

## Компенсация искажений волнового фронта частично когерентного лазерного пучка по обратному атмосферному рассеянию

В.А. Банах<sup>1</sup>, В.В. Жмылевский<sup>2</sup>, А.Б. Игнатъев<sup>2</sup>,  
В.В. Морозов<sup>2</sup>, И.Н. Смалихо<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1  
<sup>2</sup>ОАО «ГСКБ «Алмаз-Антей»  
125190, г. Москва, Ленинградский пр-т, д. 80, корп. 16

Поступила в редакцию 17.03.2011 г.

Численно исследуется возможность компенсации абберационных искажений волнового фронта лазерного пучка по обратному атмосферному рассеянию. Предложен способ управления гибким зеркалом для компенсации аббераций, основанный на итерационной процедуре минимизации отклонений измеряемых матричным фотоприемником нормированных сигналов обратного рассеяния от соответствующих нормированных сигналов, рассчитанных в отсутствие аббераций.

*Ключевые слова:* лазерный пучок, абберации, обратное атмосферное рассеяние; laser beam, aberrations, atmospheric backscattering.

### Введение

В задачах распространения лазерного излучения на высотных трассах, когда влияние атмосферной турбулентности пренебрежимо мало, начальные регулярные и случайные искажения волнового фронта лазерного пучка начинают играть определяющую роль в снижении энергии принимаемого излучения. В связи с этим возникает задача их компенсации.

В работе [1] проведено исследование возможности компенсации искажений (коллимации) начального волнового фронта лазерного пучка непрерывного излучения по сигналу обратного рассеяния. Используемый в [+1] метод компенсации предполагает расщепление лазерного пучка на основной и зондирующий. Зондирующий пучок фокусируется через выходную кольцевую апертуру на расстояние в несколько километров, рассеянное в атмосфере излучение принимается круговой апертурой и подается на фотоприемник с малым углом поля зрения. По детектируемому сигналу обратного атмосферного рассеяния осуществляется управление гибким зеркалом, встроенным в оптический тракт передающей системы. В процессе работы гибкого зеркала добиваются максимизации сигнала обратного рассеяния. В [1] показано, что в случае горизонтальной

однородной трассы распространения при достижении максимума сигнала обратного рассеяния происходит полная компенсация искажений волнового фронта пучка. Однако, как следует из результатов численного моделирования, на вертикальных и наклонных трассах из-за изменения с высотой коэффициента обратного рассеяния полной компенсации начальных искажений основного пучка при достижении максимума сигнала обратного рассеяния не происходит. Так что наряду с энергетическими потерями на зондирующий пучок уменьшение энергии излучения основного пучка в плоскости приема при распространении на наклонных трассах будет вызываться также его неполной коллимацией.

В данной статье рассматривается способ компенсации начальных искажений волнового фронта частично когерентного лазерного пучка по сигналу обратного рассеяния, не требующий его расщепления на основной и зондирующий и позволяющий осуществлять коллимацию волнового фронта по обратному рассеянию на наклонных трассах.

### Постановка задачи

На рис. 1 показана блок-схема установки, предназначенной для компенсации абберационных искажений волнового фронта лазерного пучка по сигналу обратного рассеяния. На выходе из передающего телескопа в плоскости  $\rho' = \{x', y'\}$ , перпендикулярной к оси  $x$ , фазу оптической волны  $\psi(\rho')$  представим в виде

$$\psi(\rho') = \psi_0(\rho') + \psi'(\rho') - \tilde{\psi}_0(\rho'), \quad (1)$$

\* Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Виктор Васильевич Жмылевский; Александр Борисович Игнатъев; Владимир Варнавьевич Морозов; Игорь Николаевич Смалихо (smalikh@iao.ru).

где  $\psi_0(\rho')$  – регулярные (абберационные) искажения фазы,  $\psi'(\rho')$  – флуктуации фазы частично когерентного лазерного пучка с малым временем когерентности,  $-\tilde{\psi}_0(\rho')$  – фазовый набег, вносимый гибким зеркалом. При  $\tilde{\psi}_0(\rho') = 0$  поверхность гибкого зеркала является идеально плоской.

