

В.В. Белов

Влияние рассеяния на распределение поглощенной энергии в дисперсной среде

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 25.03.2002 г.

Рассмотрена классическая постановка задачи о характеристиках светового поля, возникающего в ограниченном однородном слое среды при освещении его бесконечно широким параллельным оптическим пучком. На основе статистических экспериментов, выполненных методом Монте-Карло, установлены условия возникновения немонотонной зависимости поглощенной энергии, а также световых потоков, рассеянных в обе полусферы (от источника и в обратном направлении), от глубины проникновения излучения в среду.

Исследована реакция этих характеристик и угловых распределений рассеянного излучения внутри среды на вариацию альbedo поверхности, совпадающей с дальней от источника ее границей. Дается интерпретация полученных зависимостей.

Введение

Возросший в последнее время интерес специалистов в области атмосферной оптики к проблеме поглощения солнечного излучения в облачной атмосфере Земли обусловлен прежде всего несоответствием теоретических оценок и реальных измерений поглощенной солнечной энергии оптического диапазона длин волн. Расхождение между ними достигает (по оценкам, например, [1]) 20%, причем модельные представления об этом процессе дают заниженные значения поглощенного в атмосфере светового потока. Знание общего поглощения солнечного излучения полем облачности, покрывающим планету, необходимо для корректного прогноза погоды и климата.

Существует другой класс задач, связанный с вопросами образования и эволюции облаков, туманов, дымок, где важно знать не столько интегральное поглощение, сколько его пространственное распределение в среде. Так, например, в термодинамике облачной атмосферы одним из факторов, определяющих процесс образования облаков, является сухоадиабатический градиент [2]:

$$\left(-\frac{dT}{dz}\right) = \gamma_a = \frac{g}{c_p} \frac{T}{T'}$$

где T – температура поднимающейся массы; T' – температура окружающего воздуха; γ_a – сухоадиабатический градиент температуры; c_p – теплоемкость воздуха при постоянном давлении; z – высота частицы над земной поверхностью; g – ускорение свободного падения.

В частности, охлаждение адиабатически поднимающейся массы (частицы) воздуха, не насыщенного водяным паром, определяется этим градиентом. Можно предположить, что температура и поднимающейся частицы, и окружающего ее воздуха зависит в том числе и от поглощаемого компонентами этой системы излучения, идущего от поверхности Земли и от Солнца (в дневное время суток).

Вопросы, касающиеся пространственно-угловой структуры рассеянных световых потоков внутри дисперсной среды, освещенной бесконечно протяженным источ-

ником, не новы и достаточно хорошо изучены [3, 4]. Этого нельзя сказать о пространственном распределении поглощенного в среде светового потока. Можно назвать, например, работу [5], где дан лишь качественный анализ этой зависимости на основе приближенных решений уравнения переноса излучения.

Цель исследований, результаты которых рассматриваются в данной статье, состояла в изучении влияния оптических и геометрических параметров на пространственно-угловые характеристики диффузных световых потоков, распространяющихся в среде, и на распределение поглощенной энергии вдоль направления падающего излучения.

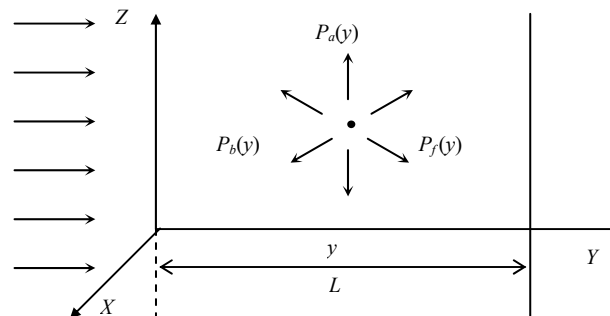


Рис. 1. Геометрическая схема постановки задачи

Постановка задачи

Пусть в декартовой системе координат (рис. 1) задана рассеивающая среда, ограниченная абсолютно прозрачной поверхностью, совпадающей с плоскостью xOz и отражающей (альbedo $0 \leq \alpha \leq 1$) ламбертовой поверхностью $y = L$. Параллельный монохроматический поток единичной энергии на длине волны излучения λ падает в направлении ω_0 , перпендикулярном к границе среды xOz . Требуется определить пространственно-угловую структуру интенсивности рассеянного излучения $I_{for}(\mathbf{r}, \omega)$, $I_{back}(\mathbf{r}, \omega)$ и пространственные распределения поглощенного $P_a(\mathbf{r})$ и рассе-

