УДК 535.3
DOI: 10.17586/0021-3454-2024-67-5-406-416

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО СИГНАЛА ЧЕРЕЗ ЛОКАЛЬНЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ СРЕДЫ

Д. Н. Кочурова*, А. И. Калугин, Е. А. Антонов, М. Ю. Альес

Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН, Ижевск, Россия
** darya310898@gmail.com*

Аннотация. Исследованы искажения пространственного и временного распределения плотности мощности лазерного импульса, вносимые средой распространения. Информация о таких изменениях необходима в задачах лазерной локации, в том числе для распознавания объекта. На основе разработанной программы решения уравнения переноса излучения методом характеристик для моделирования лазерного сигнала, прошедшего через атмосферу при наличии турбулентности, связанной с локальными природными и антропогенными явлениями, выявлено воздействие этих явлений на пространственную и временную форму лазерного импульса. Проанализированы результаты расчета влияния турбулентности на временную и пространственную формы сигнала. Определены явления, при которых происходит значительное искажение импульса лазерного излучения, падающего на объект, и установлено, что такие искажения могут приводить к ошибкам распознавания объекта в лазерных локационных системах.

Ключевые слова: *лазерный сигнал, метод характеристик, атмосфера, турбулентность, дальностный портрет, лазерная локация*

Ссылка для цитирования: *Кочурова Д. Н., Калугин А. И., Антонов Е. А., Альес М. Ю.* Моделирование прохождения лазерного сигнала через локальные неоднородности среды // Изв. вузов. Приборостроение. 2024. Т. 67, № 5. С. 406–416. DOI: 10.17586/0021-3454-2024-67-5-406-416.

MODELING OF LASER SIGNAL PROPAGATION THROUGH LOCAL INHOMOGENEITIES OF THE MEDIUM

D. N. Kochurova*, A. I. Kalugin, E. A. Antonov, M. Yu. Alies

Udmurt Federal Research Center of the Ural Branch of the RAS, Izhevsk, Russia
** darya310898@gmail.com*

Abstract. Distortions in the spatial and temporal distribution of laser pulse power density introduced by the propagation medium are studied. Information about such changes is necessary in laser ranging problems, including object recognition. Based on the developed program for solving the radiation transfer equation by the method of characteristics for modeling a laser signal propagation through the atmosphere in the presence of turbulence associated with local natural and anthropogenic phenomena, the impact of these phenomena on the spatial and temporal shape of the laser pulse are revealed. Results of calculating the influence of turbulence on the temporal and spatial shapes of the signal are analyzed. Phenomena are identified in which significant distortion of a laser pulse incident on an object occurs, and it has been established that such distortions can lead to errors in object recognition in laser ranging systems.

Keywords: *laser signal, method of characteristics, atmosphere, turbulence, long-range beam profile, laser location*

For citation: Kochurova D. N., Kalugin A. I., Antonov E. A., Alies M. Yu. Modeling of laser signal propagation through local inhomogeneities of the medium. *Journal of Instrument Engineering*. 2024. Vol. 67, N 5. P. 406–416 (in Russian). DOI: 10.17586/0021-3454-2024-67-5-406-416.

© *Кочурова Д. Н., Калугин А. И., Антонов Е. А., Альес М. Ю., 2024*

Введение. Дальностный портрет (ДП) — электрический сигнал на выходе приемной системы лазерной локационной системы [1], который представляет собой зависимость принятой мощности сигнала от времени и при этом содержит информацию обо всех взаимодействиях лазерного начального импульса от момента посыла сигнала до его приема. Одна из важнейших задач лазерной локации — распознавание объекта, от которого отразился лазерный импульс. Восстановление формы поверхности объекта по его ДП является обратной задачей, которая не имеет строгого решения. Поэтому практически для определения типа объекта можно сопоставить эталонный ДП с сигналом, полученным локатором [2]. Однако реальный ДП объекта всегда искажен под воздействием неоднородностей среды распространения лазерного импульса. В этой связи логично первоначально решить сложную задачу восстановления истинного ДП объекта из полученного сигнала. Для этого необходимо знать, как влияют на сигнал те или иные внешние (среда распространения, ее состояние) и внутренние (начальные параметры лазерного сигнала, шумы передающей и приемной систем локатора) факторы.

Задача учета влияния внутренних факторов является решаемой, так как начальные характеристики обычно известны, стационарны и, следовательно, могут быть заложены в расчетную модель. Среда распространения (атмосфера) является менее контролируемой в связи с ее непостоянством. Параметры атмосферы зависят от высоты над уровнем моря, географического положения и сильно изменяются как при смене времен года, так и в течение суток. Кроме того, изменение скорости ветра и температурного поля приводит к локальным мелкомасштабным флуктуациям оптических свойств среды. Свойства атмосферы оказывают различное влияние на лазерный сигнал в пространстве (уширение пучка, смещение оси пучка от начального направления распространения, флуктуации распределения интенсивности) [3–5] и во времени (изменение формы импульса, его уширение и задержка) [6–8], также происходит ослабление амплитуды сигнала вследствие явлений поглощения и рассеяния. Все изменения в лазерном импульсе влияют на отраженный от объекта сигнал [9, 10], что может привести к невозможности распознавания объекта [11]. Однако до сих пор рассматривались только количественные характеристики лазерного пучка, тогда как полная зависимость распределения плотности мощности пучка во времени и пространстве никем не исследовалась. И следовательно, неизвестно, как искажения пучка средой распространения повлияют на возможность обнаружения и распознавания объектов.

Таким образом, существует необходимость в моделировании воздействия атмосферы на лазерный сигнал с целью имитирования различных природных и антропогенных явлений, которые могут оказать влияние на импульс излучения, падающего на объект. Для этого была разработана компьютерная программа, позволяющая моделировать пространственное и временное изменение импульса лазерного излучения, прошедшего атмосферу с локальными неоднородностями.