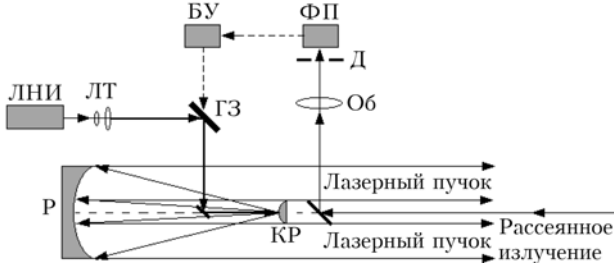


Рис. 1. Блок-схема установки: ЛНИ – лазер непрерывного излучения; ЛТ – линзовый телескоп; ГЗ – гибкое зеркало; КР – контррефлектор и Р – рефлектор передающего телескопа; ОБ – объектив приемного телескопа; Д – диафрагма; ФП – фотоприемник; БУ – блок управления гибким зеркалом

Для показанной на рис. 1 схемы средняя интенсивность  $I_1(x, \rho'')$  распространяющегося в атмосфере лазерного пучка на расстоянии  $x$  от источника излучения описывается выражением [2]:

$$I_1(x, \rho'') = T(x) \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\kappa \Phi_1(x, \kappa) \exp(2\pi j \kappa \rho''), \quad (2)$$

где  $T(x) = \exp[-\int_0^x dx' \beta_t(x')] -$  функция пропускания;  $\beta_t -$  коэффициент ослабления за счет поглощения и рассеяния излучения;

$$\Phi_1(x, \kappa) = \exp[-(\theta_c x \kappa)^2] \Phi_0(x, \kappa); \quad (3)$$

$\kappa = \{\kappa_z, \kappa_y\}$ ;  $\theta_c = \lambda / (2r_c) -$  угол расходимости пучка за счет частичной когерентности, рад;  $\lambda -$  длина оптической волны;  $r_c -$  радиус когерентности пучка на выходе из передающего телескопа;  $j = \sqrt{-1}$ ;

$$\Phi_0(x, \kappa) = \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho'' I_0(x, \rho'') \exp(-2\pi j \kappa \rho''); \quad (4)$$

$$I_0(x, \rho'') = \frac{P_0}{\pi a_0^2} \left| \frac{1}{\lambda x} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho' \Pi_T(\rho') \times \exp\left\{-\frac{\rho'^2}{2a_0^2} + j[\psi_0(\rho') - \tilde{\psi}_0(\rho') + \frac{\pi}{\lambda x}(\rho' - \rho'')^2]\right\} \right|^2; \quad (5)$$

$P_0 -$  мощность лазера непрерывного излучения;  $a_0 -$  радиус гауссова пучка в плоскости выходной апертуры передающего телескопа;

$$\Pi_T(\rho') = \begin{cases} 1, & r_T \leq |\rho'| \leq R_T \\ 0, & r_T > |\rho'| > R_T \end{cases} \quad (6)$$

– функция зрачка выходной апертуры (кольцевой) передающего телескопа;  $r_T -$  внутренний,  $R_T -$  внешний радиусы апертуры.

Наличие абберационных искажений волнового фронта ( $\psi_0(\rho') \neq 0$ ) может быть причиной существенного падения интенсивности распространяющегося в атмосфере пучка в требуемом направлении. Путем соответствующего изменения поверхности гибкого зеркала можно добиться компенсации искажений, т.е. равенства  $\psi_0(\rho') = \tilde{\psi}_0(\rho')$  (или  $\psi_0(\rho') - \tilde{\psi}_0(\rho') = \text{const}$ ). В данной статье в качестве сигнала управления гибким зеркалом используется рассеянное назад излучение распространяющегося лазерного пучка.

Рассеянное излучение падает на поворотное зеркало, находящееся за контррефлектором (см. рис. 1), и проходит через приемный телескоп, в фокальной плоскости которого находится фотоприемник. Среднюю интенсивность  $I_s(\rho)$  рассеянного назад излучения в фокальной плоскости приемного телескопа можно представить как [2]:

$$I_s(\rho) = \int_0^{\infty} dx \tilde{\beta}_\pi(x) \frac{1}{f^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\kappa \Phi_1(\kappa) \Phi_2(\kappa) \exp(-2\pi j \kappa \rho x / f), \quad (7)$$

где  $\rho = \{z, y\} -$  радиус-вектор в плоскости приема;  $\tilde{\beta}_\pi(x) = \beta_\pi(x) T^2(x)$ ,  $\beta_\pi -$  коэффициент обратного рассеяния;  $f -$  фокусное расстояние приемного телескопа;

$$\Phi_2(x, \kappa) = \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho'' I_2(x, \rho'') \exp(-2\pi j \kappa \rho''); \quad (8)$$

$$I_2(x, \rho'') = \left| \frac{1}{\lambda x} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho' \Pi_R(\rho') \exp\left\{j \frac{\pi}{\lambda x} (\rho' - \rho'')^2\right\} \right|^2; \quad (9)$$

$$\Pi_R(\rho') = \begin{cases} 1, & |\rho'| \leq r_R \\ 0, & |\rho'| > r_R \end{cases} \quad (10)$$

– функция зрачка апертуры приемного телескопа;  $r_R -$  радиус апертуры. В силу геометрии, показанной на рис. 1, радиус  $r_R = r_T$ .