янных $P_f(\mathbf{r}) = \int I_{forv}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}) d\boldsymbol{\omega}$, $P_b(\mathbf{r}) = \int I_{back}(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}) d\boldsymbol{\omega}$ потоков, где \mathbf{r} – радиус-вектор точки внутри или на границе среды; $\boldsymbol{\omega}$ – единичный вектор направления; индексы «forv» и «fb» соответствуют направлениям на плоскость $y = L$, индексы «back» и «b» – на источник.

Оценка рассеянных потоков (несмотря на их достаточную изученность) осуществлена для интерпретации полученных зависимостей поглощенной энергии от оптических и геометрических параметров в численных экспериментах. В цели данной работы входило не моделирование конкретных оптических ситуаций, которые могут возникнуть, например, в атмосфере, а стремление изучить основные закономерности процесса формирования потока P_a . Поэтому оправданно, видимо, первый шаг в этом исследовании сделать для упрощенной модели среды. Пусть рассеивающая среда однородна. Тогда потоки I_{forv} , P_f , I_{back} , P_b , P_a становятся зависящими, очевидно, только от координаты $l = y$.

Область изменения оптической толщины среды τ выберем в диапазоне $1 < \tau < 10$, который лежит вне области применимости приближенных решений уравнения переноса излучения, соответствующих глубинному режиму или приближению низших кратностей рассеяния.

Можно предположить, что основные закономерности пространственного распределения поглощенной энергии в дисперсной среде определенного класса (например, ансамбль полидисперсных сферических частиц) будут проявляться вне зависимости от конкретных ее особенностей (например, модалный радиус частиц, вид функции распределения частиц по размерам и т.п.), хотя они, безусловно, будут усиливать или ослаблять те или иные характеристики этих закономерностей. В качестве модели рассеивающих свойств среды была выбрана индикатриса рассеяния адвективного тумана для длины волны излучения $\lambda = 0,89$ мкм из [6]. Относительно альбедо однократного рассеяния χ предположим, что значение этой характеристики можно задавать произвольно, не ограничиваясь расчетным ее значением в [6] для конкретной модели оптических свойств тумана.

Метод решения

В качестве метода исследований выбран метод Монте-Карло в варианте прямого моделирования без локальных оценок. Основная трудность при создании этого алгоритма связана с моделированием бесконечно протяженного источника. Ее удастся избежать, если принять во внимание сделанное выше предположение об однородности среды. В этом случае несложно показать, воспользовавшись условием симметрии, что протяженный источник может быть заменен на мононаправленный, а точечный приемник – на протяженный.

Для решения сформулированной выше задачи необходимо решить стационарное уравнение переноса относительно интенсивности

$$(\boldsymbol{\omega}, \text{grad } I) = -\beta_{ext} I + \beta_{sc} \int_{\Omega} I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}') q(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}') d\boldsymbol{\omega}' + \Phi_0(\mathbf{r}, \boldsymbol{\omega})$$

при граничных условиях

$$I(y, \boldsymbol{\omega}) = 0, (\boldsymbol{\omega}, \mathbf{n}_2) > 0,$$

$$I(y, \boldsymbol{\omega}) = \delta(y) \delta(\boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\omega}_0), (\boldsymbol{\omega}, \mathbf{n}_1) < 0,$$

где β_{ext} , $\beta_{sc}(\mathbf{r})$ и $q(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}', \mathbf{r})$ – коэффициенты ослабления, рассеяния и индикатриса рассеяния соответственно; $\mathbf{n}_{1,2}$ – внешние нормали к плоскостям $y = xOz$ и $y = L$. Заметим, что при сделанных выше предположениях (сферические частицы, однородность среды) β_{ext} , β_{sc} и $q(\boldsymbol{\omega}, \boldsymbol{\omega}')$ не зависят от \mathbf{r} , кроме того, индикатриса рассеяния становится функцией одной угловой переменной $q(\theta)$ – угла θ между направлениями до и после столкновения фотона с частицей, Φ_0 – функция источников.