Методы моделирования. Под моделированием лазерного сигнала понимается получение данных о пространственном распределении интенсивности лазерного излучения в плоскости падения и о временной форме импульса, т. е. зависимости интенсивности от времени. Традиционно для моделирования лазерного сигнала, прошедшего через среду распространения, решается уравнение переноса излучения в стационарном приближении без учета рассеяния излучения. Известны разные методы численного решения уравнения переноса [12]. Одним из наиболее простых и эффективных является метод характеристик, где вдоль каждой характеристики (луча) решается обыкновенное дифференциальное уравнение [13]

$$\frac{dI(s, \boldsymbol{\omega})}{ds} + \sigma I(s, \boldsymbol{\omega}) = \sigma I_0(s),$$

где s — параметр, характеризующий расстояние и рассчитываемый вдоль направления $\boldsymbol{\omega}$, I — интенсивность излучения, σ — коэффициент поглощения среды, I_0 — интенсивность равновесного излучения.

Модель атмосферы представляет собой неравномерную 3D-сетку, состоящую из параллелепипедов (ячеек) с различными оптическими свойствами. Считается, что во время распространения

лазерного импульса атмосфера остается постоянной (время изменения свойств атмосферы намного больше времени распространения излучения). Лазерное излучение представляется в виде набора лучей. В соответствии с указанным методом осуществляется трассировка лучей до достижения ими границы расчетной области. Лазерный луч на своем пути встречает ячейку атмосферы, преломляется, проходит сквозь нее и одновременно ослабляется. Так происходит последовательное преломление и ослабление луча на границах ячеек, пока луч не достигнет плоскости наблюдения. Таким образом, в плоскости наблюдения формируется набор точек пересечения лучей с этой плоскостью, т. е. определяется пространственное распределение интенсивности.

В плоскости наблюдения расположен приемник излучения, характеризуемый положением, собственной геометрией, полем зрения. Примем, что приемник выдает интегральные значения мощности лазерного излучения через промежутки времени, называемые временем записи приемника t_r. Для учета временной формы лазерного сигнала передаваемый импульс представляется в виде набора бесконечно коротких импульсов, огибающая которых имеет заданную форму. Расчет проводится для каждого отдельного бесконечно короткого импульса. Помимо интенсивности и направления, в каждой ячейке атмосферы рассчитывается также время прохождения луча сквозь эту ячейку. Времена достижения лучами плоскости наблюдения сортируются по возрастанию, после чего происходит последовательное суммирование интенсивностей тех лучей, которые достигли приемника в течение промежутков времени, равных времени t_r. Таким образом, определяется временная форма сигнала, поступающего на расчетную область, полученную при прохождении через среду начального бесконечно короткого импульса. Сформировав набор сигналов от всех бесконечно коротких импульсов, путем их суммирования получим итоговый лазерный сигнал импульса, прошедшего через неоднородную атмосферу.

Моделирование фотоприемного устройства. Для описания фотоприемного устройства необходимо знать: 1) его положение, т. е. координаты его центра в плоскости наблюдения, в расчетах принято, что центр фотоприемного устройства находится на оси z, тогда координаты — (0, 0, z); 2) геометрию, т. е. форму и габаритные размеры, в данной работе для простоты принято, что размеры бесконечны; 3) поле зрения, которое ограничивает область пространства, откуда поступает излучение, в данной работе предполагается, что видна вся полусфера, т. е. поле зрения равно 2π; 4) время записи t_r.

Моделирование лазерного сигнала. *Моделирование пространственной формы*. Гауссов пучок представляется в виде набора лучей. Начальное распределение лазерного излучения в плоскости выходного окна задается в виде распределенного набора точек, соответствующих начальным точкам распространения лазерных лучей. Ограничим область определения точек окружностью с радиусом w, равным энергетическому размеру пучка. В каждой точке задается следующая информация об исходящем луче: координаты начальной точки a (a_x, a_y, 0), интенсивность луча I в точке, направление распространения луча. Направляющие вектора лучей определяются как

$$\mathbf{v} = \left(\frac{a_x}{w} \operatorname{tg}\theta, \frac{a_y}{w} \operatorname{tg}\theta, 1 \right), \tag{1}$$

где θ — энергетический угол расходимости лазерного излучения; интенсивность I в точке вычисляется согласно распределению Гаусса [14].

Задание начального распределения точек внутри области, ограниченной окружностью радиусом w, — важный шаг при моделировании. Рассмотрим три способа распределения точек в поперечном сечении пучка:

— точки расположены на концентрических окружностях, центры которых совпадают с центром пучка (способ № 1, рис. 1, *а*);

— точки расположены вдоль спирали Пифагора [15], при этом точки лежат в вершинах прилегающих друг к другу прямоугольных треугольников, один из катетов которых равен единице (способ № 2, рис. 1, *б*);

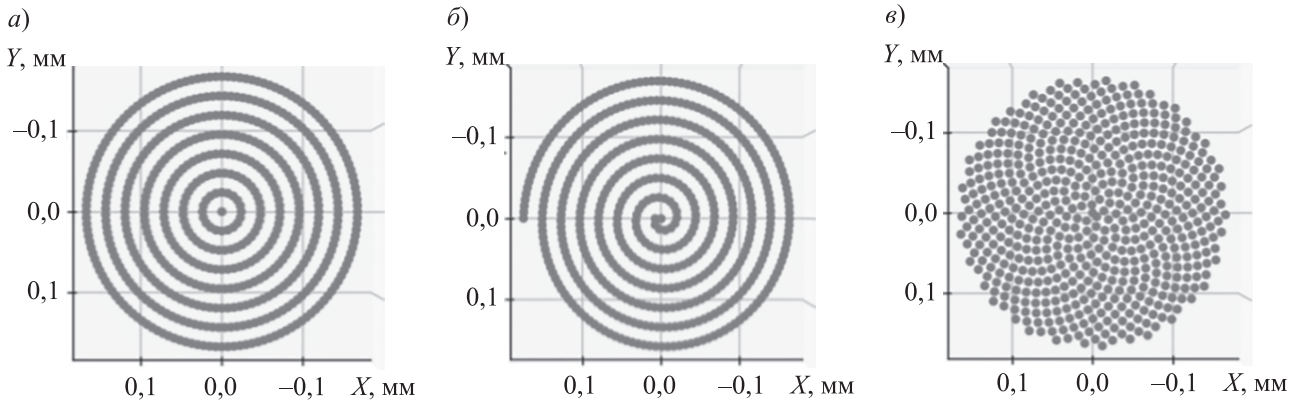

Рис. 1

— распределение точек — „угловая“ спираль [16], где новая точка образуется из предыдущей путем поворота на определенный угол $\pi(3-\sqrt{5})$ и одновременного увеличения радиального расстояния (способ № 3, рис. 1, *в*).

