

文章编号: 0253-2239(2007)04-0567-7

# 破碎光斑特征统计分析\*

张飞舟 李有宽

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

**摘要:** 激光在传输的过程中, 光斑受到大气湍流的影响, 会“破碎”成若干碎片。对发射光束取不同形状和不同光束质量时, 在不同湍流强度情况下的传输进行了计算, 并对碎斑特征进行统计分析。结果表明, 随光束质量变差和湍流强度的增强, 总光斑扩大, 碎斑数目增多, 占空比减小, 而碎斑半径变化不大, 约为真空衍射包含总能量 63.2% 的光桶半径。针对这一现象, 从薄环光束真空衍射、双孔衍射、将光场分解为不同频率场的叠加和实心束强湍流等四种情况分别进行了讨论, 给出了初步的理论分析。

**关键词:** 大气光学; 光斑碎片; 统计分析; 大气湍流

中图分类号: TN012 文献标识码: A

## The Characteristic of the Cracked Beam Spot

Zhang Feizhou Li Youkuan

(Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088)

**Abstract:** The beam spot will break up into some cracks when the beam propagates through the turbulent atmosphere. The characteristic of the cracked beam spot are studied statistically for different emitting beam shapes and beam qualities, and with different turbulent effects. It is shown that, with the degeneration of the beam spot and the turbulence being stronger, the total radius of the beam spot and the number of the fragments will increase; meanwhile the radius of the fragments will keep invariable almost; about the radius of the bucket which contain 63% of the total energy. In order to understand this phenomenon, four different kind of situations: the diffraction of thin ring, diffraction of double apertures, decomposing the field into the superimposition of different frequencies and the propagation of solid beam with strong turbulent effects, are analyzed and primary explanation are given.

**Key words:** atmospheric optics; cracked beam spot; statistical analysis; turbulent atmosphere

## 1 引 言

激光在大气中传输时, 光斑受到大气湍流的影响会发生畸变, 这一直是波在随机介质中传播研究的重要问题。光斑畸变包括光斑的“扩展”<sup>[1]</sup>和“破碎”等<sup>[2,3]</sup>。光斑的扩展可以通过解析方法近似得到<sup>[1]</sup>, 而光斑的破碎难以用理论的方法进行研究。Kerr 和 Dunphy<sup>[3]</sup>通过试验得到, 在焦点失调或强湍流下, 接收平面上的光斑破碎成一系列碎片, 这些碎片的半径大约与真空衍射的光斑半径相当。刘建国<sup>[4]</sup>等利用数值模拟的方法, 对强湍流下激光传输短曝光光斑的特性进行了统计分析, 他们的结果也表明, 碎斑的半径与艾里斑半径近似相等。但这些

结果都是在水平传输的情况下得到的, 也没有考虑到光束质量的影响。Kerr 和 Dunphy<sup>[3]</sup>的试验采用的是高斯分布光束, 他们认为对均匀分布光束具有相同的行为, 但并没有验证。

在本文中, 我们对发射光束取不同形状和不同光束质量时, 在不同湍流强度情况下的斜上行传输进行了数值模拟, 并对碎斑特征进行统计分析。结果表明, 随光束质量变差和湍流强度的增强, 总光斑扩大, 碎斑数目增多, 占空比减小, 而碎斑半径变化不大, 约为真空衍射包含总能量 63.2% 的光桶半径。针对这一现象, 我们从薄环光束真空衍射、双孔衍射、将光场分解为不同频率场的叠加和实心束强

\* 国家 863 计划(激光领域)和国家自然科学基金(10576005, 10675025)资助课题。

作者简介: 张飞舟(1971—), 男, 河北赵县人, 副研究员, 博士, 主要从事激光大气传输方面的研究。

E-mail: zhangfeizhou@163.com

收稿日期: 2005-08-11; 收到修改稿日期: 2006-04-01

湍流等四种情况分别进行了讨论,给出了初步的理论分析。

## 2 激光在湍流大气中传输的数值模拟

研究激光在湍流大气中传输问题的基本方程是傍轴近似条件下的亥姆霍兹(Helmholtz)方程<sup>[5]</sup>:

$$2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 \psi + k^2(n^2 - n_0^2)\psi = 0, \quad (1)$$