Пусть прием рассеянного излучения осуществляется матрицей размерностью  $4 \times 4$ , представляющей собой набор фотодетекторов, чувствительные площадки которых имеют форму квадрата размером  $d_R$ . Координату центра чувствительной площадки  $kl$ -го фотодетектора обозначим через  $\rho_{kl} = \{z_{kl}, y_{kl}\}$ , где  $k$  и  $l = 1, 2, 3, 4$ . Средняя мощность рассеянного излучения, регистрируемая  $kl$ -м элементом матрицы, определяется как

$$P_{kl} = \int_{z_{kl}-d_R/2}^{z_{kl}+d_R/2} dz \int_{y_{kl}-d_R/2}^{y_{kl}+d_R/2} dy I_s(z, y). \quad (11)$$

Из (7) и (11) получаем

$$P_{kl} = \int_0^{\infty} dx \tilde{\beta}_{\pi}(x) Q_{kl}(x). \quad (12)$$

Здесь

$$Q_{kl}(x) = \gamma^2 \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \kappa \Phi_1(x, \kappa) \Phi_2(x, \kappa) H(\pi \gamma \kappa \mathbf{x}) \times \exp(-2\pi j \kappa \rho_{kl} x / f); \quad (13)$$

$\gamma = d_R / f$  – угол поля зрения составляющих матрицу фотодетекторов;  $H(\pi \gamma \kappa \mathbf{x}) = \text{sinc}(\pi \gamma \kappa x_z) \text{sinc}(\pi \gamma \kappa x_y)$  и  $\text{sinc}(\xi) = \sin(\xi) / \xi$ .

Для нормированной мощности рассеянного излучения  $S_{kl} = 16 P_{kl} / \sum_{k=1}^4 \sum_{l=1}^4 P_{kl}$  с учетом (12) имеем

$$S_{kl} = \frac{\int_0^{\infty} dx \zeta(x) Q_{kl}(x)}{\int_0^{\infty} dx \zeta(x) \sum_{k=1}^4 \sum_{l=1}^4 Q_{kl}(x) / 16}, \quad (14)$$

где

$$\zeta(x) = [\beta_{\pi}(x) / \beta_{\pi}(0)] T^2(x).$$

Из измеряемого  $kl$ -м детектором фототока выделяется составляющая

$$J_{kl} = \frac{e \eta}{\tilde{h} \nu} P_{kl} + J'_{kl}. \quad (15)$$

Здесь  $e$  – заряд электрона;  $\eta$  – квантовая эффективность фотоприемника;  $\tilde{h}$  – постоянная Планка;  $\nu = c / \lambda$  – частота излучения,  $c$  – скорость света;  $J'_{kl}$  – шумовая компонента фототока с нулевым средним ( $\langle J'_{kl} \rangle = 0$ ) [2]. После нормировки  $J_{kl}$  на значение фототока, усредненное по одновременно снятым отсчетам всех 16 фотодетекторов матрицы,

получаем сигнал  $\hat{S}_{kl} = 16 J_{kl} / \sum_{k=1}^4 \sum_{l=1}^4 J_{kl}$ , который, с учетом (14), представляет собой оценку нормированной мощности рассеянного излучения:

$$\hat{S}_{kl} = \frac{16(P_{kl} + P'_{kl})}{\sum_{k=1}^4 \sum_{l=1}^4 (P_{kl} + P'_{kl})}, \quad (16)$$

где  $P'_{kl} = \frac{\tilde{h} \nu}{e \eta} J'_{kl}$  – шумовая составляющая сигнала в единицах мощности. При большом отношении сигнал-шум  $P_{kl} / P_{NEP} \gg 1$  ( $P_{NEP} = \sqrt{\langle (P'_{kl})^2 \rangle}$  – эквивалентная мощность шума [2],  $\hat{S}_{kl} \approx S_{kl}$ ).

