

文章编号: 0258-7025(2010)10-2537-06

离焦光学镜头的猫眼效应反射光干涉特性研究

赵延仲¹ 孙华燕¹ 赵琳峰² 黄成功²

(¹ 装备指挥技术学院, 北京 101416
² 中国人民解放军 63892 部队, 河南 洛阳 471300)

摘要 将离焦光学镜头猫眼效应反射光视为球面波形式, 利用 Collins 公式以及将硬边光阑窗口函数展开为有限个复高斯函数之和的方法, 推导了其参考入射光的干涉场分布公式。通过数值计算分析了离焦量对干涉场分布及条纹级数的影响规律, 并进行了实验验证。结果表明, 镜头离焦是其猫眼效应反射光与入射光发生干涉并产生条纹的必要条件; 离焦量增大, 干涉圆环逐渐向内移动, 条纹级数逐渐增大; 近场条件下, 几何光程差函数可以正确描述干涉条纹级数与离焦量的关系。

关键词 物理光学; 猫眼效应; 干涉; 离焦量

中图分类号 O436.1 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL20103710.2537

Studies on Interference Characteristics of Cat-Eye Effect Reflected Light of Defocused Optical Lens

Zhao Yanzhong¹ Sun Huayan¹ Zhao Linfeng² Huang Chenggong²

(¹ Academy of Equipment Command and Technology, Beijing 101416, China
² 63892 Army, Chinese People's Liberation Army, Luoyang, Henan 471300, China)

Abstract Based on the idea that the cat-eye effect reflected light of defocused optical lens can be regarded as a spherical wave, and by using Collins formula and the method of expanding the aperture function into a finite sum of complex Gaussian functions, the distribution formula of the cat-eye effect reflected light interfered with the reference incident light is deduced. Through numerical computation, laws governing the variation of the distribution and stripe series of the interference field with the focal shift are obtained. Then an experiment is done to validate the laws. The results show that off-focus of the optical lens is a necessary condition for the cat-eye effect reflected light to be interfered with the incident light and stripes are brought, the interference circle gradually moves inside and the stripe number becomes larger with the increasing of the focal shift, and the relation between the interference stripe number and the focal shift can be correctly described by the geometric optical path function on nearby condition.

Key words physical optics; cat-eye effect; interference; focal shift

1 引言

猫眼效应反射光因具有良好的原路返回性而在激光跟踪测量^[1]、免调谐激光器^[2,3]、光通信^[4]、激光主动探测^[5~11]等领域得到应用。现今的激光主动探测技术主要采用直接探测体制^[5~7], 仅靠目标反射光能量进行探测, 由于收发光学系统异轴, 且反射光强度比入射光弱, 一般并不考虑反射光与入射光

的相互干扰情况, 因此猫眼效应反射光的干涉特性一直未被研究。但是仅靠能量探测不仅不能满足探测效率的要求, 更难以得到光学目标的某些重要参数。相似于应用在各领域的干涉衍射测量技术^[12~14], 文献[9, 10]提出了可利用猫眼效应对光学目标进行参数识别, 并指出研究猫眼效应反射光的干涉和衍射特性是参数识别技术的理论基础。本

收稿日期: 2009-10-10; 收到修改稿日期: 2010-03-23

基金项目: 国防预研基金(TY7131008)和“十一五”国防预研基金(513210902)资助课题。

作者简介: 赵延仲(1984—), 男, 博士研究生, 主要从事激光主动探测和光电信息处理等方面的研究。

E-mail: zhaoyan198@tom.com(中国光学学会会员号: S040421128A)

导师简介: 孙华燕(1963—), 女, 教授, 博士生导师, 主要从事激光主动探测和光电信息处理等方面的研究。

E-mail: shy221528@vip.sina.com

文在之前对猫眼效应反射光衍射特性研究的基础上^[9~11],将离焦光学镜头猫眼效应反射光视为球面波形式,利用 Collins 公式和将孔径光阑进行复高斯分解的方法,分析了近场条件下猫眼效应反射光与参考入射光发生干涉并产生条纹的条件,以及离焦量对干涉场分布的影响规律,可为利用猫眼效应干涉光的探测和识别技术提供借鉴。

