости yz при использовании декартовой системы координат. Индикатриса рассеяния излучения характеризуется средним косинусом угла рассеяния θ . В процессе исследований изучалось влияние величины и формы оптического объема на величины пропускания T и отражения R облака с индикатрисой рассеяния $C1$. Изменение формы среды осуществлялось изменением соотношения между τ_x и $\tau_y = \tau_z$. В качестве общей характеристики облаков различных размеров и форм использовалось понятие оптического объема V , определяемого для параллелепипеда как произведение $\tau_x \times \tau_y \times \tau_z$. В основу динамической модели облака положены следующие представления: увеличение вертикальной оптической плотности облака обычно сопровождается увеличением горизонтальной, причем рост последней идет существенно быстрее роста вертикальной. Результаты исследований приведены на рис. 5. Полученные данные показывают, что величины T и R сильно зависят от формы рассеивающего объема, при этом, как известно, основное влияние на пропускание оказывает оптическая толщина облака τ_x , в то время как зависимость отражения от отношения $\tau_x = \tau_y$, характеризующего форму объема, имеет вид кривой с максимумом (рис. 5, б). Отметим, что максимальное отражение наблюдается для среды, форма которой имеет наибольшую степень симметрии (в данном случае куб).

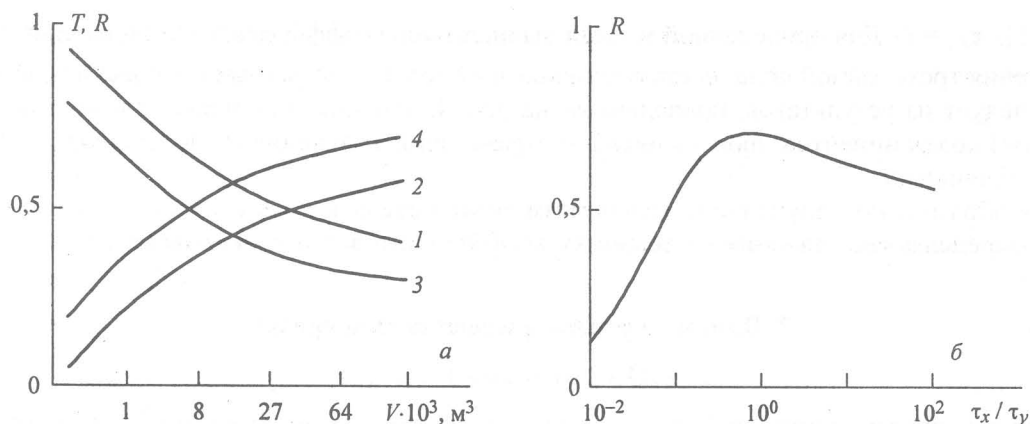


Рис. 5. Зависимость величины пропускания T и отражения R облака с оптическими размерами $\tau_x \times \tau_y \times \tau_z$ от оптического объема при $\Lambda = 1$, индикатриса $C1$, 1 – пропускание и 2 – отражение при $\tau_x : \tau_y = 1:3,5$; 3 – пропускание и 4 – отражение при $\tau_x : \tau_y = 1:1$ (а). Зависимость величины отражения R от τ_x / τ_y (б)

Рассмотрим далее эффект «просветления» слоя дисперсной среды при его дроблении [15]. Под эффектом «просветления» будем понимать следующее: увеличение T при дроблении среды постоянной оптической длины на N частей той же длины с соответствующим сохранением условий освещения и наблюдения. Так как нашей целью является изучение физических закономерностей в «чистом» виде, то взаимодействие между отдельными частями рассеивающей среды учитывать не будем. Рассмотрим, как влияет степень разбиения слоя рассеивающей среды на радиационные характеристики с учетом формы индикатрисы рассеяния, вероятности выживания кванта и оптической длины среды. Степень разбиения среды m характеризуем отношением величины оптического сечения $\tau_{y1} \times \tau_{z1}$ одной части среды к величине оптического сечения $\tau_{y0} \times \tau_{z0}$ всей среды. Рассматривая простейшую ситуацию – деление одного облака на две части той же оптической длиной, что и первоначальное, – можно предположить, что пропускание целого облака будет равно сумме пропусканий его частей в силу принципа аддитивности, например как в модели облачности в виде «экранов».

