

УДК 535.3:538.56

СРЕДНЯЯ ИНТЕНСИВНОСТЬ ПУЧКА, ОТРАЖЕННОГО ОТ ЗЕРКАЛА ОВФ В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

А. Н. Малахов, А. В. Половинкин, А. И. Саичев

Исследованы средняя интенсивность и степень когерентности пучка, отраженного с обращением волнового фронта в случайно-неоднородной среде. Обсуждаются условия компенсации зеркалом ОВФ влияния турбулентности на распределение потока энергии и когерентные свойства отраженного излучения. Показано, что при достаточно большом отношении диаметра зеркала ОВФ к диаметру источника степень когерентности в центре отраженного пучка может быть сделана близкой к единице, независимо от выполнения полученных условий компенсации влияния турбулентности на большую часть потока энергии отраженного излучения.

1. В последние годы большое внимание уделяется созданию оптических и акустических систем, обращающих волновой фронт (зеркал ОВФ) [1–3], предназначенных для компенсации влияния случайных неоднородностей среды и достижения дифракционного предела фокусировки отраженного излучения в окрестности источника.

Поэтому актуален вопрос об эффективности применения таких систем в реальных турбулентных средах. Ранее в различных приближениях неоднократно исследовались статистические свойства сферической волны, отраженной зеркалом ОВФ в случайно-неоднородных стационарных и нестационарных средах [4–7].

Вместе с тем, для решения ряда задач, в том числе оптической связи и оптимальной передачи энергии, необходимо знать статистические характеристики (прежде всего, среднее поле и среднюю интенсивность) отраженного излучения для случая, когда источник нельзя считать точечным, т. е. когда неприменимо приближение падающей сферической волны. В этом плане наиболее практически важным является случай пучков. В связи с этим в [8] было рассмотрено среднее поле лазерного пучка, отраженного от зеркала ОВФ в турбулентной атмосфере.

Настоящая работа посвящена анализу средней интенсивности пучка произвольного размера, отраженного с обращением волнового фронта в случайно-неоднородной среде. Предполагается, что флуктуации диэлектрической проницаемости среды $\epsilon(\mathbf{r})$ обладают следующими свойствами: а) крупномасштабность, так что распространение волн с достаточной степенью точности описывается малоугловым приближением квазиоптики; б) статистическая однородность; в) структурная функция флуктуаций $D_\epsilon(\mathbf{r}) = \langle |\epsilon(\mathbf{r}) - \epsilon(0)|^2 \rangle$ подчиняется закону Колмогорова—Обухова $D_\epsilon(\mathbf{r}) = C_\epsilon^2 r^{2/3}$, где C_ϵ^2 — структурная постоянная*. Кроме того, предполагается, что обращение волнового фронта в пределах апертуры зеркала ОВФ является идеальным. Рассматривается случай «неподвижной» среды, когда неоднородности практически не успевают измениться за время прохождения пучка от источника до зеркала ОВФ и обратно. Простые оценки показывают, что с этой точки зрения турбулентную атмосферу вблизи поверхности Земли можно считать неподвижной при расстояниях между источником и зеркалом ОВФ длиной до нескольких десятков километров (см., на-

* Усреднение $\langle \dots \rangle$ идет по ансамблю реализаций $\epsilon(\mathbf{x}, \rho)$.

пример, [4-6]). Отметим, что с учетом выводов работ [5-7] полученные в данной статье результаты могут быть легко обобщены на случай существенно нестационарной среды.

2. Пусть в плоскости $x=L$ находится зеркало ОВФ диаметра D , а в плоскости $x=0$ излучается пучок с комплексной амплитудой $u_0(\rho)$, где ρ — поперечные к оси Ox координаты. Тогда средняя интенсивность $\langle I(\rho) \rangle$ отраженного от зеркала ОВФ пучка в плоскости $x=0$ равна

$$\langle I(\rho) \rangle = \int u_0^*(\rho_1) u_0(\rho_2) \langle G^*(0, \rho_1; L, q_1) G(0, \rho_2; L, q_2) \times \\ \times G(0, \rho; L, q_1) G^*(0, \rho; L, q_2) \rangle f(q_1/D) f^*(q_2/D) dq_1 dq_2 d\rho_1 d\rho_2 = \langle |v(\rho)|^2 \rangle. \quad (1)$$