2 理论分析

如图 1 所示,猫眼系统可以简化为一个透镜和一个反射面的组合。为满足干涉发生的必要条件,猫眼效应反射光与入射光必须在同一平面相遇,因此干涉特性测试装置需加入分束镜和反射镜,使入射光经反射镜反射后到达接收屏,猫眼效应反射光经分束镜反射后亦到达接收屏,与入射光相遇并发生干涉。

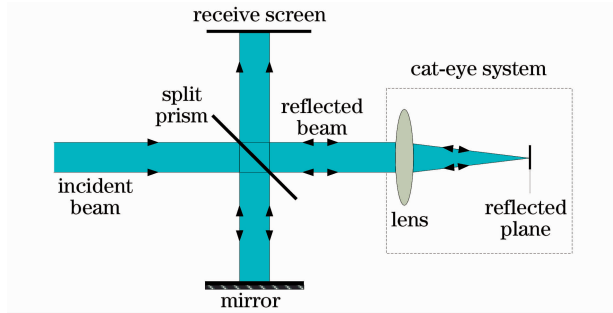


图 1 猫眼效应反射光与入射光干涉示意图

Fig. 1 Interference of the cat-eye effect reflected light with the incident light

考虑到激光主动探测的实际情况,发射激光一般具有一定发散角,可假设入射光由点光源 S_1 发出,并经透镜 1 准直后发射出去,如图 2(a)所示。光源 S_1 的离焦量为 δ_1 (这里规定焦点 F 在光源 S_1 和透镜之间时离焦量数值为正,光源 S_1 在焦点 F 和透镜之间时离焦量数值为负),透镜 1 的焦距为 f_1 ,口径为 D_1 ,厚度为 d_1 ,折射率为 n_1 ,透镜 1 到接收屏的距离为 L_1 。则光源 S_1 到观察屏上任一点 P 的光程为

$$\begin{aligned} \widetilde{S_1P} &= S_1G + HP + GH = \\ &= \sqrt{h_1^2 + (f_1 + \delta_1)^2} + \sqrt{(h_1 - r)^2 + L_1^2} + \\ &= (d_1 n_1 + f_1 - \sqrt{h_1^2 + f_1^2}), \end{aligned} \quad (1)$$

式中 h_1 为入射光线 S_1G 与透镜 1 交点距透镜 1 主光轴(z 轴)的距离, r 为 P 点距光轴的距离,根据几何关系

$$\frac{f_1}{f_1 + \delta_1} = \frac{t}{h_1}, \quad \frac{f_1}{L_1} = \frac{h_1 - t}{h_1 - r}, \quad (2)$$

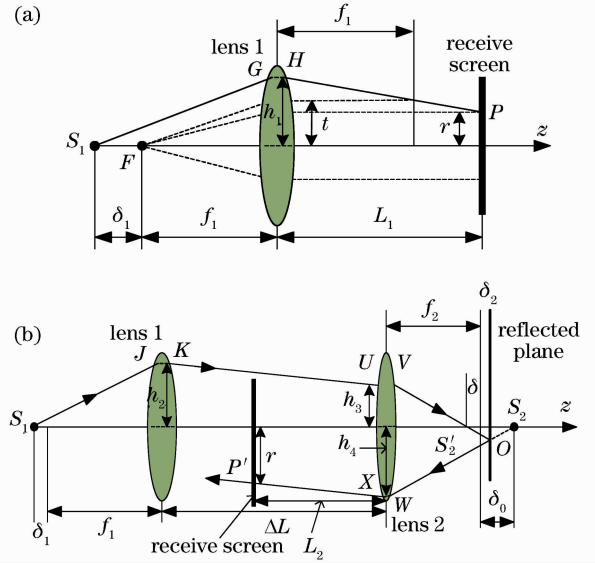


图 2 入射光(a)与反射光(b)的传播过程示意图

Fig. 2 Propagation of the incident light (a) and the reflected light (b)

可得

$$h_1 = r \frac{f_1(f_1 + \delta_1)}{f_1(f_1 + \delta_1) - L_1\delta_1}. \quad (3)$$