Известно, что принцип аддитивности может нарушаться в упомянутой модели в случае, если существует обмен энергией между «экранами». Однако анализ экспериментальных данных показывает, что не существует однозначной зависимости между пропусканием и баллом облачности даже при отсутствии взаимодействия между отдельными облаками. Полученные результаты показывают, что изменение поперечных оптических размеров среды фиксированной длины приводит к изменению баланса излучения, распространяющегося в ограниченном объеме дисперсной среды, и, следовательно, величины пропускания. Так как при расчете радиационного баланса вычисляются потоки излучения в верхнюю и нижнюю полусферы, то при дроблении среды на отдельные не взаимодействующие части должно наблюдаться увеличение пропускания излучения, обусловленное увеличением доли многократно рассеянного света в нижнюю полусферу.

Таким образом, можно сделать следующие выводы:

1. Наибольший вклад в альбедо облачной атмосферы вносят облака с максимальной степенью симметрии.
2. Эффект «аномального» пропускания излучения в разорванной облачности является следствием эффектов «просветления» слоя дисперсной среды при его дроблении и резкого уменьшения поглощения при увеличении числа облаков, сопровождаемом уменьшением оптических размеров отдельного облака.

3. Поле яркости рассеивающего объема

Расчет полей яркости излучения, рассеянного пространственно ограниченным объектом, является составной частью исследований радиационного баланса атмосферы [1]. Получение подробной информации сопряжено с определенными трудностями как в теоретическом, так и в экспериментальном плане. В связи с этим имеет смысл ввести некий интегральный параметр, позволяющий оценить конфигурацию поля рассеянной радиации. В теории рассеяния конфигурацию поля излучения обычно определяют с помощью тела яркости в случае большого рассеивающего объема или индикатрисы рассеяния излучения при элементарном объеме. Индикатриса рассеяния содержит

полную информацию об угловой структуре рассеяния, но если в такой информации нет необходимости, то достаточно знать степень анизотропии рассеяния, определяемую коэффициентом асимметрии. Другой общепринятой интегральной характеристикой рассеяния является средний косинус ($\langle \cos \theta \rangle$), где θ – угол рассеяния. Данные параметры удобно использовать и в том случае, когда требуется оперативность в получении информации об угловом распределении рассеянного излучения, а также для классификации рассеивающих объектов. Обычно эти характеристики используются в предположении симметрии рассеяния. Для частиц неправильной формы предположение о симметрии рассеяния не выполняется, поэтому имеет смысл ввести интегральные параметры, определяющиеся в общем случае следующим образом:

$$\mu = \int_{\Omega} \chi(\theta) \cos(\theta) d\Omega, \quad (14)$$

где $\chi(\theta)$ – индикатриса рассеяния излучения; Ω – телесный угол.

Обозначим $\mu_{-x}, \mu_{+x}, \mu_{-y}, \mu_{+y}, \mu_{-z}, \mu_{+z}$ интегральные параметры по осям декартовой системы координат.

Допустим, что свет падает вдоль положительного направления оси x . Интегральные параметры определяются в соответствии с выбранным направлением наблюдения.

Например, по оси x :

$$\mu_{+x} = 2\pi \int_0^{\pi/2} \chi(\theta) \sin \theta \cos \theta d\theta. \quad (15)$$

Определим коэффициенты асимметрии по осям координат: a_x – по оси x , a_y – по оси y , a_z – по оси z :

$$\begin{aligned} a_x &= \frac{\mu_{+x} + 1/2(\mu_{+y} + \mu_{-y} + \mu_{+z} + \mu_{-z})}{\mu_{-x} + 1/2(\mu_{+y} + \mu_{-y} + \mu_{+z} + \mu_{-z})}, \\ a_y &= \frac{\mu_{+y} + 1/2(\mu_{+x} + \mu_{-x} + \mu_{+z} + \mu_{-z})}{\mu_{-y} + 1/2(\mu_{+x} + \mu_{-x} + \mu_{+z} + \mu_{-z})}, \\ a_z &= \frac{\mu_{+z} + 1/2(\mu_{+y} + \mu_{-y} + \mu_{+x} + \mu_{-x})}{\mu_{-z} + 1/2(\mu_{+y} + \mu_{-y} + \mu_{+x} + \mu_{-x})}. \end{aligned} \quad (16)$$

