

Использование корпускулярного и волнового методов Монте-Карло в оптике дисперсных сред

В.П.Кандидов, В.О.Милицин, А.В.Быков, А.В.Приезжев

Приведен сравнительный анализ двух подходов к статистическому моделированию процесса распространения лазерного излучения в дисперсных средах методом Монте-Карло. Один подход можно назвать корпускулярным, т.к. он основан на расчете случайных траекторий фотонов, другой – волновым, т.к. он основан на расчете характеристик случайных полей. Показано, что, несмотря на различные физические представления о рассеянии излучения на множестве частиц, оба метода дают практически эквивалентные результаты при анализе интенсивности ограниченного пучка в дисперсной среде. Однако имеются и различия. Корпускулярный метод Монте-Карло не воспроизводит дифракционную расходимость пучка, которую можно учесть введением дифракционного фактора. Волновой метод не рассматривает обратного рассеяния, что соответствует приближению квазиоптики.

Ключевые слова: метод Монте-Карло, дисперсная среда, корпускулярный подход, волновой подход, рассеяние света, дифракция света, стратифицированная модель.

1. Введение

Под методом Монте-Карло (ММК) в оптике рассеивающих сред чаще всего понимают способ получения и статистической обработки траекторий большого числа фотонов при их взаимодействии с оптическими неоднородностями среды (частицами). Такой подход, первоначально получивший развитие в нейтронной физике при расчете реакторов и затем примененный в задачах атмосферной оптики (см., напр., [1]), впоследствии стал широко использоваться в оптике биологических тканей (см., напр., [2]). Вместе с тем в широком смысле к ММК относится совокупность процедур построения ансамблей случайных чисел и функций, статистические моменты которых являются искомыми величинами [3]. В оптике случайно-неоднородных и дисперсных сред статистические характеристики светового поля можно определять по ансамблям как траекторий фотонов, так и случайных волн (рис.1). В соответствии с этим подход, основывающийся на представлении о распространении излучения как потоке фотонов, можно условно назвать корпускулярным ММК, тогда как подход, основывающийся на волновых представлениях, – волновым ММК [4].

Корпускулярный ММК позволяет рассматривать задачи распространения света как в слабо, так и в сильно рассеивающих средах, где диффузионная компонента светового поля является доминирующей.

Волновой ММК применим для анализа однонаправ-

ленного распространения излучения, для которого можно использовать концепцию марковского процесса [5] и модель стратифицированной среды. В оптике случайно-неоднородных сред стратифицированная модель лежит в основе локального метода малых возмущений [6]. Реализация случайного светового поля в волновом ММК фор-

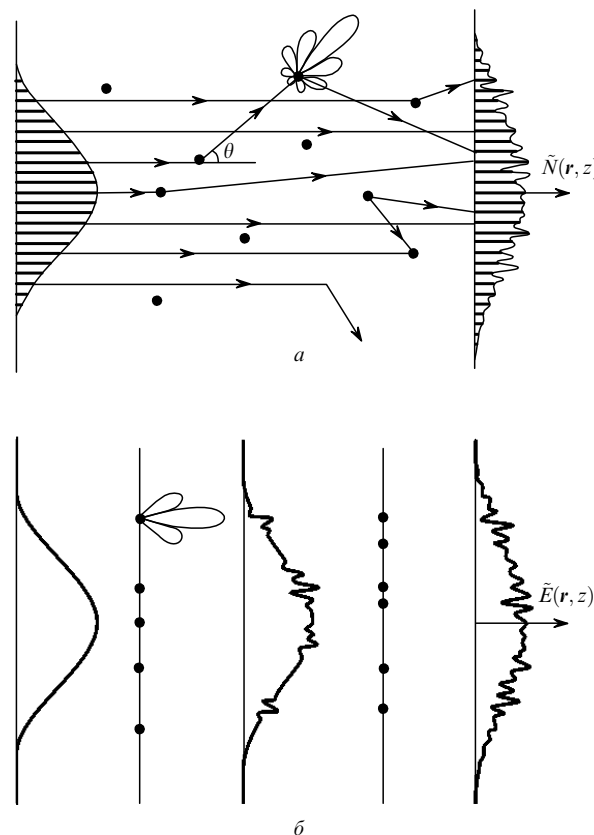


Рис.1. Схематическая иллюстрация корпускулярного (а) и волнового (б) ММК, используемых для решения задачи рассеяния ограниченного пучка в дисперсной среде. Функция рассеяния $\sigma(\theta)$ изображена схематически в полярной системе координат в виде многолепестковой индикатрисы.

