ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXVI, № 5 РАДИОФИЗИКА 1983

УДК 621 371.24

О СРЕДНЕЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ВОЛНЫ, ОТРАЖЕННОЙ ОТ ЗЕРКАЛА ОВФ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ

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

Исследована средняя интенсивность волны, отраженной в турбулентной среде от зеркала, обращающего волновой фронт (зеркала ОВФ) Рассмотрен случай точечного источника и «неподвижной» турбулентной среды, когда за время распространения волны от источника до зеркала ОВФ и обратно неоднородности среды практически не успевают измениться Показано, что если размер зеркала ОВФ превышает радиус когерентности падающей на него волны, то средняя интенсивность отраженной волны в точке источника превышает среднюю интенсивность волны, отраженной от сфокусированного на источник обычного сферического зеркала тех же размеров

1. Одним из перспективных направлений адаптивной оптики является использование зеркал, обращающих волновой фронт (зеркал ОВФ), в целях оптимальной концентрации отраженного излучения (см., например, [1, 2]). При распространении падающих на зеркало ОВФ и отраженных от него волн в реальной турбулентной атмосфере важно учесть влияние турбулентности на эффективность работы зеркала ОВФ. В данной работе приведен расчет средней интенсивности волны, отраженной от зеркала ОВФ в турбулентной атмосфере. При этом сделан ряд естественных упрощающих предположений. Предположено, во-первых, что падающая и отраженная волны распространяются вдоль выделенного направления (продольной координаты x, поперечные координаты обозначим ρ) и с достаточной степенью точности описываются малоугловым приближением квазиоптики. Во-вторых, будем считать, что зеркало ОВФ идеально обращает волновой фронт падающей волны в пределах своей апертуры. Кроме того, ограничимся анализом отражения от зеркала ОВФ в турбулентной среде волны точечного источника (блика) и будем считать, что неоднородности среды практически не успевают измениться за время прохождения волны от источника до зеркала ОВФ и обратно*. Достаточное условие «неподвижности» среды имеет вид [3]

$$2V_{\perp}L/c < \rho_{\text{к}}(L),$$

где $V_{\perp}$ — характерная скорость сноса неоднородностей среды поперек трассы распространения падающей и отраженной волн, c — скорость волны, L — длина трассы от излучателя до зеркала ОВФ, $\rho_{\text{к}}(L)$ — радиус когерентности падающей на зеркало ОВФ волны.

2. Пусть в точке $\rho = \rho_0$ плоскости $x=0$ находится точечный источник, а в плоскости $x=L$ помещено зеркало ОВФ с коэффициентом отражения $f(\rho)$. Будем интересоваться полем отраженной от зеркала ОВФ волны в плоскости излучения $x=0$. Ее комплексная амплитуда равна

$$v(\rho) = \int f(q) g^*(0, \rho_0; L, q) g(0, \rho; L, q) dq. \qquad (1)$$

* Влияние сноса неоднородностей на отраженную от зеркала ОВФ волну подробно обсуждается в работе [8].

Входящая сюда $g(0, \rho_1; x, \rho)$ — комплексная амплитуда поля точечного источника, удовлетворяющая параболическому уравнению квазиоптики

$$2ik\frac{\partial g}{\partial x} + \Delta_\perp g = k_2\tilde{\varepsilon}(x, \rho)g, \quad g(0, \rho_1; 0, \rho) = \delta(\rho_1 - \rho),$$

где $\tilde{\varepsilon}(x, \rho)$ — флуктуации диэлектрической проницаемости турбулентной среды.

Средняя интенсивность отраженной волны задается выражением

$$\langle I(\rho)\rangle = \langle |v(\rho)|^2\rangle = \int dq_1 dq_2 f(q_1) f^*(q_2) \times$$
$$\times \langle g^*(0, \rho_0; L, q_1) g(0, \rho_0; L, q_2) g(0, \rho; L, q_1) g^*(0, \rho; L, q_2)\rangle. \tag{2}$$

Отсюда, в частности, следует, что средний поток энергии отраженной волны равен

$$p = \int \langle I(\rho)\rangle d\rho = l^2 I_{\text{пад}}(L), \tag{3}$$

где $l^2 = \int |f(\rho)|^2 d\rho$ — площадь, а l — характерный размер зеркала ОВФ, $I_{\text{пад}}(L) = (k/2\pi L)^2$—средняя интенсивность падающей на зеркало волны.