Введение коэффициентов асимметрии, учитывающих анизотропию рассеяния по осям декартовой системы координат, обусловлено неоднозначной зависимостью среднего косинуса угла рассеяния и подобных ему характеристик от свойств среды, например $\langle \cos \theta \rangle$ одинаков для рэлеевской и изотропной индикатрис рассеяния. Предложенные коэффициенты позволяют учесть асимметрию рассеяния по осям координат и тем самым устранить неоднозначность связи между параметрами среды и излучения. Данное обстоятельство особенно важно для частиц неправильной формы в силу различных физических причин, ориентированных в пространстве, например в конвективных потоках, электрических полях и т.д. Тело яркости и индикатриса рассеяния характеризуют угловое распределение излучения внутри рассеивающего макрообъема. Однако определение этих характеристик внутри среды в ряде случаев связано со значительными трудностями, поэтому обычно рассматривают угловое распределение вне рассеивающего объема. По аналогии с коэффициентом асимметрии индикатрисы рассеяния элементарного объема целесообразно определить коэффициент асимметрии излучения, рассеянного макрообъемом. Аналогично формулам (16) анизотропию рассеяния излучения макрообъема будем характеризовать следующим коэффициентом:

$$A_s = (I_{+x} + B)/(I_{-x} + B), \quad (17)$$

где

$$B = (I_{+y} + I_{-y} + I_{+z} + I_{-z})/2. \quad (18)$$

Здесь I_{+x} – поток излучения, выходящий из среды в направлении падающего потока вдоль оси x ; I_{-x} – поток, отраженный средой; $I_{\pm y}, I_{\pm z}$ – потоки рассеянного излучения, выходящие из среды в направлениях $\pm y, \pm z$. В частном случае рассеивающей среды с квадратным оптическим сечением и симметричной относительно оси x индикатрисой рассеяния излучения потоки $I_{+y} = I_{-y} = I_{+z} = I_{-z} = I$, и формула (17) принимает вид

$$A_s = (I_{+x} + 2I)/(I_{-x} + 2I). \quad (19)$$

Примеры использования формул (15) – (19) приведены в [16].

Предложенные коэффициенты асимметрии являются информативной и чувствительной характеристикой, позволяющей достаточно точно оценить пространственное распределение рассеянной объемом радиации. Изучение поведения данных коэффициентов в зависимости от параметров среды позволяет оценить границы применимости закона Бугера, наступление глубинного режима и предельные оптические размеры, при которых среду можно считать неограниченной.

4. Распространение узких пучков излучения в дисперсных средах

Использование ММО обеспечивает более глубокую интерпретацию влияния фона многократно рассеянного излучения на яркостный контраст лазерных источников, наблюдаемых через рассеивающую среду. В частности, из приведенных в работе [17] данных следует, что при больших оптических глубинах большую роль играет уровень фона многократно рассеянного излучения, формирующегося рассеивающим объемом вне освещаемого непосредственно оптическим пучком. Поэтому граничная оптическая глубина $\tau_{гр}$, на которой исчезает яркостный контраст наблюдаемого источника излучения (разность между интенсивностями прямого и рассеянного излучения), зависит не только от геометрических размеров оптического пучка и рассеивающих свойств среды, но и от размеров всего рассеивающего объема. Это новый и принципиальный аспект в интерпретации зависимости $\tau_{гр}$ от свойств среды и геометрии эксперимента.

