

В.А. Банах, В.Л. Миронов

ЭФФЕКТЫ УСИЛЕНИЯ РАССЕЯНИЯ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ ЛОКАЦИИ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Дан анализ условий существования и количественного проявления эффектов, обусловленных корреляцией встречных волн, при лазерной локации через турбулентную атмосферу в зависимости от интенсивности турбулентности, размера рассеивающих тел, свойств отражающей поверхности и угловой расходимости освещающих отражатели лазерных пучков. Рассмотрены возможности их учета и полезного применения как при создании самих локационных и лидарных систем, так и при разработке принципиально новых методов зондирования атмосферной турбулентности.

1. Введение

Использование лазеров для целей локации объектов в атмосфере и через атмосферу поставило проблему изучения стохастической природы рассеянных в обратном направлении когерентных оптических волн. Если флуктуации локационных полей в радиодиапазоне возникают главным образом как следствие случайного характера рассеяния на самих лоцируемых объектах, то в оптическом диапазоне основным фактором таких флуктуаций становится стохастическое рассеяние волн на неоднородностях среды, находящейся между локатором и лоцируемым объектом. Вследствие близости и пересечения прямых и обратных лучей при локационном распространении в случайно-неоднородной среде, свойства которой во многих случаях остаются неизменными за время распространения волн, возникает возможность сложения коррелированных случайных полей в некотором телесном угле вблизи оси, соединяющей объект и локатор. Подобная ситуация возникает также и в плоскости изображения лоцируемого объекта, когда в качестве приемного и передающего используется один и тот же телескоп. В результате наблюдается пространственная локализация (фокусировка) среднего потока энергии волн, рассеянных назад, за счет случайных неоднородностей, среды, расположенной между локатором и лоцируемым объектом.

Эффект усиления средней интенсивности в рассеянном назад излучении впервые был обнаружен при решении задачи дифракции сферической волны на зеркальном диске конечного размера [1] и <точечном> рассеивателе [2]. В дальнейшем были обнаружены и другие принципиально новые явления, связанные со сложением коррелированных случайных полей. Оказалось [3], что усиление средней интенсивности поля рассеянной волны сопровождается увеличением флуктуаций интенсивности, и имеет место [4] остаточная пространственная корреляция этих флуктуаций.

Работы [1,4], выполненные в Институте оптики атмосферы, имеют принципиальное значение для исследования эффектов лазерной локации. Дальнейшее развитие этого направления связано с тем, что приемо-передающие телескопы лазерных локаторов формируют пространственно ограниченные пучки, а лоцируемые объекты могут иметь произвольные размеры, форму и отражательные свойства поверхности, и возникновение эффектов усиления и их количественное проявление существенно определяются названными выше факторами. Влияние этих факторов детально изучено в цикле работ сотрудников Института, обобщенных в монографии [5]. В особую проблему при этом выделяются исследования эффектов усиления в плоскости изображения лоцируемого объекта в приемном телескопе [6,7].

Настоящая статья представляет собой обзор результатов по эффектам усиления в задачах лазерной локации через турбулентную атмосферу, полученных в Институте оптики атмосферы. Основное внимание в статье уделяется изучению условий существования эффектов усиле-

ния, а также возможностей их учета при создании локационных систем и при разработке новых методов зондирования атмосферной турбулентности.

2. Формулировка и методы решения задач лазерной локации в турбулентных средах

Пусть $U(x', \rho')$ – поле распространяющегося вдоль оси ox' лазерного излучения, выражение для которого через функцию Грина среды распространения можно представить в виде:

$$U(x', \rho') = \int d\mathbf{t} U_0(\mathbf{t}) G(x', x_0; \rho', \mathbf{t}), \quad (2.1)$$

где $U_0(\mathbf{t}) = U(x', \mathbf{r}') \big|_{x'=x_0}$ – поле источника излучения; $G(x_0, x_0; \rho', \mathbf{t}) = \delta(\rho' - \mathbf{t})$, $\delta(\mathbf{z})$ – дельта-функция Дирака; ρ', \mathbf{t} – двумерные векторы.

Пусть в плоскости $x' = x$ происходит отражение. Введем функцию $V(\rho', \mathbf{r})$, характеризующую локальный коэффициент отражения. Тогда поле на отражающей поверхности можно записать [8] как

$$U_0^R(\mathbf{r}) = \int d\rho' U(x, \rho') V(\rho', \mathbf{r}) \quad (2.2)$$

и, применяя интегральное соотношение (2.1), для поля отраженной волны в плоскости $x' < x$ будем иметь

$$U^R(x', \rho) = \int d\mathbf{r} U_0^R(\mathbf{r}) G^R(x', x; \rho, \mathbf{r}). \quad (2.3)$$

Функции Грина прямого G и обратного G^R направлений распространения удовлетворяют взаимосопреженным уравнениям параболического типа [8] и связаны в силу этого соотношением взаимности

$$G^R(x', x; \rho, \mathbf{r}) = G(x, x'; \mathbf{r}, \rho). \quad (2.4)$$

Это позволяет свести задачу локации к задаче прямого распространения [8,5]. В итоге из (2.3), (2.4), (2.2), (2.1) для поля отраженной волны будем иметь

$$U^R(x', \rho) = \int d\mathbf{t} d\rho' d\mathbf{r} U_0(\mathbf{t}) G(x, x_0; \rho', \mathbf{t}) G(x, x'; \mathbf{r}, \rho) V(\mathbf{r}, \rho'). \quad (2.5)$$

Выражение (2.5) является основой для анализа моментов отраженного поля порядка

$$U_{2n}^R(x', \rho_{2n}) = U^R(x', \rho_1) U^{R*}(x', \rho_2) \dots U^R(x', \rho_{2n-1}) U^{R*}(x', \rho_{2n}) \quad (2.5')$$

и их статистических средних или функций взаимной когерентности соответствующего порядка

$$\Gamma_{2n}^R(x', \rho_{2n}) = \langle U_{2n}^R(x', \rho_{2n}) \rangle, \quad (2.6)$$

где $\underline{2n}$ означает изменение индекса от 1 до $2n$. Усреднение в (2.6) проводится в предположении статистической независимости флуктуаций параметров среды и характеристик начального поля и отражателя, которые также могут быть случайными. В результате для $x' = x_0$ имеем

$$\Gamma_{2n}^R(x_0, \rho_{2n}) = \int \int \int \langle U_{2n}(\underline{\mathbf{t}}_{2n}) \rangle \langle V_{2n}(\rho'_{2n}, \mathbf{r}_{2n}) \rangle \langle \tilde{G}_{2n}(x, x_0; \rho'_{2n}, \underline{\mathbf{t}}_{2n}; \mathbf{r}_{2n}, \rho_{2n}) \rangle d\rho'_{2n} d\underline{\mathbf{t}}_{2n} d\mathbf{r}_{2n}, \quad (2.7)$$

где

$$\tilde{G}_{2n} = \prod_{j=1}^n \tilde{G}(x, x_0; \rho'_{2j-1}, \underline{\mathbf{t}}_{2j-1}; \mathbf{r}_{2j-1}, \rho_{2j-1}) \tilde{G}^*(x, x_0; \rho'_{2j}, \underline{\mathbf{t}}_{2j}; \mathbf{r}_{2j}, \rho_{2j}); \quad (2.8)$$

$\tilde{G} = G(x, x_0; \rho', \mathbf{t}) G(x, x_0; \mathbf{r}, \rho)$ – <локационная функция Грина> (ЛФГ), впервые введенная в [9],

$$U_{2n}(\underline{t}_{2n}) = \prod_{j=1}^n U_0(\underline{t}_{2j-1}) U_0^*(\underline{t}_{2j}); \quad (2.9)$$

$$V_{2n}(\underline{\rho}'_{2n}, \underline{r}_{2n}) = \prod_{j=1}^n V(\rho'_{2j-1}, \mathbf{r}_{2j-1}) V^*(\rho'_{2j}, \mathbf{r}_{2j}). \quad (2.10)$$

