

# 微型镜头对辐照激光的空间调制特性

龙美辰, 张海洋, 柳 淳, 赵长明, 杨苏辉, 杨宏志

北京理工大学光电学院, 北京 100081

**摘要** 传统的光学镜头探测主要基于回波强度(猫眼效应)来实现,但对于微型镜头而言,反射回波中存在明显的衍射现象,因此对微型镜头光阑衍射效应的研究成为一个重要的研究方向。基于角谱衍射理论,研究了微型镜头对辐照激光的空间调制特性,推导了回波光场分布的公式;仿真研究了探测距离、入射角度和光阑直径对衍射光场分布的影响,以及不同光阑直径时的最大可探测入射角,并利用搭建的激光主动探测系统对回波衍射现象进行了探测。结果表明,实际探测的衍射图样与仿真图样吻合得较好,所提理论能够准确地预测微型镜头探测回波的衍射现象。

**关键词** 衍射; 激光主动探测; 微型镜头; 猫眼效应; 回波光场

中图分类号 TN249 文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201737.1205001

## Spatial Modulation Characteristics of Micro-Lens for Irradiated Laser

Long Meichen, Zhang Haiyang, Liu Chun, Zhao Changming,  
Yang Suhui, Yang Hongzhi

School of Optoelectronics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China

**Abstract** The traditional optical lens detection is mainly based on echo intensity (cat-eye effect). However, there are obvious diffraction phenomena in reflection echoes for micro-lens. Thus, it is important to investigate the diaphragm diffraction effect of micro-lens. Based on the theory of angular spectral diffraction, we study the spatial modulation characteristics of micro-lens for irradiated laser, and deduce the equation for optical field distribution of echo signal. The influences of the detection distance, incident angle, and diaphragm diameter on the diffraction optical field distribution are simulated, as well as the maximum detectable incident angle under the condition of different diaphragm diameters. Moreover, the diffraction phenomena are detected using the constructed active laser detection system. The results indicate that the diffraction patterns observed from the experiment match well with the simulated patterns. The theory, developed in this article, is proved to be qualified to predict diffraction profiles of micro-lens' echo signal to an extraordinary degree. The theory can accurately predict diffraction phenomena in echoes for micro-lens.

**Key words** diffraction; active laser detection; micro-lens; cat-eye effect; optical field of echo

**OCIS codes** 050.1940; 100.3008; 140.7300

## 1 引 言

随着光电技术与通信技术的发展,光电侦查系统、光学观瞄系统等光电设备越来越多地应用到军用、民用领域<sup>[1-3]</sup>。随着光电探测能力和图像处理技术的进步,利用激光主动探测技术进行光电器件识别已成为一个重要的研究方向。传统的光学镜头探测主要利用探测回波强度(猫眼效应)来实现,即光学镜头中通常安置分划板、成像器件等具有高反射特性的器件使入射的探测光束能够原路返回,其反射回波强度比普通漫反射物体的回波强度高 2~3 个数量级,因此可用接收系统进行检测。但是当视场内有特殊干扰反射物(如玻璃、反光平面)时,系统的识别能力会受到明显限制,因此对于微型镜头探测而言,基于光阑的衍射现象进行识别是另一种重要的实现方法。在近距离探测条件下,微型镜头目标的圆孔光阑会使反射回波发生明显的衍射现象,通过对衍射条纹的接收和识别,能够大幅提高探测系统识别的准确性,因此改善微型镜头的衍射

收稿日期: 2016-12-05; 收到修改稿日期: 2017-08-07

作者简介: 龙美辰(1992—),女,硕士研究生,主要从事激光探测技术方面的研究。E-mail: lmc0820@126.com

导师简介: 张海洋(1981—),男,博士,讲师,主要从事激光探测技术方面的研究。E-mail: ocean@bit.edu.cn(通信联系人)

特性是提高系统识别能力的关键。

目前,国外已将猫眼效应为主的激光主动探测系统应用到激光武器系统中,并着重于研发激光主动探测系统<sup>[4-7]</sup>,而国内则着重于研究猫眼效应的形成原理以及对准直回波信号的识别技术<sup>[8-13]</sup>。国内外研究多为基于准直回波强度的远距离探究,对光阑衍射效应的研究较少。在这些较少的研究中,Gong等<sup>[14]</sup>探究了菲涅耳近似和夫琅禾费近似条件下衍射条纹的分布,然而在实际情况中这种近似可能会遗失高频分量处的一些重要信息,致使理论对实验现象的预测存在失真,而且这些近似条件下的计算公式无法适用于大角度、斜入射情况下对衍射条纹分布的分析。本文采用角谱衍射积分公式对微型镜头目标的光阑衍射现象进行了精确计算,得到正入射和5°入射角两种情形下的频谱分布,并通过仿真和实验研究了探测距离、入射角度以及光阑直径对衍射光场分布的影响,得到了探测距离为0~3.0 m时系统接收的衍射图样与各参数之间的关系;此外,通过斜入射模型计算系统能够接收明显衍射回波的最大入射角,预测了各参数条件下微型镜头对探测激光的空间调制特性。