将图 2(a)扩展到图 2(b):设入射光线 S_1J 经透镜 1 准直后,传输距离 ΔL 到达猫眼系统的等效透镜 2,从猫眼系统返回后通过透镜 2,传输距离 L_2 到达接收屏上与 P 点成中心对称的 P' 点(此图不考虑分束镜和反射镜的光路转折关系,只计算传输距离)。透镜 2 的焦距为 f_2 ,口径为 D_2 ,离焦量为 δ_2 ,厚度为 d_2 ,折射率为 n_2 。图中, h_2 为入射光线 S_1J 与透镜 1 交点距 z 轴的距离, h_3 为光线 KU 与透镜 2 交点距 z 轴的距离, h_4 为反射光线 OW 与透镜 2 交点距 z 轴的距离, S'_2 为光线 VO 与 z 轴的交点, S_2 为 S'_2 关于透镜 2 反射面的对称点, δ 为 S'_2 距离透镜 2 焦点的距离, δ_0 为 S_2 距离透镜 2 焦点的距离。根据几何光学定律可推导出

$$\delta = -\frac{\delta_1 f_2^2}{f_1^2 + \delta_1(f_1 + f_2 - \Delta L)}, \quad (4)$$

则经反射面反射的光线 OW 可以看作是虚光源 S_2 发出的球面波,其距离透镜 2 焦点的离焦量为

$$\delta_0 = 2\delta_2 - \delta = 2\delta_2 + \frac{\delta_1 f_2^2}{f_1^2 + \delta_1(f_1 + f_2 - \Delta L)}. \quad (5)$$

光源 S_1 和虚光源 S_2 (亦即光源 S'_2) 点之间的光程差为

$$\begin{aligned} \Delta S &= S_1J + KU + VS'_2 + JK + UV = \\ &= \sqrt{h_2^2 + (f_1 + \delta_1)^2} + \sqrt{(h_2 - h_3)^2 + \Delta L^2} + \end{aligned}$$

$$\sqrt{h_3^2 + (f_2 + \delta)^2} + (d_1 n_1 + f_1 - \sqrt{h_2^2 + f_1^2}) + (d_2 n_2 + f_2 - \sqrt{h_3^2 + f_2^2}), \quad (6)$$

式中

$$h_2 = r \frac{f_1 f_2 (f_1 + \delta_1) (f_2 + \delta)}{[f_2 (f_2 + \delta_0) - L_2 \delta_0][f_1 (f_1 + \delta_1) - \Delta L \delta_1]}, \quad (7)$$

$$h_3 = r \frac{f_2 (f_2 + \delta)}{f_2 (f_2 + \delta_0) - L_2 \delta_0}. \quad (8)$$

现独立分析入射光和反射光的传输过程,即推导 S_1 和 S_2 点发出的球面波经透镜 1 和 2 的孔径光阑,并传输一段距离后的光场分布。设透镜 1 和 2 均位于 $z = 0$ 平面上, S_1 和 S_2 点发出的球面波分别经透镜 1 和 2 后变成的球面波球心位置分别为 $(0, 0, Z_1)$ 和 $(0, 0, Z_2)$, 并有

$$Z_1 = \frac{f_1 (f_1 + \delta_1)}{\delta_1}, \quad Z_2 = \frac{f_2 (f_2 + \delta_0)}{\delta_0}. \quad (9)$$

设 $z = 0$ 平面上的光强值为 1。由于离焦量 δ_1 和 δ_0 都很小, Z_1 和 Z_2 相对于观测屏尺寸较大,则这两个球面波在通过透镜 1 和 2 后的复振幅分布可表示为^[15]

$$E_{0p}(r_0, \phi_0) = \exp\left[-ik\left(\frac{r_0^2}{2Z_p} + Z_p\right)\right], \quad (10)$$

式中下标 $p = 1, 2$ 分别代表 S_1 和 S_2 发出的球面波的相关参数,下同。

将透镜孔径光阑的窗口函数

$$A_p(r_0) = \begin{cases} 1 & (r_0 \leq 0.5D_p) \\ 0 & (r_0 > 0.5D_p) \end{cases}, \quad (11)$$

展开为有限个复高斯函数之和^[13]

$$A_p(r_0) = \sum_{j=1}^M F_j \exp\left(-\frac{4G_j r_0^2}{D_p^2}\right), \quad (12)$$