3. В общем случае точное выражение для входящей в (2) четвертой моментной функции неизвестно. Поэтому займемся вначале анализом интенсивности когерентной составляющей поля отраженной волны,

$$I_{\text{к}}(\rho) = |\langle v(\rho)\rangle|^2, \tag{4}$$

а также $I_{\text{н}}(\rho)$ — средней интенсивности, вычисленной в пренебрежении корреляцией неоднородностей среды на трассах падающей и отраженной волн (предположение НН — независимых неоднородностей):

$$I_{\text{н}}(\rho) = \int f(q_1) f^*(q_2) \langle g^*(0, \rho_0; L, q_1) g(0, \rho_0; L, q_2)\rangle \times$$
$$\times \langle g(0, \rho; L, q_1) g^*(0, \rho; L, q_2)\rangle dq_1 dq_2.$$

Выражения для входящих сюда функций когерентности, вычисленные в марковском приближении, хорошо известны (см., например, [4]). Подставляя их в последнее равенство, получим

$$I_{\text{н}}(\rho) = \int I_0(q) W(L; \rho - q) dq. \tag{5}$$

Здесь

$$I_0(\rho) = I_{\text{пад}}(L)\frac{1}{L^2}\int F\left(Q, \frac{\rho - \rho_0}{L}\right) dQ$$

— интенсивность волны, отраженной от зеркала ОВФ в вакууме,

$$F(\rho, \alpha) = \left(\frac{k}{2\pi}\right)^2 \int f\left(\rho + \frac{q}{2}\right) f^*\left(\rho - \frac{q}{2}\right) e^{-ik(q\alpha)} dq \tag{6}$$

— диаграмма рассеяния зеркала ОВФ,

$$W(L; \rho) = \left(\frac{k}{2\pi L}\right)^2 \int \exp\left\{\frac{ik}{L}(\rho q) - 2D_s(L, q)\right\} dq \tag{7}$$

— функция шириной порядка $\sigma(L) = L/k\rho_{\text{к}}(L)$, которой можно приписать смысл вероятностного распределения поперечных координат распространяющихся в турбулентной среде лучей. Входящая в (7) функция $D_s(L, q)$— вычисленная в приближении геометрической оптики дисперсия разности набегов фаз вдоль прямых лучей, выходящих в плоскости $x=0$ из одной точки и разделенных в плоскости $x=L$ расстоянием $|q|$ (см., например, [4]). Радиус когерентности падающей на зеркало ОВФ волны $\rho_к(L)$ определяется обычно уравнением $D_s(L, \rho_к(L))=1$.

Радиус пятна интенсивности отраженной волны, вычисленной в предположении НН [5], по порядку величины

$$R_н \sim \max\{R_0, \ \sigma(L)\}. \tag{8}$$

Здесь $R_0=\alpha_0 L$ — радиус пятна интенсивности отраженной волны в вакууме, $\alpha_0=1/kl$ — угловая ширина диаграммы зеркала ОВФ (6). Формула (8) имеет прозрачный физический смысл. Пока $R_0>\sigma(L)$ ($l<\rho_к(L)$), расплывание отраженной волны за счет дифракции на ограниченном зеркале превышает турбулентное уширение и $R_н \sim R_0$; для бо́льших зеркал ($l>\rho_к(L)$) радиус пятна интенсивности отраженной от зеркала ОВФ волны, вычисленный в приближении НН, $R_н \sim \sigma(L)$ не зависит от размеров зеркала и определяется лишь турбулентным размытием отраженной волны.

