

О возможности использования обратного аэрозольного рассеяния в адаптивном контуре атмосферных оптических систем

В.А.Банах, В.В.Жмылевский, А.Б.Игнатъев, В.В.Морозов, Д.С.Рычков

Представлены результаты расчета средней принимаемой мощности рассеянного в атмосфере непрерывного частично когерентного лазерного излучения в зависимости от угловой расходимости распространяющегося пучка, формируемого кольцевой выходной апертурой, и пространственной когерентности начального поля. Показано, что вследствие дифракции на кольцевой апертуре зависимость средней мощности от угла расходимости немонотонна и имеет максимум. Соответствующий этому максимуму угол расходимости определяется пространственной когерентностью начального поля. Обсуждается возможность управления адаптивным контуром лазерной системы с помощью сигнала обратного рассеяния в атмосфере.

Ключевые слова: лазерный пучок, обратное рассеяние, частично когерентное излучение, адаптивный контур.

1. Введение

Лазерное излучение большой мощности испытывает фазовые флуктуации и неконтролируемые искажения в оптическом тракте на участке формирования пучка от лазерного генератора до выходной апертуры. Это ухудшает пространственную когерентность излучения, приводит к увеличению расходимости лазерных пучков и снижению эффективности передачи световой энергии на заданное расстояние. При распространении в атмосфере вдоль наклонных и высотных трасс влияние турбулентности невелико и эти собственные флуктуации начального поля становятся основным фактором, препятствующим достижению требуемого «качества» лазерного пучка. Для улучшения параметров выходного излучения в современных оптических системах может использоваться адаптивное управление начальным волновым фронтом пучка с контуром обратной связи, одним из элементов которого является опорный источник. В качестве опорных источников обычно применяются искусственные отражатели. Рассеянное на отражателе излучение содержит информацию об искажениях поля падающей волны и служит для формирования сигнала управления корректором волнового фронта. В [1] предложено использовать атмосферный аэрозоль как естественный отражатель, а принимаемую мощность рассеянного излучения – как управляющий сигнал.

В настоящей работе проведен численный анализ возможности использования обратного рассеяния на атмосферном аэрозоле для замыкания контура обратной связи. Представлены результаты расчета средней принимае-

мой мощности рассеянного в атмосфере непрерывного частично когерентного лазерного излучения в зависимости от угловой расходимости распространяющегося пучка и пространственной когерентности начального поля.

2. Постановка задачи

На рис.1 показана схема приема излучения, рассеянного в атмосфере. Лазерная система имеет совмещенную оптическую схему приемопередающего канала и источник непрерывного действия [1]. Лазерный пучок, сформированный на выходной апертуре, распространяется в атмосфере и рассеивается на аэрозольных частицах. Будем считать, что управляющий сигнал для коррекции искажений начального поля распространяющегося пучка формируется на основе результатов измерений средней мощности P_s излучения, обратно рассеянного в области атмосферы с продольным размером L . Выходная апертура представляет собой кольцо с радиусами a и $b = a/M$, где $M > 1$ – численный коэффициент. Сформированный на выходной апертуре пучок имеет волновой фронт с радиусом кривизны F , так что угловая расходимость пучка определяется отношением $\alpha = a/F$. Прием рассеянного излучения осуществляется через круглую линзу с радиусом a_0 и фокусным расстоянием f , в фокальной плоскости которой находится фотодетектор радиусом a_d .

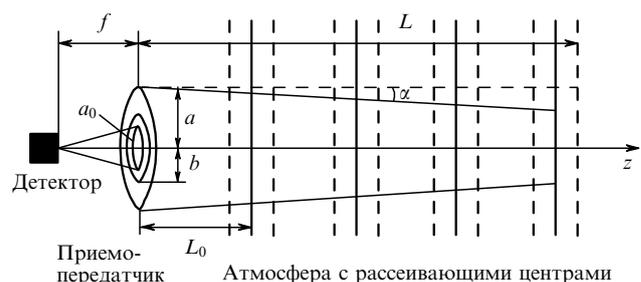


Рис.1. Схема приема рассеянного в атмосфере излучения.