式中 F_j 和 G_j 分别为展开系数和复高斯函数系数。

根据 Collins 公式^[16, 17],柱坐标下,(10) 式表示的球面波通过(11) 式表示的光阑后传输 L_p 距离后的光场分布为

$$E_p(r, \phi) = \frac{ik}{2\pi L_p} \int_0^{+\infty} \int_0^{2\pi} A_p(r_0) E_0(r_0, \phi_0) \times \exp\left\{-\frac{ik}{2L_p} [r_0^2 - 2r_0 r \cos(\phi_0 - \phi) + r^2]\right\} r_0 dr_0 d\phi_0. \quad (13)$$

根据积分式

$$\int_0^{2\pi} \exp[ix \cos(\theta_2 - \theta_1)] d\theta_1 = 2\pi J_0(x), \quad (14)$$

$$\int_0^{+\infty} x \exp(-\beta x^2) J_0(ax) dx = \frac{1}{2\beta} \exp\left(-\frac{a^2}{4\beta}\right), \quad (15)$$

推导可得

$$E_p(r, \phi) = \frac{ik}{2L_p} \exp\left[-ik\left(\frac{r^2}{2L_p} + Z_p\right)\right] \times \sum_{j=1}^M \frac{F_j}{P_p} \exp\left(-\frac{k^2}{4L_p^2 P_p} r^2\right), \quad (16)$$

$$P_p = -\frac{ik}{2Z_p} + \frac{ik}{2L_p} + \frac{4G_j}{D_p^2}. \quad (17)$$

当 δ_1 或 δ_0 为 0 时, S_1 和 S_2 点发出的球面波经透镜 1 和 2 后为平面波,则(17) 式应为

$$P_p = \frac{ik}{2L_p} + \frac{4G_j}{D_p^2}. \quad (18)$$

由于 E_2 相对于 E_1 少计算光程差 ΔS ,且 P 点与 P' 点的相位相差 π ,观察屏上的干涉光场分布可表示为

$$E(r, \phi) = E_1(r, \phi) + E_2(r, \phi) \exp[i\pi(1 + 2\Delta S/\lambda)], \quad (19)$$

其光强分布表达式为

$$I(r, \phi) = E(r, \phi) E^*(r, \phi), \quad (20)$$

式中 $E^*(r, \phi)$ 为 $E(r, \phi)$ 的共轭。则干涉场的相位函数为

$$\varphi(r) = \cos\left[\arctan\left(-i \frac{E_2 - E_2^*}{E_2 + E_2^*}\right) - \arctan\left(-i \frac{E_1 - E_1^*}{E_1 + E_1^*}\right) + \frac{\pi}{2} \left(\frac{|E_1 + E_1^*|}{E_1 + E_1^*} - \frac{|E_2 + E_2^*|}{E_2 + E_2^*}\right)\right]. \quad (21)$$

基于干涉理论,还可以得到从 S_1 点发出的光线到达观察屏上任一点 P 的几何光程差函数为

$$S(r) = \Delta S + \widetilde{S_2 P'} - \widetilde{S_1 P} = \sqrt{h_4^2 + (f_2 + \delta_0)^2} + \sqrt{(h_4 - r)^2 + L_2^2} + 2d_2 n_2 + 2f_2 - \sqrt{h_4^2 + f_2^2} + \sqrt{h_2^2 + (f_1 + \delta_1)^2} + \sqrt{(h_2 - h_3)^2 + \Delta L^2} + \sqrt{h_3^2 + (f_2 + \delta)^2} - \sqrt{h_2^2 + f_1^2} - \sqrt{h_3^2 + f_2^2} - \sqrt{h_1^2 + (f_1 + \delta_1)^2} - \sqrt{(h_1 - r)^2 + L_1^2} + \sqrt{h_1^2 + f_1^2}, \quad (22)$$