На рис. 2 представлены варианты пространственного распределения интенсивности лазерного излучения. При расположении точек по способу № 1 (рис. 2, *а*) интенсивность излучения в точках, лежащих на одной окружности, одинакова и скачком изменяется при переходе к другой окружности. В случае спирали Пифагора (рис. 2, *б*) интенсивность *I* также дискретно уменьшается с удалением точки от центра, но шаг изменения значительно меньше, чем в случае № 1. Однако в любом сечении пучка плоскостью, проходящей через его диаметр, точки по-прежнему сравнительно далеко друг от друга. При способе № 3 (рис. 2, *в*) точки расположены не с постоянным шагом, вследствие чего они более равномерно заполняют сечение пучка и скачки интенсивности между соседними точками заметно меньше.

Как показали расчеты, выбор способа начального распределения точек существенно влияет на временную форму сигнала. На рис. 3, где кривые *1*, *2*, *3* соответствуют способам № 1, 2, 3, приведены результаты моделирования временной формы лазерных импульсов, прошедших через 1 и 5 км (рис. 3, *а*, *б* соответственно) пустого пространства без атмосферы. Начальная временная форма импульсов длительностью 1 нс имеет колоколообразный гауссов вид, угол расходимости равен 20 мрад. Форма импульса, полученная при использовании способа № 1, заметно отличается от результатов, полученных при использовании „угловой“ спирали и спирали Пифагора. Это, очевидно, связано с тем, что лучи, исходящие из точек отдельной окружности, имеют одинаковый угол расходимости, и, следовательно, все они проходят одинаковые расстояния до плоскости наблюдения и достигают ее в одно и то же время: на плоскость наблюдения поступает дискретный набор последовательных импульсов излучения, сформированных лучами из точек окружностей, следующих друг за другом. Эта проблема проявляется более значительно с увеличением расходимости лазерного пучка или проходимой им дистанции.

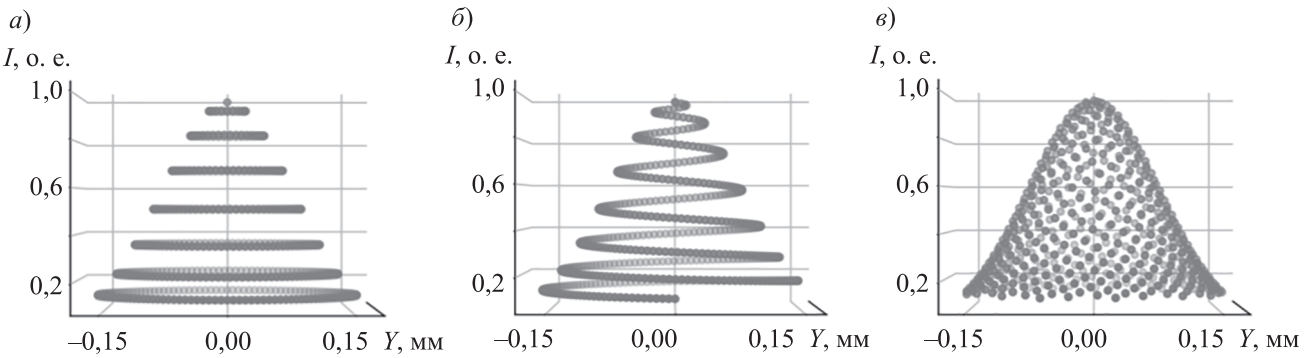

Рис. 2

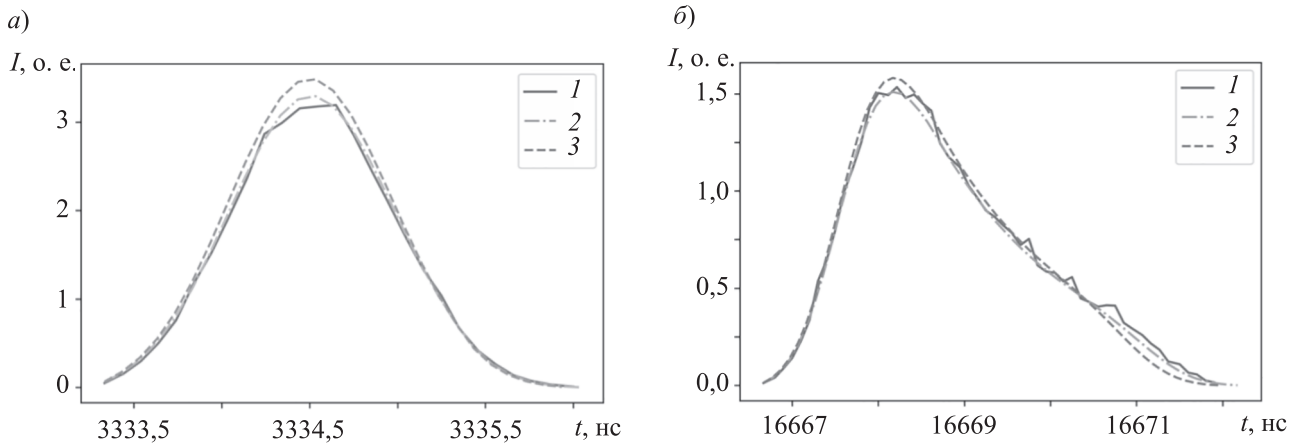

Рис. 3

При этом разница в амплитуде сигналов связана с небольшими различиями интенсивностей при разных способах начального распределения.

Согласно анализу, лучше всего воспроизводит временную зависимость сигнал, полученный в результате моделирования гауссова пучка с помощью спирали Пифагора. Это обусловлено тем, что точки равномерно отдаляются от центра, т. е. шаг при разном времени прихода лучей постоянен и количество лучей, приходящихся на одно время записи приемника, примерно постоянно. Однако распределение точек по спирали Пифагора плохо воспроизводит пространственное распределение гауссова пучка в поперечном сечении. Способ № 3 („угловая“ спираль) показывает равномерное распределение точек, что позволяет использовать меньшее их количество, и, следовательно, требуется меньше времени для расчета и получения достоверных результатов в отношении временной зависимости и пространственного распределения интенсивности. Поэтому „угловая“ спираль является оптимальным способом выбора распределения стартового положения лучей.