В случае когерентного лазерного источника начальное распределение поля $U_0(t)$ на апертуре облучателя обычно задается в виде гауссова пучка с эффективным радиусом выходной апертуры a , кривизной фазового фронта F и амплитудой U_0 в ее центре. Более сложным образом задаются статистические моменты начального поля частично когерентных лазерных пучков. В частности, для функции взаимной пространственной когерентности второго порядка $\langle U_2 \rangle$ имеем [10]:

$$\langle U_2(\underline{t}_2) \rangle = U_0^2 \exp \left\{ -\frac{t_1^2 + t_2^2}{2a^2} - i \frac{k}{2F} (t_1^2 - t_2^2) - \frac{(\underline{t}_1 - \underline{t}_2)^2}{4a_k^2} \right\}, \quad (2.11)$$

где a_k – эффективный радиус пространственной когерентности излучения; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, а четвертый момент $\langle U_4 \rangle$ в предположении сильных фазовых флуктуаций поля источника должен представляться либо в виде

$$\langle U_4(\underline{t}_4) \rangle = \langle U_2(\underline{t}_2) \rangle \langle U_2(\underline{t}_3, \underline{t}_4) \rangle, \quad (2.12)$$

если время когерентности источника τ_s меньше времени осреднения приемника τ_r , либо как

$$\langle U_4(\underline{t}_4) \rangle = \langle U_2(\underline{t}_2) \rangle \langle U_2(\underline{t}_3, \underline{t}_4) \rangle + \langle U_2(\underline{t}_1, \underline{t}_4) U_2^*(\underline{t}_2, \underline{t}_3) \rangle, \quad (2.13)$$

если выполняется обратное условие $\tau_s \gtrsim \tau_r$ [11,12].

Локальный коэффициент отражения в случае зеркальных целей задается в виде [5]

$$V(\rho', \mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) \delta(\rho' \mp \mathbf{r}), \quad (2.14)$$

где $A(\mathbf{r}) = V_0 \exp\{-r^2/2a_r^2\}$; a_r – эффективный радиус отражателя; V_0 – амплитудный множитель; знак минус соответствует плоскому зеркалу, плюс – уголкового отражателю.

В случае диффузной поверхности со случайным коэффициентом отражения для $\langle V_2 \rangle$ имеем [12, 13]:

$$\langle V_2(\rho'_2, \mathbf{r}_2) \rangle = \frac{4\pi}{k^2} A(\mathbf{r}_1) A^*(\mathbf{r}_2) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(\rho'_1 - \mathbf{r}_1) \delta(\rho'_2 - \mathbf{r}_2), \quad (2.15)$$

а четвертый момент $\langle V_4 \rangle$ в зависимости от соотношения между временем осреднения приемника τ_r и временем корреляции флуктуаций неровностей поверхности τ_k представляется в виде [12,14]

$$\langle V_4(\rho'_4, \mathbf{r}_4) \rangle = \langle V_2(\rho'_2, \mathbf{r}_2) \rangle \langle V_2(\rho'_{3,4}, \mathbf{r}_{3,4}) \rangle, \quad \tau_k \ll \tau_r, \quad (2.16)$$

$$\langle V_4(\rho'_4, \mathbf{r}_4) \rangle = \langle V_2(\rho'_2, \mathbf{r}_2) \rangle \langle V_2(\rho'_{3,4}, \mathbf{r}_{3,4}) \rangle + \langle V_2(\rho'_{1,4}, \mathbf{r}_{1,4}) \rangle \langle V_2(\rho'_{2,3}, \mathbf{r}_{2,3}) \rangle, \quad \tau_k \gtrsim \tau_r. \quad (2.17)$$

Таким образом, для расчета функций когерентности $\Gamma_{2n}^R(x_0, \rho_{2n})$ поля отраженной волны требуется знать статистические моменты локационной функции Грина соответствующего порядка. Уравнения для них [5,15,16] следуют из параболического уравнения для локационной функции Грина [9]:

$$2ik \frac{Z\tilde{G}}{Zx'} + (\Delta\rho' + \Delta\rho) \tilde{G} + k^2(\varepsilon_1(x'_0, \rho') + \varepsilon_1(x', \rho)) \tilde{G} = 0 \quad (2.18)$$

с граничным условием $\tilde{G}(x_0, x_0; \rho', \mathbf{t}; \mathbf{r}, \rho) = \delta(\rho' - \mathbf{t}) \delta(\mathbf{r} - \rho)$, полученного на основе соотношения взаимности (2.4) [8]. Поэтому методы решения задач локации на основе функций взаимной когерентности (2.7) связаны, главным образом, с теми или иными приближениями при решении уравнений для статистических моментов ЛФГ. Это может быть метод возмущений [17], либо асимптотический метод [15,16], подробное изложение которых содержится в монографиях [5,12]. Возможно здесь применение и аппроксимационных методов [18–20], но это нужно делать с известной долей осторожности, так как использование, например, методов [19,20] в задачах локации может приводить к неверным результатам в силу нарушения принципа взаимности для полей прямой и отраженной волн, записанных с помощью этих аппроксимаций.

3. Условия существования и пространственные области локализации эффектов усиления в задачах лазерной локации

Рассмотрим условия существования и пространственные области локализации эффектов усиления в зависимости от параметров пространственно-ограниченного лазерного пучка, формируемого передающим телескопом, размера лоцируемого объекта и отражающих свойств его поверхности при произвольных значениях длины трассы и интенсивности микропульсаций температуры в атмосфере.

Прежде чем перейти к анализу конкретных результатов, запишем [21,16] с помощью формул (2.1), (2.5'), (2.8) – (2.10) общее соотношение между четными моментами отраженного U_{2n}^R и прямого U_{2n} полей в случае рассеяния сферической ($U(\mathbf{t}) = 2\pi\delta(k\mathbf{t})$) волны на точечном ($A(\mathbf{r}) = 2\pi V_0\delta(k\mathbf{r})$) отражателе

$$U_{2n}^R(x_0, 0) = |U_0|^{-2n} |V_0|^{2n} [U_{2n}(x, 0)]^2. \quad (3.1)$$

Откуда следует соотношение между статистическими моментами интенсивности прямой и отраженной от точечного рассеивателя сферических волн

$$\langle (I^R(x_0, 0))^n \rangle = |U_0|^{-2n} |V_0|^{2n} \langle I^{2n}(x, 0) \rangle. \quad (3.2)$$

Аналогично можно показать, что для средней интенсивности сферической волны, отраженной от безграничного ($A(\mathbf{r}) \equiv V_0$) зеркала, справедливо выражение

$$\langle I^R(x_0, \mathbf{R}) \rangle = \frac{|U_0|^2 |V_0|^2}{4 k^2 L^2} [1 + B_{l,s}(x, \mathbf{R})], \quad (3.3)$$

где $L = x - x_0$; \mathbf{R} – радиус-вектор точки наблюдения в плоскости, перпендикулярной направлению распространения; $B_{l,s}(x, \mathbf{R})$ – нормированная на квадрат средней интенсивности корреляционная функция интенсивности сферической волны на прямой трассе. Такое же выражение с точностью до постоянного коэффициента получается и при рассеянии сферической волны на точечном отражателе.

3.1. Усиление средней интенсивности

Из (3.3) следует, что в направлении строго назад ($\mathbf{R} = 0$) средняя интенсивность отраженной сферической волны возрастает по сравнению с распространением в однородной среде на величину, определяемую дисперсией интенсивности сферической волны $\sigma_{l,s}^2 = B_{l,s}(0)$ и этот эффект сохраняется при смещении точки наблюдения на угол $\theta \sim r_l/L$, где r_l – масштаб корреляции флуктуаций интенсивности.

