«Оптика атмосферы», **4**, № 4 (1991)

УДК 534.222

И.П. Лукин

ЛОКАЦИОННОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В ЛИНЗОПОДОБНОИ СРЕДЕ

Проведено теоретическое исследование пространственной структуры лазерного гауссовского пучка, отраженного в линзоподобной дефокусирующей безаберрацнонной среде от зеркального, уголкового или ламбертовского отражателей произвольного размера. На основе анализа функции взаимной когерентности второго порядка отраженного зондирующего излучения изучены возможности локационного варианта методов термолинзы, мираж-эффекта, перефокусировки и смещения изображения для определения оптических характеристик исследуемой среды.

Разработанные к настоящему времени методы оптико-рефракционных спектроскопических измерений |1 – 5] обычно реализуются в базовом варианте. Базовая схема зондирования линзоподобной среды (рефракционного канала) предполагает, что источник и приемник оптического излучения должен находиться на противоположных концах измерительной трассы, а оптическое зондирующее излучение проходить исследуемую среду только один раз. Однако в определенных ситуациях возможно использование локационной схемы зондирования линзоподобной среды, когда источник и приемник оптического излучения размещены на одном конце измерительной трассы, а оптическое зондирующее излучение проходит исследуемую среду два раза. Это может быть связано либо с удобством расположения аппаратуры, либо с целью увеличения оптического пути, проходимого зондирующим излучением в линзоподобной среде, либо с исследованием непрозрачных сред, поглощающих накачивающее и отражающих зондирующее излучения. Впервые локационное распространение оптичеслого излучения в линзоподобноп среде рассматривалось в [4], но там был проанализирован лишь случай зеркального отражения от бесконечного плоского и точечного отражателей. В данной статье проведено теоретическое исследование пространственной структуры лазерного пучка, отраженного в линзоподобноп дефокусирующей безаберрационной среде от зеркального, уголкового или ламбертовского отражателей произвольного размера. Проанализированы возможности локационного варианта методов термолинзы [1–3], мираж-эффекта [1, 3], перефокусировки [4–5] и смещения изображения [4–5] для определения оптических характеристик исследуемой среды.

Пусть в безаберрационной дефокусирующей линзоподобноп среде (рефракционном канале) [4–6] с оптической осью, совпадающей с осью OX, распространяется пучок лазерного зондирующего излучения из плоскости $x = 0$ в положительном направлении осп OX к отражателю, который находится в плоскости $x = L$, и принимается, после отражения и распространения в отрицательном направлении оси OX, в плоскости $x = 0$. Выражение для амплитуды отраженной волны $U(0, \boldsymbol{q})$ в данном случае можно записать следующим образом:

$$U(0, \boldsymbol{q}) = \int d\boldsymbol{q}' d\boldsymbol{q}'' d\boldsymbol{q}''' \tilde{G}(0, \boldsymbol{q}; L, \boldsymbol{q}')\, V(\boldsymbol{q}', \boldsymbol{q}'')\, G(L, \boldsymbol{q}''; 0, \boldsymbol{q}''')\, U_0(\boldsymbol{q}'''), \qquad (1)$$

где $V(q', q'')$ – локальный коэффициент отражения; $G(L, q''; 0, q''')$ – – функция Грина линзоподобной среды „прямого“ распространения [6|; $G(0, \boldsymbol{q}; L, q')$ – функция Грина линзоподобной среды „обратного“ распространения [6]; $U_0\,(q''')$ – начальное распределение поля лазерного излучения; $\boldsymbol{q} = \{y, z\}$ – поперечная координата. В соответствии с (1) функция когерентности второго порядка отраженного излучения имеет вид

$$\Gamma_2(0, \boldsymbol{q}_1, \boldsymbol{q}_2) = \overline{U(0, \boldsymbol{q}_1) U^*(0, \boldsymbol{q}_2)} = \int d\boldsymbol{q}'_1 d\boldsymbol{q}''_1 d\boldsymbol{q}'''_1 d\boldsymbol{q}'_2 d\boldsymbol{q}''_2 d\boldsymbol{q}'''_2\, \overline{V(\boldsymbol{q}'_1, \boldsymbol{q}''_1)\, V^*(\boldsymbol{q}'_2, \boldsymbol{q}''_2)}\, \times$$