Моделирование временной формы. Для описания начальной временной формы импульса использована гауссова форма:

$$I = \begin{cases} I_0 \exp\left(-\dfrac{2{,}7(t - t_{\text{имп}})^2}{t_{\text{имп}}^2}\right) \text{ при } 0 < t < 2t_{\text{имп}}; \\ 0 \text{ при } t > 2t_{\text{имп}}, \end{cases} \tag{2}$$

где $t_{\text{имп}}$ — длительность импульса.

Для математического описания временной зависимости необходимо три основных параметра: максимальная амплитуда импульса, длительность импульса, шаг дискретизации. Шаг дискретизации может быть как постоянным, так и меняться на разных временных участках. В данной работе шаг дискретизации принят постоянным на всем временном интервале.

Моделирование атмосферы. Участок атмосферы представляет собой параллелепипед в области пространства таких размеров, чтобы можно было пренебречь краевыми эффектами в области распространения лазерного пучка. Атмосфера является колмогоровской [17]. При этом наименьший размер неоднородностей равен ~1–10 мм, т. е. намного больше длины волны. Это позволяет оставаться в рамках геометрической оптики. Также предполагается, что изменения структуры и состава атмосферы происходят намного медленнее, чем время распространения импульса. В этом случае можно считать атмосферу стационарной.

Выбранное пространство делится на слои вдоль оси распространения излучения. Затем каждый слой дробится по двум оставшимся осям, чтобы получились параллелепипеды (ячейки) заданных конкретных размеров. Внутри каждой из таких ячеек физические параметры атмосферы (показатель преломления, коэффициент поглощения, температура, давление, состав воздуха)

можно считать постоянными. Размеры ячеек определяются внутренним l_0 и внешним L_0 масштабом турбулентности. Показатель преломления в ячейке задается исходя из выражения [17]

$$\langle (n_0(q+1) - n_0(q))^2 \rangle = C_n^2 l^{2/3}, \quad (3)$$

где $n_0(q)$ — показатель преломления в ячейке q, C_n^2 – структурная характеристика показателя преломления, l — расстояние между центрами ячеек атмосферы.

Граничное значение показателя преломления равно 1,0002733 [18]. Структурная характеристика показателя преломления задается согласно выражению [19]

$$C_n^2 = 2\langle \delta n_0^2 \rangle L_0^{-2/3}, \quad (4)$$

где $\langle \delta n_0^2 \rangle$ — дисперсия флуктуаций показателя преломления воздуха ($\sim 10^{-12}$).

Малые значения $\langle \delta n_0^2 \rangle$ приводят к слабому отражению на границах турбулентных неоднородностей, и, следовательно, в приземном слое атмосферы рассеянное излучение будет на порядки слабее основного сигнала, что позволяет пренебречь рассеянием. Наибольшего значения может достигать лишь помеха обратного рассеяния [20], возникающая на первых метрах прохождения излучения. Однако она легко отсекается от основного сигнала. При значительных изменениях показателя преломления (туман, дым) отраженный от неоднородности сигнал направлен в противоположную от объекта сторону и не влияет на форму отраженного от объекта сигнала (поэтому в данной работе не рассматривается).

Разработанная программа позволяет в любое место пространства вносить локальные турбулентности (такие как дым от костра), изменяя показатели преломления и коэффициенты поглощения и ослабления атмосферы в соответствующих ячейках.

Результаты моделирования. При моделировании использовались следующие параметры: пространственное распределение интенсивности задавалось по способу № 3 („угловая“ спираль из 4056 лучей), начальная зависимость интенсивности импульса от времени имеет гауссову форму длительностью 1 нс, длина волны 1064 нм, радиус гауссова пучка в перетяжке 500 мкм, положение перетяжки совпадает с положением источника излучения, ослабление в ячейке задается случайным числом в диапазоне $(0{,}1 - 1)\cdot 10^{-4}$ м$^{-1}$, внутренний масштаб турбулентности $l_0 = 1$ мм. Выбранные коэффициенты ослабления соответствуют метеорологической дальности видимости от 10 ($1\cdot 10^{-4}$ м$^{-1}$) до 45 км ($0{,}1\cdot 10^{-4}$ м$^{-1}$), т. е. от слабой дымки до ясной погоды [20]. Внешний масштаб турбулентности вычисляется согласно формуле (4). Плоскость наблюдения находится на расстоянии 1 км от выходного окна лазера, излучение распространяется параллельно поверхности земли.

Моделирование прохождения лазерного импульса через турбулентную атмосферу. На рис. 4 представлены результаты моделирования пространственного распределения мощности лазерного сигнала, прошедшего через турбулентную атмосферу при двух режимах турбулентности: *а* — сильная: $C_n = 10^{-6}$ м$^{-1/3}$, $L_0 = 2{,}64$ м, *б* — средняя: $C_n = 10^{-7}$ м$^{-1/3}$, $L_0 = 2640$ м. Результаты моделирования для случая слабой турбулентности ($C_n = 10^{-8}$ м$^{-1/3}$, $L_0 = 2640$ км) совпадают с результатами для режима средней турбулентности. Анализ рисунка показывает изменения в пространственном распределении интенсивности для режима сильной турбулентности: некоторые точки выходят за границу пятна круглой формы (выделенные направления разброса точек обусловлены выбором формы распределения участков с турбулентностью). При этом основная часть (95 %), так же как и при режимах слабой и средней турбулентности, сосредоточена в круглом пятне радиусом $\approx 0{,}5$ м. Лучи, достигшие плоскости наблюдения вне этого пятна, немногочисленны и достигают ее в различное время, что в итоге слабо влияет на временную форму импульса. Таким образом, временная зависимость сигнала при любых величинах турбулентности меняется незначительно, она сохраняет гауссову форму и длительность 1 нс.

Моделирование прохождения лазерного импульса через атмосферу с задымленным участком. Параметры пучка соответствуют вышеприведенным, $L_0 = 2640$ м, $C_n = 10^{-7}$ м$^{-1/3}$.