$$\text{式中} \quad h_4 = h_3 \frac{f_2 + \delta_0}{f_2 + \delta}. \quad (23)$$

由于(21) 式计算的相位函数在考虑从 S_1 传输到 S_2 这一段区间的传输时忽略了衍射对相位的影响,缺失了一个初始相位,因此干涉场相对的几何相位函数应为

$$\varphi'(r) = \cos\{2\pi[S(r) + g\lambda]/\lambda\}, \quad (24)$$

式中 g 为 $(0, 1)$ 之间的随机数。在实际实验时,入射光与反射光之间的光程差受激光器不稳定性以及空气干扰的影响远远超过了一个 λ 的波动范围,其初

始相位确为变化值,因此这里不对 g 的确切数值做深入研究。

当 $\delta_1 = 0, \delta_2 = 0$ 时,(22) 式变为

$$S(r) = L_2 + \Delta L - L_1 + 2d_2n_2 + 2f_2. \quad (25)$$

可见,当发射光源和猫眼系统的离焦量都为零时,到达接收屏上任一点的光程差为常数,没有等光程差面,因此不会出现干涉条纹。

3 数值模拟

数值分析时设 $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}, L_1 = 0.5 \text{ m}, L_2 = \Delta L = 2 \text{ m}, f_1 = 50 \text{ mm}, f_2 = 300 \text{ mm}, D_1 = D_2 = 15 \text{ mm}, \delta_1 = 0$ 。由于使用的为薄透镜,厚度可

以忽略, $d_1 = d_2 = 0$ 。图 3 所示为 δ_2 变化时得到的干涉光强的径向分布曲线。可以看出, δ_2 逐渐增大时,干涉条纹逐渐向中心移动,新的条纹不断从边缘冒出, δ_2 越大,条纹级数越高,因此条纹逐渐密集起来;正离焦时条纹级数相对于负离焦时较少,这是因为此时反射光束处于聚焦过程,反射光斑直径小于入射光斑直径;离焦量趋于零时,干涉条纹将消失,即不再发生干涉,说明此时观察屏上两光束的光程差趋于同一值,视场均匀;干涉光强最大值约是透镜 1 处平均光强的 4 倍以上,最小为零,可达到完全相干,条纹对比度较好。

