

Модель совместного учета турбулентных искажений и аэрозольного рассеяния при формировании когерентных и некогерентных изображений объекта

В.В. Дудоров*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 17.04.2017 г.

Предложен метод совместного учета турбулентных (рефракционных) и аэрозольных (рассеивающих) искажений при формировании изображений объектов, подсвеченных лазерным излучением. Метод реализован в рамках совместного решения параболического уравнения и уравнения переноса излучения методом расщепления по физическим факторам. Моделирование турбулентных искажений выполнено на основе традиционного метода фазовых экранов. Моделирование аэрозольного рассеяния основано на разбиении дистанции между объектом и наблюдателем на ограниченное число статистически независимых рассеивающих слоев, для каждого из которых в приближении однократного рассеяния формируется когерентная (для рассеяния вперед) и некогерентная (для рассеяния вперед и назад) компоненты рассеянного поля. Представлены результаты моделирования когерентного и некогерентного изображений объекта, подсвеченного лазерным излучением.

Ключевые слова: некогерентное изображение, лазерная подсветка, атмосферная турбулентность, аэрозольное рассеяние; incoherent image, laser illumination, atmospheric turbulence, aerosol scattering.

Введение

Проблемам построения моделей распространения излучения в неоднородной атмосфере посвящено множество работ. При этом необходимо учитывать эффекты поглощения излучения атмосферными газами и аэрозолями, регулярную рефракцию, турбулентные искажения, а также молекулярное и аэрозольное рассеяния. Обычно все эти эффекты рассматриваются независимо друг от друга. Однако стоит отметить, что при распространении лазерного излучения в условиях сильной турбулентности рассеянное атмосферой поле так же, как и первичная волна, становится неоднородным из-за рефракции на неоднородностях показателя преломления [1–4]. Очевидно, что в данном случае задачу распространения необходимо решать при совместном учете случайных рефракционных (турбулентных) искажений и рассеяния.

В задачах оптической локации объектов в атмосфере для моделирования распространения лазерного излучения в рассеивающей среде (атмосфере, содержащей аэрозоль) часто используют приближение однократного рассеяния [5–8]. Это связано с тем, что при лазерном сопровождении объектов мощность прошедшего через атмосферу излучения превышает мощность рассеянного излучения и по-

грешность данного приближения составляет доли процентов.

В настоящей работе выполнена разработка алгоритма совместного учета турбулентных искажений и аэрозольного рассеяния при активной оптической локации удаленных объектов с шероховатой поверхностью. Метод основан на совместном решении параболического уравнения [5, 9], характеризующего распространение когерентного лазерного пучка, и уравнения для функции яркости [10], характеризующего распространение некогерентного излучения, рассеянного поверхностью объекта и аэрозолями.

Для построения численной модели распространения оптического поля в аэрозольной турбулентной среде воспользуемся методом расщепления по физическим факторам [11]. Весь объем неоднородной атмосферы вдоль трассы распространения лазерного пучка разобьем на конечное число участков (рис. 1). Турбулентные искажения будем учитывать на основе широко используемого метода фазовых экранов [9]. Для учета аэрозольного рассеяния определим вклад когерентного и некогерентного рассеяний вперед в интенсивность подсвечивающего излучения на поверхности цели, а также влияние обратного рассеяния на формирование изображения подсвеченного объекта. При этом, так же как и в случае с турбулентными искажениями, аэрозольное рассеяние будем учитывать в пределах тонкого рассеивающего слоя.

* Вадим Витальевич Дудоров (dvv@iao.ru).

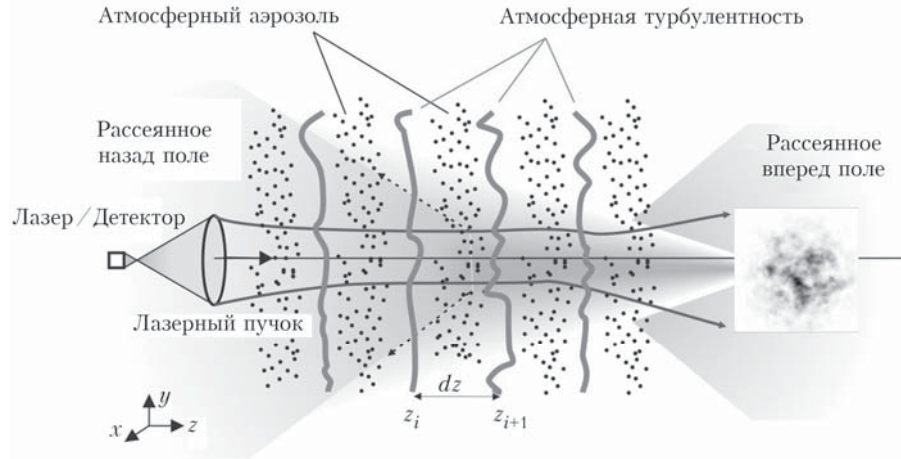


Рис. 1. Схема модифицированного метода расщепления с учетом аэрозольного рассеяния для моделирования распространения лазерного излучения и формирования изображений в турбулентной аэрозольной атмосфере

1. Модель распространения лазерного пучка и рассеянного вперед излучения в турбулентной аэрозольной среде

1.1. Учет когерентного рассеяния вперед в приближении однократного рассеяния

Для вычисления характеристик излучения, рассеянного тонким аэрозольным слоем толщиной dz в направлении вперед, определим среднее поле, однократно рассеянное объемом dV , содержащим N частиц. Поле, рассеянное одной частицей с координатами \mathbf{r}_m ($m = 1, \dots, N$), можно представить в виде [5]:

$$E_m(\mathbf{r}) = k^2 [\mathbf{n}_m [\mathbf{e} \mathbf{n}_m]] \alpha_m E(\mathbf{r}_m) \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_m|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_m|}, \quad (1)$$

где $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$ – трехмерный радиус-вектор; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; $\mathbf{n}_m = (\mathbf{r} - \mathbf{r}_m)/|\mathbf{r} - \mathbf{r}_m|$; \mathbf{e} – вектор поляризации первичного поля E ; α_m – поляризуемость частицы.