其中  $n_0$  是未扰动大气折射率,可以取为 1,于是  $n^2 - n_0^2 \approx 2n_1$ ,  $n_1$  为湍流造成的大气折射率变化,采用相屏法进行计算<sup>[6]</sup>,其计算程序如下。首先忽略(1)式中的衍射项,得到方程的解为

$$\psi(x, y, z + \Delta z) = \psi(x, y, z) \exp(ikn_1 \Delta z)$$

其中  $\Gamma(x, y) = n_1 \Delta z$  光程差可由下式求出:

$$\Gamma(x, y) = (\pi \Delta z \Delta k_x \Delta k_y)^{1/2} \sum_{I=-N_x/2+1}^{N_x/2} \sum_{J=-N_y/2+1}^{N_y/2} \times \exp(iI \Delta k_x x + iJ \Delta k_y y) \times \Phi_n^{1/2}(i \Delta k_x, J \Delta k_y) \times [a_1(I \Delta k_x, J \Delta k_y) + ia_2(I \Delta k_x, J \Delta k_y)], \quad (2)$$

其中  $\Phi_n(k_x, k_y) = \Phi_n(k_x, k_y, 0)$  为折射率指数谱,数值模拟中取 Von Karmann 谱:

$$\Phi_n(k_x, k_y) = 0.033 C_n^2 (k_0^2 + k_x^2 + k_y^2)^{-11/6},$$

其中  $C_n^2$  为折射率结构常数,  $k_0 = 2\pi/L_0$ ,  $L_0$  为湍流外尺度。 $a_1$  和  $a_2$  为二维随机数,满足高斯分布且方差为 1,而且满足对称关系:  $a_1(k_x, k_y) = a_1(-k_x, -k_y)$  及  $a_2(k_x, k_y) = -a_2(-k_x, -k_y)$ 。 $N_x$  和  $N_y$  分别为  $x$  和  $y$  方向的网格数,  $\Delta x$  和  $\Delta y$  分别为相应的步长,  $\Delta k_x = 2\pi/\Delta x$ ,  $\Delta k_y = 2\pi/\Delta y$ 。(2)式可以利用快速傅里叶变换进行计算。考虑衍射效应,可以由步进-分裂算法得到。

## 3 光斑碎片标记与统计量

对某一光斑分布,找出大于某阈值的局域最大值,在这些局域峰值附近计算等高线,这些等高线将各局域峰值分开,但又不互相交叉,结果如图 1 所示。为了保证碎片可区分,这些线的高度不一定相同。光斑碎片的强度差别很大。为了充分地标记出不同强度的所有碎片,在统计中等高线的选取采用在一个数量级内等分的方式。

我们分别对碎片的以下特征进行统计:

1) 等效半径  $r_f$ :不同于文献[4]中的定义,我们定义碎片半径为:  $2 \times$  碎片面积/碎片周长。若碎片为圆形,则等效半径即圆半径。由此可以定义扭曲度为,以碎片等效半径为半径的圆的面积与碎片实

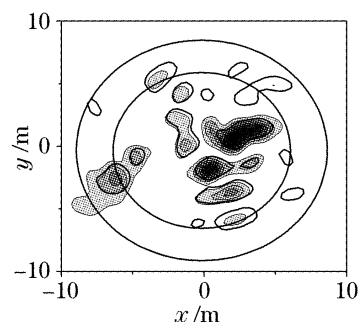


图 1 光斑碎片的标记

Fig. 1 Marking the cracked spot

际面积之比,以表征碎斑扭曲的程度。

2) 碎斑间距  $d_f$ :局域峰值与最临近峰值或次临近峰值的距离。在计算中,将峰值从高到低排序,依次寻找,并排除重复者,即在最临近峰值已经记入的情况下,考虑次临近者。

3) 碎斑占空比:包含总能量 63.2% 的光桶中碎斑所占的面积与桶面积之比。

## 4 计算条件

设激光波长为  $\lambda$ ,发射口径  $D$ ,斜上行传输距离  $Z_F$ 。如果发射光束为均匀分布,则艾里斑半径为  $r_a = 0.61\lambda Z_F / (D/2)$ ,而包含总能量 63.2% 的光桶半径为  $r_{63} = 0.533r_a$ 。大气湍流模式采用试验测量的一组大气湍流廓线。为考虑较强湍流时的影响,分别计算湍流结构常数为测量值的 1、2、5、10 倍时的情况。这样得到大气相干尺度  $r_0$  分别为 17.5 cm、11.6 cm、6.7 cm、4.4 cm。

## 5 碎斑统计特征

我们分别计算了光束发射形状为实心、空心、高斯分布时,在光束质量为 1 和 5 时,不同湍流强度情况下的光斑分布。为研究光强分布不均匀性的影响,还计算了一种人为的较强遮拦的情况,如图 2 所示。