По измеряемым массивам  $\hat{S}_{kl}$  осуществляется управление гибким зеркалом с целью компенсации абберационных искажений волнового фронта лазерного пучка. Ниже представлены результаты ис-

следования эффективности этого подхода, выполненные на основе численного моделирования.

## Численное моделирование сигнала обратного рассеяния

Разложим фазу  $\psi_0(\rho')$  в ряд по полиномам Цернике:

$$\psi_0(z', y') = \sum_{i=0}^{\infty} C_i Z_i(r, \theta), \quad (17)$$

где  $C_i$  – коэффициенты Цернике;  $r = (z'^2 + y'^2)^{1/2} / R_T$ ;  $\theta = \arg(y' + jz')$ . Полиномы Цернике  $Z_i(r, \theta)$  представим в виде

$$Z_i(r, \theta) = \sqrt{n+1} R_n^m(r) \begin{cases} 1, & m = 0, \\ \sqrt{2} \cos(m\theta), & m \neq 0, (-1)^i > 0, \\ \sqrt{2} \sin(m\theta), & m \neq 0, (-1)^i < 0. \end{cases} \quad (18)$$

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

$$n = \lfloor q \rfloor, \quad m = \begin{cases} 2 \lceil p \rceil, & (-1)^n > 0, \\ 2 \lfloor p \rfloor + 1, & (-1)^n < 0, \end{cases} \quad (19)$$

где

$$q = (\sqrt{8i+1} - 1) / 2 \quad \text{и} \quad p = (i - n(n+1) / 2) / 2;$$

$\lfloor \dots \rfloor$  и  $\lceil \dots \rceil$  – округление до целого, соответственно, снизу и сверху. При этом всегда  $n \geq m$ . Радиальные компоненты полиномов Цернике могут быть последовательно рассчитаны по рекуррентной формуле

$$R_n^m(r) = \frac{1}{n+m} [2nr R_{n-1}^{m-1}(r) - (n-m) R_{n-2}^m(r)] \quad (20)$$

с начальным условием  $R_0^0(r) = 1$ . По аналогии с (17)  $\tilde{\psi}_0(\rho)$  представим в виде

$$\tilde{\psi}_0(z', y') = \sum_{i=0}^{\infty} \tilde{C}_i Z_i(r, \theta). \quad (21)$$

Здесь  $\tilde{C}_i$  – коэффициенты Цернике, изменяющиеся в процессе работы гибкого зеркала с целью коррекции абберационных искажений волнового фронта пучка по сигналам обратного рассеяния.

Представленные ниже результаты численного моделирования были получены для  $\lambda = 1,06$  мкм. В этих расчетах используется предложенная в [2] модель высотного профиля коэффициента обратного рассеяния  $\beta_{\pi}(h)$ , где  $h = h_0 + x \sin \phi$ ,  $h_0$  – высота источника излучения и  $\phi$  – угол места распространения лазерного пучка. Для функции пропускания  $T(h)$  использовались модели, предложенные в [3–7].

После задания в (17) и (21) коэффициентов  $C_i$  и  $\tilde{C}_i$  по формулам (3)–(6), (8)–(10), (12) и (13) с использованием прямого и обратного быстрого

преобразования Фурье рассчитывается средняя мощность рассеянного излучения  $P_{kl}$ .

Будем считать, что основным источником погрешности оценки нормированной мощности рассеянного излучения являются собственные шумы фотоприемника, т.е.  $P_{NEP} = NEP\sqrt{B}$ , где  $NEP$  – характеристика фотоприемника, имеющая размерность Вт/Гц<sup>1/2</sup>, и  $B \sim 1/\tau_D$  – частотная полоса пропускания, определяемая длительностью  $\tau_D$  снятия одного отсчета сигнала [2]. В соответствии с (16) и свойствами шума случайные реализации  $\hat{S}_{kl}$  моделируются как

$$\hat{S}_{kl} = \frac{16(P_{kl} + P_{NEP}\xi_{kl})}{\sum_{k=1}^4 \sum_{l=1}^4 (P_{kl} + P_{NEP}\xi_{kl})}, \quad (22)$$

где  $\xi_{kl}$  – псевдослучайная величина, подчиняющаяся гауссовой статистике с  $\langle \xi_{kl} \rangle = 0$  и  $\langle \xi_{kl} \xi_{k'l'} \rangle = \delta_{k-k'}\delta_{l-l'}$  ( $\delta_0 = 1$  и  $\delta_{k \neq 0} = 0$ ).