Поскольку когерентная составляющая рассеянного поля отлична от нуля только для малых углов наблюдения $\theta < \lambda/|\mathbf{r} - \mathbf{r}_m| \ll 1$, деполяризацией рассеянного поля можно пренебречь [5]. В данном случае выражение (1) для скалярного поля можно записать в следующем виде [5, 6]:

$$E_m(\mathbf{r}) = S_0(\mathbf{r}_m) E(\mathbf{r}_m) \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_m|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_m|} \quad (2)$$

($S_0(\mathbf{r}_m) = S(\mathbf{r}_m, \theta = 0)$) – амплитуда рассеяния вперед; $S(\mathbf{r}_m, \theta, \varphi)$ – амплитудная функция рассеяния частицы, зависящая от зенитного и азимутального углов θ и φ).

Тогда полагая, что N достаточно велико и сумму полей от N частиц можно заменить интегралом

$$\sum_{m=1}^N E_m(\mathbf{r}) = \int_{dV} E_m(\mathbf{r}) \bar{N} d\mathbf{r}_m,$$

где $\bar{N} = N/dV$ – концентрация частиц, суммарное поле, рассеянное объемом dV , можно представить в виде [5, 6]:

$$E_{dV}(\mathbf{r}) = \int_{dV} \bar{N} S_0(\mathbf{r}_m) E(\mathbf{r}_m) \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}_m|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}_m|} d\mathbf{r}_m. \quad (3)$$

Пусть точка наблюдения \mathbf{r} располагается на расстоянии $z \gg a$ (a – поперечный размер лазерного пучка) от начала координат, которое для упрощения изложения поместим в центр объема dV . Кроме того, рассеяние частицами аэрозоля, распределенными по всему аэрозольному слою толщиной dz , аналогично ситуации, когда все частицы лежат в плоскости $z = 0$. При этом пренебрегаем зависимостью амплитудной функции рассеяния от пространственных координат, считая, что рассеивающая среда изотропная и при высокой концентрации частиц \bar{N} даже для достаточно небольшой толщины аэрозольного слоя dz отсутствуют неоднородности S_0 в плоскости, перпендикулярной оси распространения излучения.

Тогда в парааксиальном приближении выражение для скалярного поля, рассеянного тонким аэрозольным слоем dz , будет иметь следующий вид:

$$E_{dz}(z, \mathbf{R}) = \bar{N} \bar{S}_0 \frac{dz}{z} \int E(0, \mathbf{R}_m) e^{ikz + ik \frac{|\mathbf{R}-\mathbf{R}_m|^2}{2z}} d\mathbf{R}_m. \quad (4)$$

Здесь $\mathbf{R} = \{x, y\}$; $\bar{S}_0 = \langle S_0(\mathbf{r}_m) \rangle_{dV}$ – средняя амплитуда рассеяния, а пределы интегрирования отсутствуют в связи с тем, что поперечный размер рассеивающего объема dV определяется размером лазерного пучка (поперечным размером поля $E(0, \mathbf{R}_m)$).

Несложно показать, что для первичного поля в виде плоской волны $E = e^{-ikz}$ решение для суммарного поля $E + E_{dz}$ на дистанции, равной толщине рассеивающего слоя $z = dz$, соответствует распространению поля E в среде с комплексным показате-

лем преломления $m = 1 + 2\pi k^{-2} \bar{S}_0 \bar{N}$ при выполнении условий $|2\pi k^{-2} \bar{S}_0 \bar{N}| \ll 1$ [6].

В общем случае амплитуда рассеяния $\bar{S}_0 = A_0 \exp(i\varphi_0)$ — комплексная величина. Однако дополнительный фазовый набег φ_0 за счет рассеяния на аэрозольном слое так же, как и высокочастотная компонента поля $\exp(ikz)$, является постоянным в плоскости, перпендикулярной оси распространения лазерного пучка. Следовательно, для данной задачи, когда нас интересуют пространственные неоднородности поля, этой фазовой компонентой можно пренебречь. В таком случае $\text{Im} \bar{S}_0 = 0$ и комплексный показатель преломления

$$m = 1 + ik^{-1} \sigma_{\text{ext}}, \quad (5)$$

где σ_{ext} — объемный коэффициент ослабления аэрозольной среды. Это позволяет нам связать среднюю амплитуду рассеяния с оптической характеристикой аэрозольной среды:

$$\bar{S}_0 \bar{N} = \frac{k \sigma_{\text{ext}}}{2\pi}. \quad (6)$$

Тогда выражение для когерентно рассеянного вперед поля в конце рассеивающего слоя толщиной dz имеет вид

$$E_{dz}(dz, \mathbf{R}) = \frac{k \sigma_{\text{ext}}}{2\pi} \int E(0, \mathbf{R}') \exp\left(ik \frac{|\mathbf{R} - \mathbf{R}'|^2}{2dz}\right) d\mathbf{R}'. \quad (7)$$

Таким образом, алгоритм расчета поля лазерного пучка, подсвечивающего наблюдаемый объект, с учетом когерентного рассеяния в направлении вперед в турбулентной аэрозольной среде выглядит следующим образом.

1. Весь объем среды вдоль оси распространения излучения разбивается на NZ тонких слоев толщиной dz (см. рис. 1).

2. Турбулентные фазовые экраны $P_{\text{turb}}(\mathbf{R}_i)$, а также центры объемов рассеивающих частиц dV_i (аэрозольные экраны) помещаются в равноудаленные друг от друга плоскости z_1, z_2, \dots, z_{NZ} , соответствующие центрам тонких слоев турбулентности и аэрозоля.