$$\times \tilde{G}(0, \boldsymbol{q}_1; L, \boldsymbol{q}'_1)\, \tilde{G}^*(0, \boldsymbol{q}_2; L, \boldsymbol{q}'_2)\, \tilde{G}(L, \boldsymbol{q}''_1; 0, \boldsymbol{q}'''_1)\, G^*(L, \boldsymbol{q}''_2; 0, \boldsymbol{q}'''_2)\, U_0(\boldsymbol{q}'''_1)\, U^*_0(\boldsymbol{q}'''_2) \qquad (2)$$

где черта сверху обозначает статистическое усреднение по ансамблю реализаций флуктуаций неровностей поверхности отражателя. Зададим начальное распределение поля зондирующего лазерного источника в виде одномодового гауссовского пучка

$$U_0(\boldsymbol{q}) = U_0 \exp\left\{-\frac{(\boldsymbol{q} - \boldsymbol{q}_0)^2}{2\boldsymbol{a}_0^2} - \frac{ik}{2R_0}(\boldsymbol{q} - \boldsymbol{q}_0)^2 + ik\varphi\mathbf{n}(\boldsymbol{q} - \boldsymbol{q}_0)\right\}, \qquad (3)$$

где U_0 – амплитуда оптического поля в центре выходной апертуры; a_0 – начальное значение радиуса зондирующего пучка; R_0 – радиус кривизны волнового фронта в центре излучающей апертуры; $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны зондирующего излучения в вакууме; $\boldsymbol{q}_0$ – радиус-вектор, определяющий вынос центра излучающей апертуры с оптической оси канала; $\boldsymbol{n}$ – единичный вектор проекции нормали к фазовому фронту на плоскость YOZ; φ – угол между нормалью к фазовому фронту пучка и оптической осью канала ($\varphi \ll \pi$); $q = \sqrt{y^2 + z^2}$.

Функции Грина безаберрационной линзоподобной среды с оптической осью, совпадающей с осью OX, для «прямого» и «обратного» распространения соответственно имеют вид [6]:

$$G(L,\ \boldsymbol{q};\ 0,\ \boldsymbol{q}') = \frac{k}{2\pi i\, F_0 U_2\left(\frac{L}{F_0}\right)} \exp\left\{ \frac{ikU_2'\left(\frac{L}{F_0}\right)}{2F_0U_2\left(\frac{L}{F_0}\right)} q^2 - \frac{ik}{F_0U_2\left(\frac{L}{F_0}\right)} \boldsymbol{q}\boldsymbol{q}' + \frac{ikU_1\left(\frac{L}{F_0}\right)}{2F_0U_2\left(\frac{L}{F_0}\right)} \boldsymbol{q}'^2 \right\}, \tag{4}$$

$$\tilde{G}(0,\ \boldsymbol{q}';\ L,\ \boldsymbol{q}) = \frac{k}{2\pi i\, F_0 \tilde{U}_2\left(\frac{L}{F_0}\right)} \exp\left\{ \frac{ik\tilde{U}_2'\left(\frac{L}{F_0}\right)}{2F_0\tilde{U}_2\left(\frac{L}{F_0}\right)} q^2 - \frac{ik}{F_0\tilde{U}_2\left(\frac{L}{F_0}\right)} \boldsymbol{q}\boldsymbol{q}' + \frac{ik\tilde{U}_1\left(\frac{L}{F_0}\right)}{2F_0\tilde{U}_2\left(\frac{L}{F_0}\right)} \boldsymbol{q}'^2 \right\}, \tag{5}$$