Сравнение $I_н(\rho)$ с вычисленной в том же приближении НН средней интенсивностью волны, отраженной от обычного плоского зеркала с тем же коэффициентом отражения $f(\rho)$, показывает, что в случае НН зеркало ОВФ эквивалентно обычному зеркалу с коэффициентом отражения

$$\bar{f}(\rho) = f(\rho) \exp\left[-\frac{ik}{L}(\rho-\rho_0)^2\right], \tag{9}$$

т. е. сферическому зеркалу, сфокусированному на источник излучения, с фокусным расстоянием $L/2$. Таким образом, даже в случае НН зеркало ОВФ выполняет функции простейшей адаптивной системы, автоматически фокусирующейся на источник излучения. Для достаточно большого зеркала ($2l>R_н$) такая фокусировка увеличивает среднюю интенсивность отраженной волны в точке источника (блика) по сравнению с максимальным значением средней интенсивности волны в плоскости $x=0$, отраженной в плоскости $x=L$ от плоского зеркала тех же размеров, примерно в $(l/R_н)^2$ раз.

Заметим еще, что рассмотренный выше случай НН реализуется, например, при достаточно быстром сносе неоднородностей среды поперек трассы падающей и отраженной волн, когда выполняется очевидное условие

$$2L\frac{V_\perp}{c} \gg \{\rho_к(L), \ R_0\}.$$

4 Перейдем к анализу интенсивности когерентной составляющей поля отраженной волны (4). Отметим, что так как всегда $I_к(\rho) \leqslant \langle I(\rho)\rangle$, то $I_к(\rho)$ может служить оценкой снизу истинной средней интенсивности отраженной от зеркала ОВФ волны. Несложные выкладки в марковском приближении и малоугловом приближении квазиоптики дают [5]

$$I_к(\rho) = I_0(\rho) \exp\{-2D_s(L, \ \rho)\}. \tag{10}$$

Укажем прежде всего, что если

$$\sigma(L) < l \tag{11}$$

или, что одно и то же,

$$\alpha_0 < \alpha_к, \tag{11a}$$

где $\alpha_{\text{к}}=\rho_{\text{к}}(L)/L$ — угол когерентности, то $I_{\text{к}}(\rho)=I_0(\rho)$ — зеркало ОВФ полностью компенсирует влияние турбулентности на отраженную волну. Две формы записи (11) и (11а) условия компенсации влияния турбулентности на поле отраженной от зеркала ОВФ волны соответствуют двум, допускающим наглядную лучевую интерпретацию, физическим требованиям, выполнение которых необходимо для компенсации зеркалом ОВФ влияния турбулентности. Во-первых, для компенсации необходимо, чтобы на зеркало ОВФ в турбулентной среде попадал практически тот же поток падающей волны, что и в однородной среде. Как известно (см., например, [6]), $\sigma(L)$ можно трактовать как среднеквадратичное поперечное отклонение лучей в турбулентной среде от их положений в вакууме. Соответственно при выполнении условия (11) на зеркало попадают практически те же лучи, что и в вакууме, и первое физическое требование выполняется. С другой стороны, для компенсации необходимо еще, чтобы при обратном распространении случайный фазовый набег вдоль каждого отраженного луча практически совпадал со случайным набегом фазы вдоль соответствующего падающего луча. Последнее физическое требование выполнится, если ширина диаграммы зеркала ОВФ α_0 не превышает угла когерентности $\alpha_{\text{к}}$, т. е. если выполняется неравенство (11а).

При $\sigma(L)>l$ зеркало ОВФ уже не компенсирует влияния турбулентности. Замечательно, однако, что и в этом случае $I_{\text{к}}(\rho_0)\equiv I_0(\rho_0)$. Следовательно, при любых условиях средняя интенсивность волны, отраженной от зеркала ОВФ в «неподвижной» турбулентной среде, в точке источника (блика) не меньше интенсивности волны, отраженной в вакууме — «неподвижная» турбулентная среда не в силах уменьшить интенсивность отраженной волны в точке блика.

Отметим еще, что при $\sigma(L)>l$ радиус пятна $I_{\text{к}}(\rho)$ становится порядка $\rho_{\text{к}}(L)<R_{\text{с}}$ — меньше радиуса пятна интенсивности отраженной волны в вакууме. Сужение пятна $I_{\text{к}}(\rho)$ можно трактовать как следствие сужения, с точки зрения когерентной составляющей отраженной волны, диаграммы рассеяния зеркала ОВФ до размеров $\alpha_{\text{к}}$. Эффективная диаграмма рассеяния зеркала ОВФ, формирующая $I_{\text{к}}(\rho)$ (10), имеет вид

$$F_{\text{к}}(\rho,\ \alpha)=F(\rho,\ \alpha)\exp\{-2D_s(L,\ \alpha L)\}, \tag{12}$$

т. е вклад в когерентную составляющую поля отраженной волны вносят только лучи, отраженные в «конусе когерентности» $\alpha<\alpha_{\text{к}}$.

