

## Компенсация абберационных искажений волнового фронта лазерного пучка, вызываемых аэрооптическими эффектами на трассах самолет – спутник, по сигналу обратного атмосферного рассеяния

А.А. Сухарев, В.А. Банах\*

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

Поступила в редакцию 23.10.2020 г.

Представлены результаты численного исследования возможности компенсации аэрооптических абберационных искажений волнового фронта пучка методом апертурного зондирования по сигналу обратного атмосферного рассеяния. Показано, что метод позволяет частично компенсировать аэрооптические абберации. Размеры пучка в поперечном сечении становятся в несколько раз меньше, чем пучка без адаптивного управления волновым фронтом, а распределение интенсивности становится более симметричным относительно оптической оси.

*Ключевые слова:* аэрооптические эффекты, абберации, обратное атмосферное рассеяние; aero-optical effects, aberrations, atmospheric backscatter.

### Введение

При распространении лазерного излучения, источник которого находится на борту летательного аппарата (ЛА), движущегося со сверхзвуковой скоростью в атмосфере, возникает проблема учета аэрооптических эффектов [1–7]. Сверхзвуковой скоростью движения ЛА в атмосфере обусловлено появление ударной волны – поверхности разрыва, которая движется внутри среды, при этом происходит скачок термодинамических параметров воздушной среды (давление, температура, плотность, скорость). Сложная пространственная структура сформированного сверхзвукового потока, обтекающего ЛА, и высокие скорости относительного движения его составляющих приводят к случайным изменениям термодинамических параметров атмосферы и вызывают флуктуации плотности воздуха в области ударной волны, которые могут превосходить величину турбулентных флуктуаций плотности воздуха в невозмущенной атмосфере. Таким образом, при распространении лазерного излучения с борта ЛА возникает необходимость учета структуры сверхзвукового воздушного течения и интенсивности развивающейся в нем турбулентности.

Например, в [5] показано, что влияние ударной волны, образующейся при сверхзвуковом обтекании турели, настолько сильно, что даже при наилучших по турбулентности условиях распространения света воздействие ударной волны на пучок остается преобладающим. Отсюда возникает необходимость поиска способов борьбы с искажающим влиянием

ударной волны, или компенсации искажений волнового фронта (ВФ) лазерного пучка за счет аэрооптических эффектов. В [8, 9] для решения схожей задачи подавления аббераций ВФ мощного лазерного пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере, предложен метод адаптивного управления ВФ лазерного пучка по сигналу обратного атмосферного рассеяния. Суть метода состоит в том, что для управления адаптивным зеркалом используется излучение самого лазерного пучка, рассеянного назад в атмосфере и регистрируемого фотодетектором. Регистрируемая фотодетектором средняя мощность рассеянного излучения чувствительна к изменениям интенсивности в поперечном сечении пучка и может служить сигналом адаптивного управления.

Настоящая статья посвящена исследованию возможностей метода адаптивного управления, в котором атмосфера выступает в качестве датчика ВФ, для компенсации аэрооптических аббераций ВФ лазерного пучка, вызванных сверхзвуковой скоростью движения ЛА. Используются разработанные ранее модели оптических неоднородностей, возникающих вблизи ЛА на атмосферных трассах полета. Проводятся численные эксперименты, показывающие возможность компенсации аэрооптических аббераций, искажающих лазерный пучок, которые вызваны сверхзвуковой скоростью движения ЛА.

### Постановка задачи

Рассмотрим соосную схему приема-передающей оптической системы, которая в упрощенном виде представлена на рис. 1. Непрерывное излучение

\* Артём Андреевич Сухарев (sukharev@iao.ru); Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru).

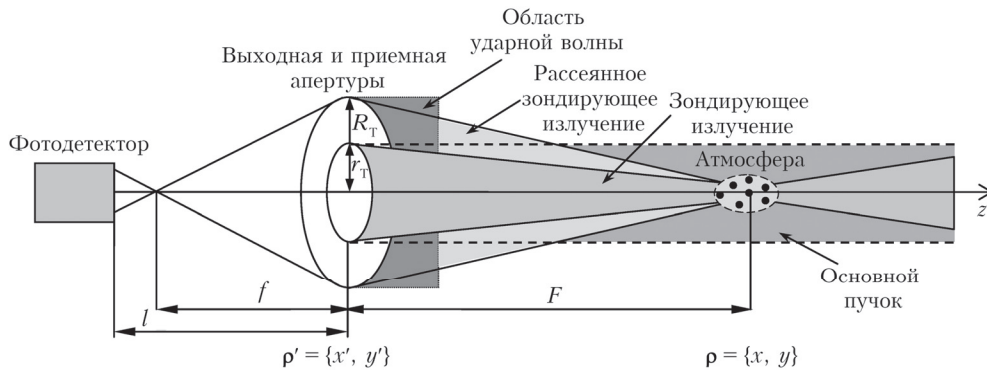


Рис. 1. Упрощенная схема распространения лазерного пучка и приема рассеянного излучения

