

В.В. Колосов, С.И. Сысоев

ФОКУСИРОВКА ЧАСТИЧНО КОГЕРЕНТНОГО ПУЧКА НА ВЕРТИКАЛЬНОЙ ТРАССЕ

Исследуется распространение сфокусированного частично когерентного пучка на вертикальной трассе. Предложен алгоритм поиска значений фокусировки пучка, которые позволяют получить уровень угловой ширины пучка, близкий к минимальному.

Показано, что даже при оптимальной фокусировке можно увеличить эффективность передачи излучения лишь в ограниченной области энергетических параметров.

Исследования в области распространения мощного лазерного излучения в атмосфере показали наличие различных нелинейных эффектов, искажающих пространственно-временные характеристики излучения [1]. Фазовая коррекция излучения на апертуре излучателя позволяет некоторым образом компенсировать такие искажения [2, 3].

Как показано в [4], на примере безабберационного приближения, фазовая коррекция позволяет значительно минимизировать искажения пучка, однако такое преимущество реализуется лишь в некотором ограниченном интервале, зависящем от энергетики пучка.

Рассмотрим ситуацию распространения на вертикальной трассе мощного оптического излучения, которое попадает на вход нелинейной среды, при этом в плоскости излучателя имеется возможность изменять начальную фокусировку пучка по двум взаимно перпендикулярным осям. Ставится задача получить минимальную угловую расходимость в дальней зоне дифракции после прохождения пучком слоя нелинейной среды. Моделирование проведем для сезонных моделей атмосферы, в частности летней модели, где в качестве высотной зависимости температуры атмосферы использовалась температурная характеристика стандартной атмосферы [5]. Для непрерывного излучения на таких трассах определяющее влияние оказывает ветровая тепловая нелинейность.

Расчет распространения оптического излучения проводим на основе решения уравнения переноса в малоугловом приближении, которое в эволюционных координатах, нормированных на длину рефракции $L_R^2 = \frac{\pi^{1/2} n_0 \rho c_p v a_0^3}{\alpha \left| \frac{dn}{dT} \right| P}$, имеет вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \kappa \nabla_{\mathbf{R}} + \frac{1}{2} \nabla_{\mathbf{R}} \tilde{\varepsilon}(z, \mathbf{R}, t) \nabla_{\kappa} \right) J(z, \mathbf{R}, \kappa, t) = 0, \quad (1)$$

где $\tilde{\varepsilon}(z, \mathbf{R}, t)$ — относительное возмущение диэлектрической проницаемости среды, обусловленное воздействием падающего излучения; $J(z, \mathbf{R}, \kappa, t)$ — яркость (лучевая интенсивность) излучения; a_0 — начальный радиус пучка; α — коэффициент объемного поглощения; ρ — плотность; c_p — удельная теплоемкость среды; P — мощность пучка; n_0 — показатель преломления среды; v — скорость ветра. Численная схема расчета такого уравнения описана подробно в [6].

Задача в подобной постановке рассматривалась в [7] для распространения когерентного излучения в условиях ветровой нелинейности при отсутствии поворота направляющей ветра на дистанциях, меньших чем длина дифракции. При этом решалась задача получения максимума интенсивности фокального пятна.

В данной статье минимизируется угловая расходимость частично когерентного пучка, распространяющегося на дистанцию, много большую длины дифракции в условиях ветровой нелинейности, с учетом поворота направления ветра на дистанции распространения.

Определение оптимальной фокусировки для минимизации расходимости, проводимое градиентным методом или методом перебора фокусов, весьма нерационально, удобнее исходить из некоторых физических предпосылок. Предлагается алгоритм поиска начальной фокусировки пучка, который позволяет получить величины фокусов, близкие к оптимальным, а следовательно, и уровень угловой расходимости, близкий к минимальному.

Угловую расходимость (ширину) пучка $\gamma_{x,y}^2$ по осям OX и OY в дальней зоне дифракции легко получить из простых выражений. Смещение пучка R_c в эволюционной плоскости z определяется как

$$\mathbf{R}_c(z) = P_0^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{R} \mathbf{R} W(z, \mathbf{R}), \quad (2)$$

где $W(z, \mathbf{R})$ — интенсивность пучка. Тогда выражение для ширины пучка имеет вид

$$a_{0z}^2(z) = P_0^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{R} \mathbf{R}^2 W(z, \mathbf{R}) - R_c^2(z). \quad (3)$$

Интенсивность пучка связана с яркостью излучения известным соотношением

$$W(z, \mathbf{R}) = \iint_{-\infty}^{\infty} d\boldsymbol{\kappa} J_0(z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\kappa}) = \iint_{-\infty}^{\infty} d\boldsymbol{\kappa} J_0\left(z_R, \mathbf{R} - \frac{\boldsymbol{\kappa}}{k}(z - z_R), \boldsymbol{\kappa}\right), \quad (4)$$