Из приведенных формул следует, что мощности рассеянного излучения  $P_{kl}$  являются функциями разности векторов  $\mathbf{C} - \tilde{\mathbf{C}}$ , где  $\mathbf{C} = \{C_1, C_2, \dots, C_i, \dots\}$  и  $\tilde{\mathbf{C}} = \{\tilde{C}_1, \tilde{C}_2, \dots, \tilde{C}_i, \dots\}$ . Соответственно  $S_{kl} = S_{kl}(\mathbf{C} - \tilde{\mathbf{C}})$  и  $\hat{S}_{kl} = \hat{S}_{kl}(\mathbf{C} - \tilde{\mathbf{C}})$ . Очевидно, если в результате работы гибкого зеркала все 16 одновременно снятых отсчетов  $\hat{S}_{kl}$  совпадут со значениями  $S_{kl}(0)$ , то произойдет компенсация абберационных искажений волнового фронта. При численном моделировании качество компенсации оценивалось по отношению  $\mu = I_1(x, 0)/[I_1(x, 0)|_{\tilde{C}_i=C_i}]$ , где  $I_1(x, 0)|_{\tilde{C}_i=C_i}$  – интенсивность лазерного пучка на оптической оси в отсутствие аббераций.

## Алгоритм управления гибким зеркалом

С помощью управляющих напряжений  $\mathbf{u} = \{u_1, u_2, \dots, u_N\}$  изменяется вносимый гибким зеркалом фазовый набег  $-\tilde{\psi}_0(\mathbf{p}')$  и, следовательно, изменяются коэффициенты Цернике  $\tilde{C}_i(\mathbf{u})$ . Будем считать, что зависимость  $\tilde{C}_i$  от  $\mathbf{u}$  известна и  $\tilde{\psi}_0(\mathbf{p}')$  определяется в основном абберациями низшего порядка. Это позволяет ограничиться конечным числом ряда полиномов Цернике и управление гибким зеркалом осуществлять путем изменения коэффициентов  $\tilde{\mathbf{C}} = \{\tilde{C}_1, \tilde{C}_2, \dots, \tilde{C}_I\}$ .

Предлагаемый нами алгоритм управления гибким зеркалом (с целью компенсации аббераций) основан на методе наименьших квадратов. Суть алгоритма заключается в минимизации функционала

$$\rho(\tilde{\mathbf{C}}) = \sum_{k=1}^4 \sum_{l=1}^4 [\hat{S}_{kl}(\mathbf{C} - \tilde{\mathbf{C}}) - S_{kl}(0)]^2 \quad (23)$$

с применением итерационной процедуры.

Последовательно, начиная с  $\tilde{C}_1$  и переходя от одной переменной  $\tilde{C}_i$  к другой, на очередной ите-

рации измеряются (моделируются) три значения  $\rho(\tilde{C}_1, \tilde{C}_2, \dots, \tilde{C}_i, \dots, \tilde{C}_I)$ ,  $\rho(\tilde{C}_1, \tilde{C}_2, \dots, \tilde{C}_i + \Delta C_i, \dots, \tilde{C}_I)$  и  $\rho(\tilde{C}_1, \tilde{C}_2, \dots, \tilde{C}_i - \Delta C_i, \dots, \tilde{C}_I)$ , где  $\Delta C_i$  – шаг изменения  $i$ -го коэффициента Цернике. С помощью интерполяции по трем точкам определяется положение минимума  $\rho$  на интервале  $[C_i - \Delta C_i, C_i + \Delta C_i]$ . В соответствии с этим положением минимума изменяется и фиксируется переменная  $\tilde{C}_i$ . При достижении индексом  $i$  значения  $i = I$ , переходим снова к  $\tilde{C}_1$  и т.д. Число значений  $\rho$  в 3 раза превышает число итераций.

Для реализации описанного выше алгоритма необходимо знать  $S_{kl}(0)$ . При заданных геометрических параметрах рассматриваемой приемопередающей системы значения  $S_{kl}(0)$  могут быть рассчитаны по формуле (14), в подынтегральные выражения которой входит функция  $\zeta(x)$ . В численном моделировании для расчетов  $S_{kl}(0)$  можно воспользоваться той или иной моделью высотных профилей  $\beta_\pi(h)$  и  $\beta_t(t)$ . Однако в натурном эксперименте реальные профили коэффициентов обратного рассеяния и ослабления могут существенно отличаться от модельных. В связи с этим необходима информация о профиле  $\zeta(h)$ , которая может быть получена из данных лидара, использующего импульсное излучение на той же длине волны  $\lambda$ . При этом лидар вместе с рассматриваемой в данной статье лазерной системой образует единый комплекс и лидарные измерения должны выполняться непосредственно перед началом работы гибкого зеркала по компенсации абберационных искажений лазерного пучка.