на выходе лазерного источника расщепляется на основной и зондирующий пучки. Искажения пучки приобретают при прохождении прилегающего к выходной апертуре слоя сверхзвуковых возмущений плотности воздуха. Исходный ВФ основного пучка задается независимо от ВФ зондирующего пучка. Зондирующий пучок фокусируется на некотором расстоянии, и рассеянное назад из области перетяжки зондирующее излучение принимается на кольцевую апертуру. Основной пучок распространяется в заданном направлении. Принимаемое на кольцевую апертуру рассеянное излучение регистрируется фотодетектором для формирования управляющего сигнала, по итерационной максимизации мощности которого изменяется кривизна гибкого зеркала и вследствие этого уменьшаются aberrации ВФ основного и зондирующего пучков, возникающие в искажающем слое.

Обозначим через  $U(z, \mathbf{p})$  комплексную амплитуду поля лазерного (зондирующего) пучка непрерывного излучения на расстоянии  $z$  от передающей апертуры в точке  $\mathbf{p} = \{x, y\}$  на плоскости, поперечной к оси распространения. Далее через  $\mathbf{p}''$ ,  $\mathbf{p}'''$  и  $\mathbf{p}'$  обозначим векторы в плоскостях, поперечных к оси распространения – в плоскости фотодетектора и в плоскостях приемной и передающей апертур. Начальное распределение поля  $U(z, \mathbf{p}')$  в плоскости передающей апертуры ( $z = 0$ ) зададим в виде коллимированного гауссова пучка  $U(0, \mathbf{p}') = \sqrt{I(0,0)} \exp\left[-\frac{\mathbf{p}'^2}{2a_0^2} - j\frac{\pi}{\lambda F}\mathbf{p}'^2\right]$ , где  $I(0,0) = |U(0,0)|^2$  – интенсивность на оптической оси;  $a_0$  – начальный радиус пучка;  $j = \sqrt{-1}$ ;  $\lambda$  – длина волны;  $F$  – расстояние, на которое фокусируется пучок.

Распределение поля основного и зондирующего пучков после прохождения искажающего слоя записывается в виде [10]:

$$U(z, \mathbf{p}) = \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\mathbf{p}' \Pi_T(\mathbf{p}') U(0, \mathbf{p}') G(0, \mathbf{p}'; z, \mathbf{p}), \quad (1)$$

где  $\Pi_T(\mathbf{p}') = \begin{cases} 1, & |\mathbf{p}'| \leq r_T \\ 0, & |\mathbf{p}'| > r_T \end{cases}$  – функция зрачка круглой передающей апертуры;  $G(0, \mathbf{p}'; z, \mathbf{p})$  – функция Грина

на, описывающая распространение сферической волны из точки  $(0, \mathbf{p}')$  в точку  $(z, \mathbf{p})$  (и наоборот). Начальная фокусировка основного и зондирующего пучков может различаться.

Функция Грина имеет вид

$$G(0, \mathbf{p}'; z, \mathbf{p}) \equiv G(z, \mathbf{p}; 0, \mathbf{p}') = \frac{1}{j\lambda z} \exp\left[j2\pi\frac{z}{\lambda} + j\frac{\pi}{\lambda z}(\mathbf{p}' - \mathbf{p})^2\right] \exp[j\psi(\mathbf{p}')], \quad (2)$$

где  $\psi(\mathbf{p}')$  – фазовый набег, приобретенный пучком за счет прохождения прилегающего к передающей апертуре искажающего слоя.

Аэрооптические aberrации ВФ пучка, возникающие вследствие прохождения искажающего слоя, могут быть причиной существенного падения в приосевой области интенсивности  $I(z, \mathbf{p}) = |U(z, \mathbf{p})|^2$  пучка, распространяющегося в атмосфере. Использование адаптивного управления ВФ пучка может позволить добиться компенсации этих aberrаций. В качестве сигнала управления адаптивным зеркалом может служить рассеянное назад зондирующее излучение [8, 9].

В приближении однократного рассеяния комплексную амплитуду поля зондирующего пучка в плоскости приемной апертуры  $U_s(0, \mathbf{p}''')$ , рассеянной ансамблем  $N_s$  частиц, можно представить как [11]:

$$U_s(0, \mathbf{p}''') = \lambda \sum_{i=1}^{N_s} \alpha_i U(z_i, \mathbf{p}_i) G(z_i, \mathbf{p}_i; 0, \mathbf{p}'''), \quad (3)$$

где  $\alpha_i \equiv \alpha(\theta, a_i)$  – амплитуда обратного рассеяния (угол между направлениями падающей и рассеянной волн  $\theta = \pi$ )  $i$ -й частицей с размером  $a_i$ ;  $U(z_i, \mathbf{p}_i)$  – комплексная амплитуда падающего на частицу зондирующего излучения.