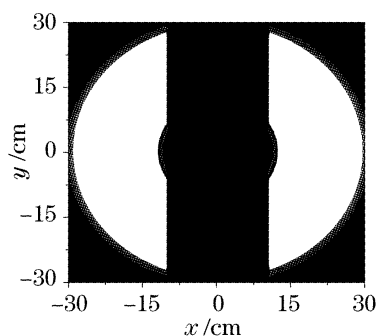


图 2 表 4 计算所用的发射光束形状

Fig. 2 The beam shape in the calculation of Table 4

采用第 2 节的程序可以对激光传输到靶上的光斑分布进行模拟计算。我们对计算得到的光斑的特征,包括光斑总半径  $R_{63}$ 、碎斑数、等效半径、扭曲度、

平均间距和占空比等进行统计,结果如表 1~表 4。表中  $\langle \cdot \rangle$  表示求平均。

表 1 发射光束为实心束时,靶上光斑的统计特征

Table 1 Statistical characteristic of the spot: uniformed emitting beam without obstacle

$r_0/\text{cm}$	$\beta$	$R_{63}/r_{63}$	$f$	$\langle r_f \rangle / r_{63}$	$T_{\text{wist}}$	$\langle d_f \rangle / r_{63}$	$n_f$
17.5	1	3.59	2.25	1.04	0.60	2.28	48.98%
	5	5.28	8.50	1.08	0.62	3.73	37.80%
11.6	1	5.30	3.95	1.03	0.61	3.18	44.58%
	5	6.57	9.81	1.15	0.67	3.75	36.89%
6.7	1	9.06	8.76	1.10	0.69	3.27	40.73%
	5	9.85	12.41	1.29	0.75	3.95	33.87%
4.4	1	13.6	13.76	1.23	0.77	3.52	36.36%
	5	14.1	18.03	1.33	0.77	4.07	30.94%

表 2 发射光束为空心束时,靶上光斑的统计特征

Table 2 Statistical characteristic of the spot: uniformed emitting beam with obstacle

$r_0/\text{cm}$	$\beta$	$R_{63}/r_{63}$	$f$	$\langle r_f \rangle / r_{63}$	$T_{\text{wist}}$	$\langle d_f \rangle / r_{63}$	$n_f$
17.5	1	3.57	2.80	1.15	0.65	2.63	54.54%
	5	5.28	10.75	1.07	0.65	3.36	38.87%
11.6	1	5.28	4.31	1.10	0.67	3.08	46.66%
	5	6.57	17.86	1.19	0.75	3.60	32.12%
6.7	1	9.05	10.37	1.07	0.72	3.07	41.05%
	5	9.85	17.65	1.30	0.79	4.08	27.32%
4.4	1	13.6	15.60	1.19	0.79	3.33	36.31%
	5	14.1	28.46	1.26	0.78	3.77	29.66%

表 3 发射光束为高斯实心束时,靶上光斑的统计特征

Table 3 Statistical characteristic of the spot: Gaussian emitting beam

$r_0/\text{cm}$	$\beta$	$R_{63}/r_{63}$	$f$	$\langle r_f \rangle / r_{63}$	$T_{\text{wist}}$	$\langle d_f \rangle / r_{63}$	$n_f$
17.5	1	3.48	2.36	0.94	0.56	1.94	50.41%
	5	4.86	5.92	1.00	0.62	3.10	44.43%
11.6	1	5.17	4.39	0.91	0.58	2.83	43.04%
	5	6.18	8.41	0.96	0.64	2.97	40.12%
6.7	1	8.85	9.46	0.99	0.68	3.00	38.03%
	5	9.48	12.73	1.05	0.71	3.15	36.62%
4.4	1	9.48	13.79	1.15	0.75	3.49	32.89%
	5	13.7	13.36	1.26	0.77	4.02	28.49%

表 4 发射光束图 2 的形状时,靶上光斑的统计特征

Table 4 Statistical characteristic of the spot: emitting beam like Fig. 2

$r_0/\text{cm}$	$\beta$	$R_{63}/r_{63}$	$f$	$\langle r_f \rangle / r_{63}$	$T_{\text{wist}}$	$\langle d_f \rangle / r_{63}$	$n_f$
17.5	1	3.44	4.40	0.86	0.52	2.73	48.43%
	5	12.27	23.75	1.15	0.72	3.61	31.27%
11.6	1	4.40	6.02	0.92	0.56	2.97	44.41%
	5	12.73	24.51	1.17	0.72	3.69	30.28%
6.7	1	6.52	11.84	0.98	0.66	2.97	39.71%
	5	14.28	22.30	1.24	0.72	4.20	24.65%
4.4	1	9.09	19.34	1.08	0.74	3.09	37.01%
	5	16.06	19.91	1.32	0.71	4.98	19.84%