Как уже отмечалось во введении, для случая рассеяния сферической волны на зеркальном диске в области слабых флуктуаций интенсивности, когда параметр $\beta_0^2 = 1,23 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$ принимает значения, меньшие единицы, эффект усиления обратного рассеяния рассматривался в [1], усиление обратного рассеяния на точечном отражателе – в [2]. Здесь C_n^2 – структурная характеристика флуктуаций показателя преломления воздуха в атмосфере.

В общем случае величина усиления существенно зависит от размера отражателя и расходимости падающего лазерного пучка [22,5,12].

Для количественной оценки усиления средней интенсивности введем фактор $N(\mathbf{R}) = \langle I^R(x_0, \mathbf{R}) \rangle / \langle I^R(x_0, \mathbf{R}) \rangle_{\text{неког}}$, где $\langle I^R(x_0, \mathbf{R}) \rangle_{\text{неког}}$ соответствует средней интенсивности отраженной волны в пренебрежении корреляцией полей падающей и обратной волн. Для пространственно неограниченных плоской $\Omega = k a^2 / L \gg 1$ и сферической $\Omega \ll 1$ волн $\langle I^R \rangle_{\text{неког}}$ совпадает с интенсивностью в однородной среде, и в этом случае $N(\mathbf{R})$ характеризует абсолютное усиление средней интенсивности.

На рис. 1 представлены результаты [12,22] расчета нормированной величины $\tilde{N}(\mathbf{R}) = (N(\mathbf{R}) - 1) / \beta_0^2$ в области слабых флуктуаций при произвольных значениях дифракционных параметров Ω и $\Omega_r = k a_r^2 / L$ для плоского и углового зеркальных отражателей и диффузной случайной поверхности. Видно, что корреляция прямой и обратной волн приводит не к усилению, а к обратному эффекту: ослаблению средней интенсивности отраженного излучения – если на зеркале формируется пространственно ограниченный пучок с конечным дифракционным размером $\Omega_{\text{эф}}^{-1} \approx 1$ ($\Omega_{\text{эф}}^{-1} = \Omega^{-1} + \Omega_r^{-1}$). В случае падения плоской волны на безграничное зеркало ($\Omega_r \gg 1$) эффект усиления, как видно из рисунка, отсутствует.

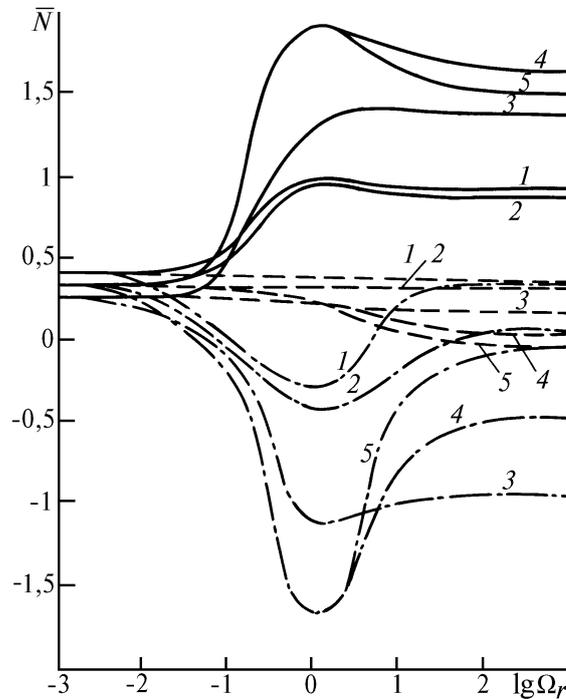


Рис. 1. Фактор усиления обратного рассеяния $\tilde{N} = \tilde{N}(0)$ в области слабых флуктуаций. Кривые 1–5 соответствуют значениям $\Omega = 10^{-3}; 10^{-1}; 1; 10; 10^3$; сплошная кривая – угловой отражатель, штриховая – ламбертовский, штрих-пунктирная – плоское зеркало

В отличие от плоского зеркала при значениях $\Omega_{\text{эф}} \approx 1$ средняя интенсивность отраженного от уголка излучения не только не уменьшается, а, наоборот, становится максимальной. При рассеянии сферической волны на уголке с размерами $\Omega_r \gg 1$ эффект усиления определяется корреляционной функцией не сферической волны, как это было в случае идеального зеркала, а плоской, и $N(0) = 1 + \beta_0^2$ [23]. Усиление средней интенсивности отраженного излучения происходит и в том случае, если на безграничный угловой отражатель падает плоская волна. При этом фактор усиления в направлении $\mathbf{R} = 0$ определяется величиной $N(0) = 1 + 1,56 \beta_0^2$.

Учет дифракции на краях отражателя [42,43] дает более сложную, чем гауссова модель (2.14) (рис. 1), картину зависимости величины эффекта усиления обратного рассеяния от па-

раметров дифракции. На рис. 2 в качестве примера представлены результаты расчета фактора усиления $\tilde{N}(0) \beta_0^2$ с учетом дифракции на отражателе. Видно, что характер зависимости $\tilde{N}(\Omega_r)$ (по сравнению с кривыми 1 на рис. 1) существенно изменяется в этом случае. Как для углового отражателя, так и для плоского зеркала эта зависимость носит осциллирующий характер. При этом наряду с ослаблением интенсивности при значениях $1 < \Omega_r < 4$, описываемым и гауссовой моделью, учет дифракции на краях отражателя приводит к существенному усилению средней интенсивности в случае отражения от зеркала конечных размеров, удовлетворяющих условию $5 < \Omega_r < 10$.

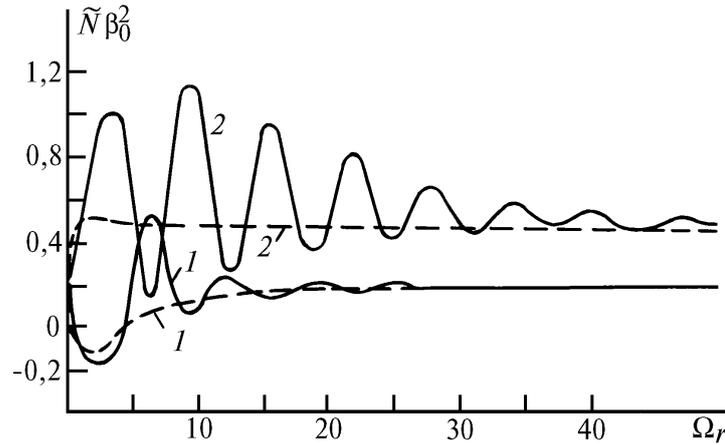


Рис. 2. Зависимость фактора усиления $\tilde{N}(0) \beta_0^2$ от числа Френеля отражателя ($\beta_0^2 = 0,5$). Падающая волна – сферическая. Отражатель: 1 – зеркало, 2 – уголок; сплошные кривые – строгий расчет, штриховые – с использованием гауссовской модели $A(r)$

Усиление обратного рассеяния для точечного отражателя получило экспериментальное подтверждение при рассеянии расходящегося лазерного пучка в условиях искусственно созданной конвективной турбулентности [24,25] и на реальной атмосферной трассе [26]. Усиления интенсивности сферической волны при отражении от зеркала в работе [24] не обнаружено. Это, возможно, связано с тем, что вследствие диафрагмирования падающего на зеркало излучения в эксперименте [24] дифракционный размер отражающего участка зеркала принимал значения, при которых эффект усиления отсутствовал (см. рисунок). Лишь в самое последнее время более тщательная постановка эксперимента позволила получить данные, подтверждающие существование эффекта усиления при отражении от безграничного плоского зеркала на натурной трассе в атмосфере [27], а также немонотонность зависимости фактора усиления от размеров отражающего зеркала (см. рис. 1) в лабораторных экспериментах [28].