Поле рассеянного зондирующего излучения на фотодетекторе

$$U_s(l, \mathbf{p}''') = \frac{1}{j\lambda l} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\mathbf{p}'' U_s(0, \mathbf{p}'') \Pi_R(\mathbf{p}'') \times \exp\left[-j\frac{\pi}{\lambda f}\mathbf{p}''^2 + j\frac{\pi}{\lambda l}(\mathbf{p}''' - \mathbf{p}'')^2\right], \quad (4)$$

где  $l$  – расстояние от приемной апертуры до фотодетектора;  $\Pi_R(\rho'') = \begin{cases} 1, r_T \leq |\rho''| \leq R_T \\ 0, r_T > |\rho''| > R_T \end{cases}$  – функция зрачка кольцевой приемной апертуры;  $f$  – фокусное расстояние приемного телескопа.

Интенсивность рассеянного зондирующего излучения в плоскости фотодетектора определяется как  $I_s(\rho''') = |U_s(l, \rho''')|^2$ .

## Описание численного эксперимента

В соответствии со схемой, представленной на рис. 1, в области ударной волны фазу  $\psi(\rho')$  можно представить в виде  $\psi(\rho') = \psi_0(\rho') + \psi'(\rho')$ , где  $\psi_0(\rho')$  – регулярные (абберационные) искажения фазы, учитывающие регулярную неоднородность показателя преломления воздуха;  $\psi'(\rho')$  – случайные флуктуации фазы лазерного пучка, обусловленные прохождением через ударную волну.

Для их нахождения с использованием методов [6, 7] моделировалась пространственная структура оптической турбулентности в окрестности ударной волны, возникающей от носового обтекателя летательного аппарата, движущегося со скоростью 2 Маха на высоте 10 км от поверхности земли. Из результатов моделирования, в частности, следует, что у вершины носового обтекателя формируется область, где структурная постоянная флуктуаций показателя преломления воздуха  $C_n^2$  максимальна. Диапазон изменений  $C_n^2$  в области ударной волны составляет  $\sim 4 \cdot 10^{-13} \div 6 \cdot 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$ , что на несколько порядков превосходит характерные значения структурной постоянной на такой высоте в атмосфере. С удалением от поверхности носового обтекателя  $C_n^2$  быстро убывает. Моделирование флуктуаций показателя преломления в области ударной волны осуществлялось в виде набора случайных фазовых экранов с характеристиками, определяемыми пространственным распределением среднего значения показателя преломления  $\bar{n}$  и структурной постоянной  $C_n^2$  в направлении, перпендикулярном поверхности носового обтекателя ЛА.

Для определения в области, прилегающей к носовому обтекателю сверхзвукового ЛА,  $\bar{n}$  и  $C_n^2$ , необходимых для моделирования фазовых экранов, с использованием модели турбулентности  $K$ -омега SST (Shear-Stress Transport), заложенной в CFD Fluent [12], рассчитывались распределения средних значений термодинамических параметров сверхзвукового потока: вектора средней скорости  $\mathbf{u}$  и средней плотности воздуха  $\rho_0$  для случая обтекания воздушным потоком носового обтекателя сверхзвукового ЛА на высоте  $H$  и скорости 2М (2 Маха).

Значения среднего показателя преломления определялись по формуле [13]:

$$\bar{n}(\rho') = \rho_0(\rho') (2,227 \cdot 10^{-4} (1 + 7,53 \cdot 10^{-3} \lambda^{-2})). \quad (5)$$

Здесь  $\rho_0(\rho')$  – пространственное распределение средней плотности в плоскости, перпендикулярной направлению распространения.

Моделирование регулярных фазовых экранов осуществлялось по формуле  $\psi_0(\rho') = \Delta z k \bar{n}$ , где  $\Delta z = R_0 / (N_{\text{scr}} - 1)$  – толщина слоя, имитируемого фазовым экраном;  $R_0$  – протяженность участка трассы от поверхности носового обтекателя до границы области, возмущенной ударной волной, которая определялась по изменению плотности воздуха относительно невозмущенных значений более чем на 1%;  $N_{\text{scr}}$  – количество фазовых экранов;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число.

Расчетные значения  $\mathbf{u}$  и  $\rho_0$  использовались в уравнении для дисперсии флуктуаций плотности  $\sigma_p^2 = \rho_{\text{den}}'^2$  [14]:

$$\text{div} \left( \overline{\mathbf{u} \rho_{\text{den}}'^2} - \frac{\nu_T}{\sigma_{pp}} \text{grad} \overline{\rho_{\text{den}}'^2} \right) = 2 \frac{\nu_T}{\sigma_p} (\text{grad} \rho_0)^2 - \left( \text{div} \mathbf{u} + C_D \frac{\varepsilon}{K} \right) \overline{\rho_{\text{den}}'^2}, \quad (6)$$

