

doi: 10.17586/2226-1494-2021-21-1-24-30

УДК 621.035

О выборе диаметра апертуры зондирующего лазера в наземных адаптивных оптико-электронных системах при формировании натриевой опорной звезды

Виктор Владимирович Клеймёнов¹, Елена Владимировна Новикова²✉,
Максим Иванович Олейников³

^{1,2,3} Военно-космическая академия имени А.Ф. Можайского, Санкт-Петербург, 197198, Российская Федерация

¹ vka@mil.ru, <https://orcid.org/0000-0002-6113-127X>

² vka@mil.ru ✉, <https://orcid.org/0000-0002-5988-7641>

³ vka@mil.ru, <https://orcid.org/0000-0003-0546-7657>

Аннотация

Предмет исследования. Предложен комплексный подход к задаче определения диаметра апертуры зондирующего лазера при его применении в наземных адаптивных оптико-электронных системах с целью формирования лазерной опорной звезды. Актуальность исследования обусловлена тем, что в современных крупноапертурных оптических системах слежения за естественными (звездами) и искусственными (космическими аппаратами, фрагментами космического мусора) объектами широко внедряется технология формирования лазерных звезд и их использование в качестве опорных источников для коррекции фазовых искажений турбулентной атмосферы. Выбор энергетических и пространственно-временных характеристик лазерных опорных звезд связан с параметрами зондирующего лазера (мощность излучения, диаметр апертуры), формирующего опорную звезду, так и с пространственно-временными характеристиками атмосферы. **Метод.** Диаметр апертуры зондирующего лазера для ближней и дальней зоны излучения оценивается с учетом пространственного радиуса когерентности атмосферы, интенсивности излучения, угловой расходимости лазерного пучка и его случайного среднеквадратического углового отклонения (дрожания) относительно расчетного направления на космический объект. **Основные результаты.** Проведен анализ теоретических результатов, выполненных при расчете оптического разрешения в системах получения изображения естественных космических объектов. На основе теории взаимности получены оценки угловой расходимости лазерного пучка для короткой экспозиции. Показано, что при определении размера апертуры наряду с величиной угловой расходимости зондирующего пучка необходимо учитывать снижение его интенсивности излучения при увеличении диаметра по отношению к радиусу когерентности атмосферы. **Практическая значимость.** Полученные результаты могут быть применены при разработке наземных адаптивных оптико-электронных систем слежения за космическими объектами, а также использованы при решении задач определения географических мест размещения оптико-электронных систем с учетом астроклимата.

Ключевые слова

адаптивная оптико-электронная система, лазерная опорная звезда, оптическая передаточная функция, радиус когерентности турбулентной атмосферы, угловая расходимость лазерного зондирующего луча, интенсивность лазерного зондирующего луча

Ссылка для цитирования: Клеймёнов В.В., Новикова Е.В., Олейников М.И. О выборе диаметра апертуры зондирующего лазера в наземных адаптивных оптико-электронных системах при формировании натриевой опорной звезды // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. 2021. Т. 21, № 1. С. 24–30. doi: 10.17586/2226-1494-2021-21-1-24-30

On the choice of the aperture diameter of the probe laser in ground-based adaptive optoelectronic systems in the formation of a sodium reference star

Victor V. Kleymionov¹, Elena V. Novikova²✉, Maxim I. Oleynikov³

^{1,2,3} Mozhayskiy Space Military Academy, Saint Petersburg, 197198, Russian Federation

¹ vka@mil.ru, <https://orcid.org/0000-0002-6113-127X>

² vka@mil.ru✉, <https://orcid.org/0000-0002-5988-7641>

³ vka@mil.ru, <https://orcid.org/0000-0003-0546-7657>

Abstract

Subject of study. The authors propose an integrated approach to the problem of determining the aperture diameter of a probe laser that forms a laser reference star used in ground-based adaptive optoelectronic systems. The relevance of this study is due to the fact that modern large-aperture optical systems for tracking natural stars and artificial objects (spacecraft or fragments of space debris) widely implement the technology of forming laser stars and use them as reference sources for correcting phase distortions of a turbulent atmosphere. The choice of the energy and spatiotemporal characteristics of laser guide stars is related both to the parameters of the probe laser (radiation power and aperture diameter), which forms the guide star, and to the spatiotemporal characteristics of the atmosphere. **Method.** The diameter of the probe laser aperture (for the near and far radiation zones) is estimated taking into account the spatial coherence radius of the atmosphere r_0 , the radiation intensity and angular divergence of the laser beam, its random root-mean-square angular deviation (jitter) with respect to the calculated direction to the space objects. **Main results.** The estimation of the angular divergence of a laser beam is based on a comparative analysis and generalization of theoretical results obtained by calculating the optical resolution in systems for acquiring images of natural space objects. It is shown, in particular, that when determining the size of the aperture along with the value of the angular divergence of the probe beam, it is necessary to take into consideration the decrease in its radiation intensity with an increase in the diameter with respect to the radius of atmosphere coherence. **The practical significance.** The results are essential, firstly, for the development of ground-based adaptive optoelectronic systems for tracking artificial space objects, and secondly, for determining the geographic locations of the optoelectronic systems taking into account the astronomical climate.