На рис. 6 приведены результаты расчетов зависимости границ применимости экспоненциального закона от параметра рассеивающей среды ρ при различных значениях апертуры приемника

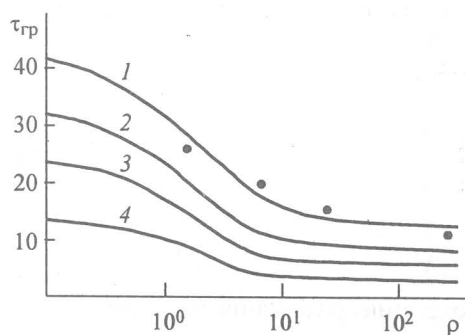


Рис. 6

излучения ω . Угол расходимости пучка излучения принимался равным $6'$. Из рис. 6 следует, что наиболее сильная зависимость от индикатрисы рассеяния наблюдается при $\rho < 2$. При $\rho > 2$ зависимость $\tau_{гр}$ от ρ близка к линейной. Такая зависимость подтверждается рядом экспериментальных данных, на основе которых записана эмпирическая формула для $\tau_{гр}$ в рассеивающей среде [17]:

$$\tau_{гр} = -5 \lg(\sigma d) + b, \quad (20)$$

где d – диаметр пучка излучения; σ – коэффициент рассеяния среды; b – эмпирический параметр. Точки на рис. 6 соответствуют экспериментальным данным. Удовлетворительное согласие кривых, рассчитанных по полученным выше формулам, с экспериментальными данными вселяет уверенность, что во многих случаях учета неравномерного поперечного распределения интенсивности многократно рассеянного излучения не требуется.

5. Среда с высокой концентрацией рассеивателей

Исследование явления просветления при прохождении излучения через среду с высокой объемной концентрацией рассеивателей представляет актуальную задачу [18]. Это явление изучается с использованием различных методик, например о нем судят по отклонению от закона Бугера, по изменению индикатрисы рассеяния, по измерениям светового излучения, по изменению абсолютных значений отраженного и пропущенного света и т. д. Физическая картина явления трактуется, на первый взгляд, вполне очевидным фактом. Если расстояние между частицами велико, то доля света, выходящего из среды и не взаимодействующего с частицами, значительна. Считается, что при плотном прилегании частиц друг к другу все излучение проходит через них и взаимодействует с системой частиц. Однако число квантов света, взаимодействующих с системой частиц, может изменяться не только от концентрации частиц, но и от величины ее поперечных оптических размеров. Это доказывается тем, что увеличение прозрачности (просветление) слоя фиксированной толщины наблюдается при увеличении поперечных оптических размеров исследуемого слоя.

Таким образом, становится ясно, что для объяснения явления, кроме распространенных в литературе интерференционного и кооперативного эффектов, необходимо ввести понятие эффекта пространственной ограниченности (ЭПО). Данный эффект проявляется в непостоянстве коэффициентов пропускания и отражения при вариациях поперечного (по отношению к направлению распространения излучения) оптического сечения дисперсной среды и зависит от параметров сре-

ды и излучения. Наибольшее влияние на величину этих коэффициентов оказывают оптические размеры среды τ_x, τ_y, τ_z , вероятность выживания кванта Λ и индикатриса рассеяния излучения, определяемая параметром ρ .

При различных концентрациях частиц дисперсной среды степень влияния каждого из эффектов неодинакова и области их проявления определяются набором конкретных параметров. Известно [5], что при определенных оптических размерах дисперсной среды ЭПО проявляется сильнее, чем интерференционный и кооперативный эффекты, поэтому исследование последних при этих условиях невозможно. Вследствие этого при проведении измерений или расчетов только коэффициента пропускания делать выводы о характере взаимодействия излучения с плотноупакованной дисперсной средой на основе особенностей его поведения некорректно.

Так как плотная упаковка частиц обычно достигается увеличением концентрации рассеивателей, что при фиксированных геометрических параметрах опыта приводит к увеличению оптических размеров дисперсной среды и, соответственно, уменьшению влияния ЭПО, то два других эффекта, при определенных оптических размерах среды, будут проявляться в «чистом» виде.