где  $\rho_{\text{den}}' = \rho_{\text{den}} - \rho_0$  – флуктуации плотности, черта сверху означает усреднение по ансамблю;  $\nu_T = 0,09K^2/\varepsilon$  – турбулентная кинематическая вязкость;  $\sigma_p$ ,  $\sigma_{pp}$ ,  $C_D$  – постоянные величины;  $K = \langle \mathbf{u}^2 \rangle / 2$  – кинетическая энергия турбулентности;  $\mathbf{u}'$  – случайные отклонения вектора скорости от среднего;  $\varepsilon$  – скорость диссипации кинетической энергии турбулентности. Решение уравнения (6) позволяет найти структурную характеристику показателя преломления воздуха по формуле

$$C_n^2(z, \rho') = 1,91G^2 \frac{\overline{\rho_{\text{den}}'^2(z, \rho')}}{\rho_{\text{den}}'^2(z, \rho')} L_0^{-2/3} \quad (7)$$

( $G = 0,000272$  – постоянная Гладстона–Дейла;  $\rho_{\text{den}}$  – плотность воздуха при нормальных условиях;  $L_0$  – внешний масштаб турбулентности, определяемый масштабами изменения средних значений термодинамических параметров сверхзвукового потока [1, 14]).

Моделирование случайных фазовых экранов осуществлялось в соответствии с колмогоровским спектром флуктуаций показателя преломления  $\Phi_\psi(q_x, q_y) = 0,009693k^2 \Delta z C_n^2(q_x^2 + q_y^2)^{-11/6}$ , где  $\mathbf{q} = \{q_x, q_y\}$  – двумерный вектор пространственных частот. Найденные из (7) значения  $C_n^2$  определяли моделируемый случайный фазовый экран. Отметим, что внешний масштаб  $L_0$  для каждого экрана задавался границами расчетной сетки, поскольку масштабы изменения средней плотности в продольном направлении соизмеримы с продольными размерами моделируемого потока. В поперечном направлении внешний масштаб турбулентности в пристеночных течениях  $L_K$  составляет десятые доли от поперечных размеров потока [15–17], так что  $L_K \ll L_0$ . Поэтому при моделировании турбулентности в области, прилегающей к носовому обтекателю,

мы задавали несколько случайных фазовых экранов, число которых определялось исходя из геометрии потока и условия статистической независимости экранов в направлении распространения ( $\Delta z > L_K$ ) [1].

С использованием полученных фазовых экранов моделировалось распространение лазерного пучка с поверхности ЛА до границы ударной волны на основе решения параболического волнового уравнения методом расщепления. Рассчитанные распределения комплексной амплитуды поля на границе ударной волны применялись для получения информации о приобретенных вследствие аэрооптических эффектов искажениях фазы пучка. Информация о фазе представлена на рис. 2, где показано двумерное распределение фазы комплексной амплитуды поля пучка на границе ударной волны в перпендикулярной к направлению распространения плоскости. Видно, что распределение фазы, характеризующее регулярные изменения плотности воздуха, превосходит возмущения плотности, вызванные турбулентностью, поскольку из-за последней не наблюдается заметного замытия регулярной гребенчатой структуры фазы.

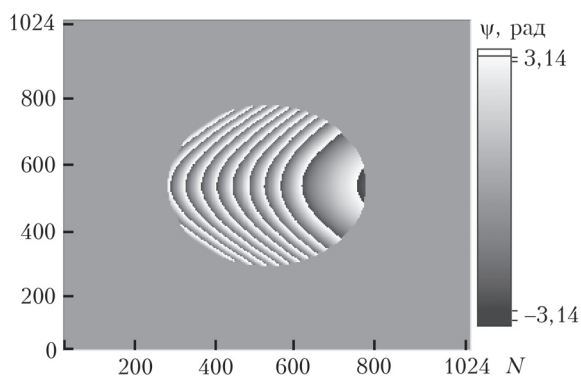


Рис. 2. Распределение фазы комплексной амплитуды поля пучка на границе ударной волны в перпендикулярной к направлению распространения плоскости;  $N$  – размер вычислительной сетки с шагом 2 мм

Далее осуществлялась аппроксимация фазовых искажений на основе разложения в ряд по полиномам Цернике [18]. Для этого представим фазу в полярной системе координат:

$$\psi(x, y) = \psi(r, \theta), \quad x = r \sin \theta, \quad y = r \cos \theta, \quad r = \sqrt{x^2 + y^2},$$

$$\theta = \arg(y + ix).$$

Разложим фазу в ряд по полиномам Цернике:

$$\psi(r, \theta) = \sum_{i=0}^{\infty} C_i Z_i(r, \theta). \quad (8)$$

Здесь

$$C_i = \frac{1}{\pi} \int_0^1 dr \int_0^{2\pi} d\theta \psi(r, \theta) Z_i(r, \theta) \quad (9)$$

– коэффициенты Цернике;  $Z_i(r, \theta)$  – полиномы Цернике;  $i$  – номер моды.