В.П.Кандидов, В.О.Милицин, А.В.Приезжев. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; e-mail: kandidov@phys.msu.ru

А.В.Быков. Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы; адрес в настоящее время: Department of Electrical and Information Engineering, Optoelectronics and Measurement Techniques Laboratory, University of Oulu, P.O. Box 4500, 90014 University of Oulu, Finland

Поступила в редакцию 28 июля 2006 г., после доработки – 21 сентября 2006 г.

мируется как результат его дифракционного распространения через последовательность экранов, которые имитируют возмущения светового поля, вызванные флуктуациями показателя преломления и рассеянием в среде. Представление о последовательном прохождении волны через экраны волновой модели предполагает отсутствие обратного рассеяния на частицах.

В настоящей работе проводится сравнительный анализ корпускулярного и волнового методов Монте-Карло на примере линейной задачи рассеяния ограниченного лазерного пучка в дисперсной среде. Обсуждается сходство и различие обоих методов и области их применимости. Анализ выполнен в скалярном приближении.

2. Корпускулярная и волновая модели рассеяния излучения в дисперсной среде

2.1. Функция рассеяния

Методы Монте-Карло в оптике дисперсных сред основываются на единых представлениях о рассеянии и поглощении излучения на отдельной частице. Функция рассеяния излучения на частице $\sigma(\theta, \varphi)$ (где θ – угол в плоскости рассеяния, а φ – азимутальный угол), которую называют также индикатрисой рассеяния или фазовой функцией, зависит от волнового параметра $\rho = \pi R/\lambda$, где R – радиус частицы, λ – длина волны излучения. Во многих случаях рассеяние во взаимно перпендикулярных плоскостях является статистически независимым, так что $\sigma(\theta, \varphi) = \sigma(\theta)\sigma(\varphi)$. Если рассеяние симметрично относительно волнового вектора падающей волны, то функция рассеяния зависит только от угла θ , а $\sigma(\varphi) = 1/(2\pi)$. При $\rho \gg 1$ функция рассеяния $\sigma(\theta)$ сильно вытянута вперед и рассеянное излучение сосредоточено в узком конусе с углом $\theta \approx \lambda/R$ при вершине [7]. В этом случае рассеянное излучение на ограниченных трассах не выходит за пределы лазерного пучка, и вклад многократного рассеяния в направлении распространения пучка становится существенным.

Индикатрису рассеяния также часто характеризуют средним косинусом угла рассеяния или фактором анизотропии $g = \langle \cos \theta \rangle$, принимающим значения от нуля (полностью изотропное рассеяние на частицах, радиус которых много меньше длины волны) до +1 (рассеяние только вперед на частицах, радиус которых много больше длины волны). С уменьшением волнового параметра ρ и фактора анизотропии g интенсивность компоненты, рассеянной под большими углами, увеличивается и рассеяние становится изотропным. В частности, при $\rho \leq 0.3$ и $g \approx 0$ для функции рассеяния $\sigma(\theta)$ применимо приближение Рэлея, при котором интенсивности излучения, рассеянного вперед и назад, совпадают [8].

2.2. Корпускулярный метод Монте-Карло

В корпускулярной модели траектория фотона представляет собой последовательность случайных актов его свободного пробега между частицами и актов взаимодействия с ними (рис. 1, а). В дисперсной среде с известной концентрацией частиц n коэффициент ослабления $\alpha_0 = \mu_s + \mu_a$ определяет функцию распределения $F(l)$ для случайной длины l свободного пробега фотона между частицами, альbedo частицы $A = \mu_s/(\mu_s + \mu_a)$ – вероятность рассеяния фотона при взаимодействии с ней, а функция рассеяния на частице $\sigma(\theta, \varphi)$ – плотность вероятности для случайных углов отклонения $\tilde{\theta}$ и $\tilde{\varphi}$ траектории фотона

после взаимодействия его с частицей. Здесь μ_s и μ_a – соответственно коэффициенты рассеяния и поглощения среды. Угол рассеяния $\tilde{\theta}$ на сферической частице может принимать значения в интервале $0 - \pi$, поэтому корпускулярная модель позволяет рассматривать обратное рассеяние.