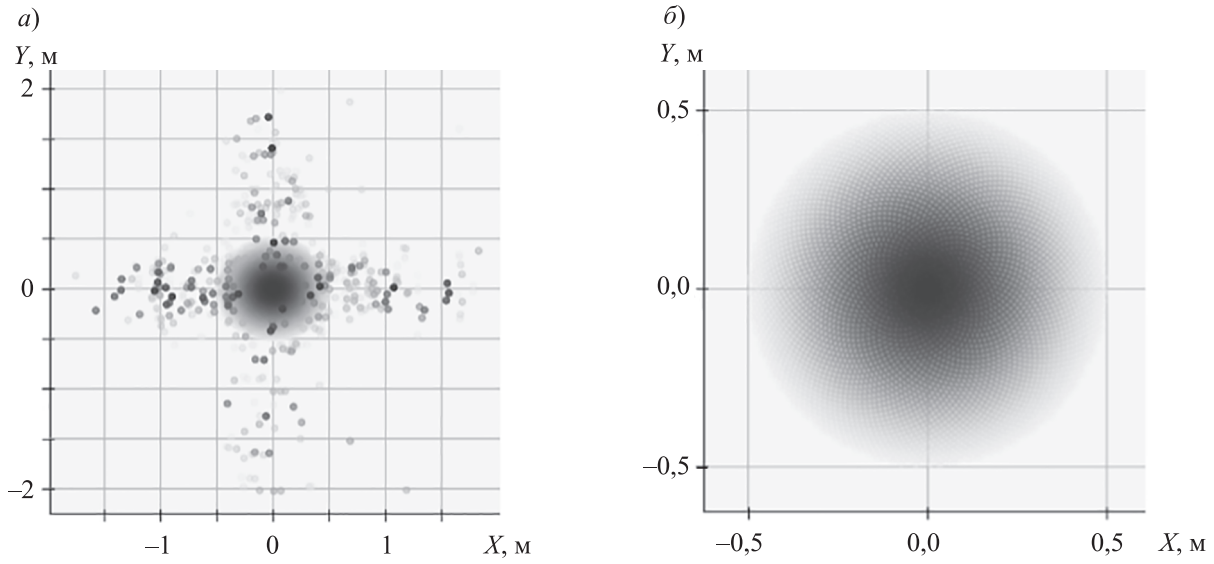

Рис. 4

Задымленный участок имеет форму параллелепипеда (рис. 5: *1* — лазерный пучок, *2* — область дыма, внизу приведены профили показателя преломления) и характеризуется следующими параметрами: высота вдоль оси *y* намного больше радиуса пучка; протяженность вдоль направления распространения — L_z, положение по оси *z* начала задымленного участка — p_z; ширина вдоль оси x – L_x, положение центра вдоль оси x – p_x; показатель преломления n = 1,5 [21]; коэффициент ослабления σ. Примем, что размеры задымленного участка вдоль оси *x* меньше размеров лазерного пучка или одного порядка с ним. Начальные параметры области дыма: p_z = 500 м, L_z = 0,2 м, p_x = –0,05 м, L_x = 0,2 м. Радиус лазерного пучка на расстоянии p_z составляет примерно 0,25 м.

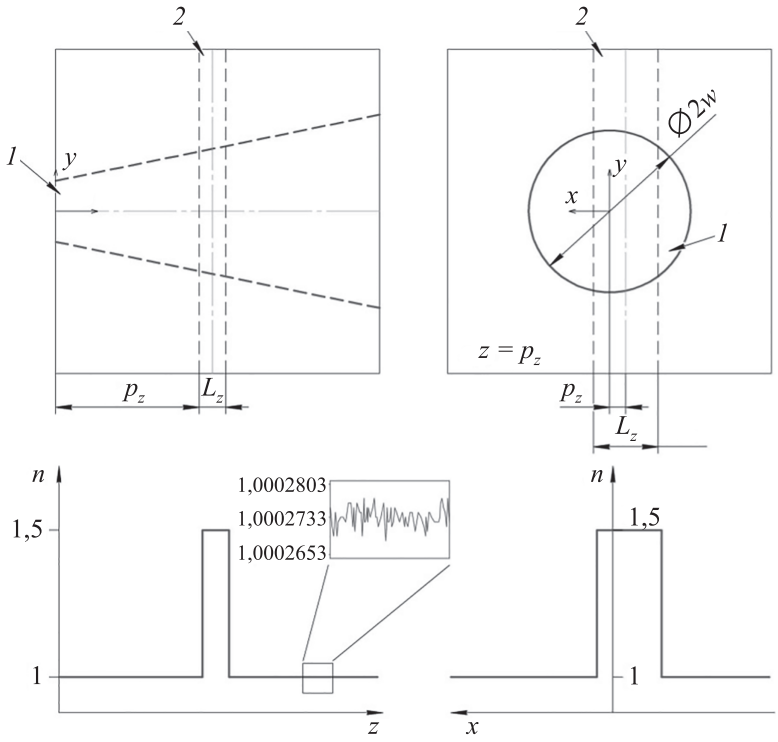

Рис. 5

Результаты моделирования пространственного распределения интенсивности пучка после прохождения им области дыма при трех значениях коэффициента ослабления σ представлены на рис. 6, где *1* — $\sigma_1 = 2{,}17\cdot10^{-4}$ м$^{-1}$, *2* — $\sigma_2 = 2{,}17\cdot10^{-2}$ м$^{-1}$, *3* — $\sigma_3 = 2{,}17\cdot10^{-1}$ м$^{-1}$). Значение σ_1 соответствует метеорологической дальности видимости 6 км (слабая дымка), а значение σ_3 — 16 м (очень сильный туман или средней интенсивности дым) [20]. Только в случае 3 при относительно значительном ослаблении наблюдается небольшой скачок в пространственном распределении интенсивности. Ослабление части пучка, проходящего через задымленный участок, более сильное, из-за чего возникает резкое изменение значений интенсивности.