Одним из стандартных методов получения плотноупакованной среды является метод осаждения рассеивателей под действием земной или искусственной силы тяжести. Полученные таким путем среды используются в научных исследованиях и практических приложениях. Эксперименты по изучению закономерностей прохождения излучения через среду с высокой объемной концентрацией рассеивателей проводят в кюветах постоянного объема при изменении концентрации рассеивателей. В частности, при проведении эксперимента с гидрозолями в кюветах постоянного объема увеличение концентрации рассеивателей, как было указано выше, осуществляют их осаждением. В этом случае оптическая толщина слоя τ_x в направлении падающего потока излучения остается практически постоянной, в то время как поперечные оптические размеры увеличиваются в связи с тем, что увеличение концентрации происходит при постоянном поперечном геометрическом сечении кюветы.

Увеличение прозрачности в этом случае может быть вызвано изменением поперечных оптических размеров. Количественное влияние данного эффекта исследовано в работе [18]. Полученные в [18] результаты можно использовать в качестве критерия действия каждого из данных эффектов просветления среды с плотной упаковкой рассеивателей. Для определения вклада каждого из механизмов в явление просветления необходимо одновременно производить измерения прозрачности и коэффициента отражения слоя дисперсной среды. Если происходит увеличение обеих величин (T и R), то основной вклад в явление просветления вносит эффект пространственной ограниченности дисперсной среды.

Исследуем подробнее проявление этого эффекта в зависимости от оптических параметров дисперсной среды и излучения. Рассмотрим зависимость коэффициента T от поперечных оптических размеров среды τ_y, τ_z для сферической ($a = 1$) и анизотропной ($a = 12,09$) индикатрис рассеяния (a – коэффициент асимметрии индикатрисы рассеяния). Проведенные расчеты показывают, что диапазон значений коэффициента пропускания при изменении поперечных оптических размеров достигает нескольких порядков и зависит от глубины среды τ_x , причем при возрастании оптической глубины среды область насыщения T сдвигается в сторону больших сечений среды.

Если рассмотреть теперь отношение T_2 (анизотропная индикатриса рассеяния) к T_1 (изотропная индикатриса), то легко увидеть (рис. 7), что при малых глубинах среды форма индикатрисы незначительно сказывается на величине коэффициента пропускания (кривая 1); с возрастанием τ_x влияние формы индикатрисы рассеяния становится значительным не только в области малых $\tau_{y,z}$ (кривая 2), но и при больших сечениях среды (кривые 3, 4).

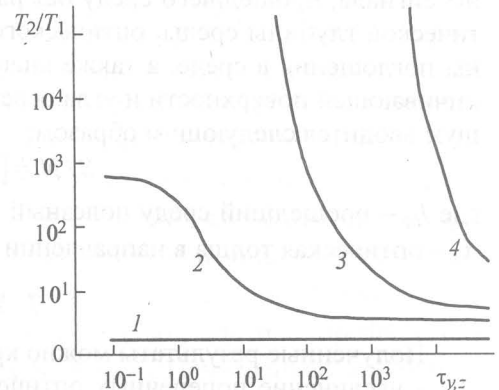


Рис. 7. Влияние формы индикатрисы рассеяния на величину коэффициента пропускания излучения τ_x : 1 – 1; 2 – 10; 3 – 10^2 ; 4 – 10^3

6. Критерии пространственной ограниченности среды

В целях количественной оценки наступления области насыщения коэффициента пропускания излучения пространственно ограниченной рассеивающей средой T при различных параметрах среды введем величину δ_T , определяемую соотношением

$$\delta_T = \frac{T_\infty - T(\tau_{y,z})}{T_\infty} 100\%, \quad (21)$$

где T_∞ – коэффициент пропускания полубесконечного слоя.