где $U_1(x)$, $U_2(x)$ и $\tilde{U}_1(x)$, $\tilde{U}_2(x)$ – соответственно частные решения уравнений

$$U''(x) - \frac{F_0^2}{F^2(x)} U(x) = 0$$

и

$$\tilde{U}''(x) - \frac{F_0^2}{F^2(L-x)} \tilde{U}(x) = 0$$

с граничными условиями

$$U_1(0) = U_2'(0) = \tilde{U}_1(0) = \tilde{U}_2'(0) = 1,$$

$$\tilde{U}_1(0) = U_2(0) = \tilde{U}_1'(0) = \tilde{U}_2(0) = 0,$$

а $F(x)$ – локальное фокусное расстояние линзоподобной среды (рефракционного канала) [4–5]; $F_0 = F(x = 0)$ – «начальное» значение фокусного расстояния линзоподобной среды. Рассмотрим отражение от зеркала, уголка и шероховатой (ламбертовской поверхности). В первых двух случаях локальный коэффициент отражения $V(q',q'')$ является детерминированной функцией, в третьем – случайной. Конкретно для плоского зеркала локальный коэффициент отражения равен:

$$V(\boldsymbol{q}',\ \boldsymbol{q}'') = V_0(\boldsymbol{q}')\ \delta(\boldsymbol{q}' - \boldsymbol{q}''), \tag{6}$$

аналогично для уголкового отражателя –

$$V(\boldsymbol{q}',\ \boldsymbol{q}'') = V_0(\boldsymbol{q}')\ \delta(\boldsymbol{q}' + \boldsymbol{q}''), \tag{7}$$

а для ламбертовской поверхности выполняется следующее соотношение:

$$\overline{V(\boldsymbol{q}_1',\ \boldsymbol{q}_1'')\ V^*(\boldsymbol{q}_2',\ \boldsymbol{q}_2'')} = \frac{1}{k^2} V_0(\boldsymbol{q}_1')\ V_0(\boldsymbol{q}_2')\delta(\boldsymbol{q}_1' - \boldsymbol{q}_1'')\ \delta(\boldsymbol{q}_2' - \boldsymbol{q}_2'')\ \delta(\boldsymbol{q}''_1 - \boldsymbol{q}_2''), \tag{8}$$

где $V_0(q) = V_0 \exp\left\{-\frac{(\boldsymbol{q} - \boldsymbol{q}_э)^2}{2a_э^2}\right\}$; V_0 – амплитуда коэффициента отражения; $a_э$ – эффективный радиус отражателя; $q_э$ – радиус-вектор, определяющий вынос центра отражателя с оптической оси канала.

Подставив (3)–(6) в (2), вычислим функцию взаимной когерентности гауссовского пучка, отраженного плоским зеркалом, а вычисления по формулам (2)–(5), (7) дают функцию взаимной когерентности гауссовского пучка, отраженного уголковым отражателем. Результаты для обоих случаев могут быть представлены следующим образом:

$$\Gamma_2(0, \boldsymbol{q}_1, \boldsymbol{q}_2) = \sqrt{I(0, \boldsymbol{q}_1)I(0, \boldsymbol{q}_2)} \exp\left\{\frac{i\kappa}{2F_0} S(\xi)(\boldsymbol{q}_1^2 - \boldsymbol{q}_2^2) \mp (-1)\frac{ik}{F_0}[S_1(\xi)\, \boldsymbol{q}_0(\boldsymbol{q}_1 - \boldsymbol{q}_2) + \right.$$

$$\left. + S_2(\xi)\, F_0\varphi\mathbf{n}(\boldsymbol{q}_1 - \boldsymbol{q}_2) \mp S_3(\xi)\, \boldsymbol{q}_э(\boldsymbol{q}_1 - \boldsymbol{q}_2)]\right\}, \tag{9}$$

где

$$I(0, \boldsymbol{q}_1) = \frac{U_0^2 V_0^2 a_0^2}{a^2(\xi)} \exp\left\{-\frac{(\boldsymbol{q}_1 \mp \mathbf{R}_1(\xi))^2}{a^2(\xi)} - \frac{a_0^4}{a_э^2 a_0^2(\xi)}\left[1 + \frac{a_0^2(\xi)}{a_э^2}\right]\xi^{-2}\Omega_0^{-2}\tilde{U}_2^2(\xi)(\boldsymbol{q}_э \mp \mathbf{R}_2(\xi))^2 - \right.$$

$$\left. - \frac{a_0^4}{a_э^2 a_0^2(\xi)}\left[\frac{a_0^2(\xi)}{a_0^2}\boldsymbol{q}_l - \frac{a_э^2(\xi)}{a_э^2}\boldsymbol{q}_э \mp \mathbf{R}_2(\xi)\right]^2\right\} -$$