Keywords

adaptive optical system, laser reference star, optical transfer function, atmospheric coherence radius, turbulent atmosphere, angular divergence of a laser beam, laser beam intensity

For citation: Kleymionov V.V., Novikova E.V., Oleynikov M.I. On the choice of the aperture diameter of the probe laser in ground-based adaptive optoelectronic systems in the formation of a sodium reference star. *Scientific and Technical Journal of Information Technologies, Mechanics and Optics*, 2021, vol. 21, no. 1, pp. 24–30 (in Russian). doi: 10.17586/2226-1494-2021-21-1-24-30

Введение

Основной проблемой при наблюдении космических объектов искусственного и естественного происхождения остается земная атмосфера, случайные флуктуации показателя преломления которой приводят к значительному снижению разрешающей способности оптико-электронных систем.

Для компенсации атмосферных искажений за время, меньшее времени «замороженности» атмосферы t_3 (0,1–1 мс), широкое применение находят методы адаптивной оптики. Для эффективной работы адаптивных оптических систем (АОС) необходим яркий опорный точечный источник, расположенный вблизи космического объекта в пределах угла изопланатизма атмосферы. Так как найти естественную звезду требуемой звездной величины в пределах данного угла маловероятно, то в поле зрения АОС с помощью источника лазерного излучения создают искусственную лазерную опорную звезду (ЛОЗ) — натриевую на высоте 90–100 км или рэлеевскую на высоте 5–20 км.

ЛОЗ как опорный источник для фазовой коррекции в настоящее время широко применяется в зарубежных крупноапертурных астрономических телескопах [1–3], а в последние годы также и в 3,6-метровом телескопе АЕОС (Advanced Electro-Optical System) слежения за космическими аппаратами [4].

Более широкое распространение получили натриевые ЛОЗ, в основе физического принципа формирования которых лежит рассеяние излучения нейтральных атомов натрия при их резонансном периодическом возбуждении излучением требуемой мощности на длине волны $\lambda = 0,589$ мкм [5]. При генерации ЛОЗ как опорного точечного источника также необходимо обеспечить допустимый размер лазерного пятна в слое атомов натрия [6]. Лазерный пучок, проходя через турбулентную атмосферу, будет испытывать дрожание и размытие из-за амплитудно-фазовых искажений. Полученные результаты базируются на данных статистических характеристик атмосферы, рассчитанных на основе общепринятой модели изотропной и локально однородной модели турбулентности атмосферы А.Н. Колмогорова.

В большинстве работ [7–9] угловой размер лазерного пучка оценивается на интервале времени, большем времени замороженности атмосферы, при котором абберрации, обусловленные атмосферной турбулентностью, не компенсируются. В АОС угловой размер лазерного пучка необходимо определять за время, меньшее времени замороженности атмосферы.

В наиболее значимых работах, например, [1, 2], при расчете параметров зондирующего лазера, формирующего ЛОЗ, можно найти различные оценки его диаметра.

В связи с этим практический интерес представляет определение диаметра апертуры зондирующего лазера, формирующего натриевую ЛОЗ, для последующей компенсации атмосферных искажений в АОС.

Обоснование выбора диаметра зондирующего лазера

Введем декартову систему координат, начало которой совместим с центром апертуры зондирующего лазера диаметром d и с оптической осью Z , направленной на космический объект, находящийся на расстоянии Z_0 .