Рассматриваемые полиномы можно представить в виде

$$Z_i(r, \theta) = \sqrt{n+1} R_n^m(r) \begin{cases} 1, & m=0, \\ \sqrt{2} \cos(m\theta), & m \neq 0, (-1)^i > 0, \\ \sqrt{2} \sin(m\theta), & m \neq 0, (-1)^i < 0, \end{cases} \quad (10)$$

где  $R_n^m(r)$  – радиальная компонента полинома Цернике;  $n$  – степень радиальной компоненты;  $m$  – угловая частота. Значения целых чисел  $n$  и  $m$  определяются порядковым номером  $i$  согласно формулам

$$n = [q] \quad m = \begin{cases} 2[p], & (-1)^n > 0, \\ 2[p] + 1, & (-1)^n < 0, \end{cases} \quad (11)$$

где  $q = \frac{(\sqrt{8i+1}-1)}{2}$ ;  $p = \left( \frac{i - \frac{n(n+1)}{2}}{2} \right)$ ;  $[...]$  и  $\lceil ... \rceil$  – округление до целого сверху и снизу соответственно. При этом всегда  $n \geq m$ . Радиальные компоненты полиномов Цернике могут быть последовательно рассчитаны по рекуррентной формуле

$$R_n^m(r) = \frac{1}{n+m} \left[ 2nr R_{n-1}^{m-1}(r) - (n-m) R_{n-2}^m(r) \right] \quad (12)$$

с начальным условием  $R_0^0(r) = 1$ . Значения  $n$ ,  $m$  и формулы для первых девяти членов ряда  $Z_i(r, \theta)$  приведены в таблице с указанием типа аберраций. Полное описание модели искажений ВФ лазерного пучка дано в [8].

Формулы для вычисления полиномов  $Z_i(r, \theta)$

$i$	$n$	$m$	$Z_i(r, \theta)$	Тип аберрации
1	0	0	1	поршень
2	1	1	$2r \sin \theta$	наклон
3	1	1	$2r \cos \theta$	наклон
4	2	0	$\sqrt{3}(2r^2 - 1)$	дефокусировка
5	2	2	$\sqrt{6}r^2 \cos 2\theta$	астигматизм
6	2	2	$\sqrt{6}r^2 \sin 2\theta$	астигматизм
7	3	1	$\sqrt{8}(3r^2 - 2)r \cos \theta$	кома
8	3	1	$\sqrt{8}(3r^2 - 2)r \sin \theta$	кома
9	3	3	$\sqrt{8}r^3 \cos 3\theta$	трилистник

При компьютерном моделировании аберрационные искажения ВФ задавались с помощью первых девяти членов ряда, т.е. задавались вычисленные для фазовых искажений, обусловленных ударной волной, значения компонента вектора  $\mathbf{C} = \{C_1, C_2, \dots, C_i\}$ , где  $i = 9$ . На рис. 3 представлена аппроксимированная полиномами Цернике фаза комплексной амплитуды поля пучка, приведенная на рис. 2. Из сравнения рис. 2 и 3 видно, что диапазоны изменения фазы до и после аппроксимации полиномами Цернике хорошо согласуются.

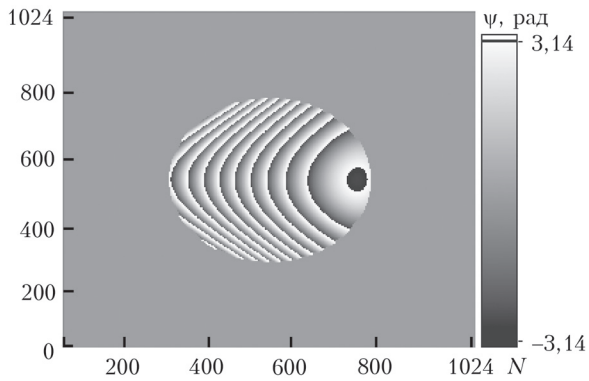


Рис. 3. Распределение фазы комплексной амплитуды поля пучка, представленной на рис. 2, после аппроксимации полиномами Цернике. Коэффициенты Цернике:  $C_1 = 0,102231$ ,  $C_2 = 17,5852$ ,  $C_3 = -6,16353$ ,  $C_4 = 4,27822$ ,  $C_5 = -0,0531432$ ,  $C_6 = -0,104926$ ,  $C_7 = 0,130252$ ,  $C_8 = -2,32759$ ,  $C_9 = 0,00175977$

Таким образом, можно говорить о возможности исследовать применимость метода адаптивного управления для компенсации аэрооптических aberrаций ВФ лазерного пучка.