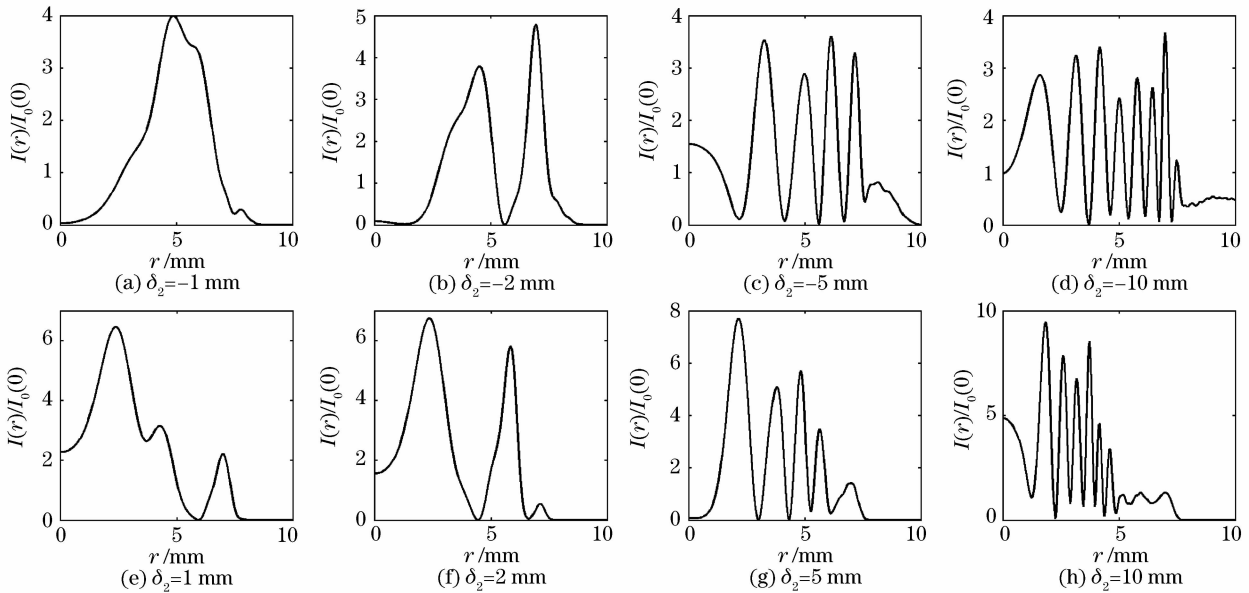


图 3 干涉光强的径向分布曲线

Fig. 3 Distribution of interference intensity

图 4 所示为 $\delta_2 = 2 \text{ mm}$ 时,干涉场分布的实际相位函数和按照几何光程差计算的几何相位函数。

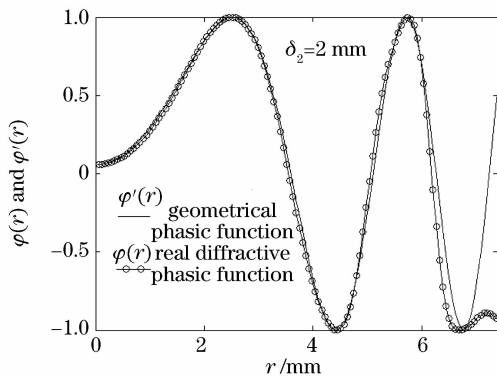


图 4 几何相位函数与实际相位函数

Fig. 4 Geometrical phase function and the real diffractive phase function

不论 δ_2 为何值,总是可以找到属于 $(0, 1)$ 之间的 g 值,使得两者的初相位相同。从图中可以看出,两者的相位函数仅在边缘衍射较强时稍有不同,实际相位远低于几何相位,但两者有着同样数目的波峰和波谷,因此可以利用几何光程差函数来描述离焦量与干涉条纹级数(光程差相差一个 λ 为一级)的关系,如图 5 所示。可以看出,各离焦量时的条纹数目与图 3 对应较好。

4 实 验

实验方案如图 6 所示,利用透镜+反射镜组合的简化系统来模拟猫眼系统。He-Ne 激光器发出的激光经小孔滤波器后,经透镜 1 进行准直,经分束镜分为两路:其中透射光进入猫眼系统并被反射后返回到分束镜,被分束镜再次反射后到达透镜 3 由

