КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535.2

К ВОПРОСУ АПОДИЗАЦИИ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ С ГАУССОВЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ИНТЕНСИВНОСТИ

Митяков В. Г., Федоров В. Б.

В ряде практических приложений, связанных с созданием устройств оптоэлектронной памяти, системы оптической обработки информации и других, возникает задача формирования с минимальными энергетическими потерями из лазерного пучка с гауссовым распределением интенсивности усеченного гауссова пучка с иным распределением интенсивности в поперечном сечении. Частный случай формирования из лазерного пучка пространственно ограниченного пучка определенного диаметра с равномерным распределением интенсивности и дифракционной расходимостью рассмотрен в [1]. В данной работе решена общая задача, которая формулируется следующим образом.

Имеется гауссов пучок с амплитудным распределением в поперечном сечении $A=a\exp[-(x^2+y^2)/\rho_a^2]$, характеризуемый амплитудой в центре пучка a и радиусом (параметром ширины) ρ_a. Используя телескопическую оптическую систему, которая позволяет без энергетических потерь преобразовать его в гауссов пучок $B=b\exp[-(x^2+y^2)/\rho_b^2]$ радиуса ρ_b, и расположенный за ней (см. рисунок) аподизирующий амплитудный фильтр с пропусканием $\Gamma(x, y)$, необходимо получить непосредственно за этим фильтром в плоскости диафрагмирующего отверстия усеченный гауссов пучок $C=c\exp[-(x^2+y^2)/\rho_c^2]$ радиуса ρ_c при условии, что коэффициент светопропускания такой системы $\widetilde{M}$, определяемый как отношение мощности P_c пучка C, прошедшего через отверстие, к мощности P_a исходного пучка A (или мощности P_b пучка B), максимален.

При решении задачи аподизации гауссовых пучков для случаев круглого диаметром D, квадратного со стороной L и щелевого шириной H отверстий, расположенных симметрично относительно оси оптической системы, будем нормировать координаты x, y, $\rho=\sqrt{x^2+y^2}$ и радиусы гауссовых пучков на характерный размер этих отверстий. Предположим, что мощность исходного гауссова пучка равна единице. Тогда для круглого отверстия получим

$$P_a=P_b=2\pi b^2\int\limits_0^\infty \exp(-2\sigma^2/\sigma_b^2)\,\sigma d\sigma=\frac{\pi}{2}b^2\sigma_b^2=1, \tag{1}$$

$$P_c=2\pi c^2\int\limits_0^1 \exp(-2\sigma^2/\sigma_c^2)\,\sigma d\sigma=\frac{\pi}{2}c^2\sigma_c^2\,[1-\exp(-2/\sigma_c^2)], \tag{2}$$

где

$$\sigma=\rho/(D/2),\quad \sigma_b=\rho_b/(D/2),\quad \sigma_c=\rho_c/(D/2).$$

Необходимым условием максимума величины P_c, а следовательно, и величины [1] $\widetilde{M}_D$ является равенство амплитуд пучков B и C на границе диафрагми-

[1] Индексами D, L и H отмечаются значения величин, относящиеся соответственно к случаям круглого, квадратного и щелевого отверстий.

рующего отверстия (при $\sigma=1$), т. е. $b \exp(-\sigma_b^2)=c \exp(-\sigma_c^2)$. С учетом этого равенства и соотношений (1) и (2) выражение для мощности P_c пучка, прошедшего через отверстие, можно записать в виде

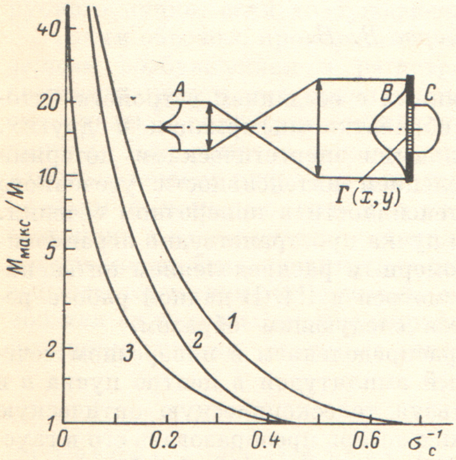
$$P_c=\sigma_b^{-2}\sigma_c^2 \exp(-2\sigma_b^{-2}) \exp(2\sigma_c^{-2}-1). \tag{3}$$

Функция $P_c(\sigma_b)$ имеет максимум при $\sigma_b=2\rho_b/D=\sqrt{2}$ для любых значений $\sigma_c=2\rho_c/D$. Подставляя это значение σ_b в (3), получим величину максимальной прошедшей через отверстие мощности

$$P_{c,\,\text{макс}}=\frac{\sigma_c^2}{2l}\left[\exp(2\sigma_c^{-2})-1\right]. \tag{4}$$

Следует отметить, что значения $P_{c,\text{макс}}>1$, которые формально могут быть получены из выражения (4) для $\sigma_c<\sqrt{2}$ при пассивном амплитудном фильтре, физического смысла не имеют.

В частном случае при $\sigma_c\to\infty$, т. е. когда из гауссова пучка требуется получить пучок с равномерным распределением интенсивности в пределах круглого отверстия, на основании (4) найдем $P_{c,\text{макс}}\approx l^{-1}=0.368$, что совпадает со значением, полученным в [1].



Оптическая схема аподизации гауссовых пучков и зависимости энергетического выигрыша в светопропускании $\tilde{M}_{\text{макс}}/M$, получаемого за счет использования аподизирующего фильтра с пропусканием по интенсивности $\Gamma(x, y)$, от обратной величины нормированного параметра ширины σ_c^{-1} формируемого гауссова пучка для случаев круглой (*1*), квадратной (*2*) и щелевой (*3*) диафрагм.