Рассмотрим усиление средней интенсивности в режиме сильных флуктуаций, который реализуется при значениях параметра β_0^2 , превышающих единицу. В этом случае режимы плоской, сферической волн и пространственно ограниченного пучка характеризуются условиями $\Omega \gg \beta_0^{12/5}$, $\Omega \ll \beta_0^{-12/5}$ и $\beta_0^{-12/5} \ll \Omega \ll \beta_0^{12/5}$ соответственно. Аналогичные условия характеризуют <безграничный> отражатель, <точечный> рассеиватель и отражатель конечных размеров: $\Omega_r \gg \beta_0^{12/5}$, $\Omega_r \ll \beta_0^{-12/5}$, $\beta_0^{-12/5} \ll \Omega_r \ll \beta_0^{12/5}$.

Представим функцию взаимной когерентности поля отраженной волны в виде

$$\Gamma_2^R(x_0, \rho_2) = \Gamma_2^{(1)}(x_0, \rho_2) + \Gamma_2^{(2)}(x_0, \rho_2), \quad (3.4)$$

где $\Gamma_2^{(1)}$ – описывает функцию когерентности поля на трассе удвоенной длины без отражения, $\Gamma_2^{(2)}$ отвечает за корреляцию прямой и обратной волн. Из анализа соответствующих асимптотических выражений для $\Gamma_2^{(1)}$ и $\Gamma_2^{(2)}$, представленных в [5,12], следует, что фактор усиления средней интенсивности в режиме сильных флуктуаций оказывается значительным лишь в случае падения на отражатель сферической волны. В этом случае оба слагаемых в (3.4) сравнимы по величине и

средняя интенсивность отраженной сферической волны более чем в два раза превышает интенсивность на прямой трассе удвоенной длины [29]. При этом фактор усиления $N(0)$ может быть представлен в виде

$$N(0) = 2 + f(\Omega_r, \beta_0) \beta_0^{-4/5}, \quad (3.5)$$

где $f(\Omega_r, \beta_0)$ – некоторая функция, зависящая от размера отражателя и параметра турбулентности β_0 . Для безграничного зеркала и точечного рассеивателя формула (3.5) приобретает вид

$$N(0) = 2 + 2,74 \beta_0^{-4/5} \quad (3.6)$$

и может быть непосредственно получена из (3.3), если для $B_{l,s}$ воспользоваться ее представлением в области сильных флуктуаций [12].

Во всех других случаях, когда $\Omega \gtrsim \beta_0^{-12/5}$, эффект усиления незначителен и имеет порядок $\beta_0^{-4/5}$ [5,12]:

$$N(\mathbf{R}) = 1 + g(\mathbf{R}, \Omega_r, \beta_0) \beta_0^{-4/5},$$

где $g(\mathbf{R}, \Omega_r, \beta_0)$ – некоторая функция.

Условия существования и области локализации эффекта усиления обратного рассеяния при $\beta_0^2 \gg 1$ в случаях углового отражателя и ламбертовской поверхности [23,16,5,12] принципиально не отличаются от изложенных выше.

3.2. Усиление флуктуаций интенсивности

Корреляция волн, проходящих в прямом и обратном направлениях, одни и те же неоднородности среды приводит также к усилению флуктуаций интенсивности отраженного поля [3]. При этом степень усиления флуктуаций интенсивности в зависимости от параметров исходного излучения, размеров и типа отражателя, параметра турбулентности β_0^2 варьируется в широких пределах. Рассмотрим область слабых флуктуаций интенсивности [17].

На рис. 3 приведены результаты расчета относительной дисперсии интенсивности отраженного от зеркала коллимированного пучка на оси оптической системы при $\beta_0^2 < 1$. Видно, что флуктуации интенсивности минимальны при размерах зеркала, сопоставимых с радиусом первой зоны Френеля ($\Omega_r \approx 1$), и максимальны при отражении от <безграничного> зеркала.

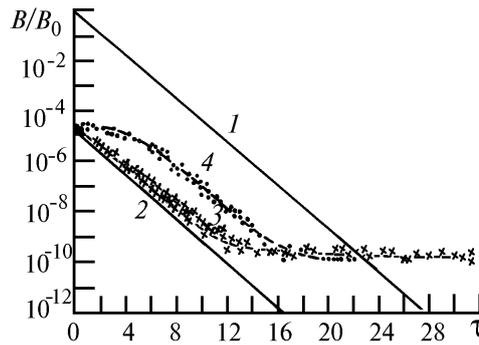


Рис. 3. Относительная дисперсия слабых флуктуаций интенсивности коллимированного пучка при отражении строго назад; 1 – 5 соответствуют значениям $\Omega_r = 10^3; 10; 10^{-3}; 1; 10^{-1}$

При отражении от уголка появляется выделенное направление (оптическая ось). Это приводит к тому, что при падении плоской волны на безграничный отражатель дисперсия флуктуаций интенсивности уменьшается от значения $\sigma_{l,R}^2 = 5,23\beta_0^2$ до значения $\sigma_{l,R}^2 = 3,56\beta_0^2$ при смещении точки наблюдения с оси на расстояние $R \gg \sqrt{\lambda L}$, в то время как при отражении от безграничного плоского зеркала $\sigma_{l,R}^2$ не зависит от положения точки приема.

В области сильных флуктуаций увеличение относительной дисперсии интенсивности максимально при рассеянии на точечном отражателе. По сравнению с однократным прохождением трассы, когда уровень насыщения относительных флуктуаций интенсивности при $\beta_0^2 \rightarrow \infty$ равен единице, при отражении от точечного рассеивателя ($\Omega_r \ll \beta_0^{-12/5}$) этот уровень возрастает в несколько раз [15,16]:

$$\sigma_{I,R}^2 = \frac{5 + 46,6 \beta_0^{-4/5}}{1 + 2,74 \beta_0^{-4/5}} + o(\beta_0^{-8/5}), \quad \Omega \ll \beta_0^{-12/5}; \quad (3.7)$$

$$\sigma_{I,R}^2 = \frac{3 + 14,6 \beta_0^{-4/5}}{1 + 0,86 \beta_0^{-4/5}} + o(\beta_0^{-8/5}), \quad \Omega \gg \beta_0^{-12/5}; \quad (3.8)$$

При нарушении условия $\Omega_r \ll \beta_0^{-12/5}$ эффект усиления флуктуаций интенсивности становится незначительным [16,5].

Рассмотрим рассеяние на диффузной поверхности. В этом случае необходимо принимать во внимание, что приемник может как <отслеживать> вносимые диффузной поверхностью быстрые хаотические изменения поля отраженного излучения, если время корреляции неровностей поверхности $\tau_k > \tau_r$, так и усреднять их, когда выполняется соотношение $\tau_r \gg \tau_k$. Воспользовавшись соответствующими моделями для четвертого момента функции $V(\mathbf{r}_\perp, \mathbf{r}_\perp)$ (2.17) для относительной дисперсии слабых флуктуаций интенсивности сферической волны, отраженной от диффузной поверхности, при $\tau_r \gg \tau_k$ находим [5,12]

$$\sigma_{I,R}^2(\mathbf{R}) = 2 \sigma_{I,g}^2 + 2 B_{I,g}(R). \quad (3.9)$$

Здесь функция $B_{I,g}(R)$ совпадает с корреляционной функцией интенсивности некогерентного источника в турбулентной атмосфере [12], излучающего в обратном направлении из плоскости отражателя, $\sigma_{I,g}^2 = B_{I,g}(0)$.