— интенсивность отраженного излучения в точке $(0, q_l)$ $l = 1, 2$;

$$a(\xi) = a_0\left\{[\hat{U}_1(\xi) - \mu\, \hat{U}_2(\xi)]^2 + \xi^{-2}\Omega_0^{-2}\hat{U}_2^2(\xi) + \xi^{-2}\Omega_0^{-2}\frac{a_0^2}{a_э^2}\left[2 + \frac{a_0^2(\xi)}{a_э^2}\right]\tilde{U}_2^2(\xi)\right\}^{1/2} -$$

— радиус отраженного лазерного пучка в плоскости приемников;

$$a_0(\xi) = a_0\{[U_1(\xi) - \mu U_2(\xi)]^2 + \xi^{-2}\Omega_0^{-2}U_2^2(\xi)\}^{1/2};$$

— радиус лазерного пучка в плоскости отражателя;

$$a_э(\xi) = a_э\{[(U_1(\xi) - \mu U_2(\xi)]\,[\hat{U}_1(\xi) - \mu\hat{U}_2(\xi)] + \xi^{-2}\Omega_0^{-2}U_2(\xi)\hat{U}_2(\xi)\}^{1/2};$$

$\mathbf{R}_1(\xi) = \hat{U}_1(\xi)\boldsymbol{q}_0 + \hat{U}_2(\xi)F_0\varphi\mathbf{n}$ — смещение центра тяжести лазерного пучка, отраженного безграничным отражателем; $\mathbf{R}_2(\xi) = U_1(\xi)\boldsymbol{q}_0 + U_2(\xi)F_0\varphi\mathbf{n}$ — смещение центра тяжести лазерного пучка в плоскости отражателя;

$$\mathbf{R}_3(\xi) = \{U_2(\xi) - \mu[U_1(\xi) - \mu U_2(\xi)]\}\, \tilde{U}_2(\xi)\xi^{-2}\Omega_0^{-2}\boldsymbol{q}_0 - [U_1(\xi) - \mu U_2(\xi)]\tilde{U}_2(\xi)F_0\mathbf{n};$$

$S(\xi) = \dfrac{1}{a(\xi)}\dfrac{da(\xi)}{d\xi}$ — кривизна волнового фронта отраженного лазерного пучка;

$$S_1(\xi) = \frac{a_0^2}{a^2(\xi)}\left\{\mu[\hat{U}_1(\xi) - \mu\hat{U}_2(\xi)] - \xi^{-2}\Omega_0^{-2}\hat{U}_2(\xi) + \xi^{-2}\,\Omega_0^{-2}\frac{a_0^2}{a_э^2}\,U_1(\xi)\tilde{U}_2(\xi)\right\};$$

$$S_2(\xi) = \frac{a_0^2}{a^2(\xi)}\left\{[\hat{U}_1(\xi) - \mu\hat{U}_2(\xi)] + \xi^{-2}\Omega_0^{2}\frac{a_0^2}{a_э^2}\,U_2(\xi)\tilde{U}_2(\xi)\right\};$$

$$S_3(\xi) = \frac{a_0^4}{a_э^2\, a^2(\xi)}\,\xi^{-2}\Omega_0^{-2}\left[1 + \frac{a_0^2(\xi)}{a_0^2}\right]\tilde{U}_2(\xi) -$$

— наклоны волнового фронта отраженного лазерного пучка к оптической оси рефракционного канала, связанные соответственно с выносом излучающей апертуры с оптической осп линзоподобной среды, наклоном апертуры к этой оси, а также с выносом центра отражателя с оптической оси линзоподобной среды;

$$\hat{U}_1(\xi) = U_1(\xi)\tilde{U}_1(\xi) + U_1'(\xi)\tilde{U}_2(\xi);$$

$$\hat{U}_2(\xi) = U_2(\xi)\tilde{U}_1(\xi) + U_2'(\xi)\tilde{U}_2(\xi);$$

$\xi = L/F_0$ — отношение расстояния от плоскости расположения источника и приемников $(x = 0)$ до плоскости отражателя $(x = L)$ к начальному значению фокусного расстояния линзоподобной среды; $\mu = F_0/R_0$ — отношение начального значения фокусного расстояния линзоподобной среды к радиусу кривизны волнового фронта исходной зондирующей волны; $\Omega_0 = ka_0^2/L$ — параметр Френеля передающей апертуры. В (9) знак «−» соответствует случаю отражения от плоского зеркала, а «+» — от уголкового отражателя. Кроме того, производная по ξ в выражении для кривизны волнового фронта отраженного лазерного пучка берется только от функций $\hat{U}_1(\xi)$ и $\hat{U}_2(\xi)$. Проанализируем сначала предельные случаи размеров отражателя; безграничный ($a_э \to \infty$) и точечный ($a_э \to 0$).