Случайная траектория одного фотона в рассеивающей среде вычисляется следующим образом. С помощью датчика случайных чисел по известной функции распределения $F(l)$ определяются реализация длины свободного пробега фотона \tilde{l} и новые координаты точки взаимодействия с частицей. Затем разыгрывается случайный акт взаимодействия с частицей, которое может быть упругим и квазиупругим рассеянием или поглощением. Вероятность рассеяния равна альbedo A , вероятность поглощения равна $1 - A$. Если фотон не был поглощен, то рассчитываются случайные углы рассеяния $\tilde{\theta}$ и $\tilde{\varphi}$, плотность вероятности которых пропорциональна функции рассеяния $\sigma(\theta, \varphi)$. Затем для фотона вновь определяется длина свободного пробега \tilde{l} , разыгрывается акт взаимодействия его с частицами и так далее, пока фотон не попадет на приемник или не уйдет в отдаленные области среды, откуда вероятность возврата его к приемнику пренебрежимо мала.

В корпускулярном ММК осуществляется статистическая обработка ансамбля фотонов $\{r_j, \tilde{N}_j(r)\}$ (где $j = 1, 2, \dots, M$ – номер реализации фотонной траектории, M – общее число фотонов, r_j – координаты фотонов, $\tilde{N}_j(r)$ – распределение их числа в зависимости от координат r в фиксированной плоскости z), что позволяет определять параметры излучения в дисперсной среде. Так, среднее число фотонов $\langle \tilde{N}_j(r, z) \rangle$ пропорционально распределению интенсивности $I(r, z)$ в плоскости z . При исследовании распространения ограниченного пучка в дисперсной среде задается распределение фотонов $N_0(r, z = 0)$ в плоскости их старта $z = 0$, пропорциональное начальному профилю интенсивности пучка $I(r, z = 0)$ (рис. 1, а). В работе [9] распределение фотонов $N_0(r, z = 0)$ задавалось пропорциональным интенсивности пучка $I(r, z = 0)$, измеренной на выходе лазерной системы, что позволило воспроизвести с помощью ММК условия лабораторного эксперимента. Авторами [9] получено хорошее согласие рассчитанных и экспериментально зарегистрированных изображений объекта в дисперсной среде.

В корпускулярной модели, которая оперирует с числом фотонов, определяющих интенсивность излучения, не учитываются фазовые соотношения для распространяющейся волны. Вследствие этого модель не описывает дифракционную расходимость пучка в целом, но воспроизводит дифракцию излучения на отдельной частице. Вместе с тем в ряде работ (см., напр., [10]) определяют набег фазы для рассеянной компоненты, связывая каждый фотон с гипотетической плоской волной, распространяющейся между частицами. Такой подход позволяет моделировать с помощью корпускулярного ММК формирование гетеродинного и доплеровского сигналов в когерентных измерительных системах, например в системах оптической когерентной томографии дисперсных сред и ее доплеровского варианта [11, 12]. В корпускулярном ММК для получения статистически надежных результатов для рассеивающих сред обычно необходим ансамбль, состоящий из $M = \int N_0(r, z = 0) d^2r = 10^6 - 10^8$ фотонных траекторий. Для ускорения сходимости метода используются фотоны с «весом», который умножается на A

($A \ll 1$) при каждом столкновении с частицей [13]. Первоначально «вес» каждого фотона равен единице, а поглощенным считается тот фотон, «вес» которого достигает определенного порогового значения, например 0.0001. Считается, что фотоны с меньшим «весом» существенно вклада не дают.

2.3. Волновой метод Монте-Карло

Волновая модель описывает многократное когерентное рассеяние светового поля на частицах. В этой модели дисперсной среды световая волна распространяется последовательно через цепочку экранов, в которых сосредоточены частицы (рис. 1, б). На экранах происходит рассеяние волны на частицах, между экранами – ее свободная дифракция в их отсутствие [14]. В плоскости экрана частицы располагаются случайно с равномерной плотностью распределения; их число пропорционально концентрации n , площади экрана S и расстоянию между экранами Δz . При этом в полидисперсной среде число частиц с некоторым радиусом R задается в соответствии с функцией распределения частиц по размерам $\Gamma(R)$. Амплитуда и фаза волны, рассеянной отдельной частицей под углами θ и φ , являются детерминированными и вычисляются на основе функции рассеяния $\sigma(\theta, \varphi)$. В результате интерференции невозмущенной компоненты и компоненты, рассеянной на множестве случайно расположенных частиц, волна после рассеивающего экрана становится стохастической со случайными изменениями амплитуды и фазы. Таким образом, экран воспроизводит дифракцию волны на множестве хаотически расположенных на нем частиц.