Из формулы (3.9) следует, что в направлениях, близких к обратному ($|\mathbf{R}| \lesssim \sqrt{\lambda L}$), происходит усиление флуктуаций интенсивности: $\sigma_{I,R}^2(0) = 4\sigma_{I,g}^2$, в то время как $\sigma_{I,R}^2 = 2\sigma_{I,g}^2$, если $|\mathbf{R}| \gg \sqrt{\lambda L}$. Для точечного отражателя относительные флуктуации отраженной сферической волны максимальны. Увеличение диффузной поверхности приводит к их уменьшению. В частности, из (3.9) имеем:

$$\begin{aligned} \sigma_{I,R}^2(0) &= 1,6\beta_0^2 + o(\beta_0^4), \quad \Omega_r \ll 1; \\ \sigma_{I,R}^2(0) &= 0,68\beta_0^2 + o(\beta_0^4), \quad \Omega_r = 1; \\ \sigma_{I,R}^2 &\sim \Omega_r^{-7/6} \beta_0^2, \quad \Omega_r \gg 1, \end{aligned} \quad (3.10)$$

откуда видно, что в пределе $\Omega_r \rightarrow \infty$ интенсивность отраженного излучения не флуктуирует.

Аналогичные результаты получаются и в случае рассеяния на диффузной поверхности плоской волны [5,12].

В области сильных флуктуаций при отражении сферической и плоской волн от диффузной поверхности малых поперечных размеров $\Omega_r \ll \beta_0^{-12/5}$ относительная дисперсия описывается, как и в случае зеркала, формулами (3.7), (3.8). Для диффузного диска конечных размеров имеем [5,12]

$$\sigma_{I,R}^2(0) = 5,48 \beta_0^{-4/5} + o(\beta_0^{-8/5}), \quad \Omega \ll 1; \quad (3.11)$$

$$\sigma_{I,R}^2(0) = 2,6 \beta_0^{-4/5} + o(\beta_0^{-8/5}), \quad \Omega \gg 1. \quad (3.12)$$

Из (3.11), (3.12) следует, что с увеличением турбулентности на трассе $\beta_0 \rightarrow \infty$ относительная дисперсия интенсивности излучения, отраженного поверхностью конечных размеров при

$\tau_k \ll \tau_r$ стремится к нулю. Это означает, что в результате облучения когерентным светом диффузная поверхность становится источником некогерентного пучка сферических волн, которые в точке приема складываются по интенсивности. В этом случае, как показано в [30,12], дисперсия сильных флуктуаций интенсивности не имеет отличного от нуля уровня насыщения.

При увеличении размеров диффузной поверхности ($\Omega_r \gg \beta_0^2$) происходит усреднение сильных флуктуаций отраженного излучения по тому же закону (3.10), что и в случае слабых флуктуаций интенсивности.

Как показывает анализ [5,12,16], в условиях $\tau_k \gtrsim \tau_r$, когда приемник успевает отслеживать флуктуации сигнала, возникающие из-за фазовых искажений, вносимых поверхностью, величина дисперсии интенсивности определяется формулой [12]

$$\sigma_{I,R}^2(R) = 1 + 2\sigma_{I,RS}^2(R), \quad (3.13)$$

где $\sigma_{I,RS}^2$ совпадает с дисперсией интенсивности отраженного сигнала при $\tau_k \ll \tau_r$. Таким образом, заметное увеличение дисперсии за счет эффекта усиления флуктуаций интенсивности в соответствии с формулами (3.13), (3.7), (3.8) происходит при рассеянии на <точечном> случайном отражателе, поперечные размеры которого удовлетворяют условию $\Omega_r \ll \beta_0^{-12/5}$. Уровень насыщения $\sigma_{I,R}^2$ при этом в случае падения на такой отражатель сферической волны становится равным одиннадцати, а при падении плоской волны – семи. Увеличение размеров диффузной поверхности приводит к усреднению флуктуаций интенсивности отраженного излучения, и при выполнении условия $\Omega_r \gtrsim \beta_0^{-12/5}$ относительная дисперсия интенсивности лишь незначительно превышает единицу при любых значениях параметра турбулентности β_0^2 [5,12,16].

Изложенные в данном разделе теоретические результаты по флуктуациям интенсивности отраженного излучения в ряде частных случаев получили экспериментальное подтверждение [25,31,32].

4. Остаточные мерцания рассеянного излучения при приеме на апертуру больших размеров

Прием на апертуру больших размеров является одним из распространенных способов ослабления флуктуаций потока принимаемого излучения. Большой по сравнению с масштабом корреляции интенсивности r_l телескоп радиуса $D \gg r_l$ практически полностью [33] усредняет пульсации изображений звезд и лазерных источников. Поэтому при измерениях флуктуаций интенсивности оптических волн должно выполняться условие $D \ll r_l$.

В то же время, как впервые было показано в [4], флуктуации потока рассеянного излучения, дважды прошедшего через случайно-неоднородную среду, могут не усредняться приемником сколь угодно больших размеров ($D \gg r_l$).

Пусть источник сферической волны и удаленный от него на расстоянии L рассеиватель радиуса $a_R \ll r_l$ погружены в турбулентную среду. Следуя [4,17], запишем корреляционную функцию флуктуаций интенсивности рассеянной волны в виде

$$B_{I,R}(\rho_1, \rho_2) = \sigma_I^2 + B_{I_r}(\rho_1) + B_{I_r}(\rho_2) + B_r(\rho_1, \rho_2). \quad (4.1)$$

Здесь σ_I^2 – дисперсия падающей сферической волны в точке рассеивателя; B_{I_r} – взаимные корреляционные функции падающей и обратной сферических волн в точках наблюдения ρ_1 и ρ_2 , B_r – корреляционная функция обратной сферической волны.

Из (4.1) следует, что флуктуации интенсивности поля рассеянной волны не являются однородными. Дисперсия флуктуаций интенсивности рассеянного поля $\sigma_{I,R}^2(\rho) = \sigma_I^2 + 2B_{I_r}(\rho) + \sigma_r^2$ зависит от взаимного корреляционного члена B_{I_r} и максимальна в направлении строго назад ($\rho = 0$).

При бесконечно большом разнесении точек наблюдения $\rho_1 - \rho_2 \rightarrow \infty$ функция $B_{I,R}(\rho_1, \rho_2)$ не убывает до нуля и имеет остаточный уровень корреляции, величина которого зависит от по-

ложения точек наблюдения относительно источника ($\rho = 0$). При $|\rho_1|, |\rho_2| \rightarrow \infty$ и $|\rho_1| = 0, |\rho_2| \rightarrow \infty$ уровень остаточной корреляции равен соответственно $\sigma_I^2/4$ и $\sigma_I^2/2$.

Остаточная корреляция обусловлена флуктуационной природой эквивалентного рассеивателя источника и определяется флуктуациями поля падающей волны, которые вследствие отражения точечным рассеивателем коррелированы в любой точке плоскости наблюдения. Этот эффект не зависит от угла рассеяния и наблюдения и, как было показано в [17], возникает при любых параметрах падающего на точечный отражатель лазерного пучка. Он также имеет место, если плоскости источника и наблюдения не совпадают. При этом уровень остаточной корреляции определяется взаимной корреляцией интенсивности разных типов волн, прошедших трассы различной длины $B_r(L_1, L_2, \rho)$.

Рассматриваемый эффект остаточной корреляции флуктуаций интенсивности имеет важное практическое значение. Он приводит к качественно новым результатам при приеме рассеянного излучения апертурой конечного диаметра. Расчеты [4] функции усреднения $G(D) = \sigma_p^2(D)/\sigma_p^2(0)$, где $\sigma_p^2(D)$ и $\sigma_p^2(0)$ – относительные флуктуации полного светового потока, проходящего через объектив с радиусом D и точечную апертуру соответственно, показывают, что когда положение центра приемной апертуры в поперечной плоскости совпадает с положением источника сферической волны, функция усреднения равна

$$G(D) = G_1 = 1/4 \quad \text{при } D \gg r_l.$$

Если приемная апертура смещается в поперечной плоскости на расстояние $l \gg r_l$, то

$$G(D) = G_2 = 1/2 \quad \text{при } D \ll r_l.$$

Таким образом, для отражателей с радиусом $a_r \ll r_l$ флуктуации потока рассеянного излучения не усредняются приемной апертурой сколь угодно больших размеров ($D \rightarrow \infty$) и возникает [4] эффект остаточных турбулентных мерцаний. Этот эффект наблюдается также, когда площадка S поверхности гладкого тела, формирующая отраженное поле в точке наблюдения, удовлетворяет условию $\sqrt{S} \ll r_l$. Наличие остаточных мерцаний подтверждено экспериментально [34].