Здесь $f(\rho/D)$ — локальный коэффициент отражения зеркала ОВФ, равный нулю вне его апертуры, $G(0, s; x, \rho)$ — функция Грина параболического уравнения квазиоптики:

$$2ik \frac{\partial G}{\partial x} + \Delta_{\perp} G = k^2 \varepsilon(x, \rho) G, \quad G(0, s; 0, \rho) = \delta(s - \rho),$$

а

$$v(\rho) = \int u_0^*(\rho) f(q/D) G^*(0, \rho; L, q) G(0, \rho; L, q) d\rho dq \quad (2)$$

— комплексная амплитуда отраженного пучка в плоскости $x=0$. Отметим, что точное выражение для четвертой моментной функции, стоящей под знаком интеграла в (1), неизвестно, поэтому рассмотрим вначале

$$I_k(\rho) = \langle |v(\rho)|^2 \rangle \quad \text{и} \quad I''(\rho) = \langle |v(\rho) - \langle v(\rho) \rangle|^2 \rangle \quad (3)$$

— интенсивности соответственно когерентной и некогерентной составляющих отраженного пучка в плоскости источника. Затем, используя очевидное соотношение

$$\langle I(\rho) \rangle = I_k(\rho) + I''(\rho), \quad (4)$$

проанализируем более подробно распределение потока энергии и когерентные свойства отраженного пучка.

3. Интенсивность когерентной составляющей легко найти, выражая, согласно (2), среднее поле $\langle v(\rho) \rangle$ отраженного пучка через функцию когерентности

$$\Gamma(L, q; 0, \rho, \rho) = \langle G(L, q; 0, \rho) G^*(L, q; 0, \rho) \rangle$$

сферической волны, излученной в точке $x=L$, $\rho = q$:

$$\langle v(\rho) \rangle = \int f(q/D) u_0^*(\rho) \Gamma(L, q; 0, \rho, \rho) dq d\rho. \quad (5)$$

Выражение для $\Gamma(L, q; 0, \rho, \rho)$ известно (см., например, [9]). Подставляя его в (5), находим

$$\langle v(\rho) \rangle = \int u_0^*(\rho - \theta L) \exp\{ik(\theta\rho) - i(k/2)\theta^2 L\} \Phi(\theta) \times \\ \times \exp\{-D_s(L, 0, \theta L)\} d\theta. \quad (6)$$

Здесь

$$\Phi(\theta) = (k/2\pi)^2 \int f(\xi) \exp\{i\theta\xi\} d\xi, \quad (7)$$

а функция $D_s(L, \eta, q)$ выражается равенством

$$D_s(L, \eta, q) = (\pi k^2/4) \int_0^L H[\eta(1 - x'/L) + qx'/L] dx', \quad (8)$$

где

$$H(\zeta) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \langle [\varepsilon(0, 0) \varepsilon(x, 0) - \varepsilon(0, 0) \varepsilon(x, \zeta)] \rangle dx.$$

Легко показать, что с точностью до коэффициента $1/2$ функция $D_s(L, \eta, q)$ совпадает со средним квадратом разности набегов фаз вдоль прямых лучей, начальные точки которых в плоскости $x=0$ соединены вектором η , а конечные точки в плоскости $x=L$ — вектором q . В случае, когда $D_s(r) = C_s^2 r^{2/3}$, выражения для $H(\zeta)$ и $D_s(L, 0, \rho)$ принимают вид (см. [9])

$$H(\zeta) = \rho C_s^2 \zeta^{5/3}, \quad \rho = 0,46, \quad D_s(L, 0, \rho) = D_s(L, \rho, 0) = (\rho/\rho_k)^{5/3},$$

где $\rho_k = (32/3\pi)^{3/5} (C_s^2 k^2 L)^{-3/5}$ имеет смысл радиуса когерентности первоначально сферической волны, прошедшей в турбулентной среде трассу длиной L . Заметим, что характерный масштаб функции $D_s(L, R, Q)$ по переменным R и Q при $|R|, |Q| > 0$ также примерно равен ρ_k .