В.А.Банах, Д.С.Рычков. Институт оптики атмосферы СО РАН, Россия, 634055 Томск, просп. Академический, 1; e-mail: banakh@iao.ru, dsr@iao.ru

В.В.Жмылевский, А.Б.Игнатъев, В.В.Морозов. ОАО "ГСКБ «Алмаз-Антей»" Россия, 125190 Москва, Ленинградский просп., 80, корп.16

Поступила в редакцию 25 июля 2007 г.

Для описания случайных искажений начального поля будем использовать модель фазового экрана. Тогда выражение для поля U частично когерентного пучка на выходной апертуре можно представить в виде [2, 3]

$$U(\rho) = A \exp \left[i \frac{k\rho^2}{2F} + i\varphi(\rho) \right], \quad (1)$$

где A – амплитуда поля; $\exp[i\varphi(\rho)]$ – фазовый экран; $\varphi(\rho)$ – случайная фаза с нулевым средним значением и гауссовой корреляционной функцией $B_s(\rho_1 - \rho_2) = \sigma^2 \exp[-(\rho_1 - \rho_2)^2 / (2l^2)]$; σ^2 – дисперсия флуктуаций фазы; l – масштаб корреляции фазы; $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны. Модель (1) однозначно определяет радиус пространственной когерентности поля источника ρ_c [4]. В дальнейшем для простоты будем опускать множитель A .

Поле распространяющегося излучения на расстоянии z в параболическом приближении определяется интегралом по поверхности выходной апертуры S_{ab} [5]:

$$U(\mathbf{R}, z) = \frac{\exp[ikz + ikR^2/(2z)]}{i\lambda z} \times \int_{S_{ab}} U(\rho) \exp \left[\frac{ik}{2z} (\rho^2 - 2\mathbf{R}\rho) \right] d\rho, \quad (2)$$

где \mathbf{R} – поперечный радиус-вектор в рассеивающей области. Наличие фазовых флуктуаций начального поля влияет на среднюю принимаемую мощность вследствие изменения средней интенсивности распространяющегося пучка. Согласно (1), (2) выражение для средней интенсивности записывается в виде

$$\langle I_i(\mathbf{R}, z) \rangle = \langle U(\mathbf{R}, z) U^*(\mathbf{R}, z) \rangle = \frac{1}{\lambda^2 z^2} \int_{S_{ab}} \int_{S_{ab}} \langle U(\rho_1) U^*(\rho_2) \rangle \times \exp \left\{ \frac{ik}{2z} [\rho_1^2 - \rho_2^2 - 2\mathbf{R}(\rho_1 - \rho_2)] \right\} d\rho_1 d\rho_2, \quad (3)$$

$$\langle U(\rho_1) U^*(\rho_2) \rangle = U_0(\rho_1) U_0^*(\rho_2) \exp \left[-\frac{1}{2} D_s(\rho_1 - \rho_2) \right], \quad (4)$$

где $D_s(\rho_1 - \rho_2) = 2[B_s(0) - B_s(\rho_1 - \rho_2)]$ – структурная функция фазы начального поля; $U_0(\rho)$ – нефлуктуирующая часть поля (1).