3. Расчет когерентно рассеянного поля на отрезке $[z_i, z_{i+1}]$ длиной dz производится на основе выражения

$$E_{dz}(z_{i+1}, \mathbf{R}) = \frac{k \sigma_{\text{ext}}}{2\pi} \int E_{\text{turb}}(z_i, \mathbf{R}') \exp\left(ik \frac{|\mathbf{R} - \mathbf{R}'|^2}{2dz}\right) d\mathbf{R}', \quad (8)$$

где первичное поле $E_{\text{turb}}(z_i, \mathbf{R})$ рассчитывается с учетом турбулентных искажений (шаг 5).

4. Распространение поля $E_{\text{turb}}(z_i, \mathbf{R})$ на отрезке $[z_i, z_{i+1}]$ моделируется с учетом только дифракции, например спектральным методом с использованием преобразования Фурье $\hat{E}(\mathbf{\kappa}) = FT\{E(\mathbf{R})\}$, где $\mathbf{\kappa} = \{\kappa_x, \kappa_y\}$ — вектор пространственной частоты:

$$E_{\text{dif}}(z_{i+1}, \mathbf{R}) = FT^{-1}\left\{\exp\left(\frac{dz \kappa^2}{2ik}\right) \hat{E}_{\text{turb}}(z_i, \mathbf{\kappa})\right\}. \quad (9)$$

5. Турбулентные искажения суммы первичного и когерентно рассеянного полей

$$E_{\text{coh}}^\Sigma(z_{i+1}, \mathbf{R}) = E_{dz}(z_{i+1}, \mathbf{R}) + E_{\text{dif}}(z_{i+1}, \mathbf{R})$$

моделируются методом фазовых экранов:

$$E_{\text{turb}}(z_{i+1}, \mathbf{R}) = E_{\text{coh}}^\Sigma(z_{i+1}, \mathbf{R}) \exp[iP_{\text{turb}}(\mathbf{R}_{i+1})]. \quad (10)$$

Изменение турбулентных неоднородностей при анализе динамических задач можно моделировать методом фазовых экранов с учетом временных флуктуаций показателя преломления среды [12, 13].

6. Шаги 3–5 повторяются N раз от начальной плоскости $z = 0$ до достижения плоскости цели. Стоит отметить, что при использовании схемы расщепления Марчука второго порядка [11] длина первого и последнего шагов по эволюционной переменной для моделирования когерентно рассеянного поля (шаг 3) и свободного распространения первичного поля (шаг 4) равна $dz/2$.

На рис. 2 представлены характерные результаты работы алгоритма расчета интенсивности подсвечивающего лазерного излучения с учетом когерентного рассеяния вперед.

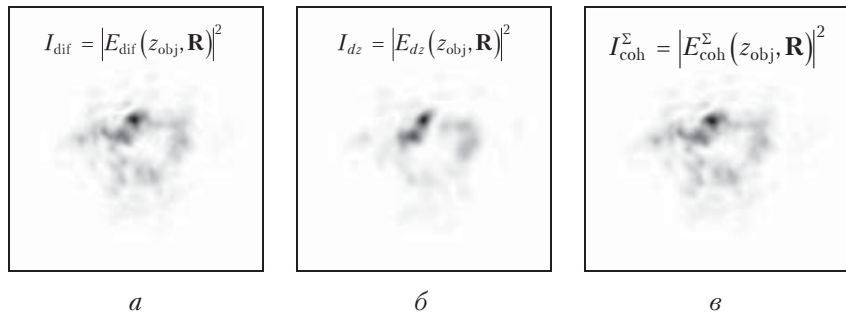


Рис. 2. Распределение интенсивности первичной волны $I_{\text{dif}} = |E_{\text{dif}}(z_{\text{obj}}, \mathbf{R})|^2$ (а) и когерентно рассеянного на последнем шаге dz излучения $I_{dz} = |E_{dz}(z_{\text{obj}}, \mathbf{R})|^2$ (б) в плоскости цели, а также распределение интенсивности суммарного поля $I_{\text{coh}}^\Sigma = |E_{\text{coh}}^\Sigma(z_{\text{obj}}, \mathbf{R})|^2$ (в). Шкала интенсивности от 0 до $2I_0$ (а, в) и от 0 до $0,002I_0$ (б), $I_0 = I(z = 0, \mathbf{R} = 0)$. Дистанция до объекта $z_{\text{obj}} = 5$ км, диаметр лазерного пучка $d = 40$ см, $d/r_0 = 8$, $\sigma_{\text{ext}} = 0,1$ км⁻¹, длина волны $\lambda = 1,55$ мкм; r_0 — параметр Фрида

Отметим, что в ситуациях достаточно хорошей видимости объекта, когда можно использовать приближение однократного рассеяния, интенсивность рассеянного вперед излучения на несколько порядков меньше интенсивности первичной волны. При этом в условиях турбулентных искажений размытия спекл-структуры лазерного излучения из-за аэрозольного рассеяния для характерных значений степени проявления турбулентности и метеорологической дальности видимости (S_M) практически не происходит.

1.2. Учет некогерентного рассеяния лазерного излучения в аэрозольной турбулентной среде при определении интенсивности подсвечивающего поля в плоскости цели

Как отмечалось выше, когерентное рассеяние отлично от нуля только для малых углов наблюдения $\theta < \lambda/z$, где z — расстояние от плоскости наблюдения до рассеивающего слоя. Поскольку рассеянное вдоль трассы распространения излучение попадает на объект под углами порядка $a_{\text{obj}}/z \gg \lambda/z$, где a_{obj} — размер объекта, то при расчете интенсивности излучения, подсвечиваемого наблюдаемый объект, необходимо учесть также влияние некогерентного рассеяния. Данную задачу можно решить на основе уравнения переноса излучения для функции яркости [10]. При этом, как и в случае с учетом когерентного рассеяния, весь объем среды вдоль оси распространения излучения разбиваем на NZ тонких слоев (см. рис. 1). Значение функции яркости лазерного излучения, некогерентно рассеянного бесконечно тонким слоем аэрозоля толщиной dz в направлении θ , можно представить в следующем виде [14, 15]:

$$B_{\text{incoh}}^0(z, \mathbf{R}, \theta) = I(z, \mathbf{R})\beta(\theta)dz. \quad (11)$$

Здесь $I(z, \mathbf{R})$ — это распределение интенсивности лазерного излучения в плоскости z ; $\beta(\theta)$ — индикатриса рассеяния единицы объема аэрозольной атмосферы.