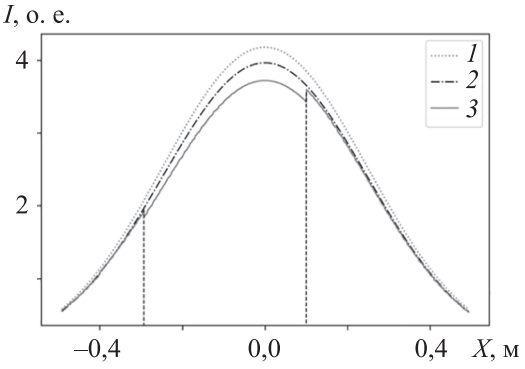

Рис. 6

Результаты моделирования временной формы импульса в зависимости от протяженности L_z задымленного участка при $\sigma = 2{,}17\cdot10^{-4}$ м$^{-1}$ представлены на рис. 7, где *1* — $L_z = 0{,}2$ м, *2* — $L_z = 0{,}5$ м, *3* — $L_z = 1$ м, *4* — $L_z = 2$ м). При малых L_z влияние задымленного участка сводится к уменьшению интенсивности излучения. При увеличении L_z наблюдаются качественные изменения сигнала, который уширяется и утрачивает гауссову форму (кривая *2*). Затем происходит постепенное разделение одного импульса на два, которые имеют форму, близкую к форме начального импульса (гауссову, длительность 1 нс). Очевидно, данное изменение обусловлено тем, что часть пучка проходит участок, показатель преломления которого больше показателя преломления окружающей среды, и, следовательно, распространяется за более значительный временной промежуток, т. е. достигает плоскости наблюдения позже. Интервал между пиками разнесенных импульсов равен $t_d = L_z/c(n - n_0)$, где c — скорость света в вакууме, n_0 — средний показатель преломления окружающей среды.

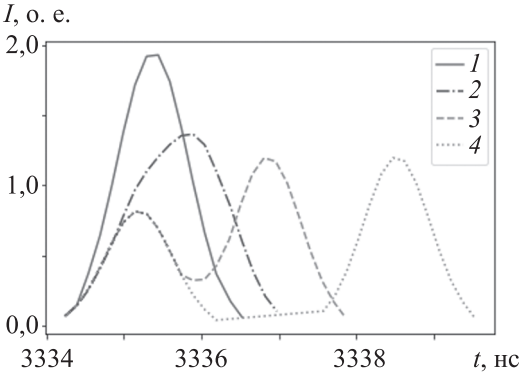

Рис. 7

Временная задержка части лазерного пучка приводит к изменениям в пространственном распределении лучей пучка в расчетной плоскости (плоскости зондируемого объекта). На объект будет падать не гауссов импульс с круглым поперечным сечением, а пучок с сечением более сложной формы. Более того, разделение исходного импульса на два снижает интенсивность падающего на объект излучения — это может привести к тому, что отраженный от объекта сигнал окажется слишком слабым для его регистрации приемником. С другой стороны, при достаточной интенсивности импульса возникают два отраженных сигнала, что приведет к обнаружению ложных объектов.

Рассмотрим также влияние положения области дыма относительно оси пучка на лазерный сигнал. Параметры области дыма такие же как и ранее, $L_z = 0{,}5$ м. Результаты моделирования временной формы импульса в зависимости от положения области дыма p_x представлены на рис. 8, где *1* — $p_x = -0{,}15$ м, *2* — $p_x = -0{,}05$ м, *3* — $p_x = 0$, *4* — задымленный участок отсутствует. Поскольку при $p_x = -0{,}15$ м центральная часть пучка, имеющая наибольшую интенсивность, практически не пересекает область дыма, то эта центральная часть достигает плоскости

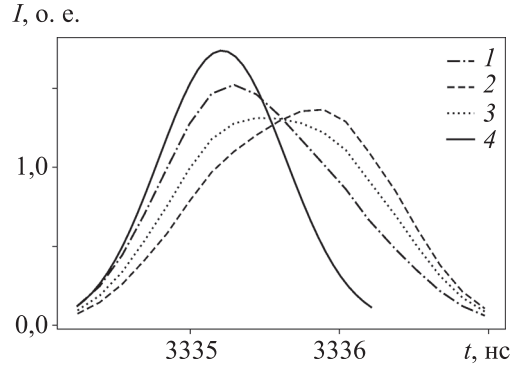

Рис. 8

наблюдения раньше остальной части пучка, ослабление которой более сильное (коэффициент ослабления области дыма больше коэффициента ослабления атмосферы в среднем в 10 раз). В результате временная зависимость интенсивности лазерного импульса в плоскости наблюдения принимает асимметричную форму. Максимум кривой *1* смещен в сторону большего значения t на 0,2 нс относительно максимума кривой *4*. При приближении области дыма к центру пучка, в случае $p_x = -0{,}05$ м, центральная часть лазерного пучка также проходит через задымленную область, что приводит к увеличению времени достижения этой частью пучка плоскости наблюдения. В результате максимум временной зависимости интенсивности лазерного импульса — кривой *2* — смещается на 0,8 нс относительно положения *4*. При совпадении центров задымленного участка и пучка кривая сигнала *3* становится симметричной, но длительность импульса возрастает в 2 раза по сравнению с кривой *4*.

Моделирование прохождения лазерного импульса через протяженный задымленный участок. Если на пути распространения расходящегося пучка встретится протяженный участок с поперечными размерами, намного превышающими размер пучка, то вследствие преломления на границе раздела расходимость пучка уменьшится и, следовательно, уменьшится диаметр пучка в плоскости объекта. Кроме того, будет наблюдаться запаздывание импульса, но не изменение его пространственной и временной форм.

Результаты моделирования времени прихода импульса ($t_{\text{пр}}$) и максимальных радиусов пучка (w) в плоскости наблюдения представлены в таблице, начало задымленного участка находится на расстоянии $p_z = 500$ м от выходного окна лазера, расстояние до плоскости наблюдения $L = 1$ км. Время прихода импульса вычисляется по формуле $\frac{L - L_z}{c} n_0 - \frac{L_z}{c} n$.