Рассчитанные зависимости коэффициентов пропускания и отражения позволяют сделать оценку поперечных оптических размеров среды, при которых рассеивающую среду можно считать

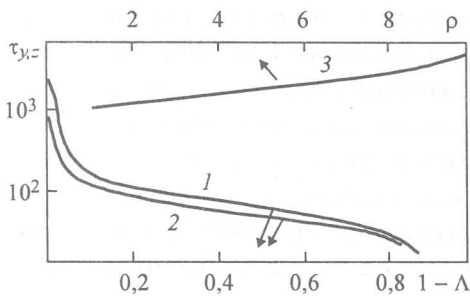


Рис. 8. Зависимость предельных поперечных оптических размеров среды от вероятности выживания кванта Λ (кривые 1, 2) и параметра ρ (кривая 3). $1 - a = 12,09$, $2 - a = 1$

неограниченной в плоскости, нормальной к направлению распространения излучения, в зависимости от степени анизотропии индикатрисы рассеяния и вероятности выживания кванта (рис. 8, кривые 1, 2). Из приведенных результатов следует, что при наличии достаточно сильного поглощения в среде ($1 - \Lambda \geq 0,5$) влиянием ограниченности среды можно пренебречь. Однако в области малых поглощений ($1 - \Lambda \leq 0,05$) изменение вероятности выживания кванта, например от 1 до 0,97, снижает предельные значения поперечных оптических размеров среды, характеризуемой анизотропной индикатрисой рассеяния, на два порядка – с 10^4 до 10^2 . Уменьшение степени анизотропии индикатрисы рассеяния также понижает предельные значения $\tau_{y,z}$, но в

меньших масштабах, в частности при изменении параметра вытянутости индикатрисы a с 12,09 до 1 в консервативной среде область насыщения коэффициентов T , R меняется всего на один порядок – с 10^4 до 10^3 .

Кривая 3 данного рисунка позволяет оценить значения граничных оптических толщин в зависимости от размеров рассеивателей. Как следует из приведенных данных, с увеличением радиуса частиц значения пограничных размеров смещаются в область больших оптических сечений среды.

Эти результаты позволяют оценить область значений оптических параметров дисперсной среды, в которой существенно влияние пространственной ограниченности среды. Вне этой области в плотноупакованных дисперсных средах основное влияние на явление просветления оказывают интерференционный и кооперативный эффекты.

7. Влияние фоновых помех

Распространение оптического излучения в дисперсных средах сопровождается появлением поля многократно рассеянного света. Многократно рассеянное световое поле является помехой, ухудшающей регистрацию полезного сигнала. Чем больше величина шума, тем хуже качество изображения предмета, наблюдаемого через рассеивающую среду. Исследуем отношение величины сигнала, прошедшего среду без рассеяния, к величине рассеянного света в зависимости от оптической глубины среды, оптического сечения среды, индикатрисы рассеяния излучения, величины поглощения в среде, а также внешних факторов, а именно, от коэффициента отражения ограничивающей поверхности и угла освещения внешним источником излучения. Отношение сигнал – шум вводится следующим образом:

$$S/N = [\exp(-\tau_x)] / [I_{\text{пр}} + I_{\text{ф}} - \exp(-\tau_x)], \quad (22)$$

где $I_{\text{пр}}$ – прошедший среду полезный световой поток; $I_{\text{ф}}$ – световой поток от внешнего излучения; τ_x – оптическая толщина в направлении распространения опорного сигнала.

7.1. Однородная среда

Полученные результаты можно кратко представить в следующем виде:

- увеличение поперечных оптических размеров дисперсной среды всегда приводит к уменьшению отношения S/N ;
- появление поглощения в среде приводит к увеличению S/N и существенно сглаживает зависимость этого отношения от поперечных оптических размеров;

- увеличение анизотропии индикатрисы рассеяния приводит к почти полной независимости отношения S/N от поперечных оптических размеров дисперсной среды;
- увеличение продольной оптической плотности дисперсной среды приводит к резкому уменьшению отношения S/N при вытянутой индикатрисе рассеяния;
- появление освещения внешними источниками и отражающей поверхности ухудшает отношение S/N ;
- при увеличении угла освещения внешними источниками величина S/N уменьшается при любых значениях коэффициента отражения ограничивающей поверхности и вероятности выживания кванта;
- увеличение коэффициента отражения подстилающей поверхности r во всех рассмотренных случаях приводит к уменьшению величины отношения S/N ;
- влияние внешнего источника излучения на величину отношения S/N в среде с сильно вытянутой индикатрисой рассеяния относительно мало.