Учитывая, что коэффициент светопропускания круговой диафрагмы без аподизирующего фильтра в случае гауссова пучка, характеризуемого радиусом σ_c, есть $M_D=1-\exp(-2/\sigma_c^2)$, а также, что по условию нормировки $P_c=\tilde{M}_D$, на основании (4) для максимальной величины отношения $\tilde{M}_D/M_D$, характеризующей выигрыш в коэффициенте светопропускания, который может быть получен за счет амплитудной аподизации, найдем

$$\frac{\tilde{M}_{D,\,\text{макс}}}{M_D}=\frac{\sigma_c^2}{2l}\exp(2\sigma_c^{-2}). \tag{5}$$

Для достижения такого выигрыша в коэффициенте светопропускания системы, изображенной на рисунке, необходимо использовать телескопическую систему с увеличением $\gamma_D=\rho_b/\rho_a=D/\sqrt{2}\,\rho_a$ и аподизирующий фильтр с пропусканием по интенсивности

$$\Gamma_D(\rho)=\exp\left[4\left(\frac{1}{D^2}-\frac{1}{2\rho_c^2}\right)\left(\rho^2-\frac{D^2}{4}\right)\right]. \tag{6}$$

Рассуждая аналогичным образом, как это делалось в случае круглого отверстия, для оптической схемы с квадратной диафрагмой получим, что максимальный световой поток аподизированного гауссова пучка

$$P_{c,\,\text{макс}}=\frac{\sigma_c^2}{4l}\exp(4\sigma_c^{-2})\,\Phi^2(\sqrt{2}\,\sigma_c^{-1}), \tag{7}$$

где $\sigma_c=\rho_c/(L/2)$, $\Phi(x)=2/\sqrt{\pi}\int\limits_0^x \exp(-t^2)dt$ — интеграл вероятностей, причем $P_{c,\text{макс}}$ достигается при $\sigma_b=2\rho_b/L=2$, т. е. при $\rho_b=L$. Если $\sigma_c\to\infty$, то на основании (7) $P_{c,\text{макс}} \approx 2/l\pi = 0.234$. Необходимое увеличение телескопической системы $\gamma_{\bar{L}} = L/\rho_a$. Максимально возможный энергетический выигрыш в коэффициенте светопропускания $\widetilde{M}_{L,\text{макс}}/M_L$ и пропускание аподизирующего фильтра $\Gamma(x, y)$ описывается выражениями

$$\frac{\widetilde{M}_{L,\text{ макс}}}{M_L} = \frac{\sigma_c^2}{4l} \exp(4\sigma_c^{-2}), \tag{8}$$

$$\Gamma_L(x, y) = \exp\left[2\left(\frac{1}{L^2} - \frac{1}{\rho_c^2}\right)\left(x^2 + y^2 - \frac{L^2}{2}\right)\right]. \tag{9}$$

Для случая щелевой диафрагмы можно найти

$$P_{c,\text{ макс}} = \frac{\sigma_c}{2\sqrt{l}} \exp(2\sigma_c^{-2})\, \Phi'(\sqrt{2}\,\sigma_c^{-1}), \tag{10}$$

$$\frac{\widetilde{M}_{H,\text{ макс}}}{M} = \frac{\sigma_c}{2\sqrt{l}} \exp(2\sigma_c^{-2}), \tag{11}$$

$$\Gamma_H(x) = \exp\left[2\left(\frac{1}{H^2} - \frac{1}{\rho_c^2}\right)\left(x^2 - \frac{H^2}{4}\right)\right], \tag{12}$$

где $\sigma_c = \rho_c/(H/2)$. Максимальное значение $P_{c,\text{ макс}}$ достигается при $\sigma_b = 2\rho_b/H = 2$. При $\sigma_c \to \infty$ величина $P_{c,\text{макс}} = \sqrt{2/l\pi} \simeq 0.484$. Необходимое увеличение телескопической системы $\gamma_H^{*} = H/\rho_a$.

Зависимости величины $\widetilde{M}_{\text{макс}}/M$ от обратной величины нормированного радиуса (параметра ширины) аподизированного гауссова пучка для рассмотренных случаев диафрагмирующих отверстий изображены на рисунке. Как следует из анализа приведенных графиков, аподизация гауссовых пучков наиболее эффективна в схемах с круглой диафрагмой; при формировании усеченных гауссовых пучков использование оптимального амплитудного фильтра дает в сравнении с методом телескопического преобразования световых пучков существенный (не менее чем в 2 раза) энергетический выигрыш только при достаточно больших относительных значениях параметра ширины аподизированного гауссова пучка ($\sigma_c > 3 \div 6$); получение энергетического выигрыша за счет аподизации возможно только тогда, когда параметр ширины формируемого гауссова пучка $\rho_c > \sqrt{2}\, D$ при круглой, $\rho_c > L$ при квадратной и $\rho_c > H$ при щелевой диафрагмах.

Литература

[1] Федоров В. Б., Митяков В. Г. — Опт. и спектр., 1982, т. 57, в. 1, с. 117.

Поступило в Редакцию 5 октября 1982 г.

УДК 535.317.1

Опт. и спектр., т. 58, в. 6, 1985

О ВИДИМОСТИ ОБЪЕКТОВ ПРОИЗВОЛЬНЫХ РАЗМЕРОВ ЧЕРЕЗ МУТНЫЕ СЛОИ

Белов В. В., Зуев В. Е., Креков Г. М.

Среди проблем развивающейся теории видения в мутных средах проблема зависимости качества изображения от положения на трассе наблюдения рассеивающего слоя с повышенной оптической плотностью занимает особое место. Анализ этой зависимости от оптико-геометрических условий наблюдения становится целью теоретических исследований [1, 5, 6], натурных [2] и лаборатор-