## Результаты моделирования

Численное моделирование процесса компенсации абберационных искажений волнового фронта лазерного пучка по сигналу обратного атмосферного рассеяния проводилось при задании следующих параметров:  $\lambda = 1,06$  мкм;  $a_0 = 35$  см;  $R_T = 50$  см и  $r_T = r_R = 10$  см. Начальная высота  $h_0$  и угол места  $\varphi$  задавались равными соответственно 10 км и 90° (вертикальная трасса). Согласно предложенной в [2] модели на высоте 10 км коэффициент обратного рассеяния  $\beta_\pi = 3,6 \cdot 10^{-8} \text{ м}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ . На высоте 25 км он на порядок меньше. Поэтому при расчетах в (12) и (14) верхний предел интегрирования был заменен на  $x = 15$  км. Как показывают оценки для случая вертикальной трассы распространения пучка, можно положить  $T(x) = 1$ .

Анализ распределения в фокальной плоскости приемного телескопа средней интенсивности рассеянного излучения (см. [2, рис. 2, а]) позволил определить оптимальный угол поля зрения одного элемента приемной матрицы  $\gamma = 50$  мкрад. Следовательно, при пренебрежимо малых зазорах между чувствительными площадками угол поля зрения приемной матрицы составляет 200 мкрад. Полоса пропускания приемника  $B$  задавалась равной 1 кГц. Как и в [2], численное моделирование проводилось при различных отношениях эквивалентной мощности шума к мощности лазерного пучка  $P_{NEP}/P_0$ .

В расчетах начальных  $P_{ik}$  и  $\mu$  задавались различные aberrации, т.е. различные значения компонент вектора  $\mathbf{C} = \{C_1, C_2, \dots, C_I\}$ , где  $I = 9$ . Функционал  $\rho(\mathbf{0})$  принимал начальные значения от 0,5 до 1,5, а  $\mu$  было меньше 0,001. Ниже представлены результаты моделирования при задании  $C_1 = 12$ ,  $C_2 = -13$  (наклоны),  $C_3 = 15$  (дефокусировка),  $C_4 = 10$ ,  $C_5 = -9$  (астигматизм),  $C_6 = 8$ ,  $C_7 = 7$  (кома) и  $C_8 = 5$ ,  $C_9 = -6$  (трилистник). Для таких

аббераций  $\rho(0) \approx 1$ . В процессе реализации алгоритма управления гибким зеркалом функционал  $\rho(\mathbf{C})$  должен уменьшаться, а параметр  $\mu$  расти. В идеальном случае отсутствия шумов, по достижении полной компенсации aberrаций,  $\rho = 0$  и  $\mu = 1$ .

На рис. 2 в виде пунктирных кривых показаны зависимости  $\rho$  и  $\mu$  от номера итерации, когда эквивалентная мощность шума  $P_{NEP} = 0$ . Начиная с 73-го номера итерации имеет место насыщение  $\rho$  и  $\mu$