При $\gamma<1$, где

$$\gamma=\sigma(L)/\rho_{\text{к}}(L)=L/k\rho_{\text{к}}^2(L), \tag{13}$$

описанное выше сужение пятна $I_{\text{к}}(\rho)$ до $\rho_{\text{к}}(L)$ не имеет отношения к свойствам истинной средней интенсивности отраженной волны. Действительно, $\gamma<1$ $(\rho_{\text{к}}(L)>\sigma(L))$ эквивалентно условию слабых флуктуаций интенсивности падающей на зеркало ОВФ волны. При этом поле отраженной волны с точностью до несущественных в данном случае малых амплитудных флуктуаций представимо в виде

$$v(\rho)=v_0(\rho)\exp[iS(\rho_0,\ \rho)],$$

где $v_0(\rho)$ — комплексная амплитуда отраженной волны в вакууме, а $S(\rho_0,\ \rho)$ — нескомпенсированный случайный фазовый набег, средний квадрат которого становится порядка единицы лишь при $|\rho-\rho_0|\geqslant\rho_{\text{к}}(L)$ Следовательно, если $\gamma<1$, то при любых размерах зеркала ОВФ $\langle I(\rho)\rangle=$ $=I_0(\rho)$, а сужение пятна $I_{\text{к}}(\rho)$ при $\sigma(L)>l$ обусловлено чисто фазовым эффектом—нескомпенсированными зеркалом ОВФ случайными фазовыми набегами на трассе источник $(0,\ \rho_0)$ — зеркало ОВФ — точка наблюдения $(0, \rho)$. Как будет показано ниже, в случае сильных флуктуаций интенсивности падающей волны, при $\gamma > 1$, сужение пятна $I_к(\rho)$ имеет энергетический смысл, а само $I_к(\rho)$ образует пик в средней интенсивности отраженной от зеркала ОВФ волны.

5. Рассмотрим вначале случай насыщенных мерцаний падающей на зеркало ОВФ волны ($\gamma \gg 1$). В этом режиме флуктуации интенсивности падающей волны обусловлены, в первую очередь, хаотической интерференцией большого числа ($M \sim \gamma^2$) квазинезависимых волн (см., например, [6, 7]). Соответственно считается практически уже установленным, что в силу центральной предельной теоремы (при $M \gg 1$) четырехмоментные функции падающих волн, типа входящей в выражение (2) для средней интенсивности отраженной от зеркала ОВФ волны, в режиме насыщенных мерцаний можно с большой степенью точности размыкать по законам гауссовой статистики. Такое, гауссово, размыкание в применении к (2) дает

$$\langle I(\rho)\rangle = I_к(\rho) + I_н(\rho), \tag{14}$$

где первое слагаемое $I_к(\rho)$ (10) учитывает эффекты двукратного прохождения через одни и те же неоднородности среды, а второе $I_н(\rho)$ (5) — средняя интенсивность отраженной волны, вычисленная в пренебрежении корреляцией на трассах падающей и отраженной волн.

Простая приближенная формула (14) не всегда ведет к физически верным выводам. Так, вычисленный с ее помощью средний поток энергии отраженной волны равен $p_к + p$, что на $p_к = \int I_к(\rho)\,d\rho$ больше истинного потока p (3). Более того, при выполнении условия компенсации (11) $p_к = p$, и вычисленный с помощью (14) средний поток в два раза превышает истинный. Добавим еще, что в случае (11), как уже было отмечено, $\langle I(\rho)\rangle = I_0(\rho)$ и формула (14) заведомо несправедлива. Тем не менее средняя интенсивность отраженной волны все же представима в виде, близком к (14):

$$\langle I(\rho)\rangle = I_к(\rho) + I^н(\rho), \tag{15}$$

где $I^н(\rho) = \langle |v(\rho) - \langle v(\rho)\rangle|^2\rangle$ — интенсивность некогерентной составляющей отраженной волны.