## 2 理论分析

### 2.1 基于角谱衍射理论的回波光场计算

在近距离探测条件下,假设入射光束的直径大于光阑的直径,且入射光束中心与微型镜头镜面的中心重合。依据微型镜头的结构和光路可逆原理,光学系统可以简化成单透镜与强反射面的组合模型,将该模型组等效为在光轴处进行了透射,透射之后在其镜像内传播。光束在微型镜头系统中的传输过程如图1所示。其中,透镜1和透镜2为微型镜头,其孔径尺寸均为毫米量级,镜头焦平面为反射面,探测距离为 $L$ , $D$ 为光阑直径, $U_i(x_i, y_i)$ 为 $z=z_i$  ( $i=0, 1, 2, 3$ )所在平面处光场的二维分布, $f$ 为镜头焦距。探测激光从左侧入射,通过透镜1后在焦平面处会聚并发生反射。探测激光到达微型镜头后,发生了2次衍射,分别发生在激光穿过镜头到达焦平面并反射到镜头的阶段,以及反射激光穿过镜头到达接收屏的阶段。由于探测距离远大于镜头焦距,因此后者的衍射现象明显强于前者的衍射现象。

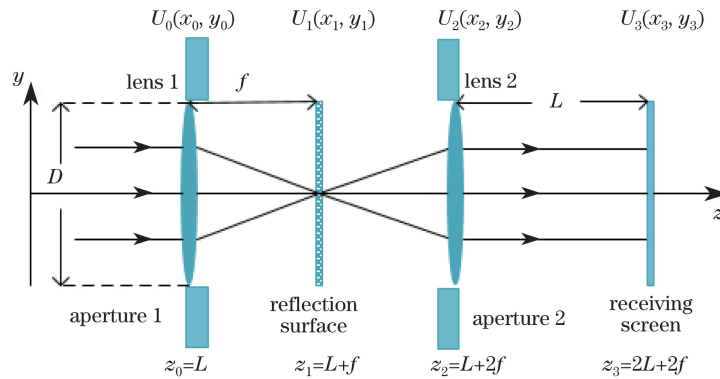


图1 光束在微型镜头系统中传输的示意图

Fig. 1 Diagram of beam propagation in micro-lens system

将入射激光视为高斯光束,其光场在数值上表示为

$$U_0(x_0, y_0) = \frac{c}{\omega(z)} \exp \left\{ -\frac{x_0^2 + y_0^2}{\omega^2(z)} - jk \left[ z - z_0 + \frac{x_0^2 + y_0^2}{2R(z)} \right] \right\}, \quad (1)$$

其中

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left[ \frac{(z - z_0)\lambda}{\pi\omega_0^2} \right]^2}, \quad (2)$$

$$R(z) = z - z_0 + \frac{\pi^2\omega_0^4}{(z - z_0)\lambda^2}, \quad (3)$$

式中 $c$ 为光速, $k$ 为波数, $j$ 为虚数单位, $\omega(z)$ 为光束半径, $R(z)$ 为波前曲率半径, $\lambda$ 为激光波长, $\omega_0$ 为光束束腰半径。

在整个传输过程中,由于透镜 1 和透镜 2 对光波面的相位变换作用相互抵消,因此在这两个透镜之间,探测激光等效于以平行光的形式传输,同时可将焦平面处的会聚点放大,在分析过程中透镜对光波的相位变换作用可以忽略。探测激光到达透镜 1 后首先受到光阑的空间调制作用,只有中心部分的光能通过光阑,这部分光经透镜 1 后会聚至反射面。依据角谱衍射理论,在探测激光到达透镜 2 之前,光场表达式为

$$U_2(x_2, y_2) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{F} \left[ U_0(x_0, y_0) \text{circ} \left( \frac{\sqrt{x_0^2 + y_0^2}}{r_0} \right) \right] \exp \left[ j \frac{4\pi f}{\lambda} \sqrt{1 - (\lambda f_{x_0})^2 - (\lambda f_{y_0})^2} \right] \right\}, \quad (4)$$

式中  $\mathcal{F}$  为二维傅里叶变换;  $\mathcal{F}^{-1}$  为二维傅里叶逆变换;  $\text{circ}(\sqrt{x_0^2 + y_0^2}/r_0)$  为圆域函数,表征镜头等效光阑的影响;  $f_{x_0}$  和  $f_{y_0}$  为光场  $U_0$  在频域上的分量;  $r_0$  为光阑半径。探测激光经过透镜 2 后,由于再次受到等效光阑的影响,因此光场表达式可写为

$$U'_2(x_2, y_2) = C_2(x_2, y_2)U_2(x_2, y_2), \quad (5)$$

式中  $C_2(x_2, y_2)$  是由透镜尺寸及入射角决定的函数。当激光正入射时,  $C_2(x_2, y_2) = \text{circ}(\sqrt{x_0^2 + y_0^2}/r_0)$ ; 当激光斜入射时,该函数呈现为更复杂的形式。探测激光经过探测距离  $L$  后到达屏上,此时的光场表达式为

$$U_3(x_3, y_3) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{F} [U_2(x_2, y_2)C_2(x_2, y_2)] \exp \left[ j \frac{2\pi L}{\lambda} \sqrt{1 - (\lambda f_{x_2})^2 - (\lambda f_{y_2})^2} \right] \right\}, \quad (6)$$