Эффект остаточных мерцаний позволяет проводить лидарные измерения [35] высотных профилей структурной характеристики флуктуаций показателя преломления $C_n^2(H)$ или температуры $C_T^2(H)$ в атмосфере. Если рассеянное атмосферным аэрозолем лазерное излучение принимать входной апертурой диаметра D при установке полевой диафрагмы диаметра d_0 в плоскости изображения рассеивающего объема, то, как было показано в [35,36], в зависимости от размера полевой диафрагмы могут реализоваться три различных режима мерцаний:

$$\sigma_p^2 = 1 + 2\sigma_I^2, \quad d_0 \ll \lambda F_l / D, \quad (4.2)$$

$$\sigma_p^2 = \sigma_I^2, \quad \lambda F_l / D \ll d_0 \ll F_l \sqrt{1/L} / L, \quad (4.3)$$

$$\sigma_p^2 = 0, \quad F_l \sqrt{1/L} / L \ll d_0, \quad (4.4)$$

где F_l – фокусное расстояние приемной системы.

В режиме (4.3) дисперсия флуктуаций потока рассеянного излучения σ_p^2 совпадает с дисперсией флуктуаций интенсивности зондирующего пучка σ_I^2 и не зависит от размера входной апертуры. Этот режим носит название режима турбулентных мерцаний [35]. Физически он связан с выделением с помощью полевой диафрагмы в изображении рассеивающего объема флуктуационной компоненты, обусловленной турбулентными неоднородностями показателя преломления на пути к рассеивающему объему. Указанный режим позволяет путем увеличения апертуры приемника, за счет увеличения телесного угла, в котором осуществляется перехват рассеянного излучения, при сохранении уровня флуктуаций повысить яркость изображения и увеличить отношение сигнал-шум по сравнению с традиционным способом выделения флуктуаций ($D_1 \ll \sqrt{\lambda L}$) на величину $k = (D d_0 L / D_1 a_s F_l)$, где $2 a_s$ – поперечный размер зондирующего объема.

Таким образом, измеряя с помощью лидара в режиме (4.3) флуктуации интенсивности излучения, рассеянного атмосферным аэрозолем на различных высотах H , можно определить, аналогично [4], высотные профили $C_n^2(H)$.

Эксперимент [35] подтверждает возможность измерения флуктуаций, вызванных случайными неоднородностями на пути волны до рассеивающего объема, при приеме рассеянного излучения апертурой, радиус которой существенно превышает масштаб корреляции флуктуаций интенсивности в падающей на отражатель волне.

5. Усиление флуктуаций рассеянного назад лазерного излучения в плоскости изображения приемной оптической системы

При оценке эффективности работы оптических локаторов и лидарных систем в атмосфере необходимо учитывать как <геометрические> факторы приемопередатчика, так и турбулентные условия распространения лазерного излучения на трассе. Из [6] следует, что условия существования эффектов, обусловленных корреляцией встречных волн, за фокусирующей линзой могут значительно отличаться от тех, что имеют место во входной плоскости. Поэтому важно знать, как изменяется величина эффектов усиления при перемещении плоскости наблюдения l вдоль оси приемной оптической системы.

На рис. 4 представлены результаты [12] расчета фактора $\tilde{N}(l, \mathbf{R}) = (\langle I^R(l, \mathbf{R}) \rangle - I_0^R(l, \mathbf{R})) / (\beta_0^2 I_0^2(l, \mathbf{R}))$, характеризующего отклонение средней интенсивности принимаемого сигнала $\langle I^R(l, \mathbf{R}) \rangle$ в области слабых флуктуаций от соответствующего значения $I_0^R(l, \mathbf{R})$ в однородной среде для различных дифракционных размеров источника, отражателя и приемника при $\mathbf{R} = 0$. Из рисунка видно, что в окрестности плоскости минимального изображения $q = 1 + L/l^* - L/F_l = 0$ (сопряженной плоскости) эффект усиления обратного рассеяния исчезает из-за турбулентного уширения распределения интенсивности. В случае падения на точечный отражатель плоской волны (штриховая линия) фактор $\tilde{N}(l, \mathbf{R})$ в области фокуса при $\Omega_l = k a_l^2 / L \geq 1$ возрастает вследствие дальних корреляций [6,12] по сравнению с входной плоскостью телескопа, a_l здесь – эффективный радиус телескопа.

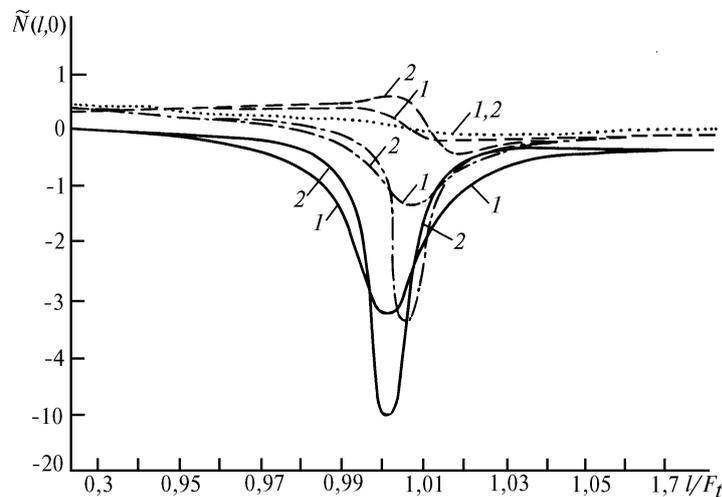


Рис. 4. Изменение величины усиления обратного рассеяния в зависимости от продольного смещения плоскости анализа изображения $l - \Omega_l = 1$, $2 - \Omega_l = 3$: сплошная кривая – плоская волна, безграничное зеркало, штрихпунктирная – сферическая волна, безграничное зеркало, штриховая – плоская волна, точечный отражатель, точки – сферическая волна, точечный отражатель

Более существенным эффект дальних корреляций становится в условиях сильных флуктуаций. Действительно [6], если осуществлять при $\beta_0^2 \gg 1$ фокусировку отраженной плоской волны ($\Omega \gg \beta_0^2$) линзой, размеры которой $2 a_l$ таковы, что выполняется условие $\Omega_l \gg \beta_0^{12/5}$, то в фокусе средняя интенсивность возрастает более чем в два раза по сравнению с трассой удвоенной длины без отражения.

Таким образом, если во входной плоскости телескопа эффект усиления средней интенсивности плоской волны при $\beta_0^2 \gg 1$ отсутствует (см. раздел 3.1), то в фокусе линзы такое усиление возникает. Наоборот, фокусировка отраженной сферической волны линзой с размерами $\Omega_r \gg \beta_0^{-12/5}$ при $\beta_0^2 \gg 1$ приводит к тому, что более чем двойное увеличение средней интенсивности, имеющее место на входе в телескоп (3.5), исчезает в плоскости резкого изображения приемной линзы [7] точно так же, как и в случае слабых флуктуаций (рис. 4).