Для построения алгоритма статистического моделирования процесса распространения излучения в среде разобьем ее на m слоев плоскостями $y = y_k$ ($k = 1, 2, \dots, m$; $y_m = L$). Зададим сетку направлений $\{\boldsymbol{\omega}_k\}$, для которой определяются интенсивности потоков I_{forv} , I_{back} (где $k = 1, 2, \dots, K$). Основа статистической оценки искомых величин сводится к следующей итерационной процедуре.

1. Генерируется траектория движения фотона из точки $\mathbf{r} = (0, 0, 0)$ в направлении $\boldsymbol{\omega} = (0, 1, 0)$.

2. Разыгрывается длина свободного пробега l .

3. Проверяется выполнимость граничных условий.

4. Если фотон не пересекает плоскостей xOz и $y = L$ (рис. 1), то в точке его очередного взаимодействия со средой (в k -м слое) оценивается вероятность поглощения (следовательно, оценивается поток P_a в этом слое). Пересечение всех предыдущих границ слоев до этой точки (если взаимодействие с частицами среды не первое) рассматривается как пересечение рассеянным фотоном этих границ, и осуществляются оценки интенсивности I_{forv} и потока P_f или I_{back} и P_b (в зависимости от направления движения фотона). Разыгрывается новое направление движения фотона, и выполняется переход на второй шаг итерационной процедуры.

5. Если фотон пересекает плоскость xOz , то выполняется оценка интенсивности I_{back} и потока P_b и генерируется следующая траектория движения фотона (переход на первый шаг процедуры).

6. Если фотон пересекает плоскость $y = L$, то оцениваются величины I_{forv} и потока P_f . Если альбедо поверхности $\alpha = 0$ (поверхность абсолютно прозрачная или абсолютно поглощающая), то траектория заканчивается и происходит переход к генерации следующей. Если $\alpha > 0$, то разыгрывается направление отражения фотона от поверхности и строится продолжение его траектории в среде.

Алгоритм реализован на языке Turbo-Pascal, Version 7.0 (Borland International, Inc.).

Результаты статистических экспериментов

Рассмотрим закономерности формирования потоков P_a , P_f , P_b . Относительно влияния варьируемых параметров на форму функций $I_{forv}(\boldsymbol{\omega}; y)$ и $I_{back}(\boldsymbol{\omega}; y)$ отметим лишь, что оно не содержит каких-либо особенностей, на которые имело бы смысл останавливаться. Подчеркнем лишь, что по мере удаления точки наблюдения от ближней к источнику границы среды происходит сближение форм этих функций. Отличие между ними тем меньше, чем больше оптические расстояния от точки наблюдения до границ среды.

На рис. 2–11 приведены некоторые примеры результатов статистического моделирования процесса распространения светового потока в среде для геометрической схемы численных экспериментов, приведенной на рис. 1. В расчетах контролировалось среднеквадратическое отклонение

средних значений оцениваемых величин, которое не превышало уровня 0,1% для рассеянных и поглощенных потоков и 5% для интенсивностей I_{forw} и I_{back} .