Тогда усредненное значение интенсивности поля в плоскости ЛОЗ в точке $P(Z_0, \mathbf{p}_0)$ (\mathbf{p}_0 — векторная координата точки P в плоскости лазерной звезды) можно записать в виде [10]

$$\langle I(P) \rangle = (k/2\pi Z_0)^2 \iint U_0(\mathbf{r}_1) U_0^*(\mathbf{r}_2) \exp[ik(s_1 - s_2)] \times \langle G(\mathbf{r}_1) G^*(\mathbf{r}_2) \rangle d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; s_1 и s_2 — соответственно расстояния между точкой P и точками r_1 и r_2 на апертуре; $G(\mathbf{r}_1)$ и $G^*(\mathbf{r}_2)$ — возмущения в точке P относительно точек r_1 и r_2 ; $U_0(\mathbf{r}_1)$ и $U_0^*(\mathbf{r}_2)$ — амплитуды поля на апертуре в этих же точках, угловые скобки означают усреднение по ансамблю фазовых возмущений.

Введя новые переменные $\mathbf{p} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ и $\mathbf{r} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$, и учитывая, что $s_1 - s_2 = (-\mathbf{p}_0\mathbf{p} + \mathbf{r}\mathbf{p})/2$, можем представить выражение (1) в виде

$$\langle I(P) \rangle = \left(\frac{k}{2\pi z_0}\right)^2 \int d\mathbf{p} \exp\left(-\frac{ik\mathbf{p}_0\mathbf{p}}{z_0}\right) \int U_0\left(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{p}}{2}\right) U_0^*\left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{p}}{2}\right) \times \langle G\left(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{p}}{2}\right) G^*\left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{p}}{2}\right) \rangle \exp\left(\frac{ik\mathbf{r}\mathbf{p}}{z_0}\right) d\mathbf{r},$$

где второй интеграл представляет собой усредненную оптическую передаточную функцию (ОПФ) оптико-электронной системы и атмосферы

$$\langle \tau(\mathbf{p}) \rangle = \int U_0\left(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{p}}{2}\right) U_0^*\left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{p}}{2}\right) \langle G\left(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{p}}{2}\right) G^*\left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{p}}{2}\right) \rangle \times \exp\left(\frac{ik\mathbf{r}\mathbf{p}}{z_0}\right) d\mathbf{r}, \quad (2)$$

а $\rho = |\mathbf{p}| < d$ — модуль вектора \mathbf{p} , проведенного между двумя точками \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 апертуры.

В соответствии с теоремой взаимности значения интенсивности передаваемого пучка в плоскости ЛОЗ и принимаемого пучка в плоскости изображения оптико-электронной системы идентичны при условиях [6] согласования передаточных функций приемной и передающей апертур, и в случае рассмотрения изображения источника излучения в сопряженной плоскости, для которой верно соотношение

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{Z_{из}} + \frac{1}{Z_0}, \quad (3)$$

где $Z_{из}$ — расстояние от приемной апертуры до плоскости изображения; F — фокусное расстояние или радиус кривизны волнового фронта.

На малом интервале времени $t < t_3$ (меньшего времени заморозенности атмосферы) после прохождения лазерного пучка через турбулентную атмосферу происходит его отклонение относительно положения в невозмущенной атмосфере (вакууме). Дисперсия дрожания угла наклона лазерного пучка (по двум осям), определяемая по формуле [9] $\sigma_n^2 = 0,364 \left(\frac{d}{r_0}\right)^{5/3} \left(\frac{\lambda}{d}\right)^2$, слабо зависит

от диаметра апертуры ($\sigma_n^2 \sim d^{-1/3}$), а среднеквадратическое отклонение луча от расчетного направления на космический объект $\sigma_n \sim d^{-1/6}$. Здесь r_0 — радиус когерентности турбулентной атмосферы; λ — длина волны излучения лазера; d — диаметр апертуры лазера.

Как известно, в оптических системах получения изображений случайный общий наклон волнового фронта за время короткой экспозиции приводит к смещению изображения без ухудшения резкости, и его можно скомпенсировать, уменьшая время экспозиции или с помощью зеркала, управляемого по наклону. Дальнейшего улучшения оптических характеристик пучка можно добиться при компенсации искажений волнового фронта более высоких порядков посредством деформируемого зеркала.

При формировании ЛОЗ отклонение зондирующего пучка относительно расчетного направления на космический объект за время короткой экспозиции также не приводит к его расфокусировке и нарушению пространственной когерентности. Однако из-за ограниченности времени заморозенности атмосферы скорректировать aberrации волнового фронта более высокого порядка не представляется возможным.

Таким образом, при выполнении условия (3) для отклоненных передаваемого и принимаемого пучков без их фазовой компенсации, распределения средней интенсивности $\langle I(P) \rangle$ в плоскости ЛОЗ или в плоскости изображения приемной апертуры, равные Фурье-образу ОПФ $\langle \tau(\rho) \rangle$, совпадают.