После громоздких преобразований, используя (3), (6), найдем выражение для интенсивности когерентной составляющей волнового поля отраженного пучка:

$$I_k(\rho) = \int U(\rho - \theta L, \kappa) \tilde{W}[L, Q - (\rho - \theta L + \kappa L), \theta] F(Q, \theta) dQ d\kappa d\theta. \quad (9)$$

Здесь

$$U(\rho, \kappa) = (k/2\pi)^2 \int u(\rho + p/2) u^*(\rho - p/2) \exp\{-ik(p\kappa)\} dp \quad (10)$$

— лучевая интенсивность пучка, создаваемого источником, ρ и κ имеют смысл соответственно поперечной координаты и угла, по отношению к оси Ox , выхода лучей из плоскости источника в направлении зеркала;

$$F(Q, \theta) = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \int f\left(\frac{Q + q/2}{D}\right) f^*\left(\frac{Q - q/2}{D}\right) \exp\{-ik(q\theta)\} dq \quad (11)$$

— диаграмма рассеяния лучей зеркалом ОВФ, обладающая характерными масштабами: D — по переменной Q (точке отражения луча на зеркале), $\theta^* = 1/kD$ — по переменной θ (углу рассеяния отраженного зеркалом ОВФ луча, см. рис. 1); функция

$$\begin{aligned} \tilde{W}[L, R, 0] = & \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \int \exp\{-(|\theta L - \zeta/2|/\rho_k)^{5/3} - (|\theta L + \zeta/2|/\rho_k)^{5/3}\} \times \\ & \times \exp\{-ik(\zeta R)/L\} d\zeta \end{aligned} \quad (12)$$

описывает влияние турбулентности на когерентную составляющую отраженного пучка.

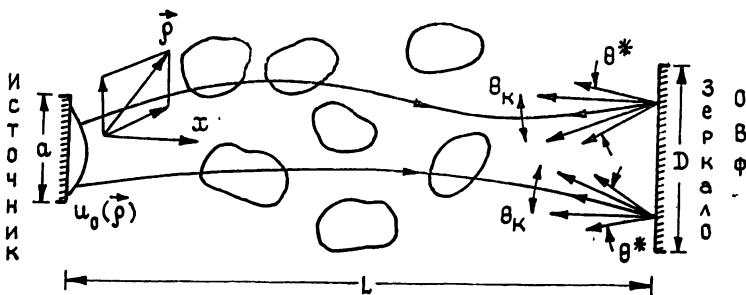


Рис. 1.

Отметим, что в случае однородной среды, когда $\rho_k \equiv \infty$ и, следовательно, $\bar{W}[L, R, \theta] = \delta(R)$, интенсивность когерентной составляющей $I_k(\rho)$ совпадает с $I_0(\rho)$ — интенсивностью отраженного пучка в вакууме:

$$I_0(\rho) = \int U(\rho - \theta L, \kappa) F(\rho - \theta L + \kappa L, 0) d\theta d\kappa. \quad (13)$$

Обсудим (9), (13), используя геометрическую интерпретацию. Как видно из данных выражений, поперечные координаты Q точек падения лучей на зеркало ОВФ в турбулентной среде отличаются в среднем от соответствующих координат $Q_0 = \rho - \theta L + \kappa L$ в вакууме на величину порядка $L/k\rho$.

Вместе с тем, благодаря обращению волнового фронта, точки падения $(0, \rho)$ отраженных лучей, образующих когерентную составляющую отраженного пучка в плоскости $x=0$, не зависят ни от координат точек отражения Q , ни от конкретных свойств турбулентной среды и отстоят от точек выхода $(0, \rho_0)$ покидающих источник лучей точно на расстояние θL . При этом не все лучи, рассеянные на угол θ , дают вклад в когерентную составляющую отраженного пучка. Как видно из (9), (13), отношение вклада в средний поток энергии когерентной составляющей отраженного пучка, вносимого лучами, рассеянными в секторе $[\theta, \theta + d\theta]$, ко всему среднему потоку энергии, переносимому лучами, рассеянными в данном секторе, примерно равно

$$\exp\{-2(\theta/\theta_k)^{5/3}\},$$

где $\theta_k = \rho_k/L$ — угол когерентности, т. е. максимальный угол между волновыми векторами двух плоских волн, при котором эти волны, пройдя трассу длиной L , остаются взаимно когерентными.