可以看到,在光束质量变差和湍流增强时,碎斑数目明显增多,同时平均间距有所增大,从而占空比减小。直线拟合得到碎斑数与  $R_{63}/r_{63}$  的关系约为:碎斑数  $f \approx 2 \times R_{63}/r_{63} - 3$ ,该公式在弱湍流时失效。不过在表 4 中碎斑数随湍流增强反而减少,其原因可能是这时碎斑较多,而计算网格分辨力有限,导致较小的碎斑没有被区分出来。还可以注意到,以碎斑半径为半径的圆的面积与实际面积之比均小于 0.8,说明碎片为不规则形状。仔细分析可以看到,随湍流增强和光束质量变差,该比值有所增大,说明这时碎斑较为规则。

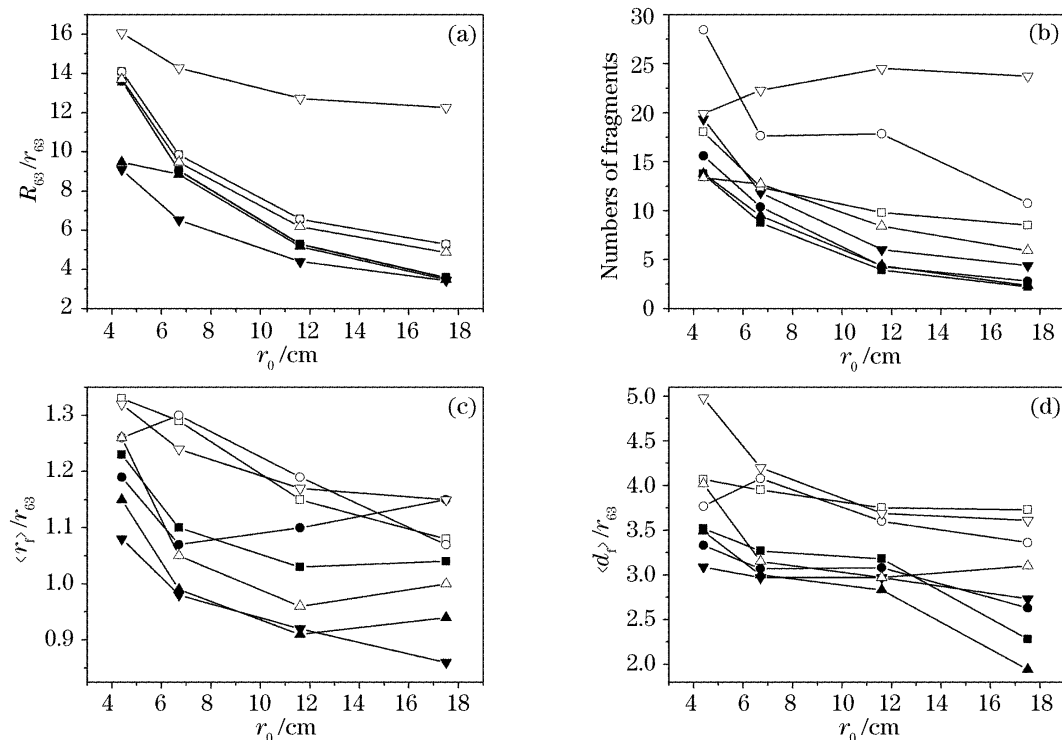


图 3 不同湍流强度情况下,光束质量为 1 和 5 时,碎斑等效半径的概率密度分布

Fig. 3 The probability density distribution for the radius of the spot cracks at different turbulent strengths and beam qualities 1 and 5

## 6 讨 论

通过上面的计算可以看到,靶上碎斑的尺寸与发射光束的光强分布、遮拦形状、光束质量以及湍流关系都不大,只与发射望远镜的口径有关。直接解释这一现象是很困难的。然而通过对几种极限情况的分析,如对“薄环”发射光束的真空衍射、双孔衍射、将光场分解为不同频率场的叠加和实心束在强湍流下传输等四种情况进行讨论,可以对该现象有所理解。