При отражении гауссовского пучка от безграничного зеркального (или уголкового) отражателя ($V_0(q) = V_0$) выражение для функции взаимной когерентности второго порядка (9) принимает более простой вид:

$$\Gamma_2(0, \mathbf{R}, \boldsymbol{q}) = \frac{U_0^2 V_0^2 a_0^2}{\tilde{a}^2(\xi)} \exp\left\{-\frac{(\mathbf{R} \mp \mathbf{R}_1(\xi))^2 + \rho^2/4}{\tilde{a}^2(\xi)} + \frac{ik}{F_0}\tilde{S}(\xi)\mathbf{R}\boldsymbol{q} \mp (-1)\frac{ik}{F_0}[\tilde{S}_1(\xi)\,\boldsymbol{q}_0\boldsymbol{q} + \tilde{S}_2(\xi)\,F_0\varphi\mathbf{n}\boldsymbol{q}]\right\}, \quad (10)$$

где

$$\tilde{a}(\xi) = a_0\{[\hat{U}_1(\xi) - \mu\hat{U}_2(\xi)]^2 + \xi^{-2}\Omega_0^{-2}\hat{U}_2^2(\xi))\}^{1/2};$$

$$\tilde{S}(\xi) = \left.\frac{1}{\tilde{a}(\xi)}\frac{da(\xi)}{d\xi}\right|_{\frac{dU_1(\xi)}{d\xi} = \frac{dU_2(\xi)}{d\xi} = 0};$$

$$\tilde{S}_1(\xi) = \frac{a_0^2}{a^2(\xi)}\{\mu[\hat{U}_1(\xi) - \mu\hat{U}_2(\xi)] - \xi^{-2}\Omega_0^{-2}\hat{U}_2(\xi)\};$$

$$\tilde{S}_2(\xi) = \frac{a_0^2}{\tilde{a}^2(\xi)}[\hat{U}_1(\xi) - \mu\hat{U}_2(\xi)];$$

$$\mathbf{R} = (\boldsymbol{q}_1 + \boldsymbol{q}_2)/2\ ;\ \boldsymbol{q} = \boldsymbol{q}_1 - \boldsymbol{q}_2.$$

Здесь функции $\tilde{a}(\xi)$, $\tilde{S}(\xi)$, $\tilde{S}_1(\xi)$, $\tilde{S}_2(\xi)$ имеют тот же самый смысл, что и функция $a(\xi)$, $S(\xi)$, $S_1(\xi)$, $S_2(\xi)$ в (9). Сравнение выражения для функции взаимной когерентности второго порядка гауссовского пучка, отраженного безграничным зеркальным отражателем, (10) с выражением для функции взаимной когерентности второго порядка гауссовского пучка, прошедшего связную трассу, (базовая схема) [4–5] обнаруживает их одинаковую структуру. Единственное отличие состоит в том, что в формулу (10) входят функции $\hat{U}_1(\xi)$ и $\hat{U}_2(\xi)$, а в выражение для функции когерентности лазерного пучка на связной трассе — $U_1(\xi)$ и $U_2(\xi)$.