Если выполнено условие

$$D > L/k\rho \quad (14)$$

или эквивалентное ему

$$\theta^* < \theta_k, \quad (14a)$$

т. е. если диаграмма рассеяния $F(Q, \theta)$ более острая функция переменной θ , чем $\exp\{-2(\theta/\theta_k)^{5/3}\}$, то зеркало ОВФ практически полностью компенсирует влияние турбулентности на отраженный пучок и $I_k(\rho)$ переходит в $I_0(\rho)$.

В случае

$$D < L/k\rho \quad (15)$$

наряду с $I_k(\rho)$ важную информацию о распределении отраженного потока энергии несет $I^H(\rho)$ — интенсивность некогерентной составляющей отраженного пучка (см. (3)).

Перейдем к выводу выражения для $I^H(\rho)$, используя для этого соотношение

$$I^H(\rho) = \langle I(\rho) \rangle - I_k(\rho),$$

эквивалентное (4), и представляя $\langle I(\rho) \rangle$ с помощью (1), (10), (11) в удобном для дальнейших преобразований виде

$$\begin{aligned} \langle I(\rho) \rangle = & \int U(r, \kappa) \langle j(r, \kappa; Q, \beta_1) j(\rho, \nu; Q, \beta_2) \rangle \times \\ & \times F(Q, \beta_1 - \beta_2) d\nu d\beta_1 d\beta_2 d\kappa dr. \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned} j(\rho, \kappa; Q, \beta) = & \left(\frac{\hbar}{2\pi}\right)^2 \int G(0, \rho + p/2; L, Q + q/2) G(0, \rho - p/2; L, Q - q/2) \times \\ & \times \exp\{ik(\kappa p) - ik(\beta q)\} dp dq, \end{aligned}$$

$j(r, \kappa; Q, \beta_1)$ имеет смысл вклада, который вносит в интенсивность падающего пучка в точке (L, Q) на зеркале луч, выходящий из точки

$(0, r)$ в плоскости источника под углом α и падающий на зеркало под углом β к оси Ox .

Величина $j(\rho, \nu; Q, \beta_2)$ описывает вклад, который вносит в интенсивность отраженного пучка в точке $(0, \rho)$ в плоскости источника луч, выходящий из точки (L, Q) на зеркале под углом β_2 и пересекающий плоскость $x=0$ под углом ν к оси Ox .

Следует иметь в виду, что некогерентную составляющую образуют отраженные лучи, на которых не происходит компенсации случайных фазовых набегов. Поэтому при вычислении $I^H(\rho)$ естественно считать $j(r, \alpha; Q, \beta_1)$ и $j(\rho, \nu; Q, \beta_2)$ некоррелированными и положить

$$\langle j^*(r, \alpha; Q, \beta_1) j(\rho, \nu; Q, \beta_2) \rangle = \langle j^*(r, \alpha; Q, \beta_1) \rangle \langle j(\rho, \nu; Q, \beta_2) \rangle.$$

Кроме того, следует помнить, что часть отраженных лучей образует когерентную составляющую отраженного пучка и поэтому не должна учитываться при нахождении $I^H(\rho)$. Иначе значение потока энергии отраженного пучка, вычисленное в плоскости источника, $\int \langle I(R) \rangle dR$ оказалось бы больше этого же потока в окрестности зеркала ОВФ, где он равен

$$\langle N \rangle = \int \langle I'(L, q) \rangle |f(q)|^2 dq. \quad (16)$$

В последнем выражении $\langle I'(L, q) \rangle$ — средняя интенсивность падающего на зеркало ОВФ пучка (подробнее о парадоксе отраженного зеркалом ОВФ потока энергии в случае падающей сферической волны см. в [4]).