6. Выведем, привлекая наглядные полукачественные рассуждения, выражение для $I^н(\rho)$, избавляющее (15) от энергетических парадоксов, свойственных формуле (14). Для этого представим среднюю интенсивность отраженной от зеркала ОВФ волны в виде

$$\langle I(\rho)\rangle = (2\pi k)^2 \int F(\boldsymbol{Q}, \beta_1 - \beta_2)\langle J^*(\rho_0, \boldsymbol{Q}, \beta_1) J(\rho, \boldsymbol{Q}, \beta_2)\rangle\, d\boldsymbol{Q}\, d\beta_{12}. \tag{16}$$

Здесь

$$J(\rho, \boldsymbol{Q}, \beta) = \\ = \frac{1}{4\pi^2}\int g\left(0, \rho; L, \boldsymbol{Q} + \frac{q}{2}\right) g^*\left(0, \rho; L, \boldsymbol{Q} - \frac{q}{2}\right) e^{-ik(\beta q)}\,dq.$$

Формула (16) допускает простую геометрооптическую интерпретацию: $J(\rho_0, \boldsymbol{Q}, \beta_1)$ — распределение по углам прихода β_1, отсчитанным от оси x, интенсивности падающей на зеркало ОВФ волны, $J(\rho, \boldsymbol{Q}, \beta_2)$ — — интенсивность в точке наблюдения $(0, \rho)$ парциальной волны, отраженной от зеркала под углом β_2, а $F(\boldsymbol{Q}, \beta_1 - \beta_2)$ описывает дифракционный разброс углов отражения относительно углов падения.

Разобьем диаграмму рассеяния зеркала ОВФ на две части:

$$F(\rho, \alpha) = F_к(\rho, \alpha) + F_н(\rho, \alpha), \tag{17}$$

где $F_к(\rho, \alpha)$ задается выражением (12), а $F_н(\rho, \alpha)$ равна

$$F_н(\rho, \alpha) = F(\rho, \alpha)(1 - \exp\{-2D_s(L, \alpha L)\}). \tag{18}$$

Подставляя (17) в (16), получим в правой части (16) два слагаемых:

$$\begin{gathered}\langle I(\rho)\rangle = (2\pi k)^2 \int F_к(Q, \beta_1 - \beta_2)\langle J^*(\rho_0, Q, \beta_1) J(\rho, Q, \beta_2)\rangle dQ d\beta_{12} + \\ + (2\pi k)^2 \int F_н(Q, \beta_1 - \beta_2)\langle J^*(\rho_0, Q, \beta_1) J(\rho, Q, \beta_2)\rangle dQ d\beta_{12}.\end{gathered} \tag{19}$$

Диаграмма рассеяния в первом из них — $F_к$ — практически удовлетворяет условию (11а) компенсации влияния неоднородностей на вид отраженной волны, при выполнении которого случайные фазовые набеги на падающих и отраженных лучах компенсируются. Поэтому можно положить

$$\begin{gathered}(2\pi k)^2 \int F_к(Q, \beta_1 - \beta_2)\langle J^*(\rho_0, Q, \beta_1) J(\rho, Q, \beta_2)\rangle dQ d\beta_{12} = \\ = (2\pi k)^2 \int F_к(Q, \beta_1 - \beta_2) J_0^*(\rho_0, Q, \beta_1) J_0(\rho, Q, \beta_2) dQ\, d\beta_{12} \equiv I_к(\rho).\end{gathered} \tag{20}$$

Здесь $J_0(\rho, Q, \beta) = \delta(\beta L - Q + \rho)/4\pi^2$ — лучевая интенсивность сферической волны в вакууме.