При условии, что радиус рассеивающей частицы $r_s \ll \lambda$, средняя интенсивность обратного рассеянного в атмосфере лазерного излучения, принимаемого в фокальной плоскости линзы $z = -f$, согласно работам [2, 3] представляется в виде

$$\langle I_s(\rho_0, f) \rangle = \frac{\sigma_s}{\lambda^2 f^2} \int_V d\mathbf{R} dz \langle I_i(\mathbf{R}, z) \rangle I_r(\mathbf{R}, \rho_0, z), \quad (5)$$

где V – объем рассеивающей области; $\sigma_s = \alpha_s^2 / 4\pi$ – сечение обратного аэрозольного рассеяния; α_s – амплитуда рассеяния;

$$I_r(\mathbf{R}, \rho_0, z) = \frac{1}{z^2} \left| \int_{S_{a_0}} d\rho' \exp \left[ik \left(\frac{\rho'^2}{2z} - \frac{\rho_0 \rho'}{f} - \frac{\rho' \mathbf{R}}{z} \right) \right] \right|^2; \quad (6)$$

S_{a_0} – поверхность приемной линзы; ρ_0 – радиус-вектор в плоскости апертуры приемной линзы. Из сравнения выражений (6) и (3) следует, что функцию $I_r(\mathbf{R}, \rho_0, z)$ можно

интерпретировать как интенсивность коллимированного пучка радиусом a_0 , распространяющегося от плоскости приемоопередатчика под углом ρ_0/f к оси.

Средняя принимаемая мощность рассеянного излучения есть интеграл от интенсивности (5) по поверхности фотодетектора S_d :

$$P_s(f) = \int_{S_d} d\rho_0 \langle I_s(\rho_0, f) \rangle. \quad (7)$$

В дальнейшем переменную f функции $P_s(f)$ будем опускать, считая, что фотодетектор всегда расположен в фокальной плоскости.

Здесь необходимо отметить, что в формуле (7) не учтено ослабление интенсивности распространяющегося и рассеянного пучков. Это приближение ограничивает размер рассеивающей области в продольном направлении так, что ее оптическая толщина $\tau \lesssim 1$.

3. Оценка средней принимаемой мощности в приближении гауссовых функций пропускания апертур

Гауссова аппроксимация функций пропускания выходной и приемной апертур позволяет получить аналитическое выражение для средней интенсивности рассеянного излучения и провести анализ средней принимаемой мощности в зависимости от угла расходимости α и пространственной когерентности начального поля.

Пусть регулярная составляющая поля, падающего на выходную апертуру, есть плоская волна. Тогда для гауссовой функции пропускания кольцевой апертуры начальное распределение поля имеет вид

$$U_0(\rho) = \left[\exp \left(-\frac{\rho^2}{2a^2} \right) - \exp \left(-\frac{\rho^2 M^2}{2a^2} \right) \right] \exp \left(-\frac{ik\rho^2}{2F} \right). \quad (8)$$

Круглая приемная апертура также имеет гауссову функцию пропускания $\exp[-\rho^2/(2a_0^2)]$ с радиусом a_0 .

В этом случае интегрирование в (3) и (6) можно провести в бесконечных пределах:

$$\langle I_i(\mathbf{R}, z) \rangle = \frac{1}{\lambda^2 z^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\rho_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\rho_2 \exp \left[-\frac{ik}{2F} (\rho_1^2 - \rho_2^2) \right] \times \exp \left\{ -\left[\frac{\rho_1^2}{2a^2} - \frac{\rho_2^2}{2a^2} - 2\mathbf{R}(\rho_1 - \rho_2) \right] \frac{ik}{2z} - \frac{1}{2} D_s(\rho_1 - \rho_2) \right\} \left[\exp \left(-\frac{\rho_1^2}{2a^2} \right) - \exp \left(-\frac{M^2 \rho_1^2}{2a^2} \right) \right] \times \left[\exp \left(-\frac{\rho_2^2}{2a^2} \right) - \exp \left(-\frac{M^2 \rho_2^2}{2a^2} \right) \right], \quad (9)$$

$$\langle I_i(\mathbf{R}, \rho_0, z) \rangle = \frac{1}{z^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\rho_1 \int_{-\infty}^{\infty} d\rho_2 \left[-\frac{\rho_1^2}{2a_0^2} - \frac{\rho_2^2}{2a_0^2} + ik \left(-\frac{\rho_0 \rho_1}{f} + \frac{\rho_0 \rho_2}{f} + \frac{\mathbf{R} \rho_2}{z} - \frac{\mathbf{R} \rho_1}{z} + \frac{\rho_1^2 - \rho_2^2}{2z} \right) \right]. \quad (10)$$