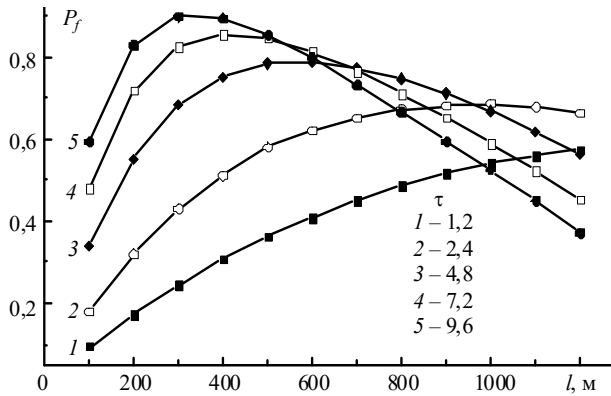


Рис. 2. Распределение рассеянных вперед потоков внутри среды ($\chi = 0,999$)

Первая серия численных экспериментов выполнена для фиксированной геометрической толщины среды $L = 1200$ м и вероятности выживания кванта $\chi = 0,999$.

На рис. 2 приведены распределения $P_f = P_f(l)$ для набора оптических толщин слоя среды из диапазона $1 < \tau < 10$ при абсолютно прозрачной дальней от источника ее границе (при этом предполагается, что изменение оптической толщины среды или β_{ext} происходит в результате изменения концентрации частиц).

Из данных, приведенных на рис. 2, следует, что по мере увеличения оптической плотности распределение $P_f(l)$ рассеянного в переднюю полусферу потока внутри среды трансформируется от монотонно возрастающей функции («малые» концентрации частиц, кривая $\tau = 1,2$) до функции, имеющей максимум («средние» и «большие» концентрации частиц – кривые $\tau \geq 2,4$). При этом максимальные значения рассеянный вперед поток принимает тем ближе к освещаемой источником границе среды, чем больше ее оптическая плотность. Объяснить эти изменения формы $P_f(l)$ несложно, если принять во внимание следующее.

По мере проникновения потока фотонов в среду возрастает вероятность их взаимодействия с частицами среды, и, следовательно, рассеянный поток увеличивается. При этом происходит перераспределение потока между направлениями в переднюю (от источника) и заднюю (к источнику) полусферы. Очевидно, что это перераспределение регулируется индикатрисой рассеяния. Для сред с сильной вытянутостью $q(\theta)$ уменьшение потока P_f и рост потока P_b будут происходить медленнее, чем для сред с меньшей вытянутостью индикатрисы рассеяния. Если рассмотреть бесконечно протяженную в направлении оси Oy рассеивающую среду с ненулевой вероятностью выживания кванта, то можно утверждать, что рассеянный поток $P_f \rightarrow 0$ при $l \rightarrow 0$ или $l \rightarrow \infty$ (в последнем случае из-за ненулевого поглощения в среде). Следовательно, начиная с некоторых толщин рассеивающей среды, функция $P_f = P_f(l)$ имеет максимум. Именно эта трансформация формы распределений рассеянных потоков в среде хорошо видна на рис. 2.

Распределение рассеянных в направлении на источник потоков $P_b = P_b(l)$ приведено на рис. 3.

Как видим, форма этих функций тоже претерпевает изменения с ростом оптической плотности среды. Не-

смотря на некоторые общие черты (появление вблизи освещаемой источником границы среды максимума рассеянного назад излучения и возрастание его амплитуды), это семейство кривых отличается от приведенного на рис. 2 то, что для любой пары значений $\tau_1 > \tau_2$ при любых l выполняется неравенство $P_b(l; \tau_1) > P_b(l; \tau_2)$. Физическую интерпретацию полученных зависимостей несложно осуществить, проводя примерно те же рассуждения, что были сделаны относительно функций $P_f(l; \tau)$ на рис. 2.

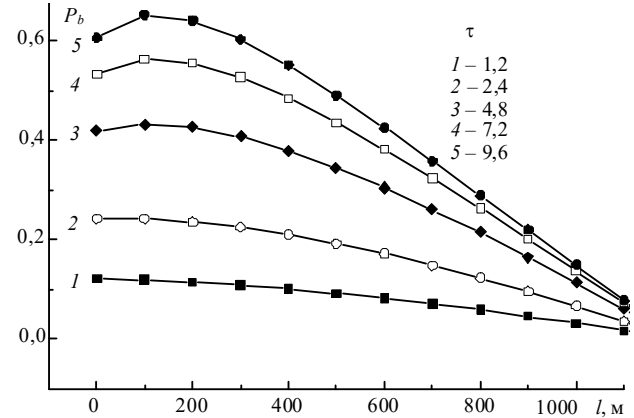


Рис. 3. Распределение рассеянных назад потоков внутри среды ($\chi = 0,999$)