В случае двухслойной среды отношение S/N не зависит от чередования слоев вследствие независимости пропускания, так как среда, состоящая из двух слоев, аналогична однородной среде тех же оптических размеров с некоторой усредненной индикатрисой рассеяния.

8. Влияние селективности поглощения излучения

Известно, что контур линии поглощения испытывает уширение при увеличении толщины слоя среды, через которую проходит излучение. Менее исследованным является вопрос о влиянии поперечных оптических размеров среды на форму контура линии поглощения, поэтому в данной работе проведен анализ зависимости уширения контура линии поглощения от поперечных размеров среды. Расчет интенсивности излучения, прошедшего через дисперсную среду, проводился по методике [19], учитывающей зависимость интенсивности от поперечных размеров среды.

Коэффициент поглощения дисперсной среды $A(\nu)$ выразим через вероятность выживания Λ и коэффициент рассеяния σ , зависимость которого от частоты в первом приближении можно пренебречь:

$$\alpha(\nu) = \sigma(1/\Lambda - 1). \quad (23)$$

Зададим для максимума спектральной линии определенное значение вероятности выживания Λ_0 , тогда коэффициент поглощения в максимуме

$$\alpha(\nu) = \sigma(1/\Lambda_0 - 1). \quad (24)$$

Пусть среда поглощает излучение в спектральной линии с лоренцевским контуром, тогда

$$\alpha(\nu) = \alpha_0/(1 + x^2), \quad (25)$$

где $x = (\nu - \nu_0)/\gamma_L$ – безразмерная частота, выраженная в единицах полуширины линии γ_L [19]. Из (23) – (25) получаем связь между значением частоты в линии и вероятностью выживания кванта данной частоты.

Расчеты показывают, что относительное изменение прошедшей среду интенсивности излучения $\Delta I/I_0$ на единице длины волны (здесь I_0 – интенсивность прошедшего среду излучения в максимуме линии) увеличивается с ростом оптической толщины τ_x и уменьшением оптических поперечных размеров τ_y и τ_z . Для расчета была выбрана линия атомарного кислорода, имеющая полуширину $\nu_0 \approx 0,1 \text{ см}^{-1}$, положение максимума линии $\lambda = 5577 \text{ Å}$. Оптические размеры среды были выбраны следующими: $\tau_y = \tau_z = 1$, $\tau_x = 100$. Параметр рассеяния частиц среды для центра линии равен 3,7. За счет «индикатрисного эффекта» при увеличении частоты интенсивность прошедшего среду излучения увеличивается. При данных оптических размерах среды изменение относительной интенсивности на единице частоты $\Delta I/I_0 \Delta \nu$ было равно примерно 472 см^{-1} . На расстоянии $\Delta \nu = \nu - \nu_0$ от центра линии в сторону больших частот интенсивность прошедшего среду излучения повышалась на $\Delta I' \approx \Delta I(\nu - \nu_0)/\Delta \nu = \Delta I \Delta \nu_0 x / \Delta \nu$ и на такую же величину интенсивность излучения уменьшалась в направлении меньших частот по отношению к центру линии. Здесь I_0 – интенсивность прошедшего излучения в центре линии; $\Delta \nu_0$ – полуширина линии. Профиль прошедшей среду спектральной линии $I = (I_0 + \Delta I \Delta \nu_0 x / \Delta \nu) \alpha$, где α – профиль спектральной линии падающего на среду излучения, нормированный на 1. Приведенный к 1 профиль прошедшей среду линии запишем в виде

$$r = \frac{I}{I_0} = \left(1 + \frac{\Delta I \Delta \nu_0}{I_0 \Delta \nu} x\right) \alpha. \quad (26)$$

Деформация контура линии, прошедшей через среду, за счет «индикатрисного эффекта»

$$\tau_x = 100; \tau_y = 1; \lambda_0 = 5577 \text{ \AA}; \nu_0 = 0,1 \text{ см}^{-1}; \Delta I/I_0 \Delta \nu = 472 \text{ см}^{-1}$$

x	r	x	r
0,46	0,82574	-0,46	0,82526
0,73	0,65330	-0,73	0,65270
1,46	0,32030	-1,46	0,31970
2,3	0,15823	-2,3	0,15777
3,42	0,07887	-3,42	0,07853
5,55	0,03151	-5,55	0,03129
7,92	0,01576	-7,92	0,01560

В таблице приведены значения профиля прошедшей через дисперсную среду спектральной линии. Из таблицы видно, что деформация контура линии за счет «индикатрисного эффекта» приводит к его асимметрии.