Согласно (20), (15) второе слагаемое в правой части (19) равно средней интенсивности некогерентной части отраженной волны:

$$I^н(\rho) = (2\pi k)^2 \int F_н(Q, \beta_1 - \beta_2)\langle J^*(\rho_0, Q, \beta_1) J(\rho, Q, \beta_2)\rangle dQ d\beta_{12}. \tag{21}$$

Как видно из (18), в диаграмме рассеяния $F_н(\rho, \alpha)$ исключен конус углов когерентности $\alpha \leqslant \alpha_к$. Поэтому естественно считать в (21) $J^*(\rho_0, Q, \beta_1)$ и $J(\rho, Q, \beta_2)$ (при $|\beta_1 - \beta_2| > \alpha_к$) некоррелированными и положить

$$\begin{gathered}\langle J^*(\rho_0, Q, \beta_1) J(\rho, Q, \beta_2)\rangle = \\ = \langle J^*(\rho_0, Q, \beta_1)\rangle \langle J(\rho, Q, \beta_2)\rangle.\end{gathered} \tag{22}$$

Выражения для средних в правой части (22), вычисленные в марковском приближении, хорошо известны (см., например, [1]). Подставляя эти выражения в (22), а (22) в (21), получим окончательно

$$I^н(\rho) = I_н(\rho) - \int I_к(q) W(L; \rho - q) dq. \tag{23}$$

С учетом (23) средняя интенсивность отраженной от зеркала ОВФ волны (15) примет вид

$$\langle I(\rho)\rangle = I_к(\rho) + I_н(\rho) - \int I_к(q) W(L; \rho - q) dq, \tag{24}$$

где $I_к$, $I_н$ и W определяются соответственно равенствами (10), (5) и (7).

В режиме слабых флуктуаций падающей на зеркало ОВФ волны ($\gamma < 1$) из (24) следует уже установленный выше результат $\langle I(\rho)\rangle = I_0(\rho)$. В режиме насыщенных мерцаний падающей волны ($\gamma \gg 1$, $\rho_к(L) \ll \sigma(L)$) формула (24) переходит в

$$\langle I(\rho)\rangle = I_к(\rho) + I_н(\rho) - p_к W(L;\ \rho - \rho_0) \tag{25}$$

и при $l \ll \sigma(L)$ практически совпадает с (14), так как последнее слагаемое в (25) в $(\sigma(L)/l)^2$ меньше предыдущего. Однако даже при $l \ll \ll \rho_к(L) \ll \sigma(L)$ (25) физически корректнее (14), поскольку в отличие от (14) формула (25) описывает еще и известный эффект ослабления средней интенсивности отраженной волны в кольце вокруг источника $\rho_к(L) < |\rho - \rho_0| < \sigma(L)$.

7. Приведенные выше расчеты позволяют оценить эффективность работы зеркала ОВФ в турбулентной среде. Количественной мерой эффективности выберем коэффициент

$$N = \frac{\langle I(\rho_0)\rangle}{\langle I_a(\rho_0)\rangle} \tag{26}$$

относительного увеличения средней интенсивности волны, отраженной от зеркала ОВФ, по сравнению с $\langle I_a(\rho_0)\rangle$ — средней интенсивностью в точке излучателя волны, отраженной от простейшей адаптивной системы с коэффициентом отражения (9). В режиме слабых флуктуаций интенсивности падающей волны ($\gamma < 1$), когда $\langle I(\rho_0)\rangle = I_0(\rho_0)$, а $\langle I_a(\rho_0)\rangle \simeq I_н(\rho_0)$, выигрыш имеет место лишь при $l > \rho_к(L)$ ($N \sim \sim (l/\rho_к(L))^2$). В режиме насыщенных мерцаний ($\gamma \gg 1$) можно положить $\langle I_a(\rho_0)\rangle \simeq 2I_н(\rho_0)$, где коэффициент 2 описывает эффект относительного усиления средней интенсивности отраженной в турбулентной среде волны (см., например, [3]). Таким образом, с учетом (25) при $\gamma \gg 1$ будем иметь

$$N = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{I_0(\rho_0)}{I_н(\rho_0)} - p_к \frac{W(L;\ 0)}{I_н(\rho_0)}\right).$$

Отсюда, в частности, следует, что для малого зеркала ($l < \rho_к(L)$) $N \simeq 1$. Таким образом, зеркало ОВФ размерами $l < \rho_к(L)$ ничем не лучше обычного плоского отражателя тех же размеров. Но уже при $l > \rho_к(L)$

$$N \simeq \frac{1}{2}\left(1 + \left(\frac{l + \rho_к(L)}{\rho_к(L)}\right)^2\right) \tag{27}$$

может оказаться значительно больше единицы. Значительное усиление, с коэффициентом $N \gg 1$ при $l \gg \rho_к(L)$, обязано упомянутому уже замечательному факту совпадения в точке источника (блика) интенсивности когерентной составляющей отраженной волны с интенсивностью отраженной волны в вакууме: $I_к(\rho_0) \equiv I_0(\rho_0)$.