Для количественной оценки превышения значения средней интенсивности отраженной волны $\langle I^R(l, \mathbf{R}) \rangle$ в условиях сильных флуктуаций значения средней интенсивности на трассе удвоенной длины $\langle I^{(1)}(l, \mathbf{R}) \rangle$ (в соответствии с (3.4)), введем фактор

$$N(l, \mathbf{R}) = \langle I^R(l, \mathbf{R}) \rangle / \langle I^{(1)}(l, \mathbf{R}) \rangle = 1 + \langle I^2(l, \mathbf{R}) \rangle / \langle I^{(1)}(l, \mathbf{R}) \rangle.$$

На рис. 5 приведены результаты [7] расчета фактора усиления $N = N(F, 0)$ средней интенсивности в фокусе ($l = F$) телескопа при различных дифракционных размерах источника, отражателя и объектива телескопа. Расчет проводился для диффузного отражателя с учетом членов порядка $\beta_0^{-4/5}$ [7]. Рисунок показывает, что эффект усиления наблюдается лишь в случае близости размеров апертур источника и приемника. Он максимален, когда на отражатель падает пространственно ограниченный пучок света ($\beta_0^{-12/5} \ll \Omega \ll \beta_0^{12/5}$) и возрастает с увеличением размера отражающей поверхности.

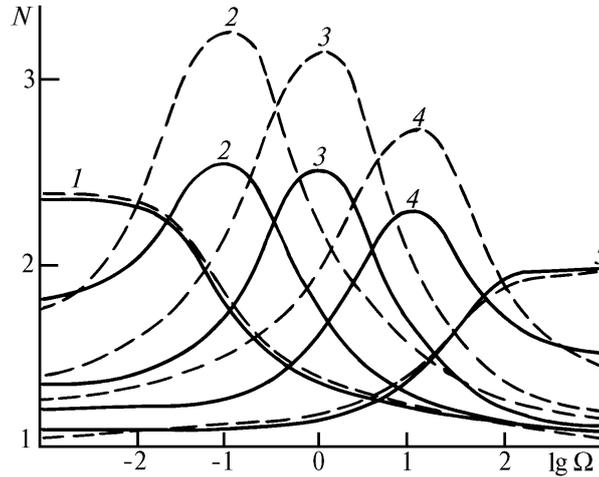


Рис. 5. Фактор усиления в фокусе телескопа, отражатель ламбертовский, $D_s = 50$: $\Omega_r = 10^{-3}$ (1); 10^{-1} (2); 1 (3); 10 (4); 10^3 (5). Сплошная кривая – $\Omega_r = 10^{-3}$; штриховая – $\Omega_r = 10^3$

Этот результат становится понятен, если принять во внимание [7] то обстоятельство, что лучи оказываются когерентными между собой вследствие дальних корреляций только в области, ограниченной размерами выходной апертуры. Поэтому приемник с меньшими, чем $2a$, размерами собирает не все когерентные лучи, а использование приемника больших размеров приводит к относительному уменьшению вклада когерентной составляющей рассеянного излучения $\langle I^{(2)} \rangle$ по сравнению с возрастающим вкладом некогерентной компоненты $\langle I^{(1)} \rangle$.

В [44,45] показано, что корреляция встречных волн может приводить к увеличению разрешающей способности телескопов при наблюдении объектов в турбулентной атмосфере в когерентном свете, если выполняется условие согласования облучающей и приемной апертур. При этом важно отметить, что эффект достигается при построении изображения в фокальной ($l = F$), а не сопряженной ($l = l^*$) плоскости.

На рис. 6 представлены результаты расчета распределения интенсивности в изображениях двухточечного объекта при различных расстояниях r_s между ними (расстояния r_s даны в отношении к радиусу когерентности поля плоской волны в турбулентной атмосфере $\rho_{\text{н}} = (L/1,22 k \beta_0^{12/5})^{1/2}$, по оси абсцисс на рис. 6 отложено нормированное на $l/k a_l = \omega_0/2$ рас-

стояние в поперечной к оптической оси телескопа плоскости). Из рисунков видно, что по мере уменьшения расстояния r_s в отсутствие корреляции между освещающей и принимаемой волнами (узкие пики отсутствуют) объекты перестают разрешаться и в фокальной, и в сопряженной плоскостях. Корреляция встречных волн приводит к появлению узких пиков в распределении изображения двухточечного объекта в фокальной плоскости, позволяющих наблюдать разнесенные объекты и в том случае, когда их разрешение становится невозможным при наблюдении в некогерентном свете (в отсутствие корреляции встречных волн).

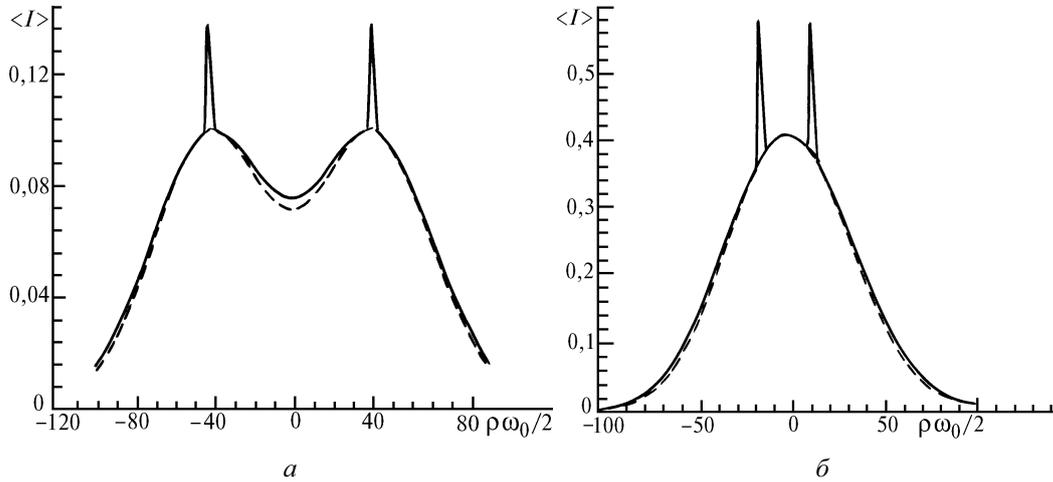


Рис. 6. Распределение интенсивности в изображении двухточечного объекта: штриховая кривая – в сопряженной плоскости, сплошная – в фокальной плоскости, $\Omega = \Omega_s = 10$, $\beta_0^2 = 50$; $a - r_s = 150$; $b - r_s = 50$

Дальние корреляции отраженного поля проявляются также в поведении флуктуационных характеристик интенсивности отраженного излучения при его фокусировке приемной линзой. В частности, уровень насыщения флуктуаций интенсивности плоской волны, рассеянной точечным отражателем, возрастает от значения $\sigma_{I,R}^2 = 3$ в плоскости входного зрачка линзы до величины $\sigma_{I,R}^2(F, 0) = 5$ в ее фокусе [37].

Если фокусируется после отражения поле источника сферической волны, то уровень насыщения дисперсии интенсивности в фокусе линзы оказывается меньше, чем в ее входной плоскости [37,38].

Однако эти изменения носят локальный характер. При смещении плоскости наблюдения из фокуса вдоль оси оптической системы ($l \neq F$) относительная дисперсия интенсивности отраженного излучения в конечном счете принимает те же значения, что и в плоскости самой линзы [38,5,12]. Величина усиления (ослабления) флуктуаций интенсивности зависит от размеров приемной линзы. Усиление флуктуаций, как и среднего значения интенсивности (рис. 4), становится существенным лишь при совпадении размеров источника и приемника.

Наряду с флуктуациями интенсивности в плоскости анализа l приемного телескопа происходит дрожание изображения лоцируемого объекта как целого. Эти случайные смещения изображения обычно характеризуются дисперсией смещений положения энергетического центра тяжести светового пучка ρ_l в плоскости l : $\sigma_l^2 = \langle \rho_l^2 \rangle - \langle \rho_l \rangle^2$.