В общем случае ОПФ всей системы (атмосферы и телескопа) нельзя разделить на атмосферную и аппаратную составляющие. Это удастся сделать в частном случае для плоской волны (для которой в выражении (2) справедливо условие $\exp\left(\frac{ik\mathbf{r}\mathbf{p}}{z_0}\right) \approx 1$), приходящей на круглую апертуру [10, 11]. При этом распределение поля на передающей апертуре можно заменить функцией зрачка, определяемой следующим образом:

$$W(r) = \begin{cases} 1, & |\mathbf{r}| \leq d/2 \\ 0, & |\mathbf{r}| > d/2 \end{cases} \quad (4)$$

В отсутствие фазовой компенсации функция возмущений $G(\mathbf{r})$ описывает атмосферные искажения волнового фронта, и тогда ОПФ атмосферы равна

$$\langle G\left(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{p}}{2}\right) G^*\left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{p}}{2}\right) \rangle = \exp[-D_n(\rho)/2],$$

где $D_n(\rho)$ — волновая структурная функция.

Эта функция для локально однородного и изотропного случайного поля имеет вид [12]

$$D_n(\rho) = 2,91k^2\rho^{5/3} \int_0^H C_n^2(h) dh,$$

где C_n^2 — структурная функция показателя преломления атмосферы; H — длина трассы (высота атмосферного слоя).

Если выражение для $D_n(\rho)$ записать через радиус когерентности r_0 турбулентной атмосферы

$$D_n(\rho) = 6,88 \left(\frac{\rho}{r_0} \right)^{5/3},$$

тогда $r_0 = \rho^{5/3} \left(\frac{6,88}{D_n(\rho)} \right)^{3/5}$.

В общем случае для наклонной трассы [12]

$$r_0 = (0,423k^2 \sec \beta \int_0^H C_n^2(h) dh)^{-3/5}, \quad (5)$$

где β — зенитный угол.

В АОС, реализующих метод фазовой коррекции атмосферных искажений, важной является не волновая структурная функция, а структурная функция флуктуации фазы $D_\varphi(\rho)$ между точками, разнесенными в поперечном сечении пучка на расстоянии ρ .

Для ближней зоны апертуры ($Z_0 \ll d^2/\lambda$) флуктуации интенсивности в пучке малы, определяющими являются флуктуации фазы и $D_\varphi(\rho) = (1/2 - 3/8) D_n(\rho)$ [10, 12, 13], для дальней зоны ($Z_0 \gg d^2/\lambda$) они влияют в равной степени и $D_\varphi(\rho) = D_n(\rho)$.

Величина оптического разрешения R в плоскости приемной апертуры (линзы) определяется выражением [11]

$$R = \int \langle \tau(\rho) \rangle d\rho,$$

где величина $\langle \tau(\rho) \rangle$ с учетом (4) нормирована таким образом, что $\langle \tau(0) \rangle = 1$.

Значения оптического разрешения $\sqrt{R/R_{\max}}$, рассчитанные [11] для системы получения изображений с короткой экспозицией для различных значений d/r_0 , представлены в таблице (во втором и четвертом столбцах для дальней и ближней зон приемной апертуры соответственно). Они нормированы относительно максимального значения

$$R_{\max} = \left(\frac{\pi}{4} \right) \left(\frac{r_0}{\lambda F} \right)^2,$$

Таблица. Значения нормированного оптического разрешения линзы R/R_{\max} и угловой расходимости лазерного пучка θ_L для апертуры с нормированным диаметром d/r_0

Table. Values of the normalized optical resolution of the lens R/R_{\max} and angular divergence of the laser beam θ_L for an aperture with a normalized diameter d/r_0

d/r_0	Дальняя зона		Ближняя зона	
	R/R_{\max}	θ_L , мкрад	R/R_{\max}	θ_L , мкрад
1,0	0,586	1,474	0,844	1,228
2,0	1,048	1,102	2,361	0,735
3,0	1,202	1,029	3,323	0,619
3,5	1,217	1,023	3,490	0,604
3,8	1,225	1,020	3,503	0,603
4,0	1,234	1,016	3,481	0,605
5,0	1,249	1,010	3,204	0,631
7,0	1,253	1,008	2,522	0,711
10,0	1,242	1,013	2,051	0,788

соответствующего линзе бесконечно большого диаметра для случая длинной экспозиции при отсутствии фазовой коррекции. При этом полагалось, что для ближней зоны апертуры $D_\varphi(\rho) = \frac{1}{2} D_n(\rho)$, а для дальней — $D_\varphi(\rho) = D_n(\rho)$.