## Результаты численного эксперимента

Численное моделирование адаптивного подавления aberrаций волнового фронта лазерного пучка, вызываемых аэрооптическими эффектами на трассах самолет – спутник, по сигналу обратного атмосферного рассеяния проводилось при задании следующих параметров:  $R_T = 50$  см и  $r_T = 10$  см. Начальная высота  $H$  и угол места  $\varphi$  задавались равными 10 км и  $90^\circ$  (вертикальная трасса). Считалось, что на высоте  $H = 10$  км над поверхностью земли движется ЛА со скоростью 2 Маха. Трассы распространения были выбраны 100 и 300 км. Зондирующий пучок с  $a_0 = 25$  см фокусировался на дальности  $F = 5$  км. Угол поля зрения приемника задавался равным  $\gamma = 10$  мкрад. Длины волн основного и зондирующего пучков составляли 5 и 1,06 мкм.

На рис. 4 представлены результаты моделирования адаптивного управления волновым фронтом основного пучка по сигналу обратного рассеяния зондирующего пучка при  $C_1 = 0,102231$ ;  $C_2 = 17,5852$  (наклоны);  $C_3 = -6,16353$  (дефокусировка);

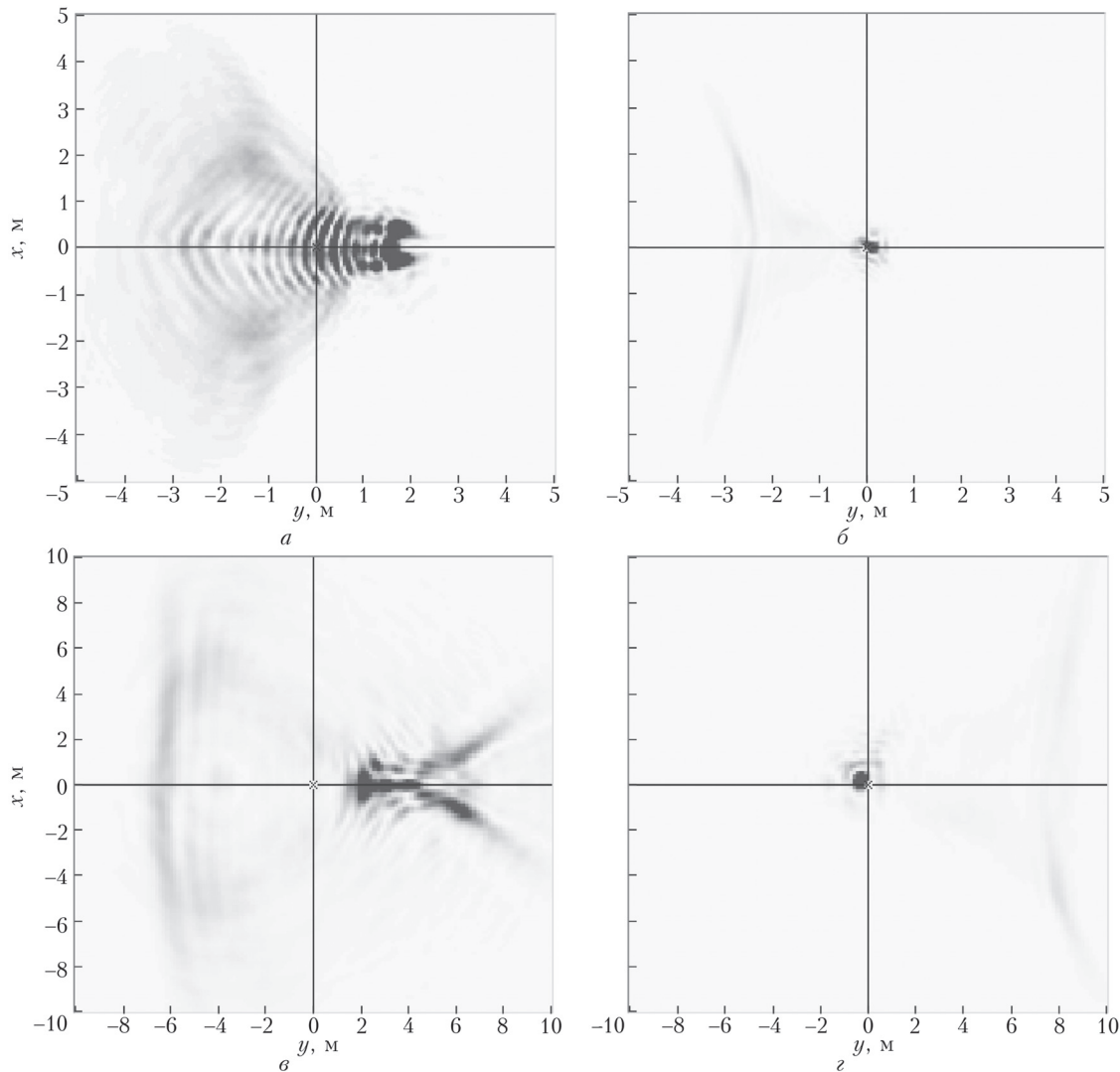


Рис. 4. Распределения интенсивности основного пучка ( $\lambda = 5$  мкм) на удалении 100 (а, б) и 300 км (в, г) до (а, в) и после (б, г) компенсации фазовых искажений