Распределение поглощенных в среде потоков $P_a(l; \tau)$ для этих же условий приведено на рис. 4. Как и следовало ожидать (принимая во внимание пространственную структуру рассеянных в среде потоков на рис. 2, 3), функции $P_a(l; \tau)$ имеют общие черты с распределениями $P_f(l; \tau)$ и $P_b(l; \tau)$. Поглощенные потоки достигают максимального значения при $0 < l < L$, но это характерно уже для всего диапазона значений τ . Для них, так же как и для семейства $P_b(l; \tau)$, выполняется соотношение $P_a(l; \tau_1) > P_a(l; \tau_2)$ при любых значениях l , если $\tau_1 > \tau_2$.

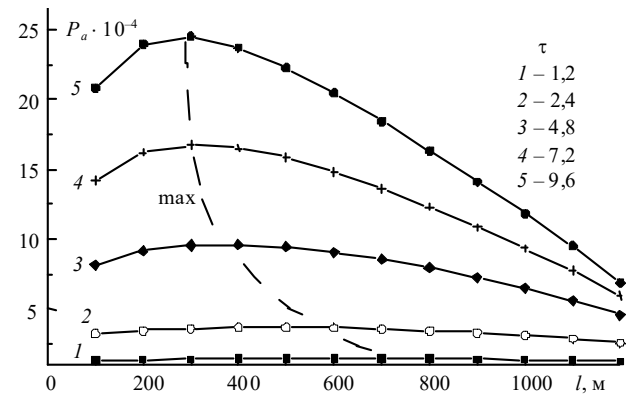


Рис. 4. Распределение поглощенных в среде потоков ($\chi = 0,999$)

Общий вывод из анализа зависимостей $P_a(l; \tau)$ при $\chi = 0,999$ следующий. Даже в однородной рассеивающей среде (в отличие от только поглощающей) максимум поглощенной энергии расположен внутри нее, причем с ростом оптической плотности (концентрации частиц) среды он приближается к освещаемой источником ее границе, но остается на достаточном удалении от нее (в рассмотренном случае $l_{max} \approx 300$ м при $\tau = 9,6$).

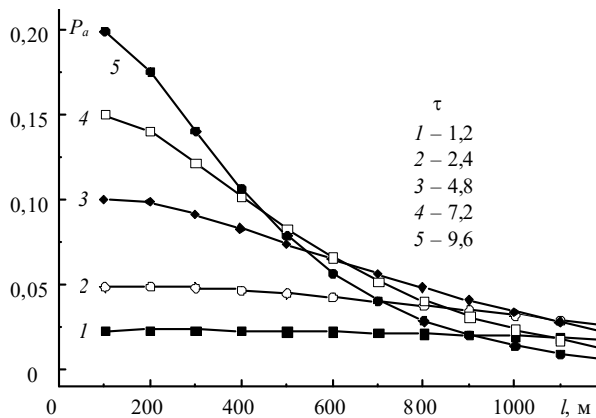


Рис. 5. Распределение поглощенных в среде потоков ($\chi = 0,8$)

Можно ли считать, что этот вывод (так же как и выводы, касающиеся рассеянных потоков) справедлив и для сред с другой поглощательной способностью? Ответ на этот вопрос дает рис. 5, на котором представлены некоторые результаты следующей серии статистических экспериментов, в которой вероятность выживания кванта фиксировалась на уровне $\chi = 0,8$. Изменение альbedo однократного рассеяния (при всех прочих равных условиях) привело к существенным изменениям как форм функций $P_a(l)$, так и соотношений между ними при различных значениях τ . Действительно, при $\chi = 0,999$ $P_a(l; \tau_1) > P_a(l; \tau_2)$ для любых значений l , если $\tau_1 > \tau_2$, а при $\chi = 0,8$ это выполняется лишь при $l < 400$ м. При $l > 400$ м соотношение между $P_a(l; \tau)$ для различных τ подобно соотношениям, которые характерны для распределения рассеянных вперед потоков в толще среды при $\chi = 0,999$ (см. рис. 2).