式中  $f_{x_2}$  和  $f_{y_2}$  为光场  $U_2$  在频域上的分量。可以看出,探测距离  $L$  越大,屏上衍射环的发散越严重,有效衍射条纹所占面积越大。当探测距离为 3.0 m 时,光斑面积可达 1 m<sup>2</sup> 量级,这时探测系统只能接收到衍射光场的中心部分,也就是衍射图样的主要部分,而无法接收外围部分。当激光正入射时,衍射图像主要由低频成分组成,因此可以用较小的接收面积来接收图像,而且不会遗失重要信息;当激光斜入射时,高频成分成为图像的重要组成部分,不能使用菲涅耳近似。在实际工作中,理想的正入射通常无法实现,需要考虑存在一定入射角的情形,而在这种大角度、斜入射的情况下,傍轴光学理论就不再适用。

## 2.2 斜入射情况的理论推导

激光斜入射微型镜头的光路如图 2 所示,系统主光轴为  $z$  轴,垂直于纸面方向为  $y$  轴,  $x$  方向垂直于  $y$  方向和  $z$  方向,入射角  $\theta$  为入射光束在  $x$  方向与微型镜头主光轴之间的夹角。

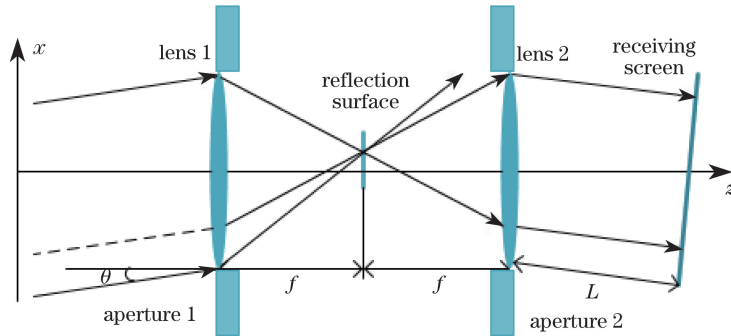


图 2 倾斜光束在微型镜头系统中传输的示意图

Fig. 2 Diagram of tilted beam propagation in micro-lens system

考虑到入射角  $\theta$  的存在,高斯光束在透镜 1 前的光场修改为

$$U'_0(x_0, y_0) = \frac{c}{\omega(z')} \exp \left\{ -\frac{x_0'^2 + y_0'^2}{\omega^2(z')} - jk \left[ z' - z_0 + \frac{x_0'^2 + y_0'^2}{2R(z')} \right] \right\}, \quad (7)$$

其中

$$x'_0 = x_0 \cos \theta, \quad (8)$$

$$y'_0 = y_0 \cos \theta, \quad (9)$$

$$z' = z + x_0 \sin \theta. \quad (10)$$

入射光与光轴之间存在夹角以及反射面离焦距都会使传输过程中的一部分光不能到达透镜 2,从而导

致探测激光的光斑形状发生畸变。这一影响会体现在  $C_2$  的函数表达式上,即

$$C_2(x_2, y_2) = \text{circ}\left(\frac{\sqrt{x_2^2 + y_2^2}}{r_0}\right) \text{circ}\left[\frac{\sqrt{(x_2 - 2f \tan \theta)^2 + y_2^2}}{r_0(1 - 2d/f)}\right], \quad (11)$$

式中  $d$  为反射面的离焦量。离焦量的存在会改变透镜 2 的等效半径。

结合正入射时的理论分析,得到了接收屏上的光场分布:

$$U_3(x_3, y_3) = \mathcal{F}^{-1}\left\{\mathcal{F}\left\{C_2(x_2, y_2)\mathcal{F}^{-1}\left\{\mathcal{F}[U'_0(x_0, y_0)\text{circ}(\sqrt{x_0^2 + y_0^2}/r_0)]\right\}\right.\right. \\ \left.\left.\exp\left[j\frac{4\pi f}{\lambda \cos \theta}\sqrt{1 - (\lambda f_{x0})^2 - (\lambda f_{y0})^2}\right]\right\}\text{circ}(\sqrt{x_2^2 + y_2^2}/r_0)\text{circ}\left[\frac{\sqrt{(x_2 - 2f \tan \theta)^2 + y_2^2}}{r_0(1 - 2d/f)}\right]\right\} \\ \exp\left[j\frac{2\pi L}{\lambda}\sqrt{1 - (\lambda f_{x2})^2 - (\lambda f_{y2})^2}\right]。 \quad (12)$$