Для линзоподобной среды с постоянным значением фокусного расстояния $U_1(\xi) = \tilde{U}_1(\xi) = \mathrm{ch}(\xi)$, $U_2(\xi) = \tilde{U}_2(\xi) = \mathrm{sh}(\xi)$ и $\hat{U}_1(\xi) = \mathrm{ch}(2\xi)$, $\hat{U}_2(\xi) = \mathrm{sh}(2\xi)$, т.е. в этом случае выражение (10) совпадает тождественно с функцией взаимной когерентности второго порядка гауссовского пучка, прошедшего связную трассу длиной $2L$. Особенности отражения уголком, состоящие в отражении строго назад. приводят лишь к изменению направления смещения центра тяжести п наклонов волнового фронта отраженного пучка по сравнению со случаем зеркального отражения. Таким образом, локационный вариант методов термолинзы [1–3], мираж-эффекта [1, 3], перефокусировки [4, 5] п смещения изображения [4, 5] при отражении от безграничного отражателя, в принципе, имеет те же возможности, что и базовая схема. Отличие состоит лишь в разной чувствительности функций $\hat{U}_1(\xi)$, $\hat{U}_2(\xi)$ и $U_1(\xi)$, $U_2(\xi)$ к локальному профилю фокусного расстояния линзоподобной среды $F(x)$, однако этот вопрос уже исследовался ранее в [4].

При отражении гауссовского пучка от точечного отражателя $\left(V_0(\boldsymbol{q}) = \frac{2\pi}{k^2}V_0\delta(\boldsymbol{q} - \boldsymbol{q}_э)\right)$ функция взаимной когерентности второго порядка выражается следующим образом:

$$\Gamma_2(0, \mathbf{R}, \boldsymbol{q}) = \frac{U_0^2 V_0^2 a_0^2}{k^2 F_0^2 \tilde{U}_2^2(\xi)\, a_0^2(\xi)} \exp\left\{-\frac{(\boldsymbol{q}_э - \mathbf{R}_2(\xi))^2}{a_0^2(\xi)} + \frac{ik}{F_0}\frac{\tilde{U}_2'(\xi)}{\tilde{U}_2(\xi)}\mathbf{R}\boldsymbol{q} - \frac{ik}{F_0}\tilde{U}_2^{-1}(\xi)\,\boldsymbol{q}_э\boldsymbol{q}\right\}. \quad (11)$$

Из (11) следует, что этот случай эквивалентен случаю распространения сферической волны с амплитудой $\simeq \dfrac{U_0 V_0 a_0}{k a_0(\xi)} \exp\left\{-\dfrac{(\boldsymbol{q}_э - R_2(\xi))^2}{2a_0^2(\xi)}\right\}$ из точки $\{L, q_э\}$. Таким образом, локационный вариант метода мираж-эффекта [1, 3], основанного на измерении смещения координаты центра тяжести зондирующего пучка, при отражении от точечного отражателя оказывается невозможным, а метод термолинзы [1—3], состоящий в регистрации интенсивности зондирующего излучения через точечную диафрагму, в данном случае будет практически не работоспособен. В противоположность этому методы перефокусировки и смещения изображения [4, 5], заключающиеся в регистрации искривления волнового фронта отраженного излучения $\sim \tilde{U}_2'(\xi)/\tilde{U}_2(\xi)$ и его наклона $\tilde{U}_2^{-1}(\xi)$, обладают хорошими возможностями для $\xi \gtrsim 1$ и при отражении зондирующего лазерного пучка от точечного отражателя.

Аналогично при отражении зондирующего лазерного пучка от отражателя, сравнимого по размеру с зондирующим пучком, ($a_э \sim a_0(\xi)$) метод термолинзы, основанный на регистрации интенсивности, и метод мираж-эффекта, заключающийся в измерении смещения координаты центра тяжести пучка, как следует из анализа выражения (9), практически не реализуемы из-за сложной и многозначной зависимости измеряемых величин от искомого параметра (F_0). Что касается методов перефокусировки и смещения изображения, то они применимы и в этом случае. Так, например, для широкого ($\Omega_0 \gg 1$) коллимированного ($\mu = 0$) зондирующего пучка

$$S(\xi) \simeq \frac{\hat{U}_1(\xi)\hat{U}_1'(\xi) + \Omega_э^{-2}\xi^{-2}U_1^2(\xi)\tilde{U}_2(\xi)\tilde{U}_2'(\xi)}{\hat{U}_1^2(\xi) + \Omega_э^{-2}\xi^{-2}U_1^2(\xi)\tilde{U}_2^2(\xi)};$$

$$S_1(\xi) \simeq 0; \quad S_2(\xi) \simeq \frac{\hat{U}_1(\xi)}{\hat{U}_1^2(\xi) + \Omega_э^{-2}\xi^{-2}U_1^2(\xi)\tilde{U}_2^2(\xi)}; \quad S_3(\xi) \simeq \Omega_э^{-2}\frac{\xi^{-2}U_1^2(\xi)\tilde{U}_2(\xi)}{\hat{U}_1^2(\xi) + \Omega_э^{-2}\xi^{-2}U_1^2(\xi)\tilde{U}_2^2(\xi)},$$