С учетом сделанных предположений получаем

$$I^H(\rho) = I_{н.н}(\rho) - \int I_k(s) W_2(L, \rho - s) ds, \quad (17)$$

где

$$I_{н.н}(\rho) = \frac{1}{L^2} \int U(r, \alpha) W_1(L, Q - r - \alpha L) F\left(Q, \frac{s-r}{L}\right) \times \\ \times W_2(L, \rho - s) dr d\alpha dQ ds \quad (18)$$

— средняя интенсивность отраженного пучка, вычисленная в пренебрежении корреляцией неоднородностей на трассах падающего и отраженного пучков.

При выводе (17), (18) использованы соотношения

$$\langle j(\rho, \alpha; Q, \beta) \rangle = (k/2\pi)^2 (k/2\pi L)^2 \int \exp\{-D_s(L, \rho, q)\} \times \\ \times \exp\{i(k/L)[\rho(\rho + \alpha L - Q) - q(\rho + \beta L - Q)]\} dp dq$$

(см., например, [9]), приближенное равенство

$$\exp\{-D_s(L, \rho, q) - D_s(L, 0, q)\} \approx \exp\{- (p/\rho_k)^{5/3} - 2(q/\rho_k)^{5/3}\},$$

а также введены функции $W_1(L, \rho)$ и $W_2(L, \rho)$.

При этом функцию

$$W_1(L, \rho) = (k/2\pi L)^2 \int \exp\{-D_s(L, 0, q) - i(k/L)(q\rho)\} dq \quad (19)$$

естественно интерпретировать как плотность вероятности отклонения поперечных координат падающих на зеркало ОВФ лучей в турбулентной среде от координат соответствующих лучей в вакууме, а функцию

$$W_2(L, \rho) = (k/2\pi L)^2 \int \exp\{-2D_s(L, 0, \xi) - i(k/L)(\xi\rho)\} d\xi \quad (20)$$

— как плотность вероятности отклонения в плоскости источника поперечных координат отраженных зеркалом ОВФ лучей от соответствующих координат в вакууме.

Характерный масштаб функции $W_1(L, \rho)$, так же как и функции $W_2(L, \rho)$, порядка

$$\sigma = 2L/k\rho_k. \quad (21)$$

Незначительное, в полтора раза (ср. (19), (20)), увеличение характерного масштаба функции $W_2(L, \rho)$ по сравнению с $W_1(L, \rho)$ связано с тем, что $W_1(L, \rho)$ описывает поперечные отклонения, приобретаемые лучами при однократном прохождении трассы от источника до зеркала ОВФ, а $W_2(L, \rho)$ — суммарный эффект случайного отклонения поперечных координат лучей как при их распространении от источника до зеркала, так и при обратном распространении в плоскость источника.

При этом, однако, характерный масштаб $W_2(L, \rho)$ ровно в два раза меньше характерного масштаба функции $W_1(2L, \rho)$, описывающей случайные отклонения лучей, прошедших в турбулентной среде без отражений трассу длиной $2L$. Такая особенность $W_2(L, \rho)$ связана с тем, что даже в случае статистически независимых случайных поворотов отраженных и падающих лучей изменение зеркалом ОВФ направления распространения луча на прямо противоположное приводит к частичной компенсации разброса поперечных координат отраженных лучей.

Возвращаясь к равенствам (4), (17), находим окончательное выражение для средней интенсивности отраженного пучка:

$$\langle I(\rho) \rangle = I_k(\rho) + I_{н.н}(\rho) - \int I_k(s) W_2(L, \rho - s) ds. \quad (22)$$

Легко видеть, что вычисленный согласно (22) отраженный поток энергии

$$\int \langle I(\rho) \rangle d\rho = \int I_{н.н}(R) dR = \int \langle I'(Q) \rangle |f(Q)|^2 dQ = \langle N \rangle \quad (23)$$

совпадает с отраженным потоком в непосредственной окрестности зеркала ОВФ (см. (16)). При выводе равенств (23) было использовано свойство нормировки $\int W_2(L, r) dr = 1$, соотношение $\int F(Q, \theta) d\theta = |f(Q)|^2$, а также представление для средней интенсивности падающего пучка

$$\langle I'(L, \rho) \rangle = \int U(r, x) W_1(\rho - r - xL) dr dx,$$

эквивалентное известному выражению для средней интенсивности пучка в турбулентной среде ([9], с. 359).