Анализ, проведенный в работах [9–11, 14], позволил сделать вывод о том, что в оптических системах регистрации изображений для случая короткой экспозиции при реализации алгоритма коррекции наклона волнового фронта наилучшую разрешающую способность можно получить в ближнем поле при соотношении $d/r_0 = 3,8$, а в дальнем поле — при $d/r_0 = 3–10$. Так как оптическому разрешению R_{\max} , т. е. для длинной экспозиции и линзы с $d = \infty$, соответствует угловое разрешение

$$\theta_{\max} = (2/\sqrt{\pi})(\lambda/r_0),$$

то для апертуры с нормированным диаметром d/r_0 для короткой экспозиции величину углового разрешения линзы (приемной апертуры) можно записать в виде

$$\theta_{\text{ли}} = (2/\sqrt{\pi})(\lambda/r_0)/\sqrt{R/R_{\max}}.$$

Расчет угловой расходимости лазерного пучка

Как уже отмечалось, при выполнении условия (3), при идентичности оптических передаточных функций приемной апертуры (линзы) и передающей апертуры (лазера) по теореме взаимности угловая расходимость лазерного пучка θ_L равна угловому разрешению линзы $\theta_{\text{ли}}$.

С помощью данного выражения рассчитаны значения угловой расходимости θ_L (по уровню половинной мощности) отклоненного лазерного пучка для ближней и дальней зон излучающей апертуры в зависимости от ее нормированного диаметра d/r_0 , приведенные в третьем и пятом столбцах таблицы.

Анализ представленных в таблице результатов показывает, что для короткой экспозиции при нахождении объекта (ЛОЗ) в дальней зоне излучающей апертуры,

угловая расходимость отклоненного лазерного пучка при $d/r_0 = 2$ равна $\theta_{\text{л}} = 1,1\lambda/r_0$ и имеет минимальное значение $\theta_{\text{л}} = \lambda/r_0$ при $d/r_0 = 7$, т. е. увеличение диаметра апертуры свыше $d/r_0 = 2$ не дает существенного выигрыша в угловой расходимости пучка.

Для ближней зоны расходимость сфокусированного пучка при увеличении апертуры от $d/r_0 = 2$ до $d/r_0 = 3,8$ уменьшится с $\theta_{\text{л}} = 0,735\lambda/r_0$ до $\theta_{\text{л}} = 0,6\lambda/r_0$, т. е. в 1,2 раза.

Для вертикальной трассы $Z_0 = 90\text{--}100$ км и для $\lambda = 0,589$ мкм условие для дальней зоны выполняется для излучающей апертуры диаметром $d \ll \sqrt{\lambda Z_0}$, т. е. для $d \ll 23\text{--}24,5$ см, а для ближней зоны соответственно для $d \gg 23\text{--}24,5$ см.

В астрономии наблюдение космических объектов происходит при зенитных углах, близких к нулевым, при этом оптические телескопы размещены на местности с очень хорошим астроклиматом, для которого характерными являются радиусы пространственной когерентности (для видимого диапазона) $r_0 = 20\text{--}40$ см и более [15]. В этом случае можно считать, что при $d/r_0 = 2\text{--}4$ формирование ЛОЗ происходит в ближней зоне апертуры зондирующего лазера.

При размещении оптических средств наблюдения за искусственными космическими объектами на территории Российской Федерации условия астроклимата характеризуются, как правило, радиусом когерентности $r_0 = 5\text{--}10$ см и менее (при $\beta = 0$) [16, 17], а зенитные углы могут составлять значения $-\pi/3 \leq \beta \leq \pi/3$. В этом случае расстояние до ЛОЗ, формируемой в направлении на космический объект, увеличивается до 180–200 км, а радиус когерентности атмосферы в соответствии с выражением (5) уменьшается примерно на одну треть. Для такого астроклимата и при таких условиях наблюдения можно считать, что формирование ЛОЗ в направлении на космический объект будет происходить преимущественно в дальней зоне апертуры зондирующего лазера.

Численное моделирование расчета диаметра зондирующего лазера

При формировании ЛОЗ необходимо стремиться не только к уменьшению расходимости лазерного пучка, но и к обеспечению необходимого уровня мощности в лазерном пятне для возбуждения нейтральных атомов натрия. Это требует оценки интенсивности излучения в лазерном пятне при увеличении величины d/r_0 . К тому же необходимо учесть, что на практике распределение поля на апертуре лазера не равномерное, а близко к гауссовскому. В этом случае оптическую передаточную функцию всей системы разделить на аппаратную и атмосферную компоненты не удастся, и приходится проводить численное моделирование.