### 6.1 “薄环”发射光束的真空衍射

可以证明,对于非常“薄”的环形光束,在真空衍射的情况下,其远场光斑的尺寸与遮拦无关,而只取

尽管不同发射光束质量时,在不同湍流强度下,靶上光斑长曝光分布的平均半径变化很大,碎斑的平均半径在较强的湍流时也有变大的趋势,但变化并不是很大,计算得到的碎斑平均半径与  $r_{63}$  的比值都比 1 稍大些,如图 3。图中实心点为光束质量 1,空心点为光束质量 5,方块、圆形、上三角、下三角分别对应表 1~表 4 的光束。这表明,碎斑的平均半径与发射光束质量和湍流强度的关系都不大,而主要取决于发射系统的口径。这一结果与文献[1]的结果一致(由于碎斑半径定义的不同,具体结果有一定的差别)。

决于总口径。中心遮拦比为  $\varepsilon = a_{in}/a$  的环形光的远场光场分布为

$$U(r) \approx \frac{J_1(x)}{x} - \varepsilon \frac{J_1(\varepsilon x)}{x},$$

其中  $J_1(x)$  为一阶贝塞尔函数,  $x = 2\pi ar/\lambda Z_F$ ,  $a$  为光瞳外径,  $Z_F$  为传输距离。我们来求方程  $J_1(x) - \varepsilon J_1(\varepsilon x) = 0$  的解。在“薄”环情况下,令  $\varepsilon = 1 - \delta$ ,  $\delta$  为一小量。在  $\delta \rightarrow 0$  时,方程化为

$$dJ_1/dx = -J_1/x,$$

该方程只有数值解,其第一个解的位置在  $J_1$  过峰值且第一次过零前,数值计算可以得到,  $x = 2.406$ 。即  $r_{obs} = 0.383\lambda Z_F/a$ , 而  $r_{obs}/r_{63} = 1.18$ , 这与表 1~表 4 计算得到的结果相当接近。图 4 给出不同遮拦

时第一暗环的位置。我们看到,在有遮拦的情况下,尽管光斑扩大,但其主斑的尺度在  $r_{\text{obs}}$  和  $r_a$  之间变化。在遮拦趋于 1 的极限情况下,总光斑无限扩大,光强趋于 0,但第一暗环的位置变化不大。

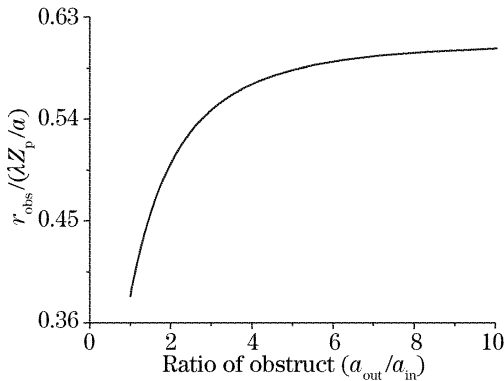


图 4 不同遮拦时第一暗环的位置

Fig. 4 The position of the first dark ring at different obstacle

以上讨论的是主斑的情况。对于高阶衍射环,由于贝塞尔函数  $J_1(x)$  在  $x$  很大时近似为余弦函数  $\cos x$ ,因此衍射环的宽度约为  $\lambda Z_F / (2a)$ 。

### 6.2 双孔衍射

垂直入射到如图 5 的双孔上的平面波,求其在远场的夫琅禾费衍射场。设聚透镜半径为  $a$ ,焦距为  $Z_F$ 。先求上孔的衍射,在  $(x_0, y_0)$  和  $(x, y)$  平面上分别做极坐标变换

$$\begin{cases} x_0 = \rho \cos \theta \\ y_0 = D + \rho \sin \theta \end{cases} \quad \text{and} \quad \begin{cases} x = r \cos \varphi \\ y = r \sin \varphi \end{cases}$$

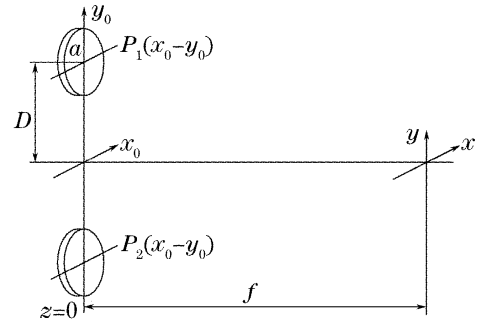


图 5 双孔衍射

Fig. 5 Diffraction of the double aperture

则得到夫琅禾费衍射场分布为

$$U_1(r, \varphi) = \frac{ka^2}{2iZ_F} \exp(ikZ_F) \exp\left(i \frac{kr^2}{2Z_F}\right) \left[\frac{2J_1(x)}{x}\right] \exp\left(-i \frac{kDr}{Z_F} \sin \varphi\right),$$