(12)式即为高斯光束探测激光辐照下微型镜头的衍射效应公式,给出了衍射光场与光阑半径  $r_0$ 、镜头焦距  $f$ 、入射角  $\theta$ 、探测距离  $L$ 、离焦量  $d$ 、激光波长  $\lambda$ 、光束束腰半径  $\omega_0$  等参数之间的关系。相应的光强分布为

$$I(x_3, y_3) = U_3(x_3, y_3)U_3^*(x_3, y_3), \quad (13)$$

式中  $U_3^*$  为  $U_3$  的共轭。

### 3 数值计算

设定初始数据如下:入射激光波长为 632.8 nm,光束束腰半径为 4 mm,镜头焦距为 1.6 mm,离焦量为 0;利用 MATLAB 软件对该模型进行数值计算。计算过程采取 2048 点快速傅里叶变换(FFT);采样平面为  $801 \times 801$  点阵;成像平面尺寸为 19.2 mm  $\times$  19.2 mm,与 CCD 等效的成像平面尺寸一致,并且在所有仿真结果中显示对同一标准光强的相对值。

#### 3.1 正入射和斜入射情形下衍射图像的频谱分布

图 3 所示为衍射图像的频谱分布,其中  $F_x$  和  $F_y$  为频域内  $x$  方向和  $y$  方向的空间频率。由图 3(a)可知:在正入射条件下,衍射图像主要由低频成分组成;频谱分布图为单一峰;频率相对值随着  $F_x$  和  $F_y$  绝对值的增大而快速减小,因此低频分量为频谱的主要成分。由图 3(b)可知:在  $5^\circ$  入射角( $x$  轴上)条件下,中心峰在  $F_x$  轴上有所展宽,在该轴上远离零点处,频率的相对值有明显波动。可见,在斜入射条件下,虽然低频分量占主体,但高频分量也是频谱的重要组成部分。

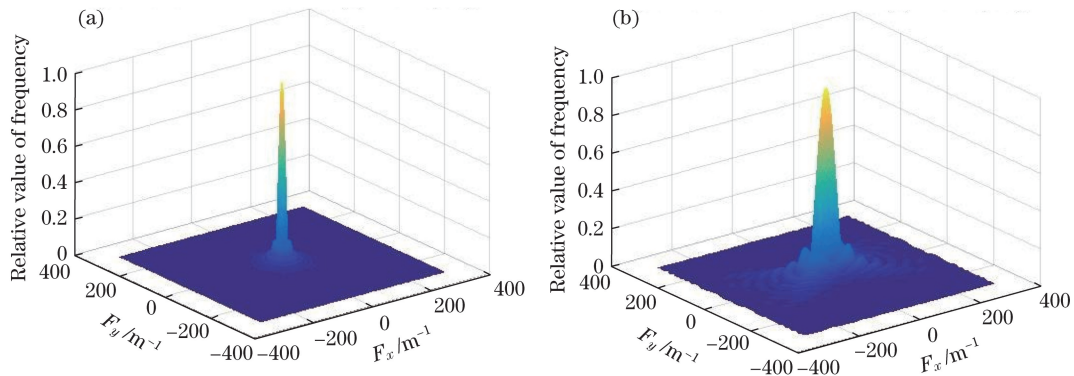


图 3 衍射图像的频谱分布。(a) 正入射; (b)  $5^\circ$  入射角

Fig. 3 Frequency spectra distributions of diffraction images. (a) Positive incident; (b) incident angle of  $5^\circ$

#### 3.2 光强分布随探测距离的变化

图 4 所示为不同探测距离时正入射的衍射光场分布,光阑直径  $D = 2.8$  mm。由图 4 可知:随着探测距离增大,条纹宽度和中心亮斑尺寸同时增大;当探测距离  $L = 0.2$  m 时,衍射环为主要组成部分,光强峰值随半径呈复杂的变化规律,并在无穷远处趋于 0;当  $L = 3.0$  m 时,衍射图样中心的亮斑成为光场的主要部分,外环衍射级数变小,峰值随级数减小而迅速减小。

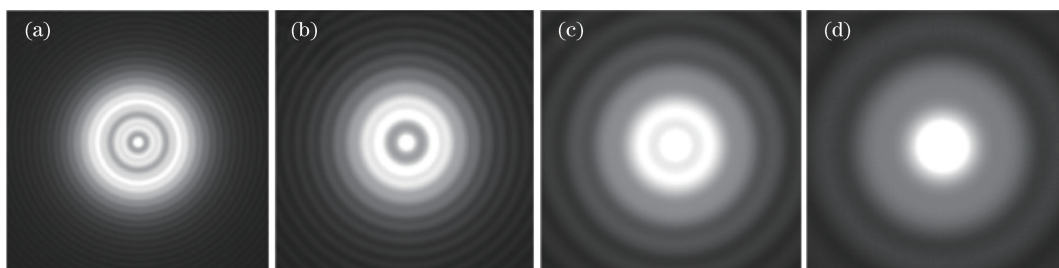


图 4 不同探测距离时的衍射光场分布。(a)  $L=0.2$  m; (b)  $L=0.7$  m; (c)  $L=2.0$  m; (d)  $L=3.0$  m

Fig. 4 Distributions of diffraction optical field under the condition of different detection distances.