Свободная дифракция между экранами рассматривается в френелевском приближении [8]. Результатом расчета распространения волны через некоторую цепочку рассеивающих экранов является комплексная амплитуда случайного светового поля $\tilde{E}_j(r, z)$ в фиксированной плоскости z . Ансамбль таких полей $\{\tilde{E}_j(r, z)\}$ (где $j = 1, 2, \dots, M$), найденных для статистически независимых цепочек экранов, позволяет определять статистические характеристики светового поля при многократном рассеянии в дисперсной среде.

Отдельная реализация поля $\tilde{E}_j(r, z)$, полученная для некоторой цепочки рассеивающих экранов, имеет простую физическую аналогию. Поле $\tilde{E}_j(r, z)$ формируется в результате многократного рассеяния на цепочке из многих экранов, и при его вычислении происходит статистическое усреднение вклада рассеяния на большом числе хаотически расположенных частиц. Физически реализация поля $\tilde{E}_j(r, z)$ подобна регистрации при малой экспозиции амплитуды и фазы светового поля в плоскости приема. В этом случае в течение времени регистрации дисперсную среду можно считать стационарной. Для динамической дисперсной среды с известными микрофизическими параметрами, концентрацией n и функцией распределения частиц по размерам $\Gamma(R)$, получение ансамбля полей $\{\tilde{E}_j(r, z)\}$ на статистически независимых цепочках экранов эквивалентно регистрации при большой экспозиции в течение времени, за которое многократно меняется случайное расположение частиц в среде. Ансамбль полей соответствует конечной выборке, например, при длительных измерениях светового поля в атмосферном аэрозоле, водных гидрозольях или при измерениях во многих стационарных средах с одинаковыми микрофизическими параметрами.

Стратифицированная модель рассеяния волны в дисперсной среде является развитием моделей фазовых экранов для распространения излучения в сплошной случайно-неоднородной среде [15–17]. В оптике атмосферного аэрозоля волновой ММК, развитый в [14], использовался для численного исследования влияния когерентного рассеяния в аэрозоле на процесс зарождения филаментов в мощном фемтосекундном лазерном импульсе при распространении его в атмосферной облачности и мелком дожде [18, 19].

3. Распространение светового пучка в дисперсной среде

3.1. Аппроксимация функции рассеяния

Количественное сравнение корпускулярного и волнового ММК выполнено на примере линейной задачи распространения светового пучка в монодисперсном водном аэрозоле. Рассматривался коллимированный осесимметричный пучок на длине волны $\lambda = 0.8$ мкм с гауссовым профилем интенсивности

$$I(r, z = 0) = I_0 \exp\left(-\frac{r^2}{a_0^2}\right), \quad (1)$$

где I_0 – интенсивность на оси пучка; a_0 – радиус пучка по уровню e^{-1} .

Коэффициент поглощения излучения с $\lambda = 0.8$ мкм водным аэрозодем пренебрежимо мал [20], и изменение интенсивности пучка в аэрозоле определяется рассеянием на частицах и дифракцией. Функция рассеяния частицы получена методом аномальной дифракции, в котором учитывается только набег фазы при прохождении волны через частицу без преломления на ее границах [21, 22]. Этот метод, предложенный для «мягких» частиц, относительный показатель преломления которых n_p/n_0 (где n_0 – показатель преломления окружающей среды) близок к единице, оказывается применимым и для водных частиц с $n_p/n_0 = 1.33$ [23].

На рис. 2 приведены функции рассеяния $\sigma(\theta)$ для сферических частиц радиусом $R = 15$ и 2 мкм, рассчитанные методом аномальной дифракции и по теории Ми [8, 21]. Видно, что, несмотря на приближенный характер метода