5. С применением полученных выражений (9), (17), (22) можно исследовать не только плотность потока энергии отраженного пучка (пропорциональную $\langle I(\rho) \rangle$), но и найти степень взаимной когерентности $|\gamma(\rho)|$ (см., например, [10], с. 108) отраженного пучка в плоскости источника $x=0$ с любым детерминированным пучком $m(\rho)$ (в частности, исходным пучком $u_0(\rho)$):

$$|\gamma(\rho)| = \frac{|\langle m(\rho) v(\rho) \rangle|}{[|m(\rho)|^2 \langle I(\rho) \rangle]^{1/2}} = \frac{|\langle v(\rho) \rangle|}{\langle I(\rho) \rangle^{1/2}} = \left[\frac{I_k(\rho)}{\langle I(\rho) \rangle} \right]^{1/2}. \quad (24)$$

Однако выражение (24) для $|\gamma(\rho)|$ оказывается в ряде случаев слишком громоздким. Более удобной для характеристики когерентных свойств отраженного с обращением волнового фронта пучка является величина

$$s(\rho) = I_k(\rho)/I^n(\rho), \quad (25)$$

связанная с $\gamma(\rho)$ очевидным равенством

$$|\gamma(\rho)| = [s(\rho)/(1 + s(\rho))]^{1/2}. \quad (26)$$

6. Остановимся подробнее на анализе средней интенсивности и величины $s(\rho)$ в наиболее интересном случае больших расстояний между источником и зеркалом ОВФ, когда

$$\sigma > \rho_k \quad (27)$$

и флуктуации падающего на зеркало ОВФ пучка насыщены. С использованием условия (27) выражения для $I^H(\rho)$ и $\langle I(\rho) \rangle$ удается преобразовать к более простому виду

$$I^H(\rho) = (1 - h) I_{н.н}(\rho), \quad \langle I(\rho) \rangle = I_k(\rho) + (1 - h) I_{н.н}(\rho), \quad (28)$$

где

$$h = \int I_k(\rho) d\rho / \langle N \rangle \quad (29)$$

— отношение потока энергии когерентной составляющей отраженной волны к полному отраженному зеркалом ОВФ потоку энергии.

Основные особенности энергетических и когерентных свойств отраженного излучения рассмотрим на важном, с точки зрения практических приложений, примере сфокусированного на зеркало ОВФ пучка. Будем считать, что этот пучок гауссов, с начальной амплитудой

$$u(\rho) = \sqrt{1/\pi a^2} \exp \{-\rho^2/2a^2 - ik\rho^2/2L\}.$$

В этом случае лучевая интенсивность данного пучка в плоскости $x=0$ (см. (10)) равна

$$U(\rho, x) = (k^2/\pi^2) \exp \{-\rho^2/a^2 - k^2 a^2 |x + \rho/L|^2\}. \quad (30)$$

Согласно (30) углы выхода лучей из фиксированной точки ρ удовлетворяют неравенству

$$|x + \rho/L| < 1/ka,$$

т.е. лежат в конусе углов, сосредоточенных вокруг углового вектора $x_0 = -\rho/L$, направленного на центр зеркала ОВФ. Конечная ширина конуса углов выхода $1/ka$ есть выражение дифракционной расходимости исходного пучка.

Используя (9), (28), находим в случае (30) следующие выражения для $I_k(\rho)$ и $I^H(\rho)$:

$$I_k(\rho) = \frac{k^2}{\pi^2 L^2} \int \exp \{-r^2/a^2 - k^2 a^2 v^2\} \times \quad (31)$$

$$\times \tilde{W}[L, Q - r - vL, (\rho - r)/L] F(Q, (\rho - r)/L) dr dv dQ;$$

$$I^H(\rho) = \frac{k^2(1-h)}{\pi^2} \int \exp \{-r^2/a^2 - k^2 a^2 v^2\} \times \quad (32)$$

$$\times W_1(L, Q - r - vL) F(Q, \theta) W_2(L, \rho - r - \theta L) dr dv dQ d\theta,$$