L_z, м	0	0,1	2	10	100	500
w, мм	493,38	493,38	493,07	491,76	476,98	410,93
$t_{\text{пр}}$, нс	3334,25	3334,31	3337,48	3350,80	3500,72	4167,00

Заключение. С помощью разработанной авторами настоящей статьи программы моделирования прохождения лазерного импульса через турбулентную среду показано, что флуктуации показателя преломления, возникающие в атмосфере, слабо влияют на временное и пространственное распределение плотности мощности лазерного импульса даже при сильной турбулентности ($C_n = 10^{-6}$ м$^{-1/3}$). Однако при возможном наличии локальных неоднородностей (дым, туман) такие участки среды, даже сравнительно небольшой длины (~ 0,5 м), с значительно отличающимся от среднего значения показателем преломления (более 10%) оказывают существенное влияние на временную форму сигнала. В этом случае может происходить как изменение формы импульса, так и его „расщепление“, что может приводить к потере сигнала или появлению ложных сигналов. На пространственное распределение интенсивности большое влияние оказывают сильно протяженные участки области тумана (протяженностью более 10 м). Расходимость пучка, проходящего через такой участок, уменьшается с 0,3 % при участке длиной 10 м до 17 % при 500 м, что приводит к другому соотношению его размера и размера объекта. Это также может привести к неправильному интерпретированию сигнала. Таким образом, в работе впервые определены степень и характер искажения сигнала в зависимости от размеров и величины неоднородностей атмосферы. Для правильной расшифровки лазерного локационного сигнала требуется учитывать искажения лазерного импульса, вносимые неоднородностями среды распространения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Баулин Ф. Б., Бурый Е. В.* Проблемы формирования систем, обеспечивающих автоматическое распознавание объектов по дальностным портретам // Компьютерная оптика. 2019. Т. 43, № 1. С. 5–13. DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-1-5-13.

2. *Лабунец Л. В., Борзов А. Б., Ахметов И. М.* Распознавание 3D объектов в однопозиционной системе лазерной локации методами интеллектуального анализа импульсных отражательных характеристик // Опт. журн. 2022. Т. 89, № 4. С. 40–51. DOI: 10.17586/1023-5086-2022-89-04-40-51.
3. *Hao Q., Cheng Y., Cao J., Zhang F., Zhang X., Yu H.* Analytical and numerical approaches to study echo laser pulse profile affected by target and atmospheric turbulence // Opt. Express. 2016. Vol. 24, N 22. P. 25026. DOI: 10.1364/oe.24.025026.
4. *Огнев Б. И., Складчиков С. А., Чуляева Е. Г.* Влияние турбулентности на распространение оптических сигналов с длиной волны 1550 нм // Лазеры. Измерения. Информация. 2021. Т. 1, № 2. С. 12–16. DOI: 10.51639/2713-0568_2021_1_2_12.
5. *Аксенов В. П., Дудоров В. В., Колосов В. В.* Распределение вероятностей сильных флуктуаций интенсивности вихревых лазерных пучков в турбулентной атмосфере // Оптика атмосферы и океана. 2018. Т. 5, № 5. С. 7–10. DOI: 10.15372/aoo20180503.
6. *Bouhadda M., Abbou F., Serhani M., Chaatit F., Abid A., Boutoulout A.* Temporal pulse broadening due to dispersion and weak turbulence in FSO communications // Optik (Stuttg). 2020. Vol. 200. P. 163327. DOI: 10.1016/j.ijleo.2019.163327.
7. *Банах В. А., Герасимова Л. О., Смалихо И. Н.* Численное исследование распространения короткоимпульсного лазерного излучения в турбулентной атмосфере // Квантовая электроника. 2015. Т. 45, № 3. С. 258–264.
8. *Cai X., Ding L., Liu J., Liu L., Zhang K.* Effect of atmospheric turbulence on laser radar // Proc. SPIE 4893, Lidar Remote Sensing for Industry and Environment Monitoring III, 2003. P. 362. DOI: 10.1117/12.466082.
9. *Альес М. Ю., Калугин А. И., Кочурова Д. Н., Антонов Е. А., Трубицын В. Ю.* Отражение лазерного излучения с гауссовым распределением интенсивности от шероховатой поверхности // Химическая физика и мезоскопия. 2022. Т. 4, № 24. С. 454–462. DOI: 10.15350/17270529.2022.4.36.
10. *Xu X., Zhang H., Luo M., Tan Z., Zhang M., Yang H., Li Z.* Research on target echo characteristics and ranging accuracy for laser radar // Infrared Phys. Technol. 2019. Vol. 96. P. 330–339. DOI: 10.1016/j.infrared.2018.12.003.
11. *Li Y., Gao D., Liao H.* Research on laser range profiles based on spatial domain // OSA Contin. 2020. Vol. 3, N 4. P. 1049–1057. DOI: 10.1364/OSAC.388418.
12. *Цыбулин И. В., Скалько Ю. И., Павлова Е. С.* Распределенный метод длинных характеристик для решения уравнения переноса // Тр. МФТИ. 2015. Т. 7, № 2. С. 51–59.
13. Методы решения уравнения переноса излучения для астрофизических моделей / *М. П. Галанин, В. В. Лукин, В. М. Чечеткин.* М., 2010. (Препринт / ИПМ им. М. В. Келдыша. № 59).
14. *Возмищев И. Ю., Карайчев А. С., Шемякин В. Н.* Модель лазерного излучателя для формирования опорного источника с супергауссовским распределением интенсивности // Тр. ежегодной НТК СПбНТОРЭС. 2020. Т. 1, № 75. С. 56–58.
15. *Hahn H. K., Sachs R.* The distribution of prime numbers on the square root spiral // arXiv: General Mathematics, 2008. P. 1–35. DOI: 10.48550/arXiv.0801.1441.
16. *Vogel H.* A better way to construct the sunflower head // Math. Biosci. 1979. Vol. 44, N 3–4. P. 179–189. DOI: 10.1016/0025-5564(79)90080-4.
17. *Зуев В. Е., Банах В. А., Покасов В. В.* Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 269 с.
18. *Mathar R. J.* Refractive index of humid air in the infrared: model fits // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. 2007. Vol. 9, N 5. P. 470-476. DOI: 10.1088/1464-4258/9/5/008.
19. *Исимару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М.: Мир, 1981. Т. 2. 322 с.
20. *Козинцев В. И., Белов М. Л., Орлов В. М., Городничев В. А., Стрелков Б. В.* Основы импульсной лазерной локации: Учеб. пособие / Под ред. *В. Н. Рождествина*. М.: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2006. 512 с.
21. *Исаков А. А.* Некоторые результаты исследований оптических и микрофизических характеристик дымов // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12, № 1. С. 23–29.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Дарья Николаевна Кочурова — Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН, лаборатория информационно-измерительных систем; мл. научный сотрудник; E-mail: darya310898@gmail.com

Алексей Игоревич Калугин — канд. физ.-мат. наук; Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН, лаборатория машинного обучения и обработки больших данных в производственных киберсистемах; ст. научный сотрудник; E-mail: ackad1976@yandex.ru

Егор Александрович Антонов — канд. физ.-мат. наук; Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН, лаборатория машинного обучения и обработки больших данных в производственных киберсистемах; ст. научный сотрудник; E-mail: slick25@udman.ru

Михаил Юрьевич Альес — д-р физ.-мат. наук, профессор; Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН; директор Центра; E-mail: aliesmy@mail.ru

Поступила в редакцию 07.11.2023; одобрена после рецензирования 09.01.2024; принята к публикации 22.03.2024.