Когда размер цели a_{obj} существенно меньше расстояния до рассеивающего аэрозольного слоя z , (11) можно заменить на выражение

$$B_{\text{incoh}}^0(z, \mathbf{R}, \theta) = I(z, \mathbf{R})\beta_0 dz, \quad (12)$$

где β_0 — это объемный коэффициент рассеяния аэрозольной атмосферы в направлении вперед ($\theta = 0$).

Для определения присутствующего в выражении (12) распределения интенсивности лазерного излучения, распространяющегося в аэрозольной турбулентной атмосфере $I(z, \mathbf{R})$, необходимо решить задачу распространения излучения в направлении вперед, описанную в подразделе 1.1. В этом случае

$$I(z, \mathbf{R}) = I_{\text{coh}}^\Sigma(z, \mathbf{R}) = |E_{\text{coh}}^\Sigma(z, \mathbf{R})|^2. \quad (13)$$

Можно отметить, что когда турбулентные искажения когерентно рассеянного излучения слабо влияют на искажения суммарного поля (см. рис. 2), распределение интенсивности излучения вдоль трассы распространения $I(z, \mathbf{R})$ можно получить, решая параболическое волновое уравнение в турбулентной среде традиционным методом фазовых экранов. При этом необходимо учитывать, что по мере распространения в аэрозольной среде происходит ослабление излучения по закону Бугера:

$$I(z, \mathbf{R}) = I_{\text{turb}}(z, \mathbf{R})e^{-\sigma_{\text{ext}}z}. \quad (14)$$

($I_{\text{turb}}(z, \mathbf{R})$ — распределение интенсивности излучения в неослабляющей турбулентной среде).

Таким образом, выражение (12) с использованием оптических моделей аэрозоля для определения β_0 и σ_{ext} , а также расчета $I(z, \mathbf{R})$ на основе (13) либо (14) позволяет нам определить вклад каждого отдельного слоя аэрозольной атмосферы в распределение функции яркости некогерентно рассеянного излучения.

Поскольку влияние некогерентного рассеяния различных аэрозольных слоев не коррелирует между собой, то суммарную яркость некогерентно рассеянного излучения в плоскости подсвеченного объекта $z = z_{\text{obj}}$ с учетом ослабления можно записать как

$$B_{\text{incoh}}^\Sigma(z = z_{\text{obj}}, \mathbf{R}, \theta) = \sum_{i=1}^{NZ} B_{\text{incoh}}^0(z_i, \mathbf{R}(z_i), \theta(z_i)), \quad (15)$$

где $\mathbf{R}(z)$ и $\theta(z)$ — решение лучевых уравнений в турбулентной среде [10]:

$$\frac{d\mathbf{R}(z)}{dz} = \boldsymbol{\theta}(z), \quad \frac{d\theta(z)}{dz} = \nabla_{\mathbf{R}}n(\mathbf{R}, z), \quad (16)$$

полученных из уравнения для функции яркости.

Здесь $\nabla_{\mathbf{R}} = \mathbf{i}\frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j}\frac{\partial}{\partial y}$ — вектор градиент; n — возмущение показателя преломления.

В данном случае интенсивность некогерентно рассеянного вперед излучения в плоскости наблюдаемого объекта

$$I_{\text{incoh}}^\Sigma(z_{\text{obj}}, \mathbf{R}) = \int d\theta B_{\text{incoh}}^\Sigma(z_{\text{obj}}, \mathbf{R}, \theta). \quad (17)$$

Таким образом, алгоритм расчета интенсивности некогерентно рассеянного вперед излучения в турбулентной среде выглядит следующим образом.

1. Весь объем среды вдоль оси распространения излучения разбивается на NZ тонких слоев толщиной dz (см. рис. 1) с центрами в точках z_1, z_2, \dots, z_{NZ} .

2. Для каждого аэрозольного слоя определяется коэффициент ослабления σ_{ext} и объемный коэффициент рассеяния вперед β_0 .

3. С учетом ослабления рассчитывается распределение интенсивности лазерного излучения $I(z_i, \mathbf{R})$ в плоскости каждого слоя $z_i, i = 1, \dots, NZ$.

4. С шагом dz решается множество лучевых уравнений (16) для $\mathbf{R}(z)$ и $\theta(z)$ в направлении, обратном распространению излучения [10].

5. Вдоль лучевых траекторий $\mathbf{R}(z)$ и $\theta(z)$ (шаг 4) на основе рассчитанных распределений интенсивности излучения вдоль трассы распространения (шаг 3) и оптических характеристик аэрозольной среды (шаг 2) вычисляется значение функции яркости в плоскости цели (15).

6. Интенсивность некогерентно рассеянного вперед излучения находится на основе выражения (17).

Интенсивность подсвечивающего излучения в плоскости цели с учетом как когерентного, так и некогерентного рассеяний в турбулентной атмосфере определяется суммой

$$I_{\Sigma}(z_{\text{obj}}, \mathbf{R}) = I_{\text{coh}}^{\Sigma}(z_{\text{obj}}, \mathbf{R}) + I_{\text{incoh}}^{\Sigma}(z_{\text{obj}}, \mathbf{R}). \quad (18)$$

(Первое слагаемое рассчитывается на основе алгоритма, представленного в разделе 1.1, а второе – на основе алгоритма, представленного в разделе 1.2).