В результате принимаемая средняя мощность рассеянного излучения в плоскости $z = -f$ представляется в виде

$$P_s = \sum_{j=1}^4 P_j, \tag{11}$$

$$P_j = Qq_j \int_0^L \frac{dz}{z^2} \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{k^2 \alpha_0^2 a_0^2}{1 + (ka_0^2/z)^2 - (a_0/a)^2 F_j(z)} \right] \right\},$$

где

$$Q = \lambda \sigma_s P_0 \left(\frac{a_0}{a} \right)^2 \frac{M^2}{2} \frac{M^2 + 1}{(M^2 - 1)^2};$$

$$q_j = \begin{cases} 1, & j = 1, \\ -2/(M^2 + 1), & j = 2, \\ 2/(M^2 + 1), & j = 3, \\ M^{-2}, & j = 4; \end{cases}$$

$$F_j(z) = 4\chi + q_j + q_j \left[ka^2 \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{F} \right) \right]^2 + i v_j ka^2 \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{F} \right);$$

$$\chi = \frac{a^2 \sigma^2}{l^2}; \quad \alpha_0 = a_d/f;$$

$$v_j = \begin{cases} 0, & j = 1, 4, \\ -2(M^2 - 1)/(M^2 + 1), & j = 2, \\ 2(M^2 - 1)/(M^2 + 1), & j = 3; \end{cases}$$

P_0 – мощность когерентного источника; $P_0 M^2 (M^2 + 1) \times [2(M^2 - 1)^2]^{-1}$ – выходная мощность когерентного коллимированного пучка при гауссовой функции пропускания кольцевой апертуры. Можно показать, что интеграл (11) сходится при конечном значении a_d .

На рис.2 показана средняя интенсивность (9) при $\rho = 0$ распространяющегося коллимированного пучка как функция координаты z для различных степеней пространственной когерентности начального поля. Видно, что при уменьшении начального радиуса когерентности положение максимума средней интенсивности (9) смещается к приемнику. Соответственно и средняя мощность рассеянного излучения ведет себя немонотонно при варьировании радиуса пространственной когерентности ρ_c , если число Френеля передающей апертуры достаточно велико. Это следует из результатов расчета средней мощности, представленных на рис.3. С увеличением продольно-

$\langle I_i(0, z) \rangle$ (произв. ед.)

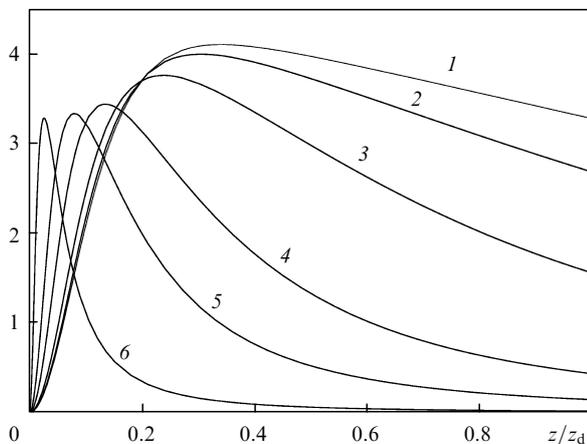


Рис.2. Средняя интенсивность $\langle I_i(0, z) \rangle$ на оси коллимированного освещающего пучка в приближении гауссовой функции пропускания выходной апертуры ($a = 0.3$ м, $M = 3$): в отсутствие флуктуаций фазы начального поля (1) и при их наличии для $\sigma^2 = 10^{-2}$ (2), 5×10^{-2} (3), 3×10^{-1} (4), 1 (5), 10 рад² (6), $l = 4 \times 10^{-2}$ м; z_d – эффективная дифракционная длина.