类似地对下孔有

$$U_2(r, \varphi) = \frac{ka^2}{2iZ_F} \exp(ikZ_F) \exp\left(i \frac{kr^2}{2Z_F}\right) \left[\frac{2J_1(x)}{x}\right] \exp\left(i \frac{kDr}{Z_F} \sin \varphi\right),$$

则总光强为

$$I(r, \varphi) = 2 \left(\frac{ka^2}{2Z_F}\right)^2 \left[\frac{2J_1(x)}{x}\right]^2 \cos\left(\frac{kDr}{Z_F} \sin \varphi\right),$$

因此,在  $x$  方向,  $\varphi = 0, \sin \varphi = 0$ , 光强分布第一个过零点的位置,即  $r_x = 0.61\lambda Z_F / a$ ; 在双孔排列方向上,即  $y$  方向,  $\varphi = \pi/2, \sin \varphi = 1$ , 光强分布过零点为满足  $\cos(kDr/Z_F) = 0$  的点,即  $r_y = (n/2)\lambda Z_F / D$ , 反比于两孔间距,而与孔径无关。

### 6.3 光场分解为不同频率周期场的真空衍射

在一维情况下,设近场可分解为不同频率的周期场:

$$u(x) = \sum_{N=1}^{\infty} C_N \exp\left[-i2\pi(N-1) \frac{x}{D}\right],$$

对于不同的  $N$ , 每个周期的中心位置为  $a_n, a_n = nD/N, n = -(N-1)/2, (N-1)/2$ 。中心在  $a_0$  的单周期近场为  $v_N(x) = \exp[-i2\pi(N-1)x/D], x \in [-D/2N, D/2N]$ , 其远场为  $V_N(x')$  :

$$\begin{aligned} V_N(x') &= \frac{\exp(ikz)}{i\lambda Z} \exp\left(i \frac{k}{2Z} x'^2\right) \int_{-D/2N}^{D/2N} v_N(x) \exp(-i\omega x) dx = \\ &= \frac{\exp(ikZ)}{i\lambda Z} \exp\left(i \frac{k}{2Z} x'^2\right) \frac{2}{2\pi(N-1)/D + \omega} \sin\left[\frac{\pi(N-1)}{N} + \frac{\omega D}{2N}\right], \end{aligned}$$

其中  $\omega = 2\pi x' / \lambda Z$ 。对中心在  $a_n$  的单周期近场,作坐标变换,  $x = a_n + \bar{x}$ , 则得到

$$V_N^n(x') = \frac{\exp(ikZ)}{i\lambda Z} \exp\left(i \frac{k}{2Z} x'^2\right) \exp(-i\omega a_n) \int_{a_n - D/2N}^{a_n + D/2N} v(\bar{x}) \exp(-i\omega \bar{x}) d\bar{x} = v_N(x') \exp(-i\omega a_n),$$

总的远场为各周期场远场的叠加:

$$U(x') = \sum_{N=1}^{\infty} C_N V_N(x') \sum_{n=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} \exp(-i\omega a_n) = \sum_{N=1}^{\infty} C_N V_N(x') \frac{\exp[i(\omega D/2)(1-1/N)] - \exp[-i(\omega D/2)(1+1/N)]}{1 - \exp[-i(\omega D/N)]},$$

上式在  $N = 1$  时回到单缝衍射。在  $N$  较大时,近场由较高频率的场组成,可以得到

$$U(x') = \frac{D \exp(ikZ)}{i\pi\lambda Z} \exp\left(i \frac{k}{2Z} x'^2\right) \sin\left(\frac{\omega D}{2}\right) \sum_{N=N'}^{\infty} C_N \frac{\exp[i(\omega D/2)]}{(N-1)[1 + \omega D/2\pi(N-1)]},$$

