

激光热自散焦的远场环形结构

李淳飞 周平

(哈尔滨工业大学应用物理系)

提 要

本文导出高斯光束通过吸收介质时因热效应引起光线偏转的角度公式, 据此对热自散焦效应的远场环形光强分布给出了直观的详尽的解释, 指出干涉环状结构起因于从光束横截面的两环线上发出的同倾角光线间的相互干涉。分析了在不同入射光功率和不同束腰位置下的光强分布特性。给出产生环形结构的阈值功率和环数公式。并指出除了存在干涉型的粗环结构之外, 还存在着一种起因于衍射效应的细环结构。全部理论分析与实验结果一致。

一、前 言

热自散焦效应于1964年由 Gordon 等人首先发现^[1], 他们研究了弱吸收介质在稳态下的“热透镜”效应。但在高光强或强吸收条件下必须考虑光强分布的高阶效应。1967年 Whinnery 等人^[2]首先观察到在高激光功率下的远场环状光强分布, 并用球差概念进行解释。近年来人们对这种环形图样的兴趣有所增长, 1981年 Durbin 和 Shen 对液晶的观察^[3], 1982年 Rushford 和 Gibbs 对共振吸收 Na 蒸气的观察^[4]。于是发现了近二十年的这种激光诱导环形结构到1984年由 Santanato 和 Shen 提出了一种较好的解释, 他们用 Hankel-Krrehhoff-Fraunhofer 衍射积分描述了激光通过液晶薄膜产生的空间自相位调制, 并讨论了入射光束波阵面曲率对环形结构的影响, 但这种解释尚存在不够直观的不足。

本文从光线方程和热传导方程出发, 导出了通过介质的高斯光束的光线偏转角公式, 据此用双光束干涉原理直观地解释了在平行光、发散光和会聚光三种入射光下的远场环形光强分布特性; 得出产生环形结构的阈值条件和环数公式; 并指出存在着另一种起源于衍射效应的环形精细结构。所得的结论被以 He-Ne 激光透过液体介质的实验所证实。

二、光线偏转角公式

高斯型激光束通过介质, 部分能量被介质吸收, 使介质的折射率发生沿径向的不均匀变化, 光线与轴线的夹角也相应地产生沿径向的非均匀分布。光线偏转角公式推导如下。

设介质的温度为 T , 导热系数为 K , 介质的密度为 ρ , 比热为 C , 单位时间单位体积的发热量为 q , 则热传导方程为

$$K \nabla^2 T + q = \rho C \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (1)$$

设系统处于热平衡状态,且沿光轴方向无热扩散,则(1)式的柱坐标表示为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = -\frac{q}{K}. \quad (2)$$

q 在数值上等于单位长度介质吸收的光功率密度,考虑到光场的高斯分布,可表达为

$$q = \frac{\alpha C E}{2} \frac{E_0^2}{w} \exp[(-2r^2/w^2) - \alpha z], \quad (3)$$

式中 α 为介质的吸收系数, $w = w(z)$ 为轴向坐标 z 处的光斑尺寸, r 为径向坐标,将(3)式代入(2)式,等式两边对 r 积分,并考虑到总功率 $P_0 = (\pi/4) C E E_0^2$ 以及 $(\partial n / \partial r) = (\partial n / \partial T) \cdot (\partial T / \partial r)$ (对一般液体介质 $(\partial n / \partial T) < 0$), 则

$$\frac{\partial n}{\partial r} = \frac{\alpha |dn/dT| \exp(-\alpha z) P_0}{2\pi K r} [1 - \exp(-2r^2/w^2)]. \quad (4)$$

设折射率的分布为轴对称的,且沿 z 方向是均匀的,由傍轴光线方程

$$\frac{d}{dz} \left(\frac{dr}{dz} \right) = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial r}, \quad (5)$$

光线与轴的夹角为 $\theta \simeq (dr/dz)$, 则

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial r}. \quad (6)$$

将(4)式代入(6)式,并将等式两边对 z 积分,设介质的长度为 l ,则由于光热作用诱导折射率不均匀性而引起的光线偏转角 θ_i 为

$$\theta_i = \frac{|dn/dT| [1 - \exp(-\alpha l)] P_0}{2\pi n K r} \{1 - \exp[-2r^2/w^2(z)]\}, \quad (z_0 < z < z_0 + l) \quad (7)$$