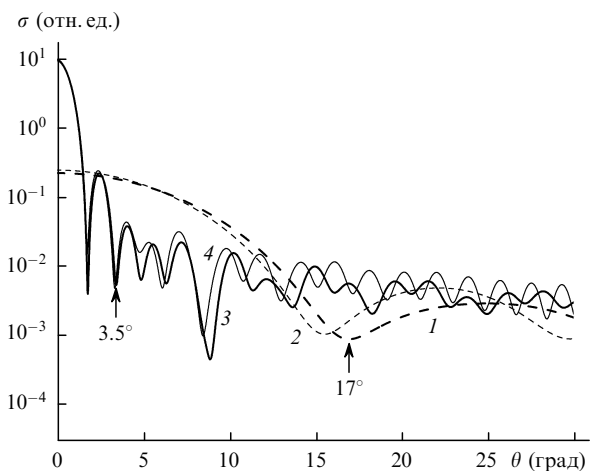


Рис. 2. Нормированные функции рассеяния $\sigma(\theta)$ излучения с длиной волны $\lambda = 0.8$ мкм для сферических водных частиц радиусом $R = 2$ (1, 2) и 15 мкм (3, 4), рассчитанные методом аномальной дифракции (1, 3) и по теории Ми (2, 4). Стрелками отмечены максимальные углы, используемые в расчетах функции рассеяния.

аномальной дифракции, функции рассеяния $\sigma(\theta)$, полученные этим методом, близки к рассчитанным по точной теории Ми. Для частиц большего радиуса (15 мкм) угловая ширина центрального лепестка диаграммы рассеяния $\sigma(\theta)$ меньше, а относительная интенсивность излучения, рассеянного под углом $\theta = 0$, больше, чем для частиц меньшего радиуса (2 мкм). При этом для рассматриваемых частиц рассеянное излучение в основном направлено в переднюю полусферу, и интенсивность излучения, рассеянного в боковые лепестки диаграммы, значительно ниже, чем в центральный лепесток при $\theta = 0$. Мощность излучения, рассеянного в центральный и первый боковой лепестки функции $\sigma(\theta)$ для частицы радиусом $R = 15$ мкм, т. е. при углах рассеяния $\theta \leq 3.5^\circ$, составляет 46 % от мощности всего рассеянного излучения. Для частицы радиусом $R = 2$ мкм относительная мощность излучения, рассеянного в центральный лепесток при $\theta \leq 17^\circ$, равна 67 %.

В корпускулярном и волновом ММК при моделировании распространения пучка в дисперсной среде в приближении аномальной дифракции учитывался только вклад излучения, рассеянного под углами $\theta \leq 3.5^\circ$ для частиц радиусом $R = 15$ мкм и под углами $\theta \leq 17^\circ$ для частиц с $R = 2$ мкм. Излучение, рассеянное под большими углами, интерпретировалось как ослабление, и его мощность приравнивалась потере мощности пучка при рассеянии на частицах. В корпускулярном методе это соответствовало альбедо $A = 0.46$ и 0.67 для частиц радиусом 15 и 2 мкм соответственно.

3.2. Статистические ансамбли в методах Монте-Карло

В корпускулярном ММК рассчитывались траектории для фотонов с «весом»; их общее число в пучке составляло 10^7 . Для воспроизведения профиля интенсивности падающего пучка (1) расстояние от его центра до случайной точки входа каждого фотона в среду определялось соответствующим распределением Гаусса. Азимутальное распределение фотонов относительно центра пучка считалось равномерным. Среднее число фотонов, приходящихся на кольцевую область площадью $2\pi r h_r$ (где h_r – ширина кольца), убывало в соответствии с формулой (1) и на периферии пучка, в частности при $r = 3a_0$, составляло 10^2 . При таком числе фотонов относительное отклонение результатов статистического усреднения в ММК от математического ожидания для интенсивности в пучке не превышало 2 %.

В волновом ММК использовалась стратифицированная модель дисперсной среды с цепочкой аэрозольных экранов, расстояние между которыми составляло 20 см. При концентрации $n = 50 \text{ см}^{-3}$ на аэрозольном экране в круге с радиусом, равным $3a_0$, находилось более 3000 частиц, определяющих в основном рассеяние пучка. На рассматриваемых трассах располагалось более 50 аэрозольных экранов со статистически независимыми распределениями частиц. Это обеспечивало статистическое усреднение реализаций светового поля в процессе распространения пучка до плоскости регистрации. Профиль интенсивности пучка определялся по ансамблю из $M = 50$ реализаций, каждая из которых получена для статистически независимых цепочек аэрозольных экранов.