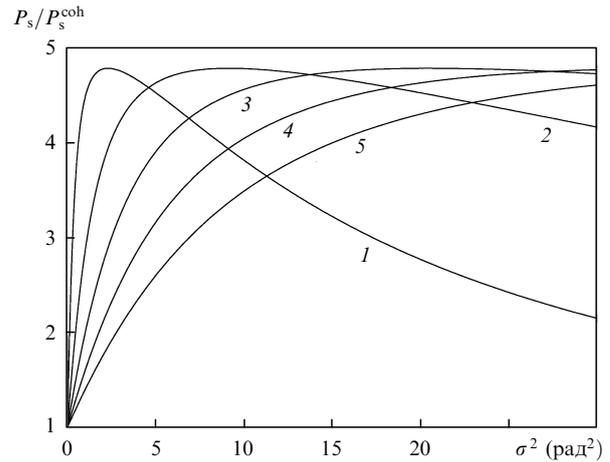


Рис.3. Средняя мощность P_s рассеянного излучения коллимированного пучка ($a = 0.3$ м, $M = 3$) как функция дисперсии фазы при радиусе приемной линзы $a_0 = 0.1$ м, продольном размере рассеивающей области $L \ll z_d$, числе Френеля $N_F(L) \approx 110$, $l = 2$ (1), 4 (2), 6 (3), 8 (4) и 10 мм (5); P_s^{coh} – средняя принимаемая мощность в отсутствие флуктуаций начального поля.

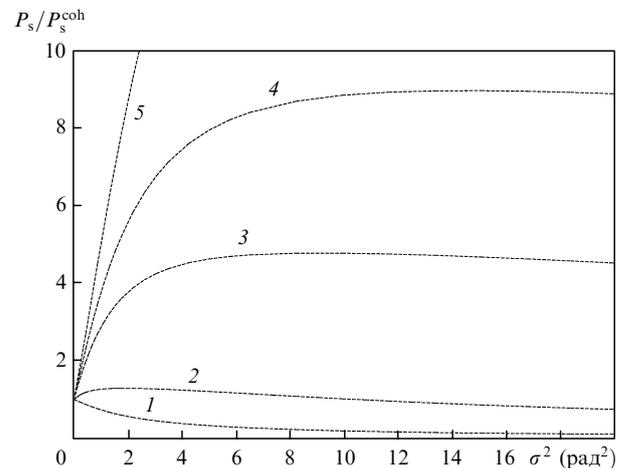


Рис.4. Средняя мощность P_s рассеянного излучения коллимированного пучка ($a = 0.3$ м, $M = 3$) как функция дисперсии фазы при $a_0 = 0.1$ м, $l = 4$ мм, $N_F(L) \approx 20$ (1), 50 (2), 110 (3), 150 (4) и 200 (5); P_s^{coh} – средняя принимаемая мощность в отсутствие флуктуаций начального поля.

го размера рассеивающей области зависимость средней мощности от начального радиуса когерентности поля становится монотонной (рис.4).

4. Влияние дифракции на краях передающей и приемной апертур на среднюю принимаемую мощность

Будем считать, что апертуры приемопередающего канала оптической системы на рис.1 имеют прямоугольную функцию пропускания, т. е. резкую границу. В этом случае интегралы (3), (5) и (6) имеют конечные области интегрирования S_{ab} , S_{a_0} . С учетом резких границ расчет средней мощности (7) можно выполнить, воспользовавшись тем, что интеграл (5) есть интеграл свертки функций (3) и (6), и применив численную процедуру быстрого преобразования Фурье.