可以看到,总光场由高频项  $\sin(\omega D/2)$  与求和式中的低频项组成。

从上式也可以对碎斑间距作出估计。由于高频项就是正弦函数,对光强而言,高频的周期就是  $\pi$ ,这与数值计算结果约为 3 一致。

一个特殊的例子。设光束通过周期性光栅发射,如图 6。总孔径为  $D$ ,周期为  $N$ ,每周期内中间二分之一有光通过。可以得到远场光强为

$$I(x') = \frac{\pi}{2(\lambda Z)^2} \left| \frac{\sin(\omega a/4)}{\omega a/2} \right|^2 \times \left| \frac{\sin(\omega D/2)}{\sin(\omega a/2)} \right|^2,$$

图 7、图 8 所示为周期分别为 4 和 6 情况。随周期增大,光斑总尺度扩大,而小尺度特征变化不大。

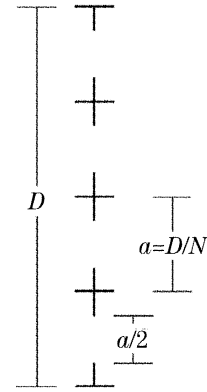


图 6 周期性光栅示意图

Fig. 6 Sketch of a periodic grating

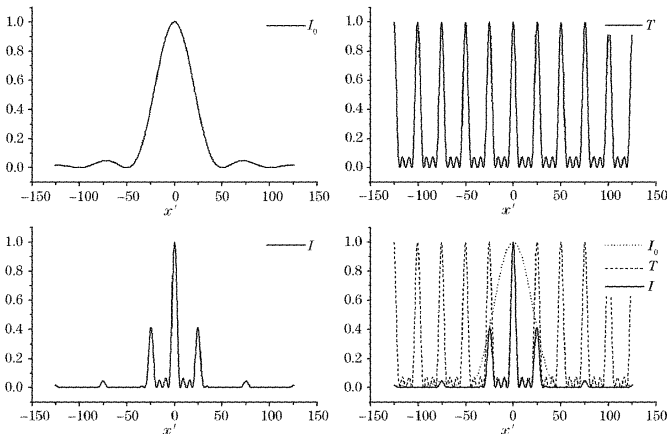


图 7 周期为 4 的周期性光栅的光强分布

Fig. 7 The intensity of the periodic grating with period 4

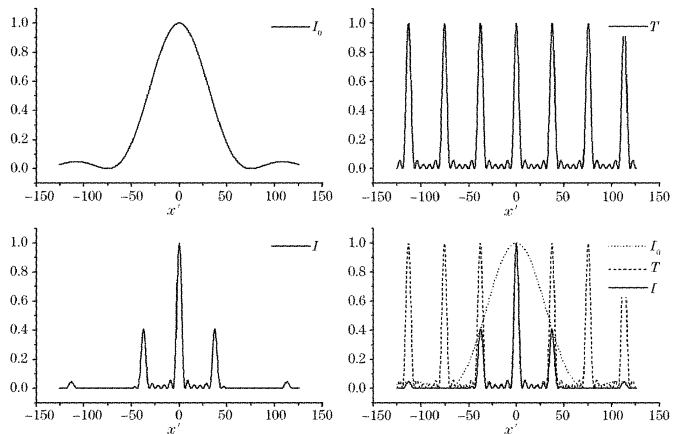


图 8 周期为 6 的周期性光栅的光强分布

Fig. 8 The intensity of the periodic grating with period 6

### 6.4 实心束在强湍流下传输的碎斑特征

强湍流的情况下,光斑的光强分布可看作是满足负指数统计率的随机分布,其自相关函数为

$$\bar{\Gamma}(\Delta x, \Delta y) = E[I(x_1, y_1) \times I(x_1 + \Delta x, y_1 + \Delta y)].$$

其中  $E[\cdot]$  表示对系综求平均。大气湍流可看作是一个半径为  $r_0$  的透镜。根据范西泰特-策尼克 (Van Cittert-Zernike) 定理,若透镜面积  $A_1$  和光源面积  $A_s$  满足

$$A_1 A_s \gg (\lambda z_1)^2,$$

其中  $z_1$  为光源到透镜的距离(在这里即大气层厚度),则可以得到,传输到远场的光场的互强度与照明系统可能存在的任何像差无关<sup>[7]</sup>。由此得到

$$\bar{\Gamma}(\Delta x, \Delta y) = (\bar{I})^2 (1 + |\bar{\mu}(\Delta x, \Delta y)|^2),$$

其中

$$|\bar{\mu}(\Delta x, \Delta y)| = \left| \frac{\iint_{\infty} |P(x, y)|^2 \exp[i(2\pi/\lambda Z)(\Delta x \cdot x + \Delta y \cdot y)] dx dy}{\iint_{\infty} |P(x, y)|^2 dx dy} \right|,$$