Очевидно, что причиной такой трансформации зависимости $P_a = P_a(l; \tau)$ стали изменения пространственной структуры рассеянного в среде излучения, поскольку уменьшение вероятности выживания кванта неизбежно ведет к подавлению процесса многократного рассеяния. Это наглядно иллюстрируют рис. 6, 7, где приведены распределения рассеянных вперед (рис. 6) и назад (рис. 7) потоков в среде для двух вероятностей выживания кванта и оптических толщин среды.

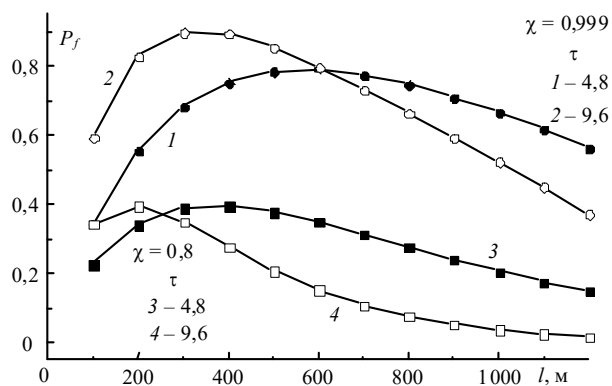


Рис. 6. Рассеянные вперед потоки для сред с различным поглощением

При исследовании влияния оптической толщины среды на рассеянные и поглощенные потоки был получен, на первый взгляд, несколько неожиданный результат. Он приведен на рис. 8. В этих статистических экспериментах

оптическая толщина среды увеличивалась за счет изменения ее протяженности и направления оси Oy (см. рис. 1) при этом коэффициенты ослабления, рассеяния и поглощения фиксировались (т.е. фиксировались состав и концентрация частиц).

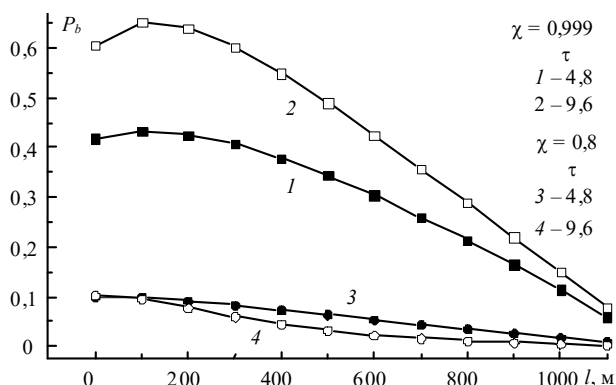


Рис. 7. Влияние вероятности выживания кванта на рассеянные назад потоки в среде

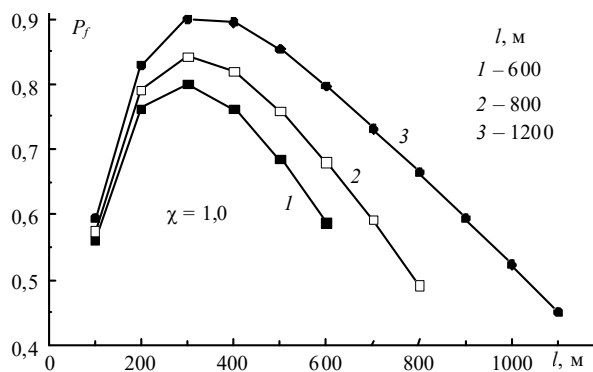


Рис. 8. Реакция рассеянных вперед потоков на перемещение дальней от источника границы среды

Результаты расчетов показывают, что при высоких значениях вероятности выживания кванта ($\chi \rightarrow 1$) добавление к среде идентичных ей по составу слоев (или, что то же самое – увеличение L) приводит не только к росту поглощения в целом, к изменению распределения рассеянного назад излучения (что представляется очевидным), но и к изменению пространственного распределения рассеянного вперед потока, причем (что достаточно неожиданно) начиная с освещенной источником границы. Такая реакция потоков P_f на перемещение дальней от источника границы среды становится понятной, если учесть, что источниками рассеяния вперед являются также и фотоны, двигающиеся в обратном направлении.