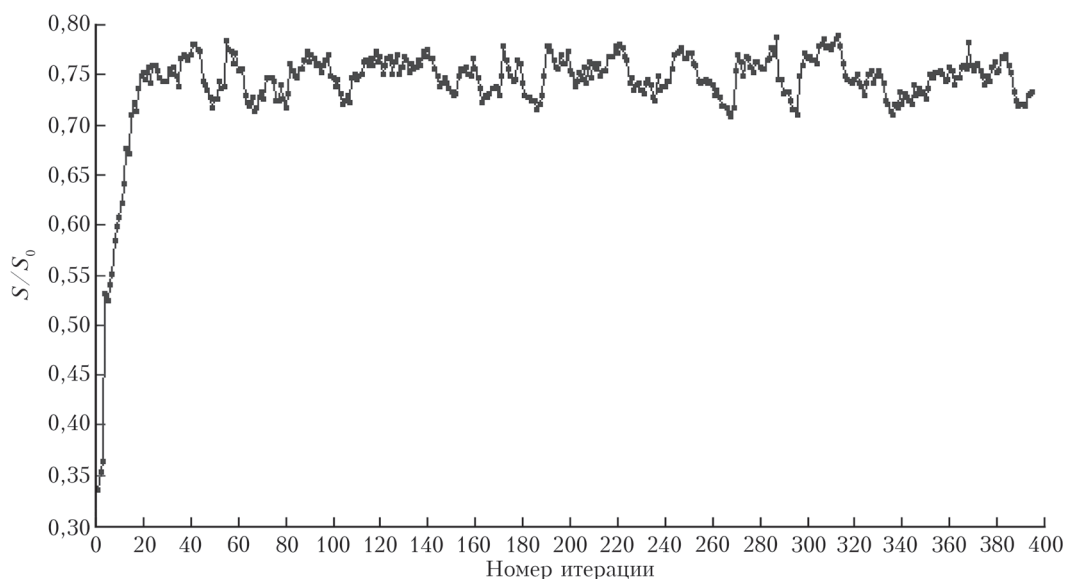


Рис. 5. Зависимость нормированного сигнала обратного рассеяния на длине волны  $\lambda = 1,06$  мкм к величине сигнала обратного рассеяния при отсутствии фазовых искажений

$C_4 = 4,27822$ ;  $C_5 = -0,0531432$  (астигматизм);  $C_6 = -0,104926$ ;  $C_7 = 0,130252$  (кома);  $C_8 = -2,32759$ ;  $C_9 = 0,00175977$  (трилистник).

Численные эксперименты по адаптивному подавлению aberrаций волнового фронта лазерного пучка, вызываемых аэрооптическими эффектами на трассах самолет – спутник, по сигналу обратного атмосферного рассеяния показывают, что происходит частичная компенсация фазовых искажений основного пучка, и пучок «группируется» таким образом, что его поперечные размеры становятся в несколько раз меньше, чем пучка без адаптивного управления волновым фронтом. Видно, что после компенсации фазовых искажений распределение интенсивности скомпенсированного пучка становится более симметричным относительно оптической оси.

Однако ввиду сложной структуры aberrаций волнового фронта, вызванных ударной волной, происходит неполная компенсация искажений волнового фронта лазерного пучка. Интенсивность в максимуме возрастает незначительно, что подтверждается рис. 5, где приведена зависимость сигнала обратного рассеяния от номера итерации  $S/S_0$ , где  $S$  и  $S_0$  – значение сигнала при фазовых искажениях и в их отсутствие соответственно. Видно, что амплитуда сигнала обратного рассеяния возрастает всего в 2 раза.

Можно заключить, что разложение фазы по полиномам Цернике с использованием первых девяти членов ряда достаточно для прописания сложной пространственной структуры искажений фазы, вызванных ударной волной. Можно предположить, что добавление слагаемых ряда более высокого порядка позволит при необходимости более точно провести аппроксимацию фазы волнового фронта, что, несомненно, повысит эффективность используемого метода для подавления аэрооптических aberrаций.

## Заключение

Представлены результаты исследования возможности компенсации aberrационных искажений волнового фронта лазерного пучка, прошедшего в начале трассы через ударную волну, методом, основанным на регистрации сигнала обратного рассеяния зондирующего излучения. На основе компьютерного моделирования показано, что используемый метод позволяет частично компенсировать фазовые искажения основного пучка в случае задания фазы аэрооптических искажений полиномами Цернике низкого порядка. При этом размеры пучка в поперечном сечении становятся в несколько раз меньше, чем пучка без адаптивного управления волновым фронтом, а распределение интенсивности становится более симметричным относительно оптической оси. Показано, что разложение фазы по полиномам Цернике с удержанием первых девяти слагаемых ряда уже достаточно для аппроксимации пространственной структуры фазы, вызванных ударной волной.