где k — волновое число; тогда смещение и размер пучка на оси OX в дальней зоне дифракции, когда $(z - z_R) \ll L_D$, определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} x_c(z) &= \frac{(z - z_R)}{P_0} \iint_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{R} \iint_{-\infty}^{\infty} d\boldsymbol{\kappa} \kappa_x J\left(z_R, \mathbf{R} - \frac{\boldsymbol{\kappa}}{k}(z - z_R), \boldsymbol{\kappa}\right); \\ a_{1x}^2(z) &= \frac{2(z - z_R)^2}{P_0} \iint_{-\infty}^{\infty} d\boldsymbol{\kappa} \kappa_x^2 J\left(z_R, \mathbf{R} - \frac{\boldsymbol{\kappa}}{k}(z - z_R), \boldsymbol{\kappa}\right) - 2x_c^2(z), \end{aligned} \quad (5)$$

где z_R — толщина эффективного нелинейного слоя, за которым самовоздействие пучка отсутствует и дальнейшее распространение пучка определяется только дифракцией. Аналогично определяются такие же параметры по оси OY . Таким образом, как следует из (5), угловое смещение пучка в дальней зоне дифракции определяется как средневзвешенное значение наклонов фазового фронта в начальной плоскости дифракции. Весовой функцией при этом является распределение интенсивности в данной плоскости.

Выражение для определения углового смещения пучка будет иметь вид

$$\varphi_{X,Y}(z_R) = P_0^{-1} \iint_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{R} \boldsymbol{\kappa}_{c_{X,Y}}(z_R, \mathbf{R}) W(z_R, \mathbf{R}), \quad (6)$$

где $\boldsymbol{\kappa}_c(z_R, \mathbf{R}) = \{\kappa_{cx}(z_R, \mathbf{R}), \kappa_{cy}(z_R, \mathbf{R})\}$ — вектор, совпадающий с направлением центра тяжести тела яркости в точке \mathbf{R} начальной плоскости дифракции и являющийся перпендикуляром к фазовому фронту излучения в данной точке:

$$\boldsymbol{\kappa}_c(z_R, \mathbf{R}) = W^{-1}(z_R, \mathbf{R}) \iint_{-\infty}^{\infty} d\boldsymbol{\kappa} \boldsymbol{\kappa} J(z_R, \mathbf{R}, \boldsymbol{\kappa}).$$

Значение угловой ширины тела яркости по осям OX и OY в данной точке начальной плоскости дифракции будем определять выражением

$$Q_{1X,Y}^2(z_R, \mathbf{R}) = 2 \iint_{-\infty}^{\infty} d\boldsymbol{\kappa} (\boldsymbol{\kappa}_{X,Y} - \boldsymbol{\kappa}_{c_{X,Y}}(z_R, \mathbf{R}))^2 J(z_R, \mathbf{R}, \boldsymbol{\kappa}). \quad (7)$$

Тогда угловую ширину пучка в дальней зоне дифракции можно записать в виде

$$\gamma_{1X,Y}^2(z) = P_0^{-1} \iint_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{R} \left(\frac{1}{2} Q_{1X,Y}^2(z_R, \mathbf{R}) + \varphi_k^2(z_R, \mathbf{R}) \right) W(z_R, \mathbf{R}), \quad (8)$$

где $\varphi_k(z_R, \mathbf{R}) = \kappa_{cx,y}(z_R, \mathbf{R}) - \varphi_{X,Y}(z_R)$.

Применение в плоскости излучения фазовой коррекции позволяет минимизировать угловую ширину на дистанции z . Задав фазовую коррекцию в виде

$$\Psi_0 = i \frac{x^2}{2F_X} + j \frac{y^2}{2F_Y} = \frac{i}{2} K_X x^2 + \frac{j}{2} K_Y y^2,$$

где $K_{x,y}$ — коэффициент минимизации, получим в плоскости z_R , дополнительно к смещению φ_k , некоторое смещение φ_F . При этом предполагаем, что $\varphi_{F_x} = K_x x$ и $\varphi_{F_y} = K_y y$. С учетом этого предположения, для минимизации угловой ширины, необходимо минимизировать относительно $K_{x,y}$ следующий интеграл:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{R} (x_{c_{X,Y}}(z_R, \mathbf{R}) - \varphi_{X,Y}(z_R) - K_{X,Y} \eta_{X,Y})^2 W(z_R, \mathbf{R}), \quad (9)$$

где $\eta_x = x$, $\eta_y = y$.

Решая эту задачу, получаем

$$K_X = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{R} W(z_R, \mathbf{R}) x_{c_X}(z_R, \mathbf{R}) x - \varphi_X(z_R) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{R} W(z_R, \mathbf{R}) x}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{R} W(z_R, \mathbf{R}) x^2}; \quad (10)$$

$$K_Y = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{R} W(z_R, \mathbf{R}) x_{c_Y}(z_R, \mathbf{R}) y - \varphi_Y(z_R) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{R} W(z_R, \mathbf{R}) y}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{R} W(z_R, \mathbf{R}) y^2}.$$

Возникает следующая ситуация, когда длина рефракции больше тонкого слоя нелинейной среды (в атмосфере это эффективный слой толщиной до 3 км [3]). Фокусировка пучка F_X и F_Y в начальной плоскости по полученным на основании предполагаемого алгоритма формулам (10) дает уровень $\gamma_{X,Y}$, близкий к минимальному, при этом чем больше L_R , тем $\gamma_{X,Y}$ ближе к уровню минимальной угловой ширины. При L_R , сравнимом с толщиной слоя, найденная таким образом фокусировка дает уровень угловой ширины, несколько больший, чем минимальный, при малых же $L_R \lesssim 3$ км, уровень угловой ширины пучка с начальной фокусировкой F_X и F_Y , полученным по формулам (10), уже существенно превышает уровень даже коллимированного пучка.