Во всех рассмотренных выше примерах предполагалось, что дальняя от источника граница среды абсолютно поглощающая (или абсолютно прозрачная). Рассмотрим, как влияет ненулевое альbedo поверхности $y = L$ на распределение поглощенного потока $P_a(l)$. Для этого обратимся к рис. 9–11. Результаты, представленные на них, получены для вероятности выживания кванта $\chi = 0,999$.

На рис. 9 приведены поглощенные в среде потоки $P_a(l)$ для $\tau = 1,2$ при трех значениях альbedo поверхности $y = L$ (на рис. 10 – для $\tau = 9,6$). Отражающая поверхность может вносить существенные изменения в зависимость поглощенной в среде энергии от расстояния l . Изменения альbedo поверхности в диапазоне $[0,1]$ приводят к

трансформации вида этой зависимости от имеющей экстремум ($\alpha = 0$) до практически монотонно возрастающей ($\alpha = 1,0$). Эти изменения тем существеннее, чем меньше отличие χ от 1 и чем больше оптическая толщина среды. Это связано с возрастающей ролью переотражений от поверхности $y = L$ в процессе формирования рассеянных потоков в среде.

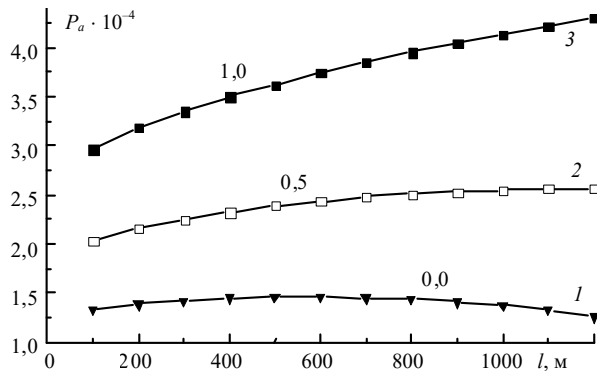


Рис. 9. Распределение поглощенного потока в среде ($\tau = 1,2$) при альbedo поверхности $\alpha = 0,0; 0,5; 1,0$ (кривые 1 – 3)

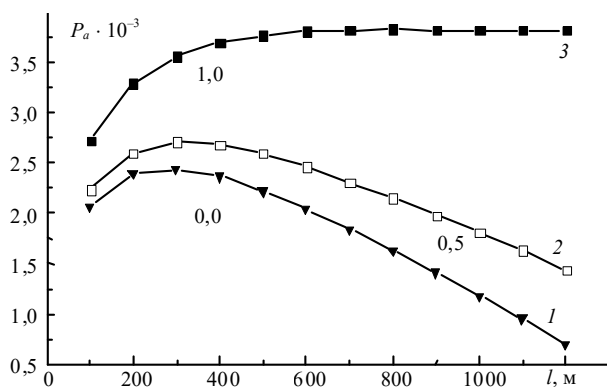


Рис. 10

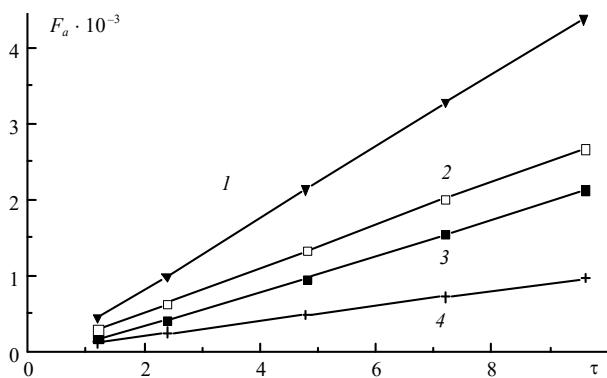


Рис. 11. Полное поглощение слоем среды с учетом (кривые 1–3) и без учета (4) рассеяния. Альbedo поверхности $\alpha = 1,0$ (1), 0,5 (2), 0,0 (3)

V.V. Belov. Effect of scattering on the distribution of absorbed energy in disperse medium.