Запишем выражения для средней интенсивности рассеянного излучения (5) и принимаемой мощности (7) в следующем виде:

$$\langle I_s(\rho_0, f) \rangle = \frac{\sigma_s}{\lambda^2 f^2} \int_0^L dz \times \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_i(s, z) \Phi_r(s, z) \exp\left(2\pi i s \rho_0 \frac{z}{f}\right), \quad (12)$$

$$P_s = \frac{\sigma_s}{\lambda^2} \int_0^L \frac{dz}{z^2} \int_{S'_d(z)} dr_0 \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_i(s, z) \Phi_r(s, z) \exp\left(2\pi i s r_0\right), \quad (13)$$

где $\Phi_i(s, z)$ и $\Phi_r(s, z)$ – пространственные спектры интенсивностей (3) и (6); $r_0 = \rho_0 z / f$; $S'_d(z) = S_d z^2 / f^2$ – поверхность интегрирования, определяемая угловой проекцией фотодетектора на плоскость, удаленную от него на расстоянии z .

Вычислим спектр $\Phi_i(s, z)$ (спектр $\Phi_r(s, z)$ вычисляется аналогично). По определению спектр средней интенсивности $\langle I_i(\mathbf{R}, z) \rangle$ есть

$$\Phi_i(s_1, z) = \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{R} \langle I_i(\mathbf{R}, z) \rangle \exp(2\pi i \mathbf{R} s). \quad (14)$$

Подстановка выражения (3) для $\langle I_i(\mathbf{R}, z) \rangle$ в (14) дает дельта-функцию Дирака $\delta(\lambda z s + \rho_1 - \rho_2)$ для интеграла по переменной \mathbf{R} и (14) принимает вид

$$\Phi_i(s, z) = \int_{S_{ab}} \int_{S_{ab}} d\rho_1 d\rho_2 \delta(\lambda z s + \rho_1 - \rho_2) \times \exp\left\{\frac{ik\mu}{2z}(\rho_1^2 - \rho_2^2) + \sigma^2 \left\{\exp\left[-\frac{(\rho_1 - \rho_2)^2}{2l^2}\right] - 1\right\}\right\}, \quad (15)$$

где $\mu = 1 - z/F$.

Представим интеграл по S_{ab} в (15) в виде разности двух интегралов по S_a и S_b :

$$\int_{S_{ab}} \int_{S_{ab}} = \int_{S_a} \int_{S_a} - \int_{S_b} \int_{S_b} + 2\text{Re}\left(\int_{S_a} \int_{S_b}\right). \quad (16)$$

Теперь для любого из трех двойных интегралов в (16), воспользовавшись заменой $\rho_{1,2} = \mathbf{r} \mp \lambda z s / 2$, получим

$$\Phi_{i_{ab}}(s, z) = \exp\left\{\sigma^2 \left\{\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda z s}{l}\right)^2\right] - 1\right\}\right\} \times \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{r} f_a\left(\mathbf{r} - \frac{\lambda z s}{2}\right) f_b\left(\mathbf{r} + \frac{\lambda z s}{2}\right) \exp(2\pi i \mu \mathbf{r} s), \quad (17)$$

где

$$f_x(\rho_j) = \begin{cases} 0, & |\rho_j| > x, \\ 1, & |\rho_j| \leq x \end{cases} \quad (18)$$

– форм-фактор круга; $j = 1, 2$; $x = a, b$. Интеграл (17) сводится к одномерному интегралу в конечных пределах.

Расчет спектров $\Phi_i(s, z)$ и $\Phi_r(s, z)$ при больших числах Френеля передающей апертуры $N_F = ka^2/z$ осложняется тем, что при малых z спектр значительно уширяется и для проведения расчетов с требуемым пространственным разрешением необходима сетка с очень большим числом узлов N . В пределе при $z \rightarrow 0$ размерность вычислительной сетки N неограниченно возрастает. Максимально возможная для используемого компьютера размерность сетки автоматически задает минимальное расстояние $z = L_0$,

определяющее ближнюю границу рассеивающей области. Дальняя граница $z = L$ определяется, как уже отмечалось выше, условием $\tau < 1$ и дифракционным уширением пучка.

