«Оптика атмосферы», 3, № 4 (1990)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.384.326

Э.В. Пиккель, В.Д. Самойлов, М.С. Чукин

ВЛИЯНИЕ АНИЗОТРОПИИ ИНДИКАТРИСЫ РАССЕЯНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В ЗАМУТНЕННОЙ СРЕДЕ

На основе решения уравнения переноса излучения в малоугловом приближении получены общие аналитические оценки для энергетических и пространственно-угловых характеристик лазерного пучка. Показано, что учет анизотропии углового распределения излучения сводится к расчету среднего квадрата угла отклонения луча в элементарном акте рассеяния.

Характерной особенностью распространения лазерного излучения в замутненной среде является существенная зависимость его параметров от оптических свойств среды.

Проведем оценку энергетических и пространственно-угловых параметров лазерного пучка в замутненной среде на основе малоуглового приближения скалярного варианта уравнения переноса излучения. При этом будем исходить из того, что изотропная среда с крупными рассеивающими частицами описывается тремя оптическими параметрами (показателем ослабления ε, коэффициентом рассеяния σ, индикатрисой рассеяния $x(\gamma)$).

Решение уравнения переноса в малоугловом приближении имеет вид [1], [2], [3]:

$$F(\bar{\xi}, L, \bar{\eta}) = F_0(\bar{\xi}, \bar{\eta} + \bar{\xi}L) \exp\left[-\int_0^L \left\{\varepsilon(z) - \frac{\tilde{\sigma}(z) F_{\text{и}}(z, |\bar{\eta} + \bar{\xi}(L-z)|)}{2}\right\} dz\right], \tag{1}$$

где $F_0(\bar{\xi}, \bar{\eta} + \bar{\xi}L)$ — Фурье-образ яркости источника излучения; $F_u(z, |\bar{\eta} + \bar{\xi}(L-z)|)$ — Фурье-образ индикатрисы рассеяния среды, z — продольная ось системы координат, совпадающая с геометрическим центром пучка, $\bar{\xi}$, $\bar{\eta}$ — соответственно пространственные и угловые частоты Фурье-образа интенсивности излучения в плоскости $z = L$.

В наиболее характерном для практических ситуаций случае, когда оптические параметры среды произвольным образом меняются вдоль трассы распространения пучка, поток излучения, прошедшего через плоскую круглую площадку, расположенную симметрично относительно оси пучка, можно представить в виде

$$P = \int\limits_{S_{\text{пл}}} \int\limits_{-\infty}^{\infty}\!\!\int F(\bar{\xi}, z, 0) \exp(-i\bar{\xi}\bar{r})\, d^2r \cdot d^2\xi, \tag{2}$$

где $S_{\text{пл}}$ — площадь приемной площадки.

Точное интегрирование соотношения (2) в общем случае осуществить не удается. Поэтому для получения практических результатов проведем приближенные вычисления. Заметим, что в стратифицированной мутной среде, в отличие от свободного пространства, достаточно четко проявляется пространственная диффузия излучения в приаксиальной области узкого светового пучка. В качестве параметра, характеризующего диффузию излучения, рассмотрим величину эффективного сечения пучка. Наиболее естественно для данного случая эффективное сечение можно определить как отношение полного потока энергии в пучке к плотности потока энергии на его оси. Тогда по определению будем иметь [3]:

$$S_{\text{эф}} = \frac{4\pi^2 F_0(0, L, 0)}{\int\limits_{-\infty}^{\infty}\!\!\int F(\bar{\xi}, L, 0)\, d^2\xi}, \tag{3}$$

где $S_{\text{эф}}$ — эффективное сечение пучка в плоскости $z = L$.

С другой стороны,

$$S_{эф} = \pi R_{эф}^2, \tag{4}$$

где $R_{эф}$ — эффективный радиус пучка.

Подстановка (1) в (3) для источника с гауссовым распределением яркости в плоскости $z = 0$ и индикатрисой рассеяния экспоненциального типа [2]

$$x(\gamma) = \frac{2}{\mu^2(z)} \exp\left[-\gamma/\mu(z)\right] \tag{5}$$

дает

$$S_{эф} = \frac{2\pi \cdot \exp\left[\int\limits_0^L \{\varepsilon(z) - \tilde{\sigma}(z)\}\, dz\right]}{\int\limits_0^\infty \xi \exp\left[-\xi^2 \frac{r_п^2}{4} - \int\limits_0^L \left\{\varepsilon(z) - \frac{\tilde{\sigma}(z)}{[\{\mu(z)\,\xi(L-z)\}^2+1]^{3/2}}\right\} dz\right] z\xi}, \tag{6}$$

где $\tilde{\sigma}(z)$ — эффективный коэффициент рассеяния $\tilde{\sigma} = \sigma(z)(1 - x_0)$, x_0 — изотропная часть индикатрисы рассеяния при рассеянии в направлении назад.