(a)  $L=0.2$  m; (b)  $L=0.7$  m; (c)  $L=2.0$  m; (d)  $L=3.0$  m

通过定量计算得到了不同探测距离时的衍射光场分布,结果如表 1 所示。由表 1 可知,当探测距离  $L$  较小时,条纹较密集,宽度较小,中心光斑面积和携带能量所占的比例均较小。当  $L=0.2$  m 时,中心光斑不明显,携带能量也较小,外侧有明显的条纹,且条纹间距与中心光斑半径呈正相关关系。随着  $L$  变大,条纹宽度逐渐变大,中心光斑面积和携带能量所占的比例均增大。当  $L=3.0$  m 时,衍射图样中心亮斑成为光场的主要部分,其所携带能量为接收能量的 86.32%,同时外环衍射级数和携带能量变小,峰值随级数减小而迅速减小。

表 1 不同探测距离时的衍射光场参数

Table 1 Parameters of diffraction optical field under the condition of different detection distances

Detection distance / m	Stripe width of the first order diffraction ring / mm	Actual radius of central spot / mm	Proportion of received area to total area / %	Proportion of central spot energy to received energy / %
0.2	0.105	0.143	12.51	0.86
0.7	0.334	0.382	1.02	5.61
2.0	0.568	0.740	0.13	22.32
3.0	1.966	2.254	0.06	86.32

### 3.3 光强分布随入射角的变化

令探测距离  $L=0.7$  m,光阑直径  $D=2.8$  mm,得到了入射角度对衍射光场分布的影响,结果如图 5 所示。随着入射角  $\theta$  增大,图像整体出现了横向扩展的趋势,外环形状向椭圆变化,中心光斑附近的衍射环出现断层现象。中心光斑先纵向扩展,之后沿横向大幅扩展,并在入射角较大时分裂为多个衍射中心;亮度区域逐渐向中心聚拢,并沿纵向延伸。

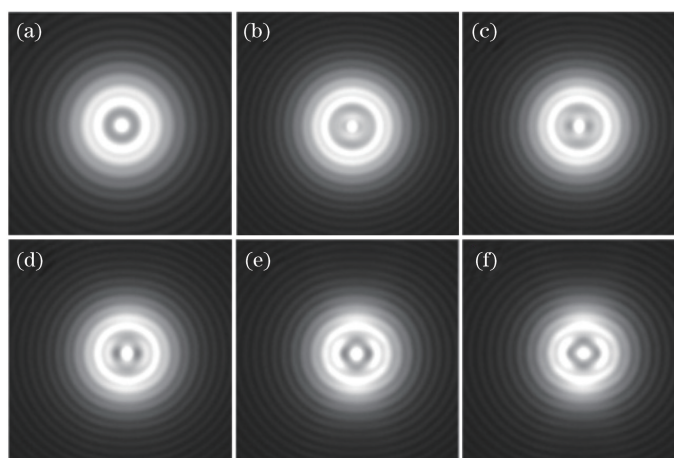


图 5 不同入射角时的衍射光场分布。(a)  $\theta=0^\circ$ ; (b)  $\theta=1^\circ$ ; (c)  $\theta=2^\circ$ ; (d)  $\theta=3^\circ$ ; (e)  $\theta=4^\circ$ ; (f)  $\theta=5^\circ$

Fig. 5 Distributions of diffraction optical field under the condition of different incident angles.

(a)  $\theta=0^\circ$ ; (b)  $\theta=1^\circ$ ; (c)  $\theta=2^\circ$ ; (d)  $\theta=3^\circ$ ; (e)  $\theta=4^\circ$ ; (f)  $\theta=5^\circ$

### 3.4 光阑直径对光强分布的影响及最大可探测入射角的测定

令探测距离  $L=0.7$  m,入射角  $\theta=0^\circ$ ,改变光阑直径,得到了 4 组仿真图像,如图 6 所示。由图 6 可知:

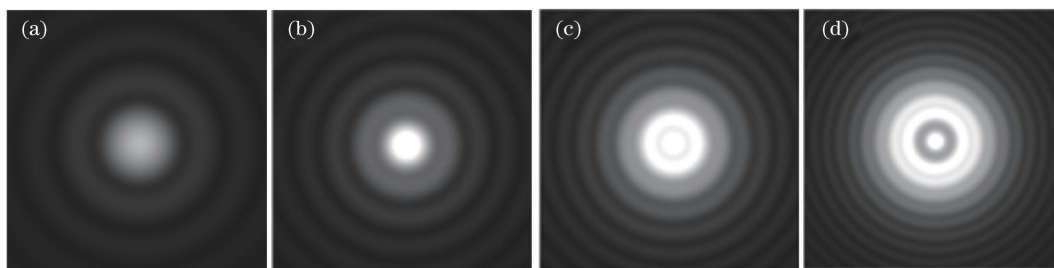


图 6 不同光阑直径时的衍射光场分布。(a)  $D=0.8$  mm; (b)  $D=1.2$  mm; (c)  $D=2.0$  mm; (d)  $D=2.8$  mm

Fig. 6 Distributions of diffraction optical field under the condition of different diaphragm diameters.

(a)  $D=0.8$  mm; (b)  $D=1.2$  mm; (c)  $D=2.0$  mm; (d)  $D=2.8$  mm

当光阑直径较小时,衍射级数较小,每一级衍射条纹均较宽,中心光斑面积较大,光斑的发散程度较高;随着光阑直径增大,条纹逐渐密集,同时中心光斑面积变小,光斑发散程度减小,能量更集中。

在探测距离  $L=0.7$  m 以及光阑直径  $D$  分别为 0.8, 1.2, 2.0, 2.8 mm 的条件下,得到了光强随入射角的变化曲线,如图 7 所示,纵坐标表示光强在成像平面上的积分。由图 7 可知:随着光阑直径增大,光电探测系统的最大可探测入射角也增大;当  $D=0.8$  mm 时,只能在入射角最大为  $4.3^\circ$  附近得到回波;当  $D=2.8$  mm 时,可以在入射角最大为  $13.5^\circ$  的条件下得到回波。

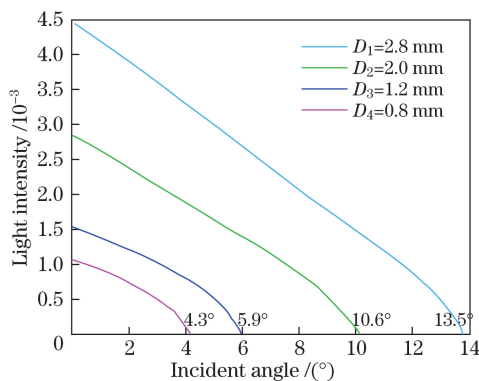


图 7 不同光阑直径时光强随入射角的变化

Fig. 7 Variations of light intensity with incident angle under the condition of different diaphragm diameters

## 4 实 验

实验装置如图 8 所示。以 He-Ne 激光器作为探测光源,波长为 632.8 nm,光束质量  $M^2 < 1.1$ ,光束束腰半径为 4 mm,微型镜头焦距为 1.6 mm,离焦量为 0。偏振分光棱镜(PBS)系统作为主要的光学系统,可以实现反射与接收光路的分离,便于成像光学系统的处理。采用  $f=-50$  mm 的双胶合消色差负透镜  $L_1$  和

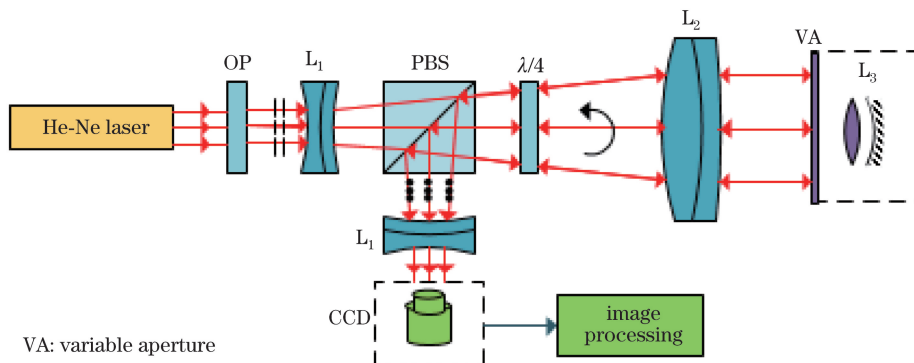


图 8 激光主动探测实验装置

Fig. 8 Experimental setup of active laser detection

$f = -200$  mm 的双胶合消色差透镜  $L_2$  组成一个共轭望远系统来实现高斯光束的准直聚焦/扩束。实验中激光束通过光学起偏器(OP)后,将入射光转变为平行于入射面振动的 p 光, p 光全部透过偏振分光棱镜后到达微型镜头  $L_3$ , 经过微型镜头反射面的反射光束再次通过  $\lambda/4$  波片, 转变为垂直于入射面振动的 s 光, 最终反射到接收 CCD 上。得到的衍射光斑用探测 CCD 在偏振分光棱镜的侧面接收, 并进行图形处理。