3.3. Профиль пучка в монодисперсном аэрозоле

Рассматривалось распространение пучка радиусом $a_0 = 3$ мм в монодисперсном аэрозоле с частицами ради-

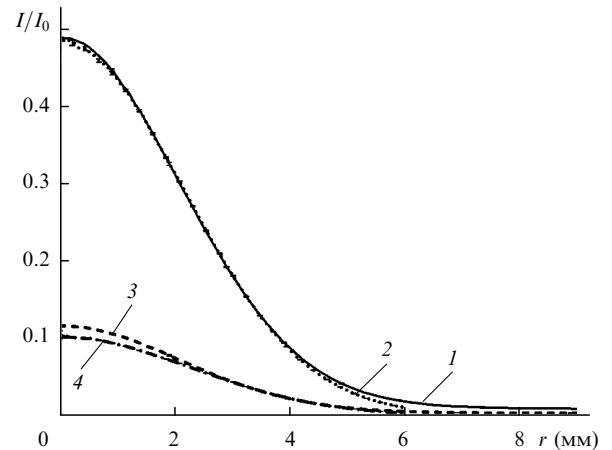


Рис.3. Профили интенсивности $I(r)$ коллимированного пучка излучения радиусом $a_0 = 3$ мм с $\lambda = 0.8$ мкм при распространении его в монодисперсном аэрозоле с частицами радиусом $R = 15$ мкм и концентрацией $n = 50 \text{ см}^{-3}$ на расстоянии $z = 10$ (1, 2) и 30 м (3, 4), рассчитанные корпускулярным (1, 3) и волновым (2, 4) методами.

усом 15 и 2 мкм и концентрациями $n = 50$ и 2010 см^{-3} соответственно. Данные концентрации выбирались такими для того, чтобы коэффициент ослабления для частиц с указанными радиусами был одинаков. При этих параметрах среды коэффициент рассеяния μ_s составлял 0.0724 м^{-1} , что соответствует средней длине свободного пробега фотона $l = 13.8$ м. Транспортная длина пробега фотона l^* равна 94 и 70 м для среды с частицами радиусом 15 и 2 мкм соответственно. Длина l^* определяет расстояние, на котором направление распространения фотона полностью хаотизируется (фотон как бы «забывает» свое первоначальное направление), и вычисляется по формуле $l^* = [\mu_s(1 - g) + \mu_a]^{-1}$. Профили интенсивности $I(r)$, полученные ММК для пучка в аэрозоле с частицами радиусом 15 мкм на расстояниях $z = 10$ и 30 м, приведены на рис.3. Для рассматриваемого ансамбля среднеквадратичное отклонение составляет около 1 % для волнового ММК и меняется от 0.5 % в приосевой области до 2 % на периферии пучка для корпускулярного ММК. Видно, что для $z = 10$ м профили интенсивности $I(r)$, полученные обоими методами, практически совпадают. Однако на расстоянии $z = 30$ м интенсивность $I(r)$, рассчитанная корпускулярным методом, превышает интенсивность, полученную волновым методом. Это объясняется тем, что в корпускулярном методе не воспроизводится дифракционная расходимость ограниченного пучка. При дифракции интенсивность коллимированного пучка гауссового профиля $I(r, z)$ меняется с расстоянием следующим образом [24]:

$$I(r, z) = \frac{I_0}{1 + (z/L_d)^2} \exp \left\{ -\frac{r^2}{a_0^2 [1 + (z/L_d)^2]} \right\}. \quad (2)$$

Дифракционная длина $L_d = 2\pi a_0^2 / \lambda$ для рассматриваемого пучка радиусом $a_0 = 3$ мм равна 70.68 м. На расстоянии $z = 10$ м дифракционное уменьшение интенсивности в пучке не превышает 2 %. На расстоянии $z = 30$ м это уменьшение составляет 15 %, что совпадает с относительным отклонением результатов, полученных с помощью корпускулярного и волнового методов.

Систематическую погрешность корпускулярного ММК при анализе рассеяния пучка в условиях дифракции наглядно иллюстрирует рис.4, где приведены профили интенсивности для пучков радиусом $a_0 = 3$ и 1.5 мм. При