其中  $P(x, y)$  是发射系统的光瞳函数。对直径为  $D$  的圆形孔径, 自相关函数的第一个最低点即艾里斑的第一暗环  $r_a$  (若光瞳中心遮拦, 由第 5.1 节的分析可知, 其自相关函数的第一个最低点介于  $r_{\text{obs}}$  和  $r_a$  之间)。进一步可以证明, 光斑分布的功率谱密度也与传输系统可能存在的像差无关。可以推出, 对圆形孔径, 功率谱密度在大于截至频率  $D/\lambda Z_F$  时为  $0^{[10]}$ , 也就是说, 从系综平均的角度来看, 不存在尺寸小于  $\lambda Z_F/D$  的碎斑。系统像差造成的影响只是总光斑的扩展和碎斑强度的减弱, 而对其大小没有影响。对于中心遮拦的光瞳, 可以得到类似的结论, 只是截至频率可能有量上的差别。

值得指出的是, 这一分析也同样适用于文献[3, 4]所研究的水平传输的情况。

上面我们从四个特殊情况进行了分析。一般地, 发射光场与其在焦点  $z$  的衍射光场互为傅里叶变换。也就是说, 远场的频谱即近场! 这样, 远场的高频, 即碎斑尺度, 取决于近场的大尺度, 而近场的最大尺度即发射口径; 远场的低频, 即光斑总扩展, 则决定于近场的小尺度分布, 即光强和相位的波动。或湍流漩涡的随机分布。

## 7 结 论

计算结果表明: 在较弱湍流的情况下, 光斑由较强的主光斑和部分较弱的碎斑组成, 碎斑平均半径比包含总能量 63.2% 的光桶半径略大; 碎斑间距约为碎斑半径的 2~3 倍, 占空比约 40%~55%。

随光束质量变差和湍流强度的增强, 总光斑扩大, 碎斑数目增多, 占空比减小, 而碎斑半径变化不大。针对这一现象, 我们从薄环光束真空衍射、双孔衍射、将光场分解为不同频率场的叠加和实心束强

湍流等四种情况分别进行了讨论, 初步的理论分析表明, 发射光束的最大相干距离对光斑碎片的尺寸起着非常重要的作用。

需要指出的是, 以上对碎斑半径的结论是建立在统计的基础上的。由于统计样本数有限, 而且对碎斑半径的定义也有一定的人为性, 因此碎斑半径的统计值并不都与实心束真空衍射光斑半径完全一致。另外, 对光束质量为 1 且湍流较弱的情况, 碎斑尺寸变化较大, 主斑往往只有一个且半径接近真空衍射, 而其它碎斑的半径比主斑小得多, 直接的算术平均导致平均值偏差较大。只有在强湍流情况下, 碎斑尺寸的变化相对较小, 统计平均才有意义。但这时, 还存在计算精度的问题, 因为光斑总尺寸较大, 而碎斑数目较多, 因此碎斑所占网格数相对偏少。

## 参 考 文 献

- 1 Tartarskii. *Wave Propagation in a Turbulent Media* [M]. Beijing: Science Press, 1978  
塔塔尔斯基. 湍流大气中波的传播理论[M]. 北京: 科学出版社, 1978
- 2 V. P. Aksenov, K. S. Gochelashvil, V. I. Shishov. Spatial spikes of laser irradiance propagating over large distance in a turbulent medium[J]. *Appl. Opt.*, 1976, **15**(5): 1172~1177
- 3 J. R. Kerr, J. R. Dunphy. Experimental effects of finite transmitter apertures on scintillations[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1973, **63**(1): 1~8
- 4 Liu Jianguo, Huang Yingbo, Wang Yingjian. Statistical properties of short-exposure images with strong turbulent effects [J]. *High Power Laser and Particale Beams*, 2005, **17**(3): 321~324 (in Chinese)  
刘建国, 黄印博, 王英俭. 强湍流效应下激光大气传输短曝光光斑统计分析[J]. *强激光与粒子束*, 2005, **17**(3): 321~324
- 5 V. P. Lukin, B. V. Fortes. *Adaptive Beaming and Imaging in the Turbulent Atmosphere* [M]. Washington: SPIE Press, 2002
- 6 J. W. Goodman. *Statistical Optics* [M]. Beijing: Science Press, 1992 (in Chinese)  
J. W. 顾德门. 统计光学[M]. 秦克诚等译. 北京: 科学出版社, 1992