Так, в частности, при увеличении диаметра апертуры с $d = r_0$ до $d = 2r_0$ коэффициент Штреля снижается примерно в 1,5 раза, а при возрастании с $d = 2r_0$ до $d = 4r_0$ уменьшается еще в 2 раза.

На рисунке представлены рассчитанные в результате численного моделирования [18] профили распределения нормированной интенсивности излучения для дальней зоны апертуры (к интенсивности излучения

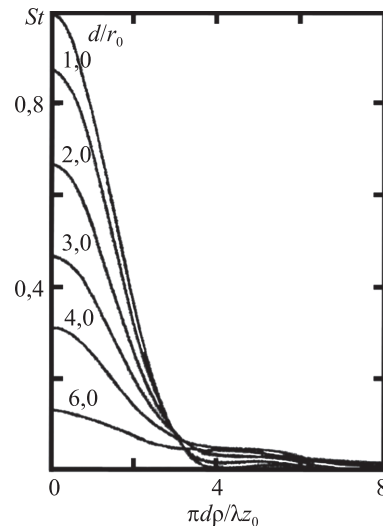


Рисунок. Распределение интенсивности гауссовского пучка для различных значений d/r_0 [18]

Figure. Distribution of the Gaussian beam intensity for different values of d/r_0 [18]

при полной коррекции всех фазовых искажений, или для условий вакуума), т. е. коэффициента Штреля St при компенсации наклона гауссовского пучка для различных значений d/r_0 ($\pi d\rho/\lambda z_0$ — нормированное расстояние от центра лазерного пятна).

Анализ результатов моделирования показывает, что при коррекции наклона (для короткой экспозиции) при увеличении d/r_0 , с одной стороны, действительно по критерию Рэлея происходит некоторое улучшение угловой расходимости пучка, что подтверждают рассчитанные ее значения и приведенные в таблице, но, в то же время снижается интенсивность излучения в лазерном пятне. Так, в частности, при увеличении диаметра апертуры с $d = r_0$ до $d = 2r_0$ коэффициент Штреля снижается примерно в 1,5 раза, а при возрастании с $d = 2r_0$ до $d = 4r_0$ уменьшается еще в 2 раза.

Отсюда следует, что при формировании ЛОЗ в дальней зоне зондирующего лазера увеличение его диаметра с $d = 2r_0$ до $d = 4r_0$ не приводит к существенному уменьшению угловой расходимости. Увеличение диаметра апертуры незначительно влияет на среднеквадратическое отклонение пучка ($\sigma_{\text{н}} \sim d^{-1/6}$). Определяющим фактором является снижение интенсивности излучения в лазерном пятне ЛОЗ.

Заключение

При определении характеристик зондирующего лазера, формирующего натриевую лазерную опорную звезду, выбор диаметра апертуры должен производиться с учетом пространственного радиуса когерентности атмосферы r_0 , т. е. отношения d/r_0 , являющегося основным параметром при оценивании интенсивности излучения и угловой расходимости лазерного пучка и случайного углового отклонения относительно расчетного направления на космический объект.

Приведенные результаты получены в рамках классической теории Колмогорова, развитой для изотропной

и локально однородной модели турбулентности атмосферы. Очевидно, что при размещении адаптивных оптико-электронных систем в географических районах, в условиях астроклимата которых данная модель требует

уточнения для оценки статистических характеристик атмосферы, потребуется проведение экспериментальных исследований по их уточнению.