1. *Банах В.А., Сухарев А.А., Фалиц А.В.* Дифракция оптического пучка на ударной волне, возникающей вблизи сверхзвукового летательного аппарата // Оптика атмосф. и океана. 2013. Т. 26, № 11. С. 932–941.
2. *Banakh V.A., Sukharev A.A., Falits A.V.* Optical beam distortions induced by a shock wave // Appl. Opt. 2015. V. 54, iss. 8. P. 2023–2031.
3. *Банах В.А., Сухарев А.А., Фалиц А.В.* Проявление аэрооптических эффектов в турбулентной атмосфере при сверхзвуковом движении конусообразного тела // Оптика атмосф. и океана. 2014. Т. 27, № 8. С. 679–688; *Banakh V.A., Sukharev A.A., Falits A.V.* Manifestation of aero-optical effects in a turbulent atmosphere in supersonic motion of a conical body // Atmos. Ocean. Opt. 2015. V. 28, N 1. P. 24–33.
4. *Банах В.А., Сухарев А.А.* Искажения лазерных пучков, вызываемые ударной волной вблизи турели сверх-

- звукового летательного аппарата // Оптика атмосф. и океана. 2016. Т. 29, № 1. С. 14–22; *Banakh V.A., Sukharev A.A.* Laser beam distortions caused by a shock wave near the turret of a supersonic aircraft // Atmos. Ocean. Opt. 2016. V. 29, N 3. P. 225–233.
5. *Банах В.А., Сухарев А.А.* Вклад атмосферной турбулентности в искажения лазерных пучков, вызываемые ударной волной, формирующейся при сверхзвуковом обтекании турели // Оптика атмосф. и океана. 2016. Т. 29, № 4. С. 257–262.
  6. *Банах В.А., Сухарев А.А.* Влияние дозвуковой скорости движения летательного аппарата на искажения лазерного пучка, распространяющегося с поверхности турели в турбулентной атмосфере // Оптика атмосф. и океана. 2017. Т. 30, № 7. С. 575–580.
  7. *Сухарев А.А.* Аэрооптические эффекты, обусловленные обтеканием оживального тела сверхзвуковым потоком воздуха // Оптика атмосф. и океана. 2018. Т. 31, № 11. С. 917–922; *Sukharev A.A.* Aero-optical effects caused by supersonic airflow around an ogival body // Atmos. Ocean. Opt. 2019. V. 32, N 2. P. 207–212.
  8. *Банах В.А., Жмылевский В.В., Игнатьев А.Б., Морозов В.В., Смалихо И.Н.* Коллимация начального волнового фронта частично когерентного светового пучка по сигналу обратного рассеяния // Опт. и спектроскоп. 2010. Т. 108, № 1. С. 113–122.
  9. *Банах В.А., Жмылевский В.В., Игнатьев А.Б., Морозов В.В., Разенков И.А., Ростов А.П., Цвык Р.Ш.* Управление начальным волновым фронтом оптического пучка по сигналу обратного атмосферного рассеяния // Квант. электрон. 2015. Т. 45, № 2. С. 153–160.
  10. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
  11. *Исимиру А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Ч. 1. М.: Мир, 1981. 280 с.
  12. *Wilcox D.C.* Turbulence Modeling for CFD. DCW Industries, Inc., La Canada, California, 2006. 522 p.
  13. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 280 с.
  14. *Банах В.А., Маракасов Д.А., Сухарев А.А.* Восстановление структурной характеристики показателя преломления и средней плотности воздуха в ударной волне, возникающей при сверхзвуковом обтекании препятствий, из оптических измерений // Опт. и спектроскоп. 2011. Т. 111, № 6. С. 1032–1037.
  15. *Wang K., Wang M.* Aero-optics of subsonic turbulent boundary layers // J. Fluid Mech. 2012. V. 696. P. 122–151.
  16. *Gao Q., Yi S.H., Jiang Z.F., He L., Zhao Y.X.* Hierarchical structure of the optical path length of the supersonic turbulent boundary layer // Opt. Express. 2012. V. 20. P. 16494–16503.
  17. *Gao Q., Yi S.H., Jiang Z.F., He L., Wang Xi.* Structure of the refractive index distribution of the supersonic turbulent boundary layer // Opt. Laser. Eng. 2013. V. 51, iss. 9. P. 1113–1119.
  18. *Воронцов М.А., Шмальгаузен В.И.* Принципы адаптивной оптики. М.: Наука, 1985. 335 с.

**A.A. Sukharev, V.A. Banakh. Compensation for aberration distortions of a laser beam wavefront by aero-optical effects on aircraft – satellite paths based on backscatter signals.**

We present the results of a numerical study of the possibility of compensating for aero-optical aberration distortions of the beam wavefront by the method of aperture sensing based on the atmospheric backscatter signal. It is shown that the method makes it possible to partially compensate for aero-optical aberrations. The dimensions of a beam in the cross section become several times smaller than of a beam without adaptive control of the wavefront, and the intensity distribution becomes more symmetric about the optical axis.