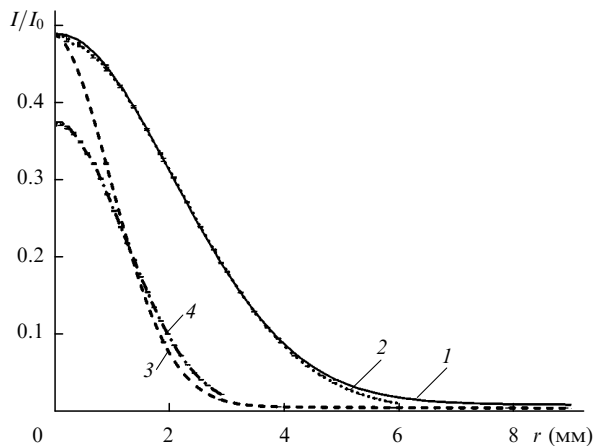


Рис.4. Профили интенсивности на расстоянии $z = 10$ м в монодисперсном водном аэрозоле с частицами радиусом $R = 15$ мкм и концентрацией $n = 50 \text{ см}^{-3}$ для коллимированного пучка радиусом $a_0 = 3$ (1, 2) и 1.5 мм (3, 4), рассчитанные корпускулярным (1, 3) и волновым (2, 4) методами.

вычислении корпускулярным методом радиус пучка остается постоянным при распространении ($a(z) = a_0$), а изменение с расстоянием интенсивности на его оси $I(0, z)$ не зависит от начального радиуса пучка a_0 . В то же время при $a_0 = 1.5$ мм дифракция приводит к существенному перераспределению интенсивности в сечении пучка, в результате чего интенсивность на оси уменьшается, а радиус пучка увеличивается. Систематическую погрешность корпускулярного метода при анализе распространения ограниченного пучка в дисперсной среде можно исключить, если полученный этим методом профиль пучка умножить на дифракционный фактор $I(r, z)/I_0$, определяющий относительное изменение интенсивности, обусловленное дифракцией (см. формулу (2)). Такая возможность является следствием мультипликативности процессов рассеяния и дифракции излучения в дисперсной среде. Заметим, что мультипликативность рассеяния и дифракции излучения положена в основу стратифицированной модели, которая используется в волновом ММК.

Представляет интерес сопоставить результаты, получаемые ММК, с зависимостью, определяемой законом Бугера, который описывает ослабление плоской волны в дисперсной среде [23]:

$$I_B(z) = I(0) \exp(-\tau), \quad (3)$$

где $\tau = \alpha_0 z$ – оптическая толщина дисперсной среды на расстоянии z . В среде с поглощающими частицами коэффициенты ослабления (α_0) и рассеяния (μ_s) излучения совпадают и для монодисперсного аэрозоля [21]

$$\mu_s = \alpha_0 = K_p \pi R^2 n, \quad (4)$$

где K_p – фактор рассеяния водной сферической частицы, зависящий от ее радиуса и длины волны излучения [25]. Профили интенсивности $I(r, z)$ коллимированного пучка с начальным гауссовым профилем (1), рассчитанные по закону Бугера (3), совпадают с полученными корпускулярным ММК, но отличаются от профилей, полученных волновым ММК, поскольку в (3) не учитывается дифракция.

3.4. Влияние размеров частиц и функций рассеяния на профиль пучка

Угловая ширина функции рассеяния увеличивается с уменьшением размера частиц [21, 22]. Однако при распространении ограниченного светового пучка в дисперсной среде с частицами, радиус которых много больше длины волны, функция рассеяния слабо влияет на его профиль интенсивности. Результаты расчета распространения пучка в монодисперсной среде с частицами радиусом 15 и 2 мкм, выполненные с помощью волнового ММК, показали, что профиль интенсивности при одной и той же оптической толщине среды τ не зависит от радиуса частиц.

Для исследования влияния различных приближений функций рассеяния частиц на профиль пучка применялся только корпускулярный ММК, описывающий многократное рассеяние под большими углами и, в частности, рассеяние в заднюю полусферу. Анализ показал, что для среды с частицами радиусом 15 и 2 мкм учет рассеяния в заднюю полусферу с использованием функции рассеяния Ми не приводит к изменению профиля интенсивности пучка, получаемого с использованием функции рассеяния в приближении аномальной дифракции с учетом всех лепестков диаграммы, несмотря на то, что при этом учитывается только рассеяние в переднюю полусферу. Погрешность в определении интенсивности пучка при отбрасывании боковых лепестков диаграммы рассеяния не превышает 2%. С помощью корпускулярного ММК было также показано, что вследствие меньшей ширины функции рассеяния крупных частиц интенсивность пучка на 2% выше в среде с частицами радиусом 15 мкм, чем в среде с частицами радиусом 2 мкм. Влияние различных приближений для функции рассеяния частиц в полидисперсной среде исследовано в работе [26].