Заметим еще, что приведенная выше картина поведения средней интенсивности отраженной от зеркала ОВФ волны в турбулентной среде остается справедливой и в том случае, когда размеры источника (блика) $d < \rho_к(L)$. При этом коэффициент N (26), (27) совпадает с коэффициентом усиления среднего потока отраженной волны, попадающего на источник.

8. Приведем в заключение сводку основных результатов статьи.

1) На коротких трассах ($\gamma < 1$) при любых размерах зеркала ОВФ $\langle I(\rho)\rangle = I_0(\rho)$ — средняя интенсивность отраженной волны совпадает с интенсивностью отраженной волны в вакууме.

2) На длинных трассах ($\gamma > 1$) профиль средней интенсивности волны, отраженной от зеркала ОВФ, имеет различную структуру в зависимости от размера зеркала (случаи а) $l > \sigma(L)$, б) $\sigma(L) > l > \rho_к(L)$, в) $l < \rho_к(L)$). Рассмотрим каждый из них в отдельности.

а) Случай больших зеркал ($l > \sigma(L)$). Зеркало ОВФ полностью компенсирует влияние турбулентности на поле отраженной волны и, как и в случае слабых флуктуаций интенсивности, $\langle I(\rho)\rangle = I_0(\rho)$.

б) Случай средних зеркал ($\sigma(L) > l > \rho_к(L)$). Средняя интенсивность состоит из узкого высокого пика $I_к(\rho)$ радиусом $\sim\rho_к(L)$ и максимальным значением $I_0(\rho_0)$, а также малого, но широкого пьедестала $\sim I_н(\rho)$, радиусом $\sim\sigma(L)$, содержащего, однако, бо́льшую часть потока отраженной волны.

в) Случай малых зеркал ($l < \rho_к(L)$). Средняя интенсивность отраженной волны не отличается от средней интенсивности волны, отраженной от обычного отражателя тех же размеров.

Коэффициент относительного усиления интенсивности отраженной от зеркала ОВФ волны в точке источника при любых условиях качественно верно описывается формулой (27). В частности, всегда $N \gg 1$ при $l \gg \rho_к(L)$.

ЛИТЕРАТУРА

1 Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах — Сб научн. тр ИПФ АН СССР.— Горький, 1979

2 Адаптивная оптика.—Сб. статей —М.: Мир, 1980

3 Кравцов Ю. А., Саичев А И — УФН, 1982, **137**, вып. 3, с 501.

4 Рытов С М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И Введение в статистическую радиофизику. Ч. II Случайные поля.— М.: Наука, 1978.

5 Половинкин А. В., Саичев А И — Изв вузов—Радиофизика, 1981, **24**, № 4, с 433

6 Якушкин И. Г — Изв вузов—Радиофизика, 1976, **19**, № 3, с 459.

7 Dashen R — J Math. Phys., 1979, **20**, № 5, p. 894.

8 Ахунов Х. Г, Кравцов Ю А — Изв вузов—Радиофизика, 1983, **26**, № 5, с 635.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию 30 июня 1982 г

ON AN AVERAGE INTENSITY OF A WAVE, REFLECTED WITH REVERSION OF THE WAVE FRONT IN A TURBULENT MEDIUM

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

An average intensity of a wave is investigated, which is reflected from a mirror reversing the wave front (RWF mirror) in a turbulent atmosphere. The case of a point source and «motionless» turbulent medium is considered, when inhomogeneities are steble during the wave propagation from the source to the mirror and backward It is shown, that if the size of the RWF mirror exceeds the radius of coherence, the average intensity of reflected wave at the point of a source exeeds the average intensity of a wave, reflected from an ordinary mirror, having the same size and focused at the source