На рис. 3 показаны результаты расчета некогерентного рассеяния лазерного пучка в направлении вперед. Видно, что рассеянное поле из-за турбулентных искажений является неоднородным. При этом характер неоднородностей существенно отличается от спекл-структуры лазерного пучка. Однако интенсивность некогерентно рассеянного поля существенно меньше интенсивности излучения лазерного пучка, рассчитанной с учетом аэрозольного ослабления (14).

Таким образом, можно заключить, что в условиях достаточно хорошей видимости при расчете интенсивности излучения подсвечивающего лазерного пучка в плоскости цели эффектами взаимодействия рассеяния излучения и турбулентными искажениями можно пренебречь.

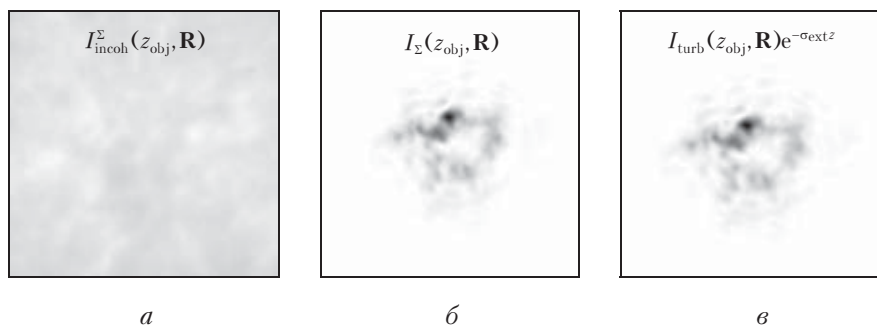


Рис. 3. Распределение интенсивности некогерентно рассеянного вперед поля $I_{\text{incoh}}^{\Sigma}(z_{\text{obj}}, \mathbf{R})$ (а); суммарная интенсивность в плоскости цели $I_{\Sigma}(z_{\text{obj}}, \mathbf{R}) = I_{\text{coh}}^{\Sigma}(z_{\text{obj}}, \mathbf{R}) + I_{\text{incoh}}^{\Sigma}(z_{\text{obj}}, \mathbf{R})$ (б); интенсивность, рассчитанная на основе выражения (14) (в). Шкала интенсивности от 0 до $2 \cdot 10^{-9} I_0$ (а) и от 0 до $2 I_0$ (б и в). Остальные параметры как на рис. 2

2. Распространение назад рассеянного объектом излучения и обратное рассеяние подсвечивающего пучка

Рассеянное шероховатой поверхностью объекта лазерное излучение в плоскости приемной апертуры имеет спекл-структуру. При этом если время интегрирования приемной системы меньше времени корреляции (замороженности) рассеянного объектом спекл-поля, то сформированное изображение, называемое когерентным, также имеет характерную спекл-структуру [5, 16]. Однако часто реализуются ситуации, когда флуктуации спекл-поля являются быстрыми по сравнению со временем интегрирования изображения. Так, например, для объектов, вращающихся со скоростью 10 об/с, на дистанции 1 км характерное время замороженности рассеянного шероховатой поверхностью объекта спекл-поля в плоскости приемника будет составлять менее 10^{-6} с. Для приемников со временем интегрирования, существенно превышающим время замороженности рассеянного объектом спекл-поля, изображение можно считать некогерентным. В указанном случае спекл-структура усредняется и изображение объекта становится аналогичным изображению при естественном дневном освещении.

2.1. Учет обратного рассеяния лазерного излучения в аэрозольной турбулентной среде при формировании некогерентных изображений

Поскольку в данном случае лазерное излучение, рассеянное аэрозолями в направлении назад, некогерентно, то для формирования некогерентного изображения с учетом обратного рассеяния в плоскости изображения необходимо сложить интенсивности излучения, отраженного от диффузной поверхности объекта, и излучения, обратно рассеянного аэрозолями. Задачу моделирования обратного распространения некогерентного излучения, рассеянного объектом

и аэрозолем, в турбулентной аэрозольной атмосфере можно решить на основе уравнения переноса излучения [10]. Выражение для распределения интенсивности излучения в плоскости изображения приемного телескопа можно представить в следующем виде [17, 18]:

$$I_{\text{image}}(z_{\text{image}}, \mathbf{r}) = \frac{k^2}{L_i^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{R} \int_{-\infty}^{\infty} d\theta B_W(\mathbf{R}, \theta) B(z=0, \mathbf{R}, \theta_r - \theta), \quad (19)$$

где $\theta_r = \frac{\mathbf{R}}{z_{\text{obj}}} + \frac{\mathbf{r}}{z_{\text{image}}}$; B_W – функция перекрытия, определяемая функцией пропускания поля апертурой приемного телескопа $W(\mathbf{R})$:

$$B_W(\mathbf{R}, \theta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\rho W(\mathbf{R} + \rho/2) W(\mathbf{R} - \rho/2) e^{-i\theta\rho}. \quad (20)$$

Чтобы модифицировать алгоритм формирования некогерентного изображения в нерассеивающей турбулентной среде [17, 18] с целью учета аэрозольного рассеяния, необходимо, во-первых, определить энергетические характеристики отраженного поверхностью объекта лазерного излучения, а во-вторых, рассчитать вклад рассеянного в обратном направлении излучения лазерного пучка, попавшего в апертуру приемного телескопа.