Таким образом, расчетная формула для средней принимаемой мощности принимает вид

$$P_s = P_s(\Delta L = L - L_0) = \frac{\sigma_s}{\lambda^2} \int_{L_0}^L \frac{dz}{z^2} \int_{S'_d(z)} d\mathbf{r}_0 \times \int_{-\infty}^{\infty} \Phi_i(s, z) \Phi_r(s, z) \exp(2\pi i s r_0) = \frac{\sigma_s}{\lambda^2} \sum_{j=1}^{M_{NF}} \sum_{\kappa=1}^8 \frac{\Delta z_j}{8z_j^2} \sum_{n'=0}^{N-1} \sum_{m'=0}^{N-1} S'_d(z_j, n' \Delta r_0, m' \Delta r_0) \times \sum_{m=0}^{N-1} \sum_{n=0}^{N-1} \Phi_i(m \Delta s, n \Delta s, z_j) \Phi_r(m \Delta s, n \Delta s, z_j) \times \exp\left[2\pi i \left(\frac{mm'}{N} + \frac{nn'}{N}\right)\right] (\Delta s \Delta r_0)^2, \quad (19)$$

где Δr_0 и Δs – пространственное разрешение и разрешение по пространственным частотам; $S'_d(z_j, n' \Delta r_0, m' \Delta r_0)$ – форм-фактор проекции фотодетектора на плоскость, расположенную от него на расстоянии z_j . Интеграл по продольному направлению в расчетах по формуле (19) заменялся суммой значений мощности излучения, рассеянного на тонких слоях в точках трассы $z_j = z_d / (\kappa j)$; j – порядковые номера экстремумов средней интенсивности вдоль направления распространения пучка в отсутствие флуктуаций; Δz_j – расстояние между экстремумами в точках z_j и z_{j+1} ; $z_d = a^2(1 - M^{-2})/\lambda$ – эффективная дифракционная длина для кольцевой выходной апертуры; κ – число слоев между соседними экстремумами. Отсчет ведется от экстремума, находящегося в точке $z_1 = z_d$, до экстремума, положение которого задается числом Френеля $N_F = 10^3$. Число слоев κ определяет погрешность вычисления интеграла вдоль трассы. При $\kappa \geq 8$ относительная погрешность не превышала 10 %, поэтому при расчетах κ задавалось равным 8.

На рис.5 представлены результаты расчета средней мощности рассеянного излучения по формулам (11) и (19) в зависимости от угловой расходимости распространяющегося пучка α при различных пространственных когерентностях поля на выходной апертуре. Каждая кривая нормирована на максимальную среднюю мощность $P_{s \max}^{\text{coh}}$, получаемую в расчетах для полностью когерентного пучка. Видно, что при определенной угловой расходимости мощность рассеянного излучения максимальна. Положение максимума на оси абсцисс и его величина определяются пространственной когерентностью начального поля. Чем хуже начальная когерентность, тем при большей угловой расходимости пучка средняя мощность становится максимальной и тем меньше ее значение в максимуме. Из сравнения сплошных и штриховых кривых на рис.5 следует, что учет дифракции на краях приемной и передающей апертур приводит к смещению положений максимумов вдоль оси абсцисс и небольшому изменению их величины. Отметим, что при расчетах по формуле (11) для корректного сравнения результатов, получаемых при гауссовой аппроксимации, с более строгими результатами расчетов по формуле (19) радиусы