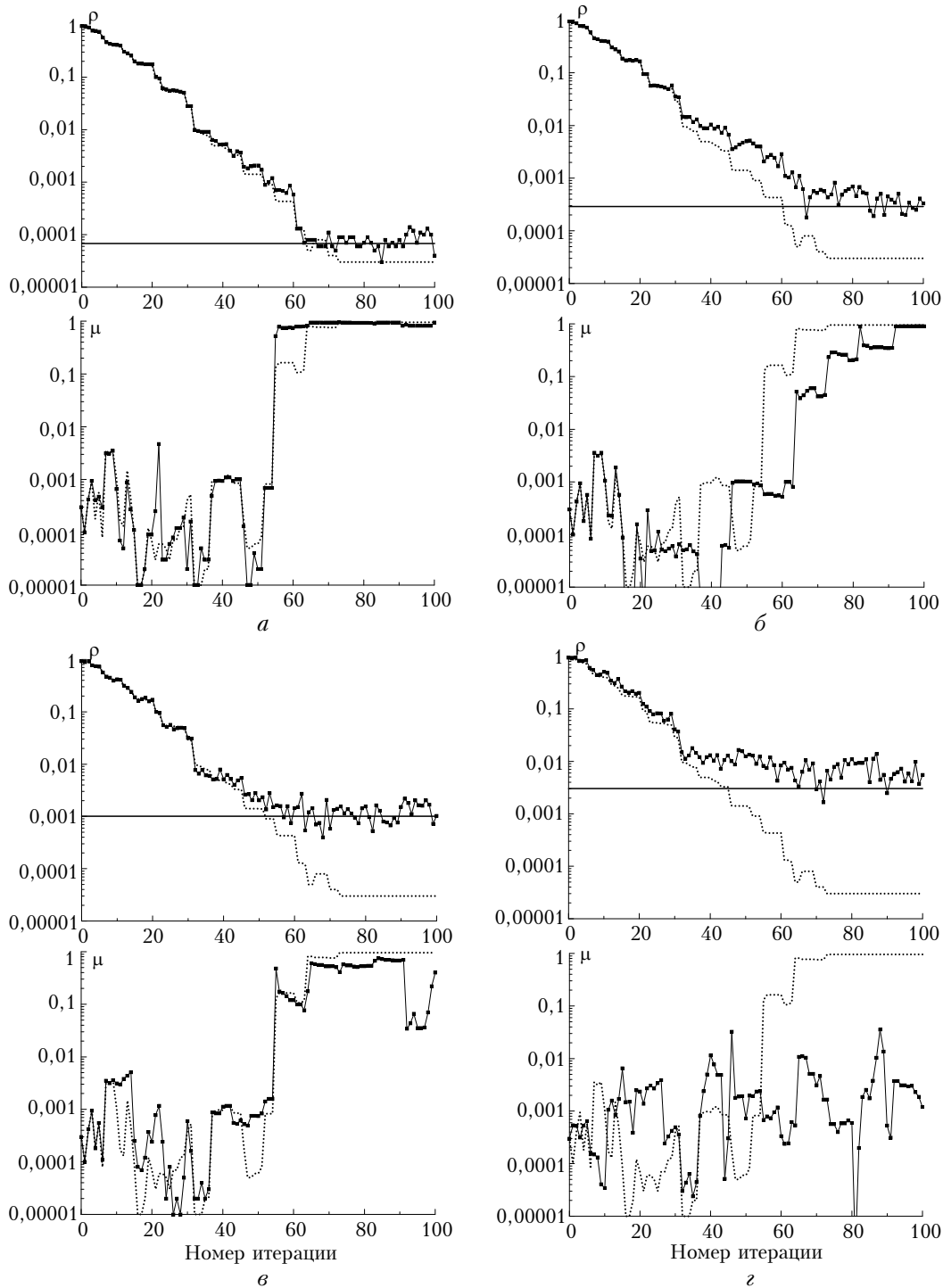


Рис. 2. Зависимость функционала  $\rho$  и нормированной интенсивности пучка  $\mu$  от номера итерации при  $P_{NEP}/P_0 = 2,5 \cdot 10^{-17}$  (а);  $5 \cdot 10^{-17}$  (б);  $10^{-16}$  (в);  $2 \cdot 10^{-16}$  (г). Пунктирные кривые – результат моделирования при  $P_{NEP} = 0$

на уровне, которые очень близки к значениям  $\rho = 0$  и  $\mu = 1$ . Для реализации алгоритма компенсации aberrаций мы использовали шаг  $\Delta C_i = 4$  для любых  $i$  от 1 до 9. Из-за асимметрии  $\rho(\tilde{C}_3)$  относительно точки  $\tilde{C}_3 = C_3$  (остальные коэффициенты  $\tilde{C}_i$  фиксированы и равны  $C_i$ ) используемый нами алгоритм не позволяет точно определить точку  $\tilde{C}_3$ , которая совпала бы с  $C_3$ . При выбранном шаге  $\Delta C_i = 4$  в области насыщения разность  $(C_3 - \tilde{C}_3) \approx 0,1$ , функционал  $\rho = 2,5 \cdot 10^{-5}$  и нормированная интенсивность лазерного пучка  $\mu$  (при  $\theta_c = 0$  и  $x = 1000$  км) равна 0,95.