调节共轭望远系统使到达微型镜头的激光束为平行光, 并完全覆盖微型镜头前的圆孔光阑。转动光学起偏器使其仅允许平行于入射面振动的 p 光通过, 调节系统使接收 CCD 上的反射光斑为正圆形, 记此刻的入射角为  $0^\circ$ , 逐渐改变探测系统与微型镜头间的距离, 观察衍射光斑。不同探测距离时得到的衍射光斑如图 9 所示, 其中光阑直径为 2.8 mm, 入射角为  $0^\circ$ 。由图 9 可知, 随着探测距离增大, 中心光斑变大, 回波衍射增强, 光斑延展更宽。由于第 3 节的数值计算结果经过了归一化处理, 使得数值仿真结果优于实验结果, 因此数值仿真的衍射图样边缘比实验中的衍射光斑边缘更平滑。此外, 在近场情况下, 微型镜头中镜片的复杂结构以及来自光学系统的反射光束等, 都会对接收光斑产生一定影响。

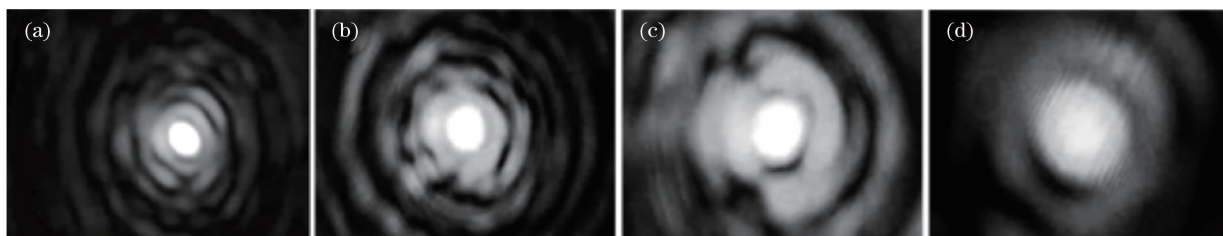


图 9 不同探测距离时的衍射光斑。(a)  $L = 0.2$  m; (b)  $L = 0.7$  m; (c)  $L = 2.0$  m; (d)  $L = 3.0$  m

Fig. 9 Diffraction patterns under the condition of different detection distances.

(a)  $L = 0.2$  m; (b)  $L = 0.7$  m; (c)  $L = 2.0$  m; (d)  $L = 3.0$  m

保持探测系统与微型镜头之间的距离为 0.7 m 不变, 光阑直径为 2.8 mm, 将入射角调节为  $0^\circ$ , 然后逐渐改变入射角度, 观察衍射光斑的形状, 结果如图 10 所示。随着入射角增大, 中心光斑面积逐渐变小, 明亮条纹趋向于纵向延伸, 但图形轮廓由纵向延伸逐渐变为横向延伸。当入射角为  $5^\circ$  时, 中心光强开始减弱, 衍射环横向扩散严重。

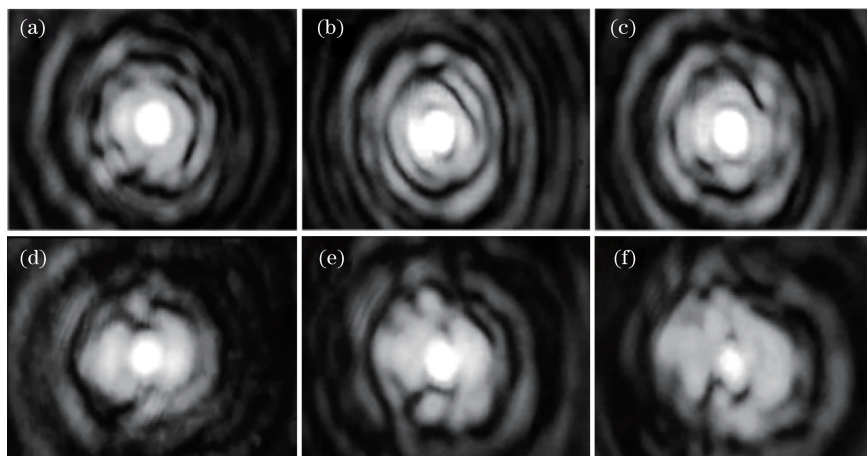


图 10 不同入射角时的衍射光斑。(a)  $\theta = 0^\circ$ ; (b)  $\theta = 1^\circ$ ; (c)  $\theta = 2^\circ$ ; (d)  $\theta = 3^\circ$ ; (e)  $\theta = 4^\circ$ ; (f)  $\theta = 5^\circ$

Fig. 10 Diffraction patterns under the condition of different incident angles.