CCD 直接接收；反射光经反射镜 1 反射后，透过分束镜到达透镜 3 由 CCD 直接接收。实验中主要仪

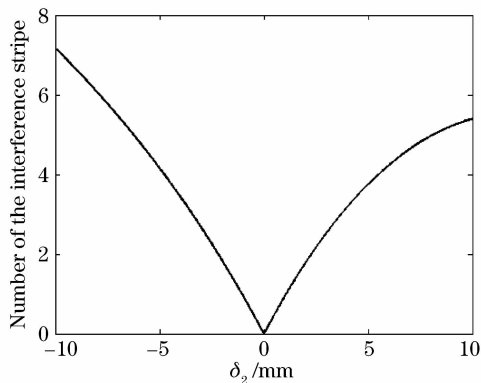


图 5 干涉条纹数目与离焦量的关系

Fig. 5 Effect of the focal shift on the number of the interference stripe

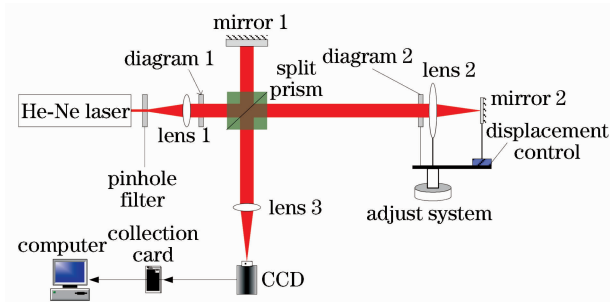


图 6 实验方案示意图

Fig. 6 Sketch of the experimental setup

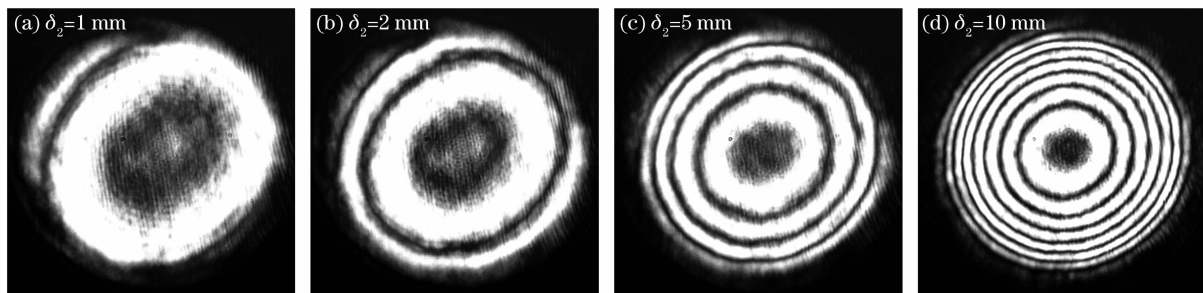


图 7 实验得到的干涉光强分布图

Fig. 7 Distribution of interference intensity in experiment

5 结 论

将猫眼效应反射光视为球面波形式，基于 Collins 衍射积分公式推导了反射光与参考入射光的干涉光场分布表达式，以及几何光程差函数表达式。实验证明了基于衍射理论推导的结果是正确的；而基于干涉理论推导的几何相位差函数与按照衍射推导出的干涉场相位函数较为接近，可以用来描述离焦量与干涉条纹级数及其特征的关系；离焦量是产生干涉条纹的必要条件，并且与干涉圆环条

器参数为：He-Ne 激光器（波长 $0.6328 \mu\text{m}$ ）功率为 5 mW ，光阑 1 和 2 直径为 15 mm ，分束镜对 $0.6328 \mu\text{m}$ 激光的分束比为 $1:1$ ，透镜 1 焦距为 50 mm ，透镜 2 焦距为 300 mm 。入射光从光阑 1 传输到透镜 3 的总距离 L_1 为 0.5 m ，光阑 1 到透镜 2 以及透镜 2 到透镜 3 的距离均为 $L_2 = 2 \text{ m}$ 。

首先微调小孔滤波器和透镜 1 之间的间距，使得输出光束近似为平行光；然后调节反射镜 2 使得其位于透镜 2 焦点上；调节反射镜 1 和猫眼系统使得入射光和反射光光路完全重合。图 7 为调节猫眼系统离焦量时的干涉光强分布图，由于光源不稳定性以及入射光和反射光相位差受空气影响的随机变化，反射光的干涉条纹分布处于明暗交替的闪烁状态，其闪烁周期即为理论分析中 g 值的变化周期。因此，理论上离焦量为零时的非干涉情况很难出现。从图 7 可以看出， $\delta_2 = 1 \text{ mm}$ 时，干涉光强分布为只有一个条纹的空心光束，这与文献[18~20]产生的空心光束具有类似性；随着离焦量的增大，干涉圆环逐渐沿径向向内移动，边缘不断出现新的条纹，使得条纹级数增大，间距减小；负离焦时的变化情况基本相同；干涉条纹清晰，对比度较高。这与数值分析得到的结果较为接近，只是在实验时激光器发出的光束分布不太均匀，还有光路对准误差等因素，使得实验所得光斑的轮廓有所变形。

纹的数目和间距具有直接的对应关系。猫眼效应反射光所具有的这种干涉特性不仅有利于提高探测效率，还可以为利用猫眼效应干涉光的探测和识别技术提供参考。

参 考 文 献

- 1 Lin Yongbing, Zhang Guoxiong, Li Zhen. An improved cat's eye retroreflector used in a laser tracking interferometer system [J]. *Measure Science & Technology*, 2003, **14**(6):36~40
- 2 Xu Zhiguang, Zhang Shulian, Liang Dong *et al.*. Research of the laser transverse mode modulated by the cat's eye resonator