Заключение

Таким образом, данная работа представляет собой обобщение исследований процесса переноса излучения в пространственно ограниченных дисперсных средах. Предложен аналитический метод расчета, определены его место, точность и границы применимости, подчеркнуты его достоинства (оперативность при расчетах сред с несимметричной индикатрисой рассеяния) и недостатки (поточные приближения), проведено сопоставление с другими методами расчета. Предложен алгоритм расчета и рассчитаны многие практически важные ситуации: слоисто-неоднородная среда; узкий пучок излучения; среды с высокой концентрацией рассеивателей, в том числе конденсированные. Получен ряд фундаментальных результатов: нарушение принципа взаимности при распространении излучения в слоисто-неоднородной среде; явление просветления при дроблении дисперсной среды; увеличение поглощения и альбедо в средах с высокой степенью симметрии; деформация контура спектральной линии при изменении поперечных оптических размеров рассеивающей среды.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ленобль Ж. Перенос радиации в рассеивающих и поглощающих атмосферах. — Л.: Гидрометеиздат, 1990. — 264 с.
2. Davis R. // J. Atmos. Sci. — 1978. — V.35. — P.1712–1725.
3. Joseph T. H., Wiscombe W. T. // J. Atmos. Sci. — 1976. — V.33. — P.2452–2459.
4. Chu C. M., Churchill S. W. // J. Phys. Chem. — 1955. — V.59. — P.855–863.
5. Горячев Б. В., Кабанов М. В., Савельев Б. А. // Оптика атмосферы и океана. — 1990. — Т.3. — №2. — С.142–150.
6. McKee T. B., Cox S. K. // J. Atmos. Sci. — 1966. — V.33. — P. 2014–2020.
7. Aida M. // J. Quant. Spect. and Rad. Transfer. — 1977. — V.17. — P.303–309.
8. Зеге Э. П., Иванов А. П., Кацев И. Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. — Минск: Наука и техника, 1985. — 328 с.
9. Исмару Ф. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. — М.: Мир, 1981. — Т.1. — 280 с.
10. Марчук Г. И. и др. Решение прямых и некоторых обратных задач методом Монте-Карло. — Новосибирск: Наука, 1968. — 172 с.
11. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. — М.: Мир, 1971. — 168 с.
12. Ку-Нан-Лиоу. Основы радиационных процессов в атмосфере. — Л.: Гидрометеиздат, 1984. — 458 с.
13. Зуев В. Е., Титов Г. А. // Оптика атмосферы и океана. — 1995. — Т.8. — №1–2. — С.201–223.
14. Каргин Б. А., Пригорин С. М. Моделирование стохастических полей в кучевой облачности и исследование их радиационных свойств методом Монте-Карло. — Новосибирск, 1988. — 18 с.
15. Горячев Б. В., Ларионов В. В., Могильницкий С. Б. и др. // ДАН СССР. — 1987. — Т.294. — №2. — С.318–320.
16. Горячев Б. В., Кабанов М. В., Могильницкий С. Б. // Оптика атмосферы и океана. — 1998. — Т.11. — №10. — С.1045–1048.
17. Горячев Б. В., Кабанов М. В., Могильницкий С. Б., Савельев Б. А. // Оптика атмосферы. — 1991. — Т.4. — №8. — С.827–830.
18. Горячев Б. В., Кабанов М. В., Могильницкий С. Б. // Опт. атмосферы и океана. — 1995. — Т.8. — №12. — С.1807–1811.
19. Горячев Б. В., Могильницкий С. Б. // Оптика атмосферы и океана. — 1996. — Т.9. — №12. — С.1620–1624.