где $\hat{U}_1'(\xi) = U_1(\xi)\tilde{U}_2'(\xi) + U_1'(\xi)\tilde{U}_2'(\xi)$; $\Omega_э = ka_э^2/L$ — число Френеля отражателя, при $\Omega_э \gg 1$ (т.к. $\Omega_э \sim \Omega_0$)

$$S(\xi) \simeq \hat{U}_1'(\xi)/\hat{U}_1(\xi), \quad S_1(\xi) \simeq 0, \quad S_2(\xi) \simeq 1/\hat{U}_1(\xi), \quad S_3(\xi) \simeq 0.$$

что на коротких трассах ($L < F_0$) дает результат, аналогичный полученному для базовой схемы [4–5]:

$$S(\xi) \simeq \xi, \quad S_2(\xi) \simeq 1 - \frac{1}{2}\xi^2.$$

В случае «квазисферической» ($\Omega_0 \ll 1$) волны при $\Omega_э \gg 1$ (т.к в данной ситуации $\Omega_э \gg \Omega_0$)

$$S(\xi) \simeq \hat{U}_2'(\xi)/\hat{U}_2(\xi); \quad S_1(\xi) \simeq 1/\hat{U}_2(\xi), \quad S_2(\xi) \simeq 0; \quad S_3(\xi) \simeq 0.$$

Здесь $\hat{U}_2'(\xi) = U_2(\xi)\tilde{U}_1'(\xi) + U_2'(\xi)\tilde{U}_2'(\xi)$.

Как при $\Omega_0 \gg 1$, так и при $\Omega_0 \ll 1$ искривление и наклон волнового фронта отраженного пучка в линзоподобной среде при $\xi \gtrsim 1$ обладают высокой чувствительностью к величине фокусного расстояния среды. Особо подчеркнем также, что величина искривления волнового фронта отраженного пучка (9) не зависит от типа отражателя; зеркальный он или уголковый.

Для того чтобы получить функцию взаимной когерентности второго прядка гауссовского пучка, отраженного шероховатой (ламбертовской) поверхностью, подставим соотношения (3)–(5), (8) в (2) и проведем вычисления входящих в него интегралов. Это позволяет получить следующее выражение:

$$\Gamma_2(0, \mathbf{R}, \boldsymbol{q}) = \frac{U_0^2 V_0^2 a_0^2 a_э^2}{4\pi F_0^2 \tilde{U}_2^2(\xi)[a_э^2 + a_0^2(\xi)]}\exp\left\{-\frac{(\boldsymbol{q}_э - \mathbf{R}_2(\xi))^2}{a_э^2 + a_0^2(\xi)} - \frac{\rho^2}{\rho_k^2(\xi)} + \frac{ik}{F_0}\hat{S}(\xi)\,\mathbf{R}\boldsymbol{q} - \right.$$

$$\left. - \frac{ik}{F_0}[\hat{S}_1(\xi)\,\boldsymbol{q}_0\boldsymbol{q} + \hat{S}_2(\xi)\,F_0\varphi\mathbf{n}\boldsymbol{q} + \hat{S}_3(\xi)\,\boldsymbol{q}_э\boldsymbol{q}]\right\}, \qquad (12)$$

где

$$\hat S(\xi) = \tilde U_2'(\xi)/\tilde U_2(\xi);\ \hat S_1(\xi) = \frac{a_э^2}{a_э^2 + a_0^2(\xi)}\frac{U_1(\xi)}{\tilde U_2(\xi)};\ \hat S_2(\xi) = \frac{a_э^2}{a_э^2 + a_0^2(\xi)}\frac{U_2(\xi)}{\tilde U_2(\xi)};\ \hat S_3(\xi) = \frac{a_0^2}{a_э^2 + a_0^2(\xi)}\tilde U_2^{-1}(\xi);$$

$$\rho_k(\xi) = \frac{2F_0\tilde U_2(\xi)}{ka_э a_0(\xi)}\sqrt{a_э^2 + a_0^2(\xi)} -$$