The classical formulation of the problem on the characteristics of a light field arising in a bounded homogeneous medium layer under the exposure to an infinitely wide parallel optical beam is considered. From statistical Monte Carlo experiments, the conditions are determined for appearance of a nonmonotonic dependence of the absorbed energy, as well as light fluxes scattered into the both hemispheres (from the source and in the backward direction), on the depth of radiation penetration into the medium. The reaction of these characteristics and the angular distributions of the scattered radiation inside the medium to variations of the surface albedo is studied. Interpretation is given to the obtained dependences.

На рис. 11 приведены суммарные потоки поглощения всей толщей среды $F_a = \sum_i P_i$ (P_i – поглощение i -м слоем среды, см. рис. 1) в исследуемом диапазоне $1 < \tau < 10$ при $\chi = 0,999$ для трех значений альbedo поверхности $y = L$. Для сравнения там же приведена кривая 4, полученная в предположении, что частицы в среде обладают той же поглощательной способностью, но не рассеивают падающее на них излучение, т.е. $F_a = 1 - \exp(-\tau_i)$, где $\tau_i = y_i \beta_{abs}$, β_{abs} – коэффициент поглощения.

Заключение

Таким образом, в рамках сформулированной выше постановки задачи статистическими экспериментами установлено следующее.

При стационарном освещении изолированного слоя дисперсной среды с абсолютно прозрачными граничными поверхностями распределение поглощенной энергии внутри ее может носить экстремальный характер с максимумом поглощаемой энергии внутри среды, если вероятность выживания кванта близка к единице и оптическая толщина среды $\tau > 2$. С возрастанием поглощательной способности среды распределение поглощенной энергии в ней трансформируется в монотонно убывающую функцию с максимальным ее значением у ближней к источнику границе.

Увеличение оптической толщины среды изменением ее геометрической протяженности может приводить к возрастанию рассеянных вперед потоков, начиная с освещаемой источником ее границы.

При освещении среды, граничащей с отражающей поверхностью, распределение поглощенной энергии внутри ее определяется альbedo этой поверхности. Даже при вероятностях выживания кванта, близких к единице, изменением альbedo можно трансформировать пространственную структуру поглощенной энергии в широких пределах: от распределения, имеющего максимум поглощения внутри среды, до практически монотонного возрастания количества поглощенной энергии по мере приближения к дальней от источника границе среды. Эти изменения тем существеннее, чем ближе вероятность выживания кванта к единице.

В заключение автор выражает признательность к.ф.-м.н. Н.И. Вагину, при общении с которым родилась идея этой работы, а также всем сотрудникам санатория «Чажемто», где она была выполнена.

1. Васильев А.В., Мельникова И.Н., Михайлов В.В. Вертикальный профиль спектральных потоков рассеянной солнечной радиации в слоистом облаке по результатам самолетных измерений // Изв. АН. Физ. атмосфер. и океана. 1994. Т. 30. № 5. С. 661–665.
2. Облака и облачная атмосфера (справочник) / Под ред. И.П. Мазина, А.Х. Хргиана. Л.: Гидрометеоздат, 1989. 648 с.
3. Соболев В.В. Рассеяние света в атмосферах планет. М.: Наука, 1972. 335 с.
4. Ishimaru A. Wave Propagation and Scattering in Random Media. New York; San Francisco; London: Academic Press, 1978. 280 p.
5. Фейгельсон Е.М. Радиационные процессы в слоистообразных облаках. М.: Наука, 1964. 232 с.
6. Kneizys F.X. et al. User Guide to LOWTRAN 7. Hanscom AFB, MA01731: AFGL-TR-86-01777. ERP N 1010. 1988.