(a)  $\theta = 0^\circ$ ; (b)  $\theta = 1^\circ$ ; (c)  $\theta = 2^\circ$ ; (d)  $\theta = 3^\circ$ ; (e)  $\theta = 4^\circ$ ; (f)  $\theta = 5^\circ$

## 5 结 论

根据角谱衍射理论, 将微型镜头复杂的反射衍射特性分解成有限步骤, 并对这些步骤的关键过程进行理论分析, 得到了各种激光参数及微型镜头参数下的探测回波光场分布公式。实验证明该方法具有可行性, 能够计算各参数下微型镜头对辐照激光的反射衍射特性。通过数值仿真获得了不同探测距离、入射角度、光阑

直径时的光场分布,讨论了衍射光场分布随这些参数的变化趋势,并依据傅里叶变换的角谱理论分析了高低频分量在不同入射情况下的比重。此外,通过数值计算得到了不同光阑条件下微型镜头的最大可探测入射角,得到了回波光强随入射角的变化曲线,从而得到了不同光阑微型镜头可识别的角度,预测出了光电探测系统对不同微型镜头的探测识别能力。

## 参 考 文 献

- [1] Zhao Yanzhong, Sun Huayan, Song Fenghua, *et al.* Research and prospect of cat-eye effect used for active laser detection technique[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2010, 47(10): 102802.  
赵延伸,孙华燕,宋丰华,等.猫眼效应用于激光主动探测技术的研究现状与发展趋势[J].*激光与光电子学进展*, 2010, 47(10): 102802.
- [2] Yang Geng, An Baolin, Xue Jinsheng, *et al.* Sniper detector based on cat eye effect[J]. *Journal of Applied Optics*, 2010, 31(5): 860-863.  
杨耿,安宝林,薛晋生,等.基于“猫眼效应”的狙击手光电探测仪[J].*应用光学*, 2010, 31(5): 860-863.
- [3] Yang Mingyu. Detecting of photoelectric peeping devices based on active laser detection[J]. *Chinese Optics*, 2015, 8(2): 255-262.  
杨名宇.利用激光主动探测技术实现光电窥视设备检测[J].*中国光学*, 2015, 8(2): 255-262.
- [4] Abel N J, Marciniak M A, Haeri M B, *et al.* Wave-optics modeling of aberration effects in optical cross section measurements[J]. *Optical Engineering*, 2005, 44(8): 084302.
- [5] Tholl H D, Vergnolle J F. CASAM: a European R & T project for the protection of commercial aircrafts in flight[C]. *SPIE*, 2008, 7115: 711509.
- [6] Buller G S, Wallace A M. Ranging and three-dimensional imaging using time-correlated single-photon counting and point-by-point acquisition[J]. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2007, 13(4): 1006-1015.
- [7] Halstuch A, Yitzhaky Y. Properties of light reflected from road signs in active imaging[J]. *Applied Optics*, 2008, 47(22): 4031-4036.
- [8] Zhao Yanzhong, Sun Huayan, Song Fenghua, *et al.* Research on the mechanism of reflection characteristics of laser irradiation on cat eye optical lens[J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, 57(4): 2284-2294.  
赵延伸,孙华燕,宋丰华,等.激光辐照猫眼光学镜头时的反射特性机理研究[J].*物理学报*, 2008, 57(4): 2284-2294.
- [9] Zhao Yanzhong, Sun Huayan, Zhang Laixian, *et al.* Backwards propagation characteristics of distorted reflected beams with cat-eye effect[J]. *Chinese J Lasers*, 2011, 38(7): 0702015.  
赵延伸,孙华燕,张来线,等.畸变猫眼效应反射光束的回程传输特性[J].*中国激光*, 2011, 38(7): 0702015.
- [10] Zhao Y Z, Sun H Y, Zheng Y H, *et al.* Time distribution characteristics of cat-eye reflected light from moving optical target[J]. *Optoelectronics Letters*, 2011, 7(5): 0397-0400.
- [11] Zhao Y Z, Sun H Y, Zhang L X, *et al.* Light intensity at the return place and encirclement power ratio for the distorted reflected beam based on cat-eye effect[J]. *Optoelectronics Letters*, 2011, 7(6): 0478-0482.
- [12] Wu Dongsheng, Bai Tingzhu, Liu Bingqi, *et al.* Dynamic imaging detection and target recognition for cat-eye effect echo[J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(8): 0811003.  
武东生,白廷柱,刘秉琦,等.猫眼效应回波的动态成像探测与目标识别[J].*光学学报*, 2013, 33(8): 0811003.
- [13] Wu Dongsheng, Liu Bingqi, Hu Wengang, *et al.* Echo characteristics model of cat-eye effect based on matrix optics[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(6): 0608001.  
武东生,刘秉琦,胡文刚,等.基于矩阵光学的猫眼效应回波特性模型[J].*光学学报*, 2016, 36(6): 0608001.
- [14] Gong M L, He S F, Guo R, *et al.* Cat-eye effect reflected beam profiles of an optical system with sensor array[J]. *Applied Optics*, 2016, 55(16): 4461-4466.