радиус когерентности отраженного излучения. Здесь функциями $\hat S(\xi)$, $\hat S_1(\xi)$, $\hat S_2(\xi)$, и $\hat S_3(\xi)$ обозначены те же физические величины для случая отражения от шероховатой поверхности, что и $S(\xi)$, $S_1(\xi)$, $S_2(\xi)$ и $S_3(\xi)$ в (9) – для отражения от регулярной поверхности. В условиях «полного перехвата пучка» ($a_э \gg a_0(\xi)$) интенсивность отраженного излучения приблизительно равна

$$\frac{U_0^2\, V_0^2\, a_0^2}{4\pi F_0^2\, \tilde U_2^2(\xi)} \exp\left\{-\frac{(\boldsymbol{q}_э - \mathbf{R}_2(\xi))^2}{a_э^2}\right\}, \tag{13}$$

а

$$\hat S_1(\xi) \simeq U_1(\xi)/\tilde U_2(\xi),\quad \hat S_2(\xi) \simeq U_2(\xi)\tilde U_2(\xi),\quad \hat S_3(\xi) \simeq 0,\quad \rho_k(\xi) \simeq 2F_0\tilde U_2(\xi)/[ka_0(\xi)]\ . \tag{14}$$

Анализ выражения для функции взаимной когерентности второго порядка гауссовского пучка, отраженного от шероховатой (ламбертовской) поверхности, (12) показывает, что методы термолинзы и мираж-эффекта в данном случае не реализуемы, т.к. отражение от случайной поверхности разрушает пространственную структуру лазерного пучка. В то же самое время методы перефокусировки и смещения изображения зондирующего пучка, как хорошо видно из (12) и (14), работоспособны и в этой ситуации.

В заключение можно отметить, что проведенное в работе рассмотрение локационного распространения лазерного пучка в линзоподобной среде при отражении от зеркала, уголка и шероховатой (ламбертовской) поверхности показало широкие возможности применения методов перефокусировки [4–5] и смещения изображения зондирующего пучка [4–5] для измерения оптических параметров исследуемой среды по локационной схеме, в то время как применение методов термолинзы и мираж–эффекта возможно на локационной трассе лишь при отражении от безграничного ($a_э \gg a_0(\xi)$) зеркального или уголкового отражателей.

1. Murphy J.C., Aamodt J.C. //J. Appl. Phys. 1980. V. 51. №9. P. 4580–4588.
2. Жаров В. П., Летохов В.С. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. М.: Наука, 1984. 320 с.
3. Сверхчувствительная лазерная спектроскопия. М.: Мир, 1986. 519 с.
4. Беленький М.С., Лукин И.П., Миронов В.Л. Потенциальные возможности оптического зондирования атмосферных рефракционных каналов. Томск, 1984. 48 с. (Препринт/ИОА СО АН СССР, № 25).
5. Беленький М.С., Лукин И.П., Миронов В.Л. //Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 60. В. 2. С. 388–393.
6. Лукин И.П. //Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. №3. С. 268–271.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
21 ноября 1990 г.

I.P. Lukin. **Propagation of a Laser Beam through a Lens-Like Medium in a Location Experimental Arrangement.**

A theoretical investigation of spatial structure of a Gaussian laser beam reflected from a mirror, corner-cube, or Lambertian reflector of an arbitrary size in a lens-like defocusing and aberrationless medium is discussed. Based on the analysis of the function of mutual coherence of the second order for the reflected sounding radiation there were analyzed the possibilities of applying the location version of the thermal lens technique, mirage effect, and overfocusing and image shift technique to determination of optical parameters of the medium under study. It is shown that the methods of thermal lens and mirage effect are applicable only in the case when infinite mirrors or corner cube reflectors are used for retroreflection. At the same time the methods based on the use of overfocusing and shifts of the sounding beam image work at any size of a mirror, a corner cube retroreflector or a Lambertian surface are useful.