Интегрируя знаменатель (6) по частям и используя замену переменной по аналогии с [2], имеем

$$R_{эф}^2 = r_п^2 \frac{Q+1}{Q + \exp\left[-B(Q+1)\right]}, \tag{7}$$

где $r_п^2 = r_н^2 + \alpha_н^2 L^2$; $Q = \dfrac{r_н^2}{\int\limits_0^L \tilde{\sigma}(z)\left\langle\gamma^2(z)\right\rangle (L-z)^2 dz}$; $B = \int\limits_0^L \tilde{\sigma}(z) dz$; $r_н$ — начальный радиус пучка; α_1 — начальная угловая расходимость пучка; $\left\langle\gamma^2(z)\right\rangle$ — средний квадрат угла отклонения луча в элементарном акте рассеяния, для индикатрисы вида (5) $\left\langle\gamma^2(z)\right\rangle = 6\mu^2(z)$.

Как видно, эффективный радиус пучка в замутненной среде определяется умножением размера пучка в свободном пространстве на некоторую функцию, характеризующую диффузию излучения. Этот результат позволяет существенно упростить оценку параметров пучка в реальных условиях.

По аналогии с эффективным сечением можно рассмотреть эффективную угловую расходимость пучка. Определим ее как отношение эффективного радиуса к расстоянию. Тогда имеем

$$\alpha_{эф}^2 = \alpha_н^2 \frac{Q+1}{Q + \exp\left[-B(Q+1)\right]}, \tag{8}$$

где $\alpha_{эф}$ — эффективная угловая расходимость пучка в среде.

На основании полученных выше выражений соотношение для мощности регистрируемого сигнала примет вид

$$P = \pi P_0 \left(1 - \exp\left[-\frac{r_0^2}{R_{эф}^2}\right]\right) \exp\left[-\int\limits_0^L \{\varepsilon(z) - \tilde{\sigma}(z)\}\, dz\right], \tag{9}$$

где r_0 — радиус приемной площадки, регистрирующей падающий поток.

Случай симметричного расположения пучка относительно приемной площадки является излишне идеализированным. На практике, как правило, ось пучка не совпадает с центром приемника. Для оценки влияния смещения пучка на величину уровня сигнала удобно ввести функцию

$$f(\varphi) = \exp\left[-\frac{(x-\alpha)^2 + (y-\beta)^2}{r_0^2}\right], \tag{10}$$

удовлетворяющую условию нормировки:

$$\int\int_{-\infty}^{\infty} f(\varsigma)\, dx dy = \pi r_0^2,$$

где α, β — параметры, характеризующие смещение пучка $\varphi = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}$.

Эта функция, с одной стороны, позволяет учесть влияние положения пучка на уровень сигнала, а с другой — распространить интегрирование на случай неограниченной плоскости и тем самым в значительной мере упростить проведение расчетов. В результате имеем:

$$P = \pi P_0 \frac{r_0^2}{(R_{эф}^2 + r_0^2)} \exp\left[-\frac{\varphi^2}{(R_{эф}^2 + r_0^2)}\right] \exp\left[-\int_0^L \{\varepsilon(z) - \tilde{\sigma}(z)\}\, dz\right]. \tag{11}$$

Сравнение полученных соотношений показывает, что при $\varphi = 0$ (11) не равно (9), что является следствием принятых упрощений при введении функции (10). Однако на практике, при $r_0/R_{эф} \ll 1$, указанное несоответствие пренебрежимо мало.

Анализ результатов показывает, что оценка мощности оптического сигнала, прошедшего слой замутненной среды, сводится к учету совместного влияния пространственной диффузии и энергетического ослабления излучения с учетом многократного рассеяния в направлении распространения пучка. Это находит свое подтверждение при сравнении теоретических и экспериментальных данных [2, 3].

Рассмотренные в настоящей статье вопросы относятся к случаю стационарного режима источника излучения. Однако если заметное изменение интенсивности излучателя будет происходить за время, значительно превышающее среднее время пребывания фотонов в среде, то световое поле можно считать квазистационарным [4] и, таким образом, не учитывать искажений временной формы импульса излучения за счет разброса путей фотонов в среде [5].

Полученные результаты могут найти применение при расчете характеристик лазерных пучков в реальной атмосфере, а также при оценке поля зрения приемных оптических систем.

1. Долин Л.С. //Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1964. Т. 7. № 2. С. 380—382.
2. Орлов В.М., Самохвалов И.В., Матвиенко Г.Г., Белов М.Л., Кожевников А.Н. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация. Новосибирск: Наука, 1982. 225 с.
3. Зеге Э.П., Иванов А.П., Кацев И.Л. Перенос изображения в рассеивающей среде. Минск: Наука и техника, 1985. 328 с.
4. Кацев И.Л. //Нестационарное рассеяние пространственно-ограниченных и сверхкоротких световых импульсов. Распространение света в дисперсной среде. Минск: Наука и техника, 1982. С. 67—83.
5. Иванов А.П., Калинин И.И., Скрелин А.Л, Шербав И.Д. //Известия АН СССР. Сер. ФАО. 1972. Т. 8. № 8. С. 884—890.

Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова,
Ленинград

Поступило в редакцию
17 июля 1989 г.

E.V. Pikkel, V.D. Samoilov, M.S. Chukin. **Influence of the Scattering Phase Function Anisotropy of a Turbid Medium on the Laser Beam Parameters.**

Based on the solution of the transfer equation in the small angle approximation analytical estimations are derived for angular and spatial parameters of a laser beam. It is shown that the account for anisotropy of angular distribution of scattered radiation can be reduced to calculation of the mean squared angle of a ray deviation in an elementary scattering act.