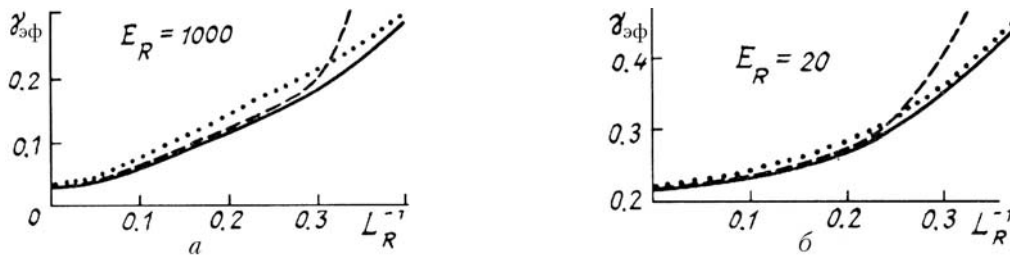


Рис. 1. Зависимость угловой ширины $\gamma_{\text{эф}}$ от длины рефракции

На рис. 1, а и 1, б представлена зависимость $\gamma_{\text{эф}} = \sqrt{(\gamma_X^2 + \gamma_Y^2)} / 2$ от L_R . Пунктирной линией нанесена угловая расходимость коллимированного пучка, штриховой линией нанесена угловая расходимость пучка, скорректированного согласно предлагаемому алгоритму, и сплошной линией нанесен уровень минимальной угловой расходимости пучка.

Как видно из рисунков, выводы, сделанные в [4] при описании распространения в безаберрационном приближении, подтверждаются и при описании распространения реальных пучков, а именно, как было показано выше, фокусировка позволяет в определенной области энергетических параметров пучка увеличить эффективность передачи энергии по сравнению с коллимированным пучком, однако за пределами этой области фокусировка приводит лишь к ухудшению эффективности передачи энергии.

Здесь параметр нелинейной рефракции пучка E_R связан с длиной рефракции L_R соотношением

$$E_R = (L_D / L_R)^2,$$

где L_D — дифракционная длина; $L_D^2 = k^2 a_0^4 / (1 + a_0^2 / a_k^2)$, a_k — радиус когерентности излучения; k — волновое число.

При просчете варианта с $E_R = 1000$ получен выигрыш около 20%. Для $E_R = 20$, как и следовало из более ранних работ в безабберационном приближении, выигрыш оказался меньше. Для $E_R = 10000$ и $E_R = 100$ получили выигрыш по сравнению с коллимированным пучком соответственно около 20 и 10%.

Таким образом, в настоящей статье предложен простой алгоритм минимизации угловой расходимости пучка на вертикальной атмосферной трассе с учетом ветровой тепловой нелинейности. Показано наличие области энергетических параметров пучка, где фокусировка, полученная на основании предложенного алгоритма, позволяет определить уровень угловой ширины пучка, близкий к минимальному. При этом алгоритм работает в области L_R , где оптимальная фокусировка дает существенный выигрыш по сравнению с коллимированным пучком и приводит к ухудшению эффективности передачи энергии в области, в которой даже оптимальная фокусировка малоэффективна.

1. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 256 с.
2. Воронцов М.А., Шмальгаузен В.И. Принципы адаптивной оптики. М.: Наука, 1985. 335 с.
3. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 248 с.
4. Колосов В.В., Сысоев С.И. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 1. С. 83–89.
5. Булдаков В.П., Данилов Ю.Н. Физические проблемы космической тяговой энергетики. М.: Атомиздат, 1969. 400 с.
6. Колосов В.В., Кузнецов М.Ф. // Материалы VIII Всесоюз. симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск: ИОА СО АН СССР, 1986. Ч. 2. С. 80–83.
7. Коняев П.А., Лукин В.П. // Изв. вузов. Физика. 1983. № 2. С. 79–89.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
7 декабря 1990 г.

V.V. Kolosov, S.I. Sysoev. Propagation of a Focused Partially Coherent Beam Along a Vertical Path in the Atmosphere.

Propagation of a focused partially coherent beam along the vertical path in the atmosphere is investigated. An algorithm of search for the beam focusing parameters which allows one to obtain the angular beam width close to the minimum one is proposed.

It is shown in the paper that even at optimal beam focusing the increase of the radiation transfer efficiency can be reached only within a limited interval of energy parameters.