где h задается равенством (29). С применением гауссовой аппроксимации для коэффициента отражения зеркала ОВФ $f(\rho/D)$ и структурной функции $D_s(L, 0, \rho)$,

$$f(\rho/D) = \exp \{-\rho^2/2D^2\}, \quad D_s(L, 0, \rho) = \exp \{-(\rho/\rho_k)^2\}, \quad (33)$$

величина h может быть вычислена точно:

$$h = \frac{D^2 (1 + k^2 D^2 a^2 / L^2 + 4a^2 / \rho_k^2)}{(D^2 + \sigma^2/2) (1 + k^2 D^2 a^2 / L^2 + 2a^2 / \rho_k^2)}. \quad (34)$$

Проанализируем выражения (31), (32) и на их основе $\langle I(\rho) \rangle$ и $s(\rho)$, используя гауссову аппроксимацию (33) и предполагая вначале, что величины L , ρ_k , D фиксированы. При этом характер зависимости $\langle I(\rho) \rangle$ и $s(\rho)$ от диаметра пучка a , как от параметра, оказывается различным в следующих трех режимах: а) $a < \rho_k$, б) $\rho_k < a < \sqrt{2\sigma^2 + (L/kD)^2}$, в) $\sqrt{2\sigma^2 + (L/kD)^2} < a$.

а) Малые по диаметру пучки: $a < \rho_k$. В этом режиме, согласно (31), (32),

$$I_k(\rho) = \frac{4\pi a^2}{L^4} \exp \left\{ -2 \left(\frac{\rho}{\rho_k} \right)^2 \right\} \left| \Phi \left(\frac{k\rho}{L} \right) \right|^2, \quad (35)$$

$$I^H(\rho) = \frac{4\pi(1-h)a^2}{L^2} \int |\Phi(\theta)|^2 W_2(\rho - \theta L) d\theta,$$

где

$$h \simeq \frac{D^2}{D^2 + \sigma^2/2}, \quad (36)$$

а функция $\Phi(\theta)$ связана, согласно (7), (11), с диаграммой рассеяния $F(Q, \theta)$ равенством $|\Phi(\theta)|^2 = (k/2\pi)^2 \int F(Q, \theta) dQ$.

Как видно из выражений (35), (36), с точностью до множителя $16\pi^3 a^2$, пропорционального падающему и отраженному зеркалом ОВФ потоку энергии, $I_k(\rho)$ и $I^H(\rho)$ совпадают с соответствующими значениями в случае падающей сферической волны. При этом $\langle I(\rho) \rangle$ как функция поперечной координаты обладает двухмасштабной структурой и состоит из высокого, но узкого, диаметром ρ_k , пика, образованного в основном когерентной составляющей, а также широкого, диаметром $\sqrt{2\sigma^2 + (L/kD)^2}$, но малого пьедестала интенсивности некогерентной составляющей отраженного пучка. Величина $s(\rho)$ близка к

$$[1 + 8(D/\rho_k)^2][1 + 2(D/\sigma)^2]$$

в центральной области пика и равна нулю в периферийной области пьедестала $\langle I(\rho) \rangle$.

б) $\rho_k < a < \sqrt{2\sigma^2 + (L/kD)^2}$. В данном режиме пучков «среднего» диаметра выражения (31), (32) преобразуются к виду

$$I_k(\rho) = \frac{h \langle N \rangle}{\pi a^2} \exp \{-\rho^2/a^2\}, \quad (37)$$

$$I^H(\rho) = (1-h) \int F(Q, \theta) W_1(Q) W_2(\rho - \theta L) dQ d\theta,$$

где

$$h \simeq \frac{D^2(D^2 + \sigma^2)}{(D^2 + \sigma^2/2)^2}, \quad \langle N \rangle = \frac{1}{1 + (\sigma/D)^2}. \quad (38)$$

Согласно (37), (38), в режиме б) профиль интенсивности когерентной составляющей воспроизводит профиль падающего пучка, в то же время профиль $I^H(\rho)$, как и в случае а), определяется главным образом случайным блужданием и дифракционной расходимостью отраженных зеркалом ОВФ лучей. При этом максимальное значение $s(\rho)$, равное

$$8(D/a)^2(1 + 0,125 \rho_k^2/D^2)/(1 + D^2/\sigma^2),$$

уменьшается по мере увеличения диаметра падающего пучка, что вызывается перераспределением потока энергии когерентной составляющей в пределах возрастающей $\sim a^2$ площади когерентного «пика» при неизменных размерах пьедестала средней интенсивности.