Литература

1. Лукин В.П. Формирование оптических пучков и изображений на основе применения систем адаптивной оптики // Успехи физических наук. 2014. Т. 184. № 6. С. 599–640.
2. Большасова Л.А., Лукин В.П. Адаптивная коррекция атмосферных искажений оптических изображений на основе искусственного опорного источника. М.: Физматлит, 2012. 125 с.
3. Клейменов В.В., Новикова Е.В. Действующие крупногабаритные наземные оптические телескопы наблюдения за космическими объектами // Известия высших учебных заведений. Приборостроение. 2018. Т. 61. № 10. С. 827–843. doi: 10.17586/0021-3454-2018-61-10-827-843
4. Senft D., Hunt S., Swindle T.R., Morris N., Holmes R., Walker E., Lucas J., Toth J., Abercrombie M., Mooney J., Georges T. Sodium guidestar signal levels measured at AMOS and comparison to theory // Proc. of the Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference. 2019.
5. Бакут П.А., Ершова О.М., Шумилов Ю.П. Расчет энергетики искусственной лазерной звезды // Квантовая электроника. 1996. Т. 23. № 12. С. 1100–1104.
6. Лукин В.П. Остаточные искажения, обусловленные размером опорного источника // Оптика атмосферы и океана. 2014. Т. 27. № 11. С. 949–956.
7. Lutomirski R.F., Yura H.T. Propagation of a finite optical beam in an inhomogeneous medium // Applied Optics. 1971. V. 10. N 7. P. 1652–1658. doi: 10.1364/AO.10.001652
8. Ji X., Li X. Directionality of Gaussian array beams propagating in atmospheric turbulence // Journal of the Optical Society of America A: Optics and Image Science, and Vision. 2009. V. 26. N 2. P. 236–243. doi: 10.1364/JOSAA.26.000236
9. Hardy J.W. Adaptive Optics for Astronomical Telescopes. Oxford University Press, 1998. 437 p.
10. Уонг Дж. Оптическое разрешение с адаптивной фазовой компенсацией при распространении света в турбулентной атмосфере // Адаптивная оптика. М.: Мир, 1980. С. 374–398.
11. Fried D.L. Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures // Journal of the Optical Society of America. 1966. V. 56. N 10. P. 1372–1379. doi: 10.1364/JOSA.56.001372
12. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
13. Миронов В.Л., Носов В.В., Чен Б.Н. Дрожание оптических изображений лазерных источников в турбулентной атмосфере // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 4. С. 461–469.
14. Шанин О.И. Адаптивные оптические системы коррекции наклонов. Резонансная адаптивная оптика. М.: Техносфера, 2013. 295 с.
15. Konyaev P.A., Kopylov E.A., Kovadlo P.G., Lukin V.P., Selin A.A., Shikhovtsev A.Yu. Works on a set of data measuring turbulence in different seasons of the year // Proceedings of SPIE. 2017. V. 10466. P. 104660N. doi: 10.1117/12.2283000
16. Лукин В.П., Ботыгина Н.Н., Емалеев О.Н., Лавринов В.В. Особенности адаптивной фазовой коррекции искажений оптических волн в условиях проявления «сильных» флуктуаций интенсивности // Квантовая электроника. 2020. Т. 50. № 9. С. 866–875.
17. Hulea M., Tang X., Ghassemlooy Z., Rajbhandari S. A review on effects of the atmospheric turbulence on laser beam propagation - An analytic approach // Proc 10th International Symposium on Communication Systems, Networks and Digital Signal Processing (CSNDSP). 2016. P. 7573975. doi: 10.1109/CSNDSP.2016.7573975
18. Wang J.Y. Phase-compensated optical beam propagation through atmospheric turbulence // Applied Optics. 1978. V. 17. N 16. P. 2580–2590. doi: 10.1364/AO.17.002580