Дисперсия смещений изображения локационной цели $\sigma_{I,R}^2$ рассматривалась в [39], где показано, что в условиях слабых флуктуаций интенсивности при отражении плоской волны от безграничного зеркала дисперсия дрожания изображения может в 4 раза превышать дисперсию дрожания изображения источника плоской волны на однократной прямой трассе (эффект учетверения дисперсии), а изображение уголкового отражателя больших размеров не смещается (эффект компенсации смещений).

Исследования дрожания изображения на локационных трассах в общем случае освещения пространственно ограниченным лазерным пучком отражателя конечных размеров при произвольных турбулентных условиях распространения выполнены в [40,41,14] и представлены в обобщающих монографиях [5,12].

Авторы выражают глубокую благодарность М.С. Беленькому, Г.Я. Патрушеву и сотрудникам лаборатории дифракции волн Института оптики атмосферы Сибирского отделения Российской академии наук В.П. Аксенову, И.Н. Смалихо, О.В. Тихомировой, Б.Н. Чену за многолетнее плодотворное сотрудничество в данной области.

1. Беленький М.С., Миронов В.Л. // Квантовая электроника. 1972. N 5(11). С. 38 – 45.
2. Виноградов А.Г., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1973. Т. 16. N 7. С. 1064 – 1070.
3. Виноградов А.Г., Кравцов Ю.А. // VI Всесоюз. симпозиум по дифракции и распространению волн. Краткие тексты докладов. Москва–Ереван, 1973. Т. 1. С. 294.
4. Беленький М.С., Миронов В.Л. // Квантовая электроника. 1974. Т. 1. N 10. С. 2253 – 2262.
5. Vanakh V.A., Mironov V.L. Lidar in a Turbulent Atmosphere. Artech House, Boston and London, 1987. 185 p.
6. Крупник А.Б., Саичев А.И. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1981. Т. 24. N 10. С. 1234 – 1239.
7. Банах В.А. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1986. Т. 29. N 12. С. 1507 – 1509.
8. Гельфгат В.И. // Акустический журнал. 1976. Т. 22. N 1. С. 123 – 124.
9. Akse nov V.P., Mironov V.L. // JOSA. 1979. V. 69. N 11. P. 1609 – 1614.
10. Кон А.И., Татарский В.И. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1972. Т. 15. С. 1547.
11. Банах В.А., Смалихо И.Н., Чен Б.Н. // Оптика и спектроскопия, 1986. Т. 61. Вып. 3. С. 582 – 586.
12. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. // Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 270 с.
13. Сигналы и помехи в лазерной локации / В.М. Орлов, И.В. Самохвалов, Г.М. Креков и др. М.: Радио и связь, 1985. 264 с.
14. Аксенов В.П., Банах В.А., Миронов В.Л. и др. // Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 61. Вып. 4. С. 839 – 844.
15. Аксенов В.П., Банах В.А., Миронов В.Л. // II Всесоюз. совещание по атмосферной оптике. (Тез. докл.) Ч. II. Томск, 1980. С. 120-130.
16. Akse nov V.P., Vanakh V.A., Mironov V.L. // JOSA. 1984. V. A1. P. 263.
17. Банах В.А., Тихомирова О.В. // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 56. Вып. 5. С. 857 – 863.
18. Vanakh V.A., Mironov V.L. // Opt. Lett. 1977. V. 1. N 5. P. 172 – 174.
19. Akse nov V.P., Mironov V.L. // Opt. Lett. 1978. V. 3. N 5. P. 184 – 186.
20. Frankenthal S., Whitman A.M., Berg H.J. // JOSA. A1. 1984. P. 585.
21. Аксенов В.П., Банах В.А., Миронов В.Л. // Тез. докл. IV Всесоюз. конф. по физическим основам передачи информации лазерным излучением. Киев, 1976. С. 149.
22. Банах В.А., Булдаков В.М., Смалихо И.Н. // Волны и дифракция-85. Т.1./ XI Всесоюз. симпозиум по дифракции и распространению волн. Тбилиси. 1985. С. 410 – 413.
23. Аксенов В.П., Банах В.А. // VI Всесоюз. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. (Тез. докл.) Ч. III. Томск, 1981. С. 67 – 70.
24. Гурвич А.С., Кашкаров С.С. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1977. Т. 20. N 5. С. 794 – 796.
25. Кашкаров С.С., Нестерова Т.Н., Смирнов А.С. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1984. Т. 27. N 10. С. 1272 – 1278.
26. Кашкаров С.С. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1983. Т. 26. N 1. С. 44 – 48.
27. Гурвич А.С., Иванов А.П., Кашкаров С.С., Патрушев Г.Я., Ростов А.П. // XI Всесоюз. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере и водных средах. (Тез. докл.) Томск, 1991. С. 6.
28. Agrovskii B.S., Bogaturov A.N., Gurchich A.S., Kireev S.V., Myakinin V.A. // JOSA. 1991. V. A.8. N 7. P. 1142 – 1147.
29. Аксенов В.П., Миронов В.Л. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1979. Т. 22. N 2. С. 141 – 149.
30. Банах В.А., Булдаков В.М., Миронов В.Л. // Оптика и спектроскопия. 1983. Т. 54. Вып. 6. С. 1054 – 1059.
31. Pincus R.A., Fossey M.E., Holmes J.F., Kerr J.R. // JOSA. 1978. V. 68. N 6. P. 760 – 762.
32. Патрушев Г.Я., Петров А.И., Покасов В.В. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1983. Т. 26. N 7. С. 823 – 831.
33. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
34. Беленький М.С., Макаров А.А., Миронов В.Л., Покасов В.В. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1978. Т. 21. N 2. С. 299 – 301.
35. Беленький М.С., Миронов В.Л., Нетреба П.И., Покасов В.В., Шелехов А.П. // Изв. вузов. Физика. 1986. N 12. С. 103 – 105.
36. Беленький М.С., Шелехов А.П. // III Всесоюз. совещание по атмосферной оптике и актинометрии. (Тез. докл.) Ч. II. Томск, 1983. С. 14 – 16.
37. Аксенов В.П., Банах В.А., Булдаков В.М., Миронов В.Л., Тихомирова О.В. // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. N 5. С. 1022 – 1026.
38. Аксенов В.П., Банах В.А., Булдаков В.М., Миронов В.Л., Тихомирова О.В. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. N 10. С. 2136 – 2140.
39. Миронов В.Л., Носов В.В. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1977. Т. 20. N 10. С. 1530 – 1533.
40. Аксенов В.П., Банах В.А., Чен Б.Н. // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 56. Вып. 5. С. 864 – 868.
41. Аксенов В.П., Банах В.А., Чен Б.Н. // Оптика и спектроскопия. 1984. Т. 56. Вып. 4. С. 732 – 734.
42. Vanakh V.A. // Proc. SPIE. 1993. V. 1968. P. 312 – 318.
43. Банах В.А. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. N 4. С. 369 – 376.
44. Vanakh V.A., Chen Ben-Nam // Proc. SPIE. 1994. V. 2222.

45. Банах В. А., Чен Б. Н. Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 11. С. 66 – 73

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
20 июля 1994 г.

V. A. Banakh, V. L. Mironov. **LADAR Backscatter Amplification Effects in Turbulent Atmosphere.**

Manifestation of the enhancement effects of laser radiation passing through the paths with reflection in a turbulent atmosphere are under study in the paper. The formulas for quantitative estimate of these effects are obtained and estimates of the effects depending on the turbulence intensity, sizes of scattering objects, properties of the reflecting surface, and angular divergence of the laser beams illuminating the reflectors are carried out. The account of amplification effects in designing LADAR systems themselves as well as its application to developing of new methods for remote sensing refractive turbulence in atmosphere are discussed.