в) Наконец, в случае падающего пучка большого диаметра $a > \sqrt{2\sigma^2 + (L/kD)^2}$ получаем

$$I_k(\rho) = h \langle N \rangle / \pi a^2 \exp \{-\rho^2/a^2\}, \quad (39)$$

$$I^H(\rho) = (1-h) \langle N \rangle / \pi a^2 \exp \{-\rho^2/a^2\},$$

где $\langle N \rangle$ и h по-прежнему выражаются равенствами (38). При этом в пределах отраженного пучка

$$s(\rho) = h/(1-h) = 4(D^2/\sigma^2)(1+D^2/\sigma^2).$$

Найденные выше закономерности позволяют проследить трансформацию $\langle I(\rho) \rangle$ и $s(\rho)$ не только при изменении диаметра пучка, но и при варьировании расстояния между источником и зеркалом ОВФ или значения C_i^2 . В связи с этим отметим, что с увеличением L и C_i^2 масштаб σ растет, как $L^{3/5}C_i^{6/5}$, а ρ_k уменьшается пропорционально $L^{-3/5}C_i^{-6/5}$. Таким образом, в случае фиксированного диаметра пучка при любом начальном режиме (малых, средних или больших пучков) с увеличением L или C_i^2 начинает осуществляться режим пучков среднего диаметра. При этом доля потока энергии в когерентной составляющей отраженного пучка уменьшается, согласно (38), пропорционально D^2/σ^2 . Однако $s(\rho)$ в пределах апертуры источника при неограниченном увеличении L или C_i^2 не падает до нуля, а стремится к постоянному значению $s_\infty = 8D^2/a^2$. Это объясняется тем, что в случае $\sigma > a$ при дальнейшем увеличении C_i^2 и L не только падает поток энергии в пике, но и возрастает $\sim \sigma^2$ площадь пьедестала средней интенсивности. Таким образом, с увеличением отношения D/a степень когерентности (24) отраженного пучка может быть сделана близкой к единице даже при очень больших длинах световых трасс и сильных флуктуациях диэлектрической проницаемости, когда условие компенсации (14) не выполняется.

ЛИТЕРАТУРА

1. Адаптивная оптика. — Сб. статей / Под ред. Э. А. Витриченко. — М.: Мир, 1980.
2. Обращение волнового фронта излучения в нелинейных средах. — Сб. научн. тр. / Под ред. В. И. Беспалова. — Горький: ИПФ АН СССР, 1982.
3. Бункин Ф. В., Власов Д. В., Кравцов Ю. А. — Квантовая электроника, 1981, 8, № 5, с. 1144.
4. Малахов А. Н., Половинкин А. В., Саичев А. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 5, с. 579.
5. Ахунов Х. Г., Кравцов Ю. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 5, с. 635.
6. Половинкин А. В., Саичев А. И. — Радиотехника и электроника, 1984, 29, с. 198.
7. Ахунов Х. Г., Бункин Ф. В., Власов Д. В., Кравцов Ю. А. — Квантовая электроника, 1982, 9, № 6, с. 1287.
8. Половинкин А. В., Саичев А. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 4, с. 433.
9. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. — М.: Наука, 1978.
10. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. — М.: Наука, 1981.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию
24 сентября 1985 г.

AN AVERAGE INTENSITY OF A BEAM, REFLECTED FROM A MIRROR REVERSING WAVE FRONT IN RANDOMLY INHOMOGENEOUS MEDIUM

A. N. Malakhov, A. V. Polovinkin, A. I. Saichev

An average intensity and a degree of coherence of a beam, reflected in random inhomogeneous medium from a mirror reversing wave front are investigated. The conditions of compensation for turbulence influence on energy stream distribution and coherent properties of the reflected beam are discussed. It is shown, that the degree of coherence in the center of the reflected beam may be close to unity regardless of execution of the compensation conditions in the case when ratio of the RWF mirror diameter to the source one is sufficiently large.