REFERENCES

1. Baulin F. B., Buryi E. V. *Computer Optics*, 2019, no. 1(43), pp. 5–13, DOI: 10.18287/2412-6179-2019-43-1-5-13 (in Russ.).
2. Labunets L. V., Borzov A. B., Akhmetov I. M. *Opticheskii Zhurnal*, 2022, no. 4(89), pp. 40–51, DOI: 10.17586/1023-5086-2022-89-04-40-51 (in Russ.).
3. Hao Q., Cheng Y., Cao J., Zhang F., Zhang X., Yu H. *Opt. Express*, 2016. no. 22(24), pp. 25026, DOI:10.1364/oe.24.025026.
4. Ognev B. I., Skladchikov S. A., Chulyaeva E. G. *Lasers. Measurements. Information*, 2021, no. 2(1), pp. 12–16, DOI: 10.51639/2713-0568_2021_1_2_12 (in Russ.).
5. Aksenov V. P., Dudorov V. V., Kolosov V. V. *Optika Atmosfery i Okeana*, 2018, no. 5(31), pp. 349–354, DOI: 10.15372/AOO20180503 (in Russ.).
6. Bouhadda M., Abbou F., Serhani M., Chaatit F., Abid A. *Boutoulout. Optik (Stuttg)*, 2020, vol. 200, pp. 163327, DOI:10.1016/j.ijleo.2019.163327.
7. Banakh V. A., Gerasimova L. O., Smalikho I. N. *Quantum Electron*., 2015, no. 3(45), pp. 258–264, DOI 10.1070/QE2015v045n03ABEH015620.
8. Cai X., Ding L, Liu J., Liu L., Zhang K. *Proc. SPIE 4893, Lidar Remote Sensing for Industry and Environment Monitoring III*, 2003, pp. 362, DOI: 10.1117/12.466082.
9. Alies M. Yu., Kalugin A. I., Kochurova D. N., Antonov E. A., Trubitsin V. Yu. *Chemical physics and mesoscopy*, 2022, no. 4(24), pp. 454–462, DOI: 10.15350/17270529.2022.4.36 (in Russ.).
10. Xu X., Zhang H., Luo M., Tan Z., Zhang M., Yang H., Li Z. *Infrared Phys. Technol*., 2019, vol. 96, pp. 330–339, DOI: 10.1016/j.infrared.2018.12.003.
11. Li Y., Gao D., Liao H. *OSA Contin*, 2020, no. 4(3), pp. 1049–1057, DOI: 10.1364/OSAC.388418.
12. Tsybulin I. V., Skalko Yu. I., Pavlova E. S. *Proceedings of MIPT*, 2015, no. 2(7), p. 51–59. (in Russ.)
13. Galanin M. P., Lukin V. V., Chechetkin V. M. *Preprints of the Institute for Problems of Mathematics*, 2010, no. 59, 30 p. (in Russ.).
14. Vozmishchev I.Yu., Karaichev A.S., Shemyakin V.N. *Materialy 76-y Nauchno-tekhnicheskoy konferentsii Sankt-Peterburgskogo NTO RES im. A.S. Popova (Proceedings of the 76th Scientific and Technical Conference of the St. Petersburg Scientific and Technical Organization of the Distribution Zone named after. A.S. Popov)*, 2020, no. 75(1), pp. 56–58 (in Russ.).
15. Hahn H. K., Sachs R. *arXiv: General Mathematics*, 2008, 35 p., DOI: 10.48550/arXiv.0801.1441.
16. Vogel H. *Math. Biosci*, 1979, no. 3(44), pp. 179–189, DOI: 10.1016/0025-5564(79)90080-4.
17. Zuev V. E., Banakh V. A., Pokasov V. V. *Optika turbulentnoj atmosfery (Optics of a Turbulent Atmosphere)*, Leningrad, 1988, 269 p. (in Russ.).
18. Mathar R. J. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 2007, no. 5(9), pp. 470–476, DOI: 10.1088/1464-4258/9/5/008.
19. Ishimaru A. *Wave Propagation and Scattering in Random Media*, 1978.
20. Kozintsev V. I., Belov M. L., Orlov V. M., Gorodnichev V. A., Strelkov B. V. *Osnovy impul'snoj lazernoj lokacii (Fundamentals of Pulsed Laser Location)*, Moscow, 2006. 512 p. (in Russ.).
21. Isakov A. A. *Optika Atmosfery i Okeana*, 1999, no 1(12), pp. 23–29 (in Russ.).

DATA ON AUTHORS

Darya N. Kochurova — Udmurt Federal Research Center of the Ural Branch of the RAS, Laboratory of Information and Measuring Systems; Junior Researcher; E-mail: darya310898@gmail.com

Alexey I. Kalugin — PhD; Udmurt Federal Research Center of the Ural Branch of the RAS, Laboratory of Machine Learning and Processing of Big Data of Industrial Cyber Systems; Senior Researcher; E-mail: ackad1976@yandex.ru

Egor A. Antonov — PhD; Udmurt Federal Research Center of the Ural Branch of the RAS, Laboratory of Machine Learning and Processing of Big Data of Industrial Cyber Systems; Senior Researcher; E-mail: slick25@ udman.ru

Mikhail Yu. Alies — Dr. Sci., Professor; Udmurt Federal Research Center of the Ural Branch of the RAS; Director of the Center; E-mail: aliesmy@mail.ru

Received 07.11.2023; approved after reviewing 09.01.2024; accepted for publication 22.03.2024.