再考虑高斯光束在入射处 z_0 的初始偏角

$$\theta_0 = \frac{r}{nR(z_0)}, \quad (8)$$

其中 $R(z_0)$ 为介质入射端面 z_0 处的波阵面曲率半径,则可将出射介质后的光线的总偏转角表为

$$\theta(r) \simeq n(\theta_i + \theta_0) = \frac{|dn/dT| [1 - \exp(-\alpha l)] P_0}{2\pi K r} \left[1 - \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(z)}\right) \right] + \frac{r}{R(z_0)}, \quad (z_0 < z < z_0 + l) \quad (9)$$

令

$$\Omega = \frac{|dn/dT| [1 - \exp(-\alpha l)]}{2\pi K}, \quad (10)$$

$$\xi = (r/w), \quad (11)$$

则

$$\theta(x) = \frac{\Omega P_0}{w \xi} [1 - \exp(-2\xi^2)] + \frac{w}{R} \xi, \quad (12)$$

此即出射介质的光线的角分布函数,前一项由光-热非线性效应所引起,后一项由光束的初始波面曲率所决定。

三、自散焦的远场特性

以下讨论激光束分别以平行、发散和会聚三种方式入射介质的情况下自散焦的远场强度分布。

1. 平行光入射

激光的束腰位置处在介质的前端面, 如图 1 所示, 初始曲率半径为 $R(z_0=0) \rightarrow \infty$, 则 (12) 式变成

$$\theta(\xi) = \frac{\Omega P_0}{w\xi} [1 - \exp(-2\xi^2)], \quad (13)$$

(13) 式所描述的 $\theta \sim \xi$ 函数形式见图 2。该函数有一极大值, 其坐标为

$$\left. \begin{aligned} \xi_{\max} &= 0.79, \\ \theta_{\max} &= 0.90(\Omega P_0/w^2)_0 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

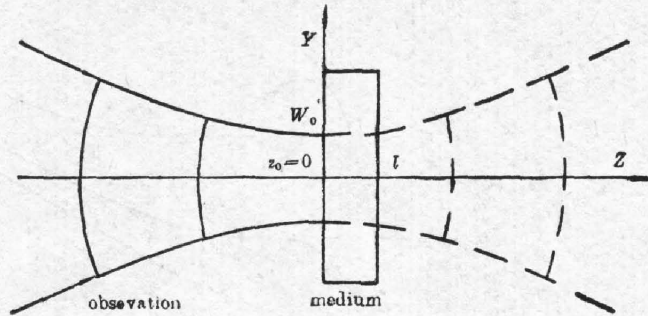


Fig. 1 Experimental configuration of the observation of far-field features for parallel incident beam