Из (22) и (23) следует, что при условии  $\bar{P}_s \gg P_{NEP}$ , где  $\bar{P}_s = \sum_{k=1}^4 \sum_{l=1}^4 P_{kl}(\mathbf{0})/16$ , математическое ожидание функционала  $\langle \rho(\mathbf{C}) \rangle$  определяется выражением

$$\langle \rho(\mathbf{C}) \rangle = 16(P_{NEP}/\bar{P}_s)^2. \quad (24)$$

Если в результате работы гибкого зеркала произойдет компенсация aberrационных искажений волнового фронта лазерного пучка, то при переходе от одной итерации к другой измеряемая  $\rho$  должна концентрироваться вокруг результата расчета по формуле (24).

Рассчитываемые по формуле (24) уровни насыщения функционала  $\rho$  показаны на рис. 2 в виде жирных горизонтальных линий. Видно, что за исключением показанной на рис. 2,  $z$  реализации  $\rho$  в среднем выходит на уровень, определяемый формулой (24). Это означает, что с большой вероятностью произошла существенная компенсация aberrационных искажений лазерного пучка, что демонстрируют на рис. 2,  $a, b, в$  реализации для  $\mu$ . Чем ниже отношение  $P_{NEP}/P_0$ , тем выше вероятность достижения нормированной интенсивности пучка  $\mu$  уровня, близкого к единице. В случае  $P_{NEP}/P_0 = 2 \cdot 10^{-16}$  (см. рис. 2,  $z$ ) кривая для  $\rho$  в среднем проходит выше жирной горизонтальной линии и, следовательно, компенсации aberrаций не происходит. Это подтверждают данные для  $\mu$ , показанные на рис. 2,  $z$ .

Из результатов численного моделирования следует, что компенсация aberrационных искажений волнового фронта лазерного пучка возможна лишь при достижении функционалом  $\rho$  в среднем уровня, не превышающего значение 0,001. Это возможно при выполнении условия  $P_{NEP}/P_0 \leq 10^{-16}$ ,

в соответствии с которым следует выбирать параметры лазера ( $P_0$ ) и фотоприемника (NEP) при создании рассматриваемой в данной статье оптической системы.

## Заключение

В статье проведено численное исследование возможности компенсации aberrационных искажений волнового фронта лазерного пучка по сигналам обратного атмосферного рассеяния. Предложен новый способ управления гибким зеркалом с целью компенсации aberrаций, основанный на минимизации отклонений измеряемых матричным фотоприемником нормированных сигналов обратного рассеяния от соответствующих нормированных сигналов, рассчитанных для случая отсутствия aberrаций, методом наименьших квадратов. Здесь, в отличие от предложенного в [1] способа, не требуется расщепления лазерного пучка на основной и зондирующий. Показана эффективность использования предложенного в данной статье способа для случая вертикальной трассы распространения лазерного пучка. Определено условие, при котором в процессе работы гибкого зеркала происходит компенсация aberrационных искажений лазерного пучка, и сформулированы требования к параметрам пучка и фотоприемника.

1. *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 // Оптика и спектроскопия. 2010. Т. 108, № 1. С. 113–122.
2. *Банах В.А., Жмылевский В.В., Игнатьев А.Б., Морозов В.В., Смалихо И.Н.* Наведение частично когерентного лазерного пучка по обратному атмосферному рассеянию // Оптика атмосфер. и океана. 2010. Т. 23, № 10. С. 885–893.
3. *Anderson J.G., Clough S.A., Knezyz F.X., Chetwynd J.H., Shettle E.P.* AFGL. Atmospheric constituent profiles (0–120 km). AFGL-TR-86-0110, AD A175173, 1986. 92 p.
4. *Креков Г.М., Рахимов Р.Ф.* Оптические модели атмосферы. Томск: Изд-е ТФ СО АН СССР, 1982. 153 с.
5. *Зуев В.Е.* Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М.: Сов. радио, 1970. 496 с.
6. *Firsof K.M., Kataev M.Yu., Mitsel' A.A., Ponomarev Yu.N., Ptashnik I.V.* The computer codes LARA and AIRA for simulating the atmospheric transmittance and radiance: current status // J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer. 1995. V. 54, N 3. P. 559–572.
7. *Зуев В.Е., Креков Г.М.* Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 256 с.

*V.A. Banakh, V.V. Zhmylevskii, A.B. Ignatiev, V.V. Morozov, I.N. Smalikhov. Compensation of laser beam wave front distortions based on atmospheric backscattering.*

The potential of compensation of aberrational distortions of the laser beam wave front based on atmospheric backscattering is investigated numerically. The way for control for the flexible mirror for the aberration compensation based on an iterative procedure of minimization of the deviations of normalized signals measured by a matrix receiver from the corresponding normalized signals calculated for the case of aberration absence has been proposed.