Очевидно, что интенсивность рассеянного поверхностью наблюдаемого объекта излучения можно выразить в виде

$$I_{\text{obj}}(\mathbf{R}) = I_{\Sigma}(z_{\text{obj}}, \mathbf{R}) K_{\text{obj}}(\mathbf{R}). \quad (21)$$

Здесь $I_{\Sigma}(z_{\text{obj}}, \mathbf{R})$ – интенсивность излучения в плоскости объекта (18); $K_{\text{obj}}(\mathbf{R})$ – коэффициент отражения поверхностью объекта. Тогда, полагая, что поверхность объекта является шероховатой, функция яркости отраженного от объекта излучения будет иметь вид [10]:

$$B_{\text{obj}}(\mathbf{R}, \theta) = B(z_{\text{obj}}, \mathbf{R}, \theta) = \frac{1}{2\pi} I_{\Sigma}(z_{\text{obj}}, \mathbf{R}) K_{\text{obj}}(\mathbf{R}). \quad (22)$$

Аналогично случаю некогерентного рассеяния в направлении вперед значение функции яркости лазерного излучения, некогерентно рассеянного бесконечно тонким слоем аэрозоля толщиной dz в направлении назад, можно записать как

$$B_{\text{incoh}}^{\pi}(z, \mathbf{R}, \theta) = I_{\Sigma}(z, \mathbf{R}) \beta_{\pi} dz \quad (23)$$

(β_{π} – это объемный коэффициент обратного рассеяния аэрозольной атмосферы ($\theta = 180^\circ$)). Тогда с учетом эффекта обратного рассеяния выражение для функции яркости под знаком интеграла (19) можно представить в следующем виде:

$$B(z=0, \mathbf{R}, \theta) = B_{\text{obj}}(\mathbf{R}(z_{\text{obj}}), \theta(z_{\text{obj}})) e^{-\sigma_{\text{ext}} z_{\text{obj}}} + \sum_{i=1}^{NZ} B_{\text{incoh}}^{\pi}(z_i, \mathbf{R}(z_i), \theta(z_i)) e^{-\sigma_{\text{ext}} z_i}, \quad (24)$$

где $\mathbf{R}(z)$ и $\theta(z)$ – решение лучевых уравнений в турбулентной среде [10].

Таким образом, алгоритм моделирования некогерентных изображений объекта с учетом обратного рассеяния лазерного излучения в аэрозольной турбулентной среде выглядит следующим образом.

1. Весь объем среды вдоль оси распространения излучения разбивается на NZ тонких слоев толщиной dz с центрами в точках z_1, z_2, \dots, z_{NZ} .

2. Для каждого аэрозольного слоя определяется коэффициент ослабления σ_{ext} и объемный коэффициент обратного рассеяния β_{π} .

3. Рассчитывается распределение интенсивности лазерного излучения $I_{\Sigma}(z_i, \mathbf{R})$ в плоскости каждого слоя z_i (см. подраздел 1.2).

4. Вдоль оси распространения излучения в направлении к наблюдаемому объекту с шагом dz решается множество лучевых уравнений $\mathbf{R}(z)$ и $\theta(z)$ с начальными условиями, соответствующими уравнению (19) [17, 18].

5. Вдоль лучевых траекторий $\mathbf{R}(z)$ и $\theta(z)$ на основе распределений интенсивности излучения вдоль трассы распространения (шаг 3) и оптических характеристик аэрозольной среды (шаг 2) определяется вклад отраженного от объекта излучения (22), а также каждого аэрозольного слоя (23) в суммарное значение функции яркости (24).

6. Суммарная интенсивность излучения, отраженного от наблюдаемого объекта и рассеянного аэрозольной средой, в плоскости изображения приемной оптической системы рассчитывается на основе выражения (19).

На рис. 4 представлено некогерентное изображение тестового объекта при лазерной подсветке

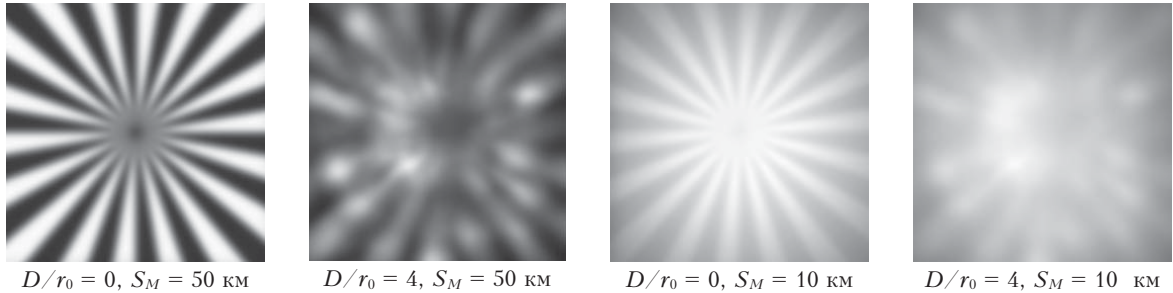


Рис. 4. Некогерентное изображение тестового объекта размером $60 \times 60 \text{ см}^2$ на расстоянии $z_{\text{obj}} = 5 \text{ км}$. Диаметр приемной апертуры $D = 40 \text{ см}$; длина волны излучения $\lambda = 1,55 \text{ мкм}$; диаметр подсвечивающего лазерного пучка $d = 2 \text{ см}$; коэффициент отражения поверхности объекта $K_{\text{obj}} = 0,1$, $\beta_0 = \beta_{\pi} = \sigma_{\text{ext}}/4\pi$

в присутствии турбулентных искажений и аэрозольного рассеяния.

Видно, что увеличение степени проявления турбулентности, как и уменьшение метеорологической дальности видимости, приводит к заметному уменьшению контраста.

2.2. Учет обратного рассеяния лазерного излучения в аэрозольной турбулентной среде при формировании когерентных изображений

Как и в случае некогерентного изображения (подраздел 2.1), при формировании когерентного изображения интенсивность излучения в плоскости изображения приемной оптической системы является суммой интенсивностей излучения, отраженного от шероховатой поверхности объекта, и излучения, обратно рассеянного аэрозолем. Основное отличие когерентного изображения от некогерентного заключается в моделировании компоненты изображения, сформированной спекл-полем, отраженным от шероховатой поверхности объекта. Если при формировании некогерентного изображения обе компоненты (рассеянные объектом и аэрозолем) являются некогерентными и их распространение моделируется в рамках единого подхода на основе решения уравнения переноса для функции яркости (19)–(24), то при формировании когерентного изображения расчет интенсивности излучения (спекл-поля), отраженного от шероховатой поверхности объекта, необходимо выполнять на основе решения параболического волнового уравнения [5, 9].