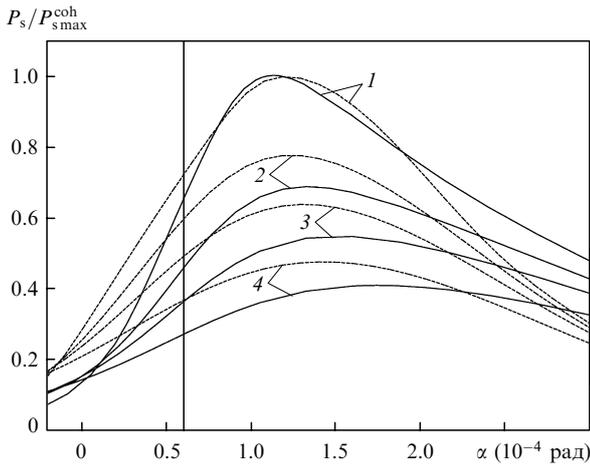


Рис.5. Средняя принимаемая мощность P_s рассеянного излучения пучка ($a = 0.3$ м, $M = 3$) в зависимости от угловой расходимости α в отсутствие флуктуаций (1) и при их наличии для $\rho_c = 2$ (2), 1 (3) и 0.5 мм (4), $a_0 = 0.1$ м. Сплошные кривые – расчет по формуле (11), штриховые – расчет по формуле (19) с учетом дифракции на краях апертур. Вертикальной линией отмечено значение $\alpha = 6.1 \times 10^{-3}$ рад, соответствующее фокусировке на дальней границе рассеивающей области.

выходной и приемной апертур задавались равными $a\sqrt{2}$ и $a_0\sqrt{2}$ [6]. Формула (11) может быть использована для оценки средней принимаемой мощности при достаточно больших радиусах когерентности исходного поля: $a/\rho_c < 10$.

Из представленных на рис.5 результатов следует, что дополнительная расходимость распространяющегося лазерного пучка за счет неполной пространственной когерентности начального поля проявляется в смещении положения максимума вдоль оси абсцисс и в уменьшении средней принимаемой мощности рассеянного излучения. Это позволяет путем варьирования угловой расходимости пучка найти значение α , соответствующее максимуму средней мощности рассеянного излучения и тем самым определить угловую расходимость частично когерентного пучка. Разность угловых расходимостей, соответ-

ствующих максимумам средней мощности рассеянного излучения, рассчитанной для когерентного и частично когерентного пучков, может служить управляющим сигналом для корректора волнового фронта.

5. Заключение

В статье рассмотрена возможность использования обратного рассеяния излучения в атмосфере для управления адаптивным контуром оптической системы с кольцевой выходной апертурой. Найдена формула для средней принимаемой мощности рассеянного излучения в приближении гауссовых функций пропускания апертур приемопередающего канала. Изучено влияние дифракции на краях передающей и приемной апертур на принимаемую мощность. Представлены результаты анализа средней принимаемой мощности как функции угла расходимости распространяющегося пучка и пространственной когерентности начального поля.

Показано, что средняя мощность рассеянного в обратном направлении излучения зависит от пространственной когерентности начального поля, т.е. содержит информацию об искажениях волнового фронта пучка на выходной апертуре. Это позволяет использовать обратное рассеяние излучения распространяющегося пучка в контуре обратной связи при адаптивном управлении начальным волновым фронтом для компенсации искажений, возникающих в оптическом тракте на этапе формирования пучка.

1. Zhmylevski V.V., Ignatiev A.B., Konyaev Yu.A., Morozov V.V. *Abstracts XI Joint Int. Symp. «Atmospheric and Ocean Optics. Atmospheric Physics»* (Tomsk, 2004, p. 92).
2. Банах В.А. *Оптика атмосферы и океана*, **20** (4), 303 (2007).
3. Banakh V.A., Rytchkov D.S., Falits A.V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6160**, 153 (2005).
4. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. *Введение в статистическую радиофизику* (М.: Наука, 1978, т. 2).
5. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. *Лазерное излучение в турбулентной атмосфере* (М.: Наука, 1976).
6. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. *Оптика турбулентной атмосферы* (Л.: Гидрометеиздат, 1988).