4. Заключение

Корпускулярный и волновой ММК являются идентичными методами статистического исследования распространения излучения при многократном рассеянии в дисперсных средах. Несмотря на различные физические представления о рассеянии излучения на множестве частиц, оба метода дают эквивалентные результаты при анализе интенсивности пучка при его распространении в дисперсной среде. При этом корпускулярный ММК не описывает дифракционную расходимость ограниченного пучка, что может быть учтено введением дифракционного фактора. Волновой ММК не описывает рассеяние назад, что при волновом параметре $\rho > 1$ не приводит к значительным погрешностям при рассмотрении направленного излучения и соответствует приближению метода медленно меняющихся амплитуд. Волновой ММК ориентирован на решение задач нелинейной статистической оптики, в то время как корпускулярный ММК – на решение задач распространения неинтенсивного излучения в случайно-неоднородных средах.

В настоящей работе приведены результаты анализа, выполненного в скалярном приближении. Учет деполяризации излучения при многократном рассеянии на частицах дисперсной среды требует дополнительного обоснования используемых выше моделей.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 06-02-17015) и школы Graduate School in Electronics, Telecommunications and Automation (GETA, Finland).

1. Марчук Г.И., Михайлов Г.А., Назаралиев М.А. и др. *Метод Монте-Карло в атмосферной оптике* (Новосибирск: Наука, 1976).
2. Тучин В.В. *УФН*, **167**, 517 (1997).
3. Соболев И.М. *Метод Монте-Карло* (М.: Наука, 1985).
4. Кандидов В.П. *УФН*, **166**, 1309 (1996).
5. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. *Введение в статистическую радиофизику* (М.: Наука, 1978, ч. 2).
6. Прохоров А.М., Бункин Ф.В., Гочелашвили К.С., Шишов В.И. *УФН*, **114**, 415 (1974).
7. Исимару А. *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах* (М.: Мир, 1981, т. 1, 2).
8. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
9. Berrocal E. et al. *Laser Phys. Lett.*, **3** (9), 464 (2006).
10. Tucho A., Jorgensen T.M., Yura H.T., Andersen P.E. *Appl. Opt.*, **41** (31), 6676 (2002).
11. Кириллин М.Ю., Меглинский И.В., Приезжев А.В. *Квантовая электроника*, **36** (3), 247 (2006).
12. Быков А.В., Кириллин М.Ю., Приезжев А.В. *Квантовая электроника*, **35** (2), 135 (2005).
13. Wang Lihong, Jacques S.L., Zheng Liqiong. *Computer Methods and Programs in Biomedicine*, **47**, 131 (1995).
14. Милицин В.О., Кузьминский Л.С., Кандидов В.П. *Оптика атмосферы и океана*, **18**, 880 (2005).
15. Fleck J.A., Morris J.R., Feit M.D. *Appl. Phys.*, **10** (2), 129 (1976).
16. Шленов С.А., Кандидов В.П. *Оптика атмосферы и океана*, **17**, 630 (2004).
17. Chesnokov S.S., Kandidov V.P., Shlenov S.A., Tamarov M.P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3432**, 14 (1998).
18. Милицин В.О., Кандидов В.П., Качан Е.П. *Оптика атмосферы и океана*, **19**, 765 (2006).
19. Kandidov V.P., Militsin V.O. *Appl. Phys. B: Lasers and Optics*, **83**, 171 (2006).
20. Зельманович И.Л., Шифрин К.С. *Таблицы по светорассеиванию: коэффициенты ослабления, рассеяния и лучевого давления* (Л.: Гидрометеиздат, 1968, т. 3).
21. Ван де Хюлст Г. *Рассеяние света малыми частицами* (М.: ИЛ, 1961).
22. Лопатин В.Н., Приезжев А.В., Апонасенко А.Д. и др. *Методы светорассеяния в анализе водных дисперсных биологических сред* (М.: Физматлит, 2004).
23. Зуев В.Е., Кабанов М.В. *Оптика атмосферного аэрозоля* (Л.: Гидрометеиздат, 1987).
24. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. *Теория волн* (М.: Наука, 1990).
25. Шифрин К.С. *Рассеяние света в мутной среде* (М.-Л.: Гостехиздат, 1951).
26. Berrocal E. et al. *Opt. Express*, **13** (23), 9181 (2005).