Граничное условие для моделирования когерентной компоненты изображения, сформированной спекл-полем, отраженным от шероховатой поверхности объекта, на основе решения параболического уравнения для поля E_{coh} следующее [10]:

$$E_{\text{coh}}(z_{\text{obj}}, \mathbf{R}) = I^{1/2}(z_{\text{obj}}, \mathbf{R})K_{\text{obj}}(\mathbf{R})\exp(i\tilde{\phi}(\mathbf{R})), \quad (25)$$

где $I(z_{\text{obj}}, \mathbf{R})$ – распределение интенсивности лазерного пучка в плоскости цели (14); $\tilde{\phi}(\mathbf{R})$ – дельта-коррелированная по \mathbf{R} случайная величина с равномерным распределением в интервале от 0 до 2π .

Задача распространения отраженного от объекта спекл-поля до апертуры приемной оптической

системы решается традиционным методом расщепления [9, 11]. С целью сопоставления размеров распределения интенсивности излучения в плоскости объекта и плоскости изображения в рамках одной расчетной сетки распространение внутри оптической системы моделируется с использованием линзового преобразования [19].

В случае, когда за время интегрирования изображения происходит частичное усреднение спекл-поля, рассеянного шероховатой поверхностью объекта, в данном подходе необходимо выполнить усреднение интенсивности излучения в плоскости изображения для некоторого числа псевдослучайных реализаций $\tilde{\phi}(\mathbf{R})$ [20], определяемого соотношением времени замороженности (корреляции) спекл-поля и времени интегрирования изображения [21].

Вторая компонента изображения, формируемая обратно рассеянным аэрозолем излучением, как и для некогерентного изображения (подраздел 2.1), определяется на основе выражения (19), где функция яркости по аналогии с (24) имеет вид

$$B(z = 0, \mathbf{R}, \theta) = \sum_{i=1}^{NZ} B_{\text{incoh}}^{\pi}(z_i, \mathbf{R}(z_i), \theta(z_i))e^{-\alpha_{\text{ext}}z_i}. \quad (26)$$

Таким образом, алгоритм моделирования когерентных (или частично когерентных) изображений объекта с учетом обратного рассеяния лазерного излучения в аэрозольной турбулентной среде аналогичен представленному в подразделе 2.1, за исключением, того, что (шаг 5) вдоль лучевых траекторий $\mathbf{R}(z)$ и $\theta(z)$ определяется вклад только аэрозольного рассеяния (26), а для определения суммарной интенсивности излучения в плоскости изображения приемной оптической системы необходимо к аэрозольной компоненте (19) прибавить интенсивность когерентного спекл-поля $I_{\text{coh}}(z_{\text{image}}, \mathbf{R}) = |E_{\text{coh}}(z_{\text{image}}, \mathbf{R})|^2$, рассчитанную на основе параболического уравнения с граничным условием (25).

На рис. 5 представлены результаты моделирования когерентного изображения тестового объекта при совместном учете турбулентных и аэрозольных искажений. Видно, что из-за наличия спекл-структуры различить детали объекта проблематично как при сильной турбулентности, так и при плохой видимости.

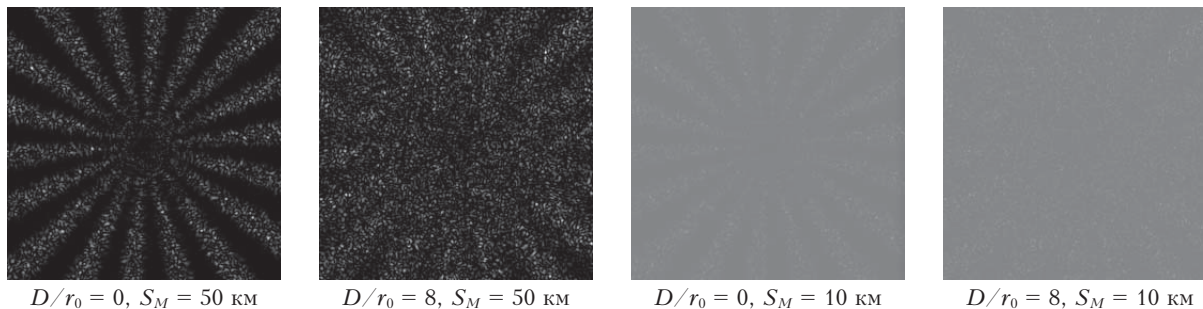


Рис. 5. Когерентное изображение объекта при совместном учете турбулентных искажений и аэрозольного рассеяния. $S_M = 50$ и 10 км, $D/r_0 = 0$ и 8 . Остальные параметры как на рис. 4

Заключение

Разработанный алгоритм совместного учета турбулентных искажений и аэрозольного рассеяния при моделировании активных систем наблюдения позволяет оценить вклад данных эффектов в искажение лазерного пучка, подсвечивающего цель, а также в искажение изображения цели. Выяснено, что при распространении излучения от передатчика до цели эффектом размытия турбулентной спекл-структуры поля из-за аэрозольного рассеяния можно пренебречь. Для расчета распределения интенсивности подсвечивающего излучения в плоскости цели достаточно выполнить моделирование распространения лазерного пучка в турбулентной среде, а влияние рассеяния учесть на основе ослабления амплитуды поля.

В то же время, поскольку в стандартных метеоусловиях интенсивность рассеянного объектом излучения становится соизмеримой с интенсивностью излучения, обратно рассеянного аэрозолями, задачу моделирования изображения цели, подсвеченной лазерным пучком, необходимо решать на основе совместного учета турбулентных искажений и аэрозольного рассеяния.