References

1. Lukin V.P. Adaptive optics in the formation of optical beams and images. *Physics-Uspekhi*, 2014, vol. 57, no. 6, pp. 556–592. doi: 10.3367/UFNe.0184.201406b.0599
2. Bolbasova L.A., Lukin V.P. *Adaptive Correction of Atmospheric Distortions of optical Images Based on an Artificial Reference Source*. Moscow, Fizmatlit Publ., 2012, 125 p. (in Russian)
3. Kleymyonov V.V., Novikova E.V. Existing large-sized ground optical telescopes for space objects observation. *Journal of Instrument Engineering*, 2018, vol. 61, no. 10, pp. 827–843. (in Russian). doi: 10.17586/0021-3454-2018-61-10-827-843
4. Senft D., Hunt S., Swindle T.R., Morris N., Holmes R., Walker E., Lucas J., Toth J., Abercrombie M., Mooney J., Georges T. Sodium guidestar signal levels measured at AMOS and comparison to theory. *Proc. of the Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference*, 2019.
5. Bakut P.A., Ershova O.M., Shumilov Yu.P. Calculation of the energy of a synthetic laser beacon. *Quantum Electronics*, 1996, vol. 26, no. 12, pp. 1070–1074. doi: 10.1070/QE1996v026n12ABEH000876
6. Lukin V.P. Residual distortions caused by the size of a reference source. *Atmospheric and Oceanic Optics*, 2015, vol. 28, no. 2, pp. 107–114. doi: 10.1134/S1024856015020074
7. Lutomirski R.F., Yura H.T. Propagation of a finite optical beam in an inhomogeneous medium. *Applied Optics*, 1971, vol. 10, no. 7, pp. 1652–1658. doi: 10.1364/AO.10.001652
8. Ji X., Li X. Directionality of Gaussian array beams propagating in atmospheric turbulence. *Journal of the Optical Society of America A: Optics and Image Science, and Vision*, 2009, vol. 26, no. 2, pp. 236–243. doi: 10.1364/JOSAA.26.000236
9. Hardy J.W. *Adaptive Optics for Astronomical Telescopes*. Oxford University Press, 1998, 437 p.
10. Wang J. Optical resolution with adaptive phase compensation for light propagation in a turbulent atmosphere. *Adaptive Optics*, Moscow, Mir Publ., 1980, pp. 374–398. (in Russian)
11. Fried D.L. Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures. *Journal of the Optical Society of America*, 1966, vol. 56, no. 10, pp. 1372–1379. doi: 10.1364/JOSA.56.001372
12. Tatarskii V.I. *Wave Propagation in a Turbulent Atmosphere*. Moscow, Nauka Publ., 1967, 548 p. (in Russian)
13. Mironov V.L., Nosov V.V., Chen B.N. Quivering of optical images of laser sources in a turbulent atmosphere. *Radiophysics and Quantum Electronics*, 1980, vol. 23, no. 4, pp. 319–325. doi: 10.1007/BF01057640
14. Shanin O.I. *Adaptive Optical Tilt Correction Systems. Resonant Adaptive Optics*. Moscow, Technosphaera Publ., 2013, 295 p. (in Russian)
15. Konyaev P.A., Kopylov E.A., Kovadlo P.G., Lukin V.P., Selin A.A., Shikhovtsev A.Yu. Works on a set of data measuring turbulence in different seasons of the year. *Proceedings of SPIE*, 2017, vol. 10466, pp. 104660N. doi: 10.1117/12.2283000
16. Lukin V.P., Botygina N.N., Emaleev O.N., Lavrinov V.V. Peculiarities of adaptive phase correction of optical wave distortions under conditions of ‘strong’ intensity fluctuations. *Quantum Electronics*, 2020, vol. 50, no. 9, pp. 866–875. doi: 10.1070/QEL17302
17. Hulea M., Tang X., Ghassemlooy Z., Rajbhandari S. A review on effects of the atmospheric turbulence on laser beam propagation — An analytic approach. *Proc 10th International Symposium on Communication Systems, Networks and Digital Signal Processing (CSNDSP)*, 2016, pp. 7573975. doi: 10.1109/CSNDSP.2016.7573975
18. Wang J.Y. Phase-compensated optical beam propagation through atmospheric turbulence. *Applied Optics*, 1978, vol. 17, no. 16, pp. 2580–2590. doi: 10.1364/AO.17.002580

Авторы

Клеймёнов Виктор Владимирович — доктор технических наук, профессор, главный научный сотрудник, Военно-космическая академия имени А.Ф. Можайского, Санкт-Петербург, 197198, Российская Федерация, vka@mil.ru, <https://orcid.org/0000-0002-6113-127X>

Новикова Елена Владимировна — старший научный сотрудник, Военно-космическая академия имени А.Ф. Можайского, Санкт-Петербург, 197198, Российская Федерация, vka@mil.ru, <https://orcid.org/0000-0002-5988-7641>

Олейников Максим Иванович — кандидат технических наук, старший научный сотрудник, Военно-космическая академия имени А.Ф. Можайского, vka@mil.ru, <https://orcid.org/0000-0003-0546-7657>

Authors

Victor V. Kleymionov — Dr.Sc., Professor, Principal Researcher, Mozhayskiy Space Military Academy, Saint Petersburg, 197198, Russian Federation, vka@mil.ru, <https://orcid.org/0000-0002-6113-127X>

Elena V. Novikova — Senior Researcher, Mozhayskiy Space Military Academy, Saint Petersburg, 197198, Russian Federation, vka@mil.ru, <https://orcid.org/0000-0002-5988-7641>

Maxim I. Oleynikov — PhD, Senior Researcher, Mozhayskiy Space Military Academy, Saint Petersburg, 197198, Russian Federation, vka@mil.ru, <https://orcid.org/0000-0003-0546-7657>

Статья поступила в редакцию 15.12.2020
Одобрена после рецензирования 16.01.2021
Принята к печати 05.02.2021

Received 15.12.2020
Approved after reviewing 16.01.2021
Accepted 05.02.2021



Работа доступна по лицензии
Creative Commons
«Attribution-NonCommercial»