- [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(1):86~90
 许志广,张书练,梁 栋等. 猫眼激光谐振腔横模选择特性研究[J]. *光学学报*, 2006, **26**(1):86~90
- 3 S. A. Dimakov, S. I. Kliment'ev, I. V. Khloponina. Cavity with a cat's-eye reflector based on elements of conical optics [J]. *J. Opt. Technol.*, 2002, **69**(8):536~540
 - 4 P. G. Goetz, W. S. Rabinovich, S. C. Binari *et al.*. High-performance chirped electrode design for cat's eye retro-reflector modulators [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2006, **18**(21):2278~2280
 - 5 C. Lecoq, G. Deshors, O. Lado-bordowsky *et al.*. Sight laser detection modeling[C]. *SPIE*, 2003, **5086**:280~286
 - 6 Zhao Yanzhong, Song Fenghua, Sun Huayan *et al.*. Detection ability analysis of active laser detection system based on cat eye effect [J]. *Journal of the Academy of Equipment Command and Technology*, 2008, **19**(6):80~84
 赵延仲,宋丰华,孙华燕等. 基于猫眼效应的激光主动探测系统探测能力分析[J]. *装备指挥技术学院学报*, 2008, **19**(6):80~84
 - 7 Sun Huayan, Zhao Yanzhong, Tang Liming *et al.*. Performance analysis of active laser detection system [C]. Proc. 7th International Symposium on Test and Measurement, 2007, **4**:3024~3027
 - 8 Zhao Yanzhong, Song Fenghua, Sun Huayan *et al.*. Laser reflection characteristics of cat eye effect of Cassegrain lens [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(8):1149~1155
 赵延仲,宋丰华,孙华燕等. 卡塞格伦镜头的猫眼效应激光反射特性[J]. *中国激光*, 2008, **35**(8):1149~1155
 - 9 Zhao Yanzhong, Sun Huayan, Song Fenghua *et al.*. Propagation properties of oblique and off-axial Gaussian beams passing through cat-eye optical lens [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(9):2552~2556
 赵延仲,孙华燕,宋丰华等. 倾斜离轴高斯光束通过猫眼光学镜头的传输特性[J]. *光学学报*, 2009, **29**(9):2552~2556
 - 10 Zhao Yanzhong, Sun Huayan, Yu Xiqiong *et al.*. Three-dimensional analytical formula for oblique and off-axis Gaussian beams propagating through a cat-eye optical lens [J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2010, **27**(3):034101
 - 11 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
 赵延仲,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
 - 12 Li Jianmin, Wang Yunfen, Feng Tianbao *et al.*. Measurement of bubble diameter in a flat glass based on far-field interference [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(6):1508~1511
 李建民,王蕴芬,冯天宝等. 基于远场干涉测平板玻璃内的气泡直径[J]. *中国激光*, 2009, **36**(6):1508~1511
 - 13 Xue Hui, Shen Weidong, Gu Peifu *et al.*. Thickness measurement of thin film based on white-light spectral interferometry [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(7):1877~1880
 薛 晖,沈伟东,顾培夫等. 基于白光干涉的光学薄膜物理厚度测量方法[J]. *光学学报*, 2009, **29**(7):1877~1880
 - 14 Lei Baiping, Wu Fan, Zhou Chenbo. Application of Ronchi grating to the quantitative measurement of large-aperture aspheric surfaces [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(9):2441~2446
 雷柏平,伍 凡,周晨波. 龙基光栅在大口径非球面定量测量中的应用[J]. *光学学报*, 2009, **29**(9):2441~2446
 - 15 Li Meng, Zhang Duo, Wang Zhongyu *et al.*. Diffraction mode of axicon for tilted spherical wave beam [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(4):773~778
 李 萌,张 朵,王中宇等. 圆锥透镜对倾斜球面波光束的衍射模式[J]. *光学学报*, 2008, **28**(4):773~778
 - 16 Chen Senhui, Zhang Tingrong, Feng Xiaofang. Propagation properties of cosh-squared-Gaussian beam through fractional Fourier transform systems [J]. *Opt. Commun.*, 2009, **282**(6):1083~1087
 - 17 Wang Li, Li Miao, Wang Xiqing *et al.*. Focal switching of partially coherent modified Bessel-Gaussian beams passing through an astigmatic lens with circular aperture [J]. *Opt. Laser Technol.*, 2009, **41**(5):586~589
 - 18 Wu Fengtie, Zeng Xiahui. Bottle beam with Talbot effect generated by interfering Bessel beams [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(1):174~178
 吴逢铁,曾夏辉. 相干贝塞尔光产生具有塔尔博特效应的局域空心光束[J]. *光学学报*, 2008, **28**(1):174~178
 - 19 Wu Fengtie, Lu Wenhe, Ma Baotian. The beam propagation and transformation in axicon-lens system [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(9):2557~2560
 吴逢铁,卢文和,马宝田. 轴棱锥-透镜系统的光束传输与变换[J]. *光学学报*, 2009, **29**(9):2557~2560
 - 20 Liu Bin, Wu Fengtie, Liu Lan. Influence of focal length of lens on sizes of bottle beam [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(3):406~409
 刘 彬,吴逢铁,刘 岚. 透镜焦距对局域空心光束尺寸的影响[J]. *中国激光*, 2008, **35**(3):406~409