Автор выражает благодарность Михаилу Алексеевичу Воронцову за идею и мотивацию разработки данной численной модели, а также Валерию Викторовичу Колосову и Виктору Васильевичу Веретенникову за полезные обсуждения.

Работа выполнена в рамках гранта Президента РФ по поддержке ведущих научных школ НШ-8199.2016.5.

1. *Банах В.А., Разенков И.А., Смалихо И.Н.* Аэрозольный лидар для исследования усиления обратного атмосферного рассеяния. I. Компьютерное моделирование // *Оптика атмосфер. и океана.* 2015. Т. 28, № 1. С. 5–11.
2. *Банах В.А., Разенков И.А.* Аэрозольный лидар для исследования усиления обратного атмосферного рассеяния. II. Конструкция и эксперимент // *Оптика атмосфер. и океана.* 2015. Т. 28, № 2. С. 113–119.
3. *Банах В.А.* Моделирование изображения подсвечиваемого лазером рассеивающего слоя в турбулентной атмосфере. // *Оптика атмосфер. и океана.* 2007. Т. 20, № 4. С. 303–307.
4. *Dudorov V.V., Vorontsov M.A., Lachinova S.L., Cunningham S.* Numerical techniques for analysis of joint impact of atmospheric turbulence and aerosol scattering effects on imaging systems // *Proc. SPIE.* 2016. V. 9982. CID: 99820D.
5. *Rytov M.S., Kravtsov Yu.A., Tatarskii V.I.* Principles of Statistical Radiophysics 4, Wave Propagation through Random Media. Berlin: Springer, 1989. 188 p.
6. *Van de Hulst H.C.* Light Scattering by Small Particles. New York: John Wiley & Sons, 1957. 496 p.

7. *Bohren C.F., Huffman D.R.* Absorption and Scattering of Light by Small Particles. New York: John Wiley & Sons, 1983. 530 p.
8. *Калошин Г.А., Матвиенко Г.Г., Шишкин С.А., Анисимов В.И., Бутузов В.В., Жуков В.В.* Дальность видимости светодиодных сигнальных огней взлетно-посадочной полосы // *Оптика атмосфер. и океана.* 2016. Т. 29, № 5. С. 449–454; *Kaloshin G.A., Matvienko G.G., Shishkin S.A., Anisimov V.I., Butusov V.V., Zhukov V.V.* Visibility range of LED signaling lights of a runway // *Atmos. Ocean. Opt.* 2016. V. 29, N 6. P. 580–586.
9. *Кандидов В.П.* Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // *Успехи физ. наук.* 1996. Т. 166. С. 1309–1338.
10. *Vorontsov M.A., Kolosov V.V.* Target-in-the-loop beam control: basic considerations for analysis and wave-front sensing // *J. Opt. Soc. Am. A.* 2005. V. 22. P. 126–141.
11. *Марчук Г.И.* Методы расщепления. М.: Наука, 1988. 263 с.
12. *Дудоров В.В., Колосов В.В., Филимонов Г.А.* Алгоритм формирования бесконечных турбулентных экранов для задачи моделирования долговременных лазерных экспериментов в атмосфере // *Изв. ТПУ.* 2006. Т. 309, № 8. С. 85–89.
13. *Dudorov V.V., Filimonov G.A., Kolosov V.V.* Algorithm for formation of an infinite random turbulent screen // *Proc. SPIE.* 2005. V. 6160. CID:61600R.
14. *Measures R.M.* Laser Remote Sensing: Fundamentals and Applications. New York: John Wiley & Sons, 1984. 521 p.
15. *Зуев В.Е., Кабанов М.В.* Современные проблемы оптики атмосферы. Т. 4. Оптика атмосферного аэрозоля. Л.: Гидрометеониздат, 1987. 256 с.
16. *Бакун П.А.* Теория когерентных изображений / Под ред. Н.Д. Устинова. М.: Радио и связь, 1987. 263 с.
17. *Lachinova S.L., Vorontsov M.A., Dudorov V.V., Kolosov V.V., Valley M.T.* Anisoplanatic imaging through atmospheric turbulence: Brightness function approach // *Proc. SPIE.* 2007. V. 6708. P. 67080E.
18. *Дудоров В.В., Колосов В.В.* Коррекция некогерентных изображений объектов в условиях анизопланатизма турбулентности по опорному источнику излучения различной длины волны // *Оптика атмосфер. и океана.* 2010. Т. 23, № 5. С. 392–397; *Dudorov V.V., Kolosov V.V.* Anisoplanatic turbulence correction in incoherent imaging by using reference sources with different wavelengths // *Atmos. Ocean. Opt.* 2010. V. 23, N 5. P. 353–358.
19. *Лукин В.П., Фортес Б.В.* Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 214 с.
20. *Carrano C.J.* Speckle Imaging over horizontal paths // *Proc. SPIE.* 2002. V. 4825. P. 109–120.
21. *Dudorov V.V., Vorontsov M.A., Kolosov V.V.* Monte Carlo technique vs. brightness function approach for problem of speckle-field propagation through a turbulent medium // *Proc. SPIE.* 2006. V. 6522. P. 65220N.

V.V. Dudorov. Model for joint consideration of turbulent distortions and aerosol scattering in coherent and incoherent object imaging.

A technique is suggested for the joint consideration of turbulent (refraction) and aerosol (scattering) distortions when imaging laser illuminated objects. The technique is based on the joint solution of the parabolic equation and the radiation transfer equation by the split-step method. Turbulent distortions are simulated with the common phase screen method. The aerosol scattering simulation is based on the division of the object–observer distance to a certain number of statistically independent scattering layers, for each of which coherent (for forward scattering) and incoherent (for forward and back scattering) components of the scattered field are formed in the single-scattering approximation. The results of simulation of coherent and incoherent images of a laser radiation illuminated object are presented.