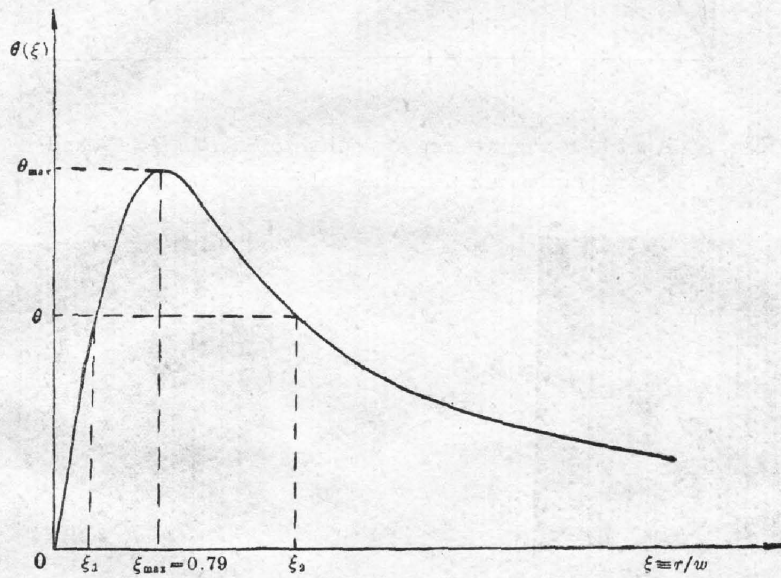


Fig. 2 Plot of $\theta(r)$ in Eq. (13) as a function of $X=r/w$

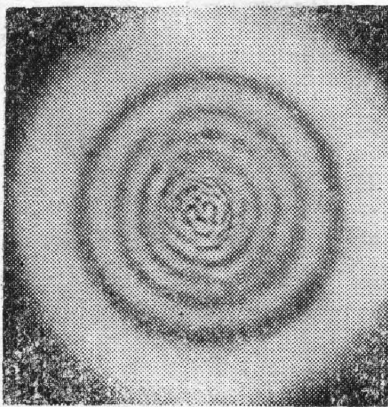


Fig. 3 Photo illustrating far-field ring structure for a parallel incident beam

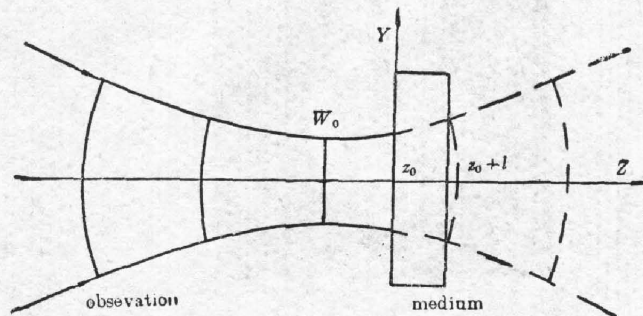


Fig. 4 Experimental configuration of the observation of far-field features for a divergent incident beam

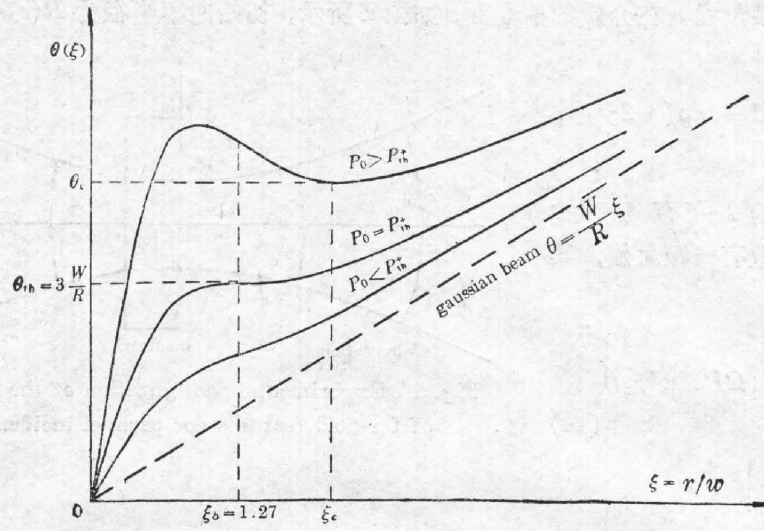
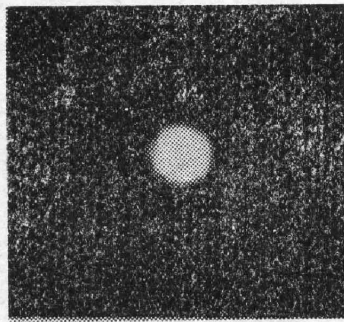
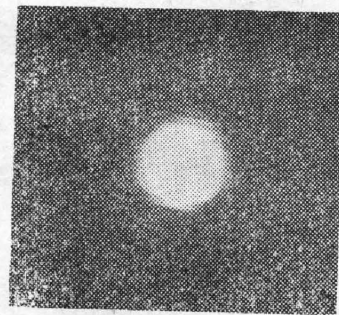


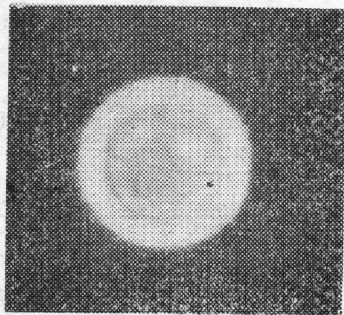
Fig. 5 A set of θ - x curves corresponding to $P > P_{th}^+$, $P = P_{th}^+$ and $P < P_{th}^+$ in the case of a divergent incident beam



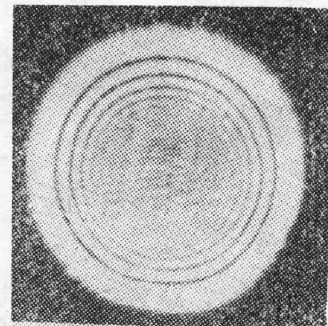
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 6 Photos for a divergent incident beam: (a) original spot; (b) $P < P_{th}^+$, spot size increased; (c) $P = P_{th}^+$, bright ring-shaped structure; (d) $P > P_{th}^+$, multiple-ring pattern

从出射光束截面上半径为 $r_{\max} = \xi_{\max} w$ 的圆环上发出的光线具有最大的偏角 θ_{\max} , 在此半径附近发出的光线具有相近的偏角和相近的光强, 因而形成明亮的干涉粗环。在任意 $\theta < \theta_{\max}$ 的偏角, 皆存在两个半径不同的圆环, 对其上发生的光线彼此平行。这两束同锥角但不同相位的光线在远场相长或相消地干涉, 形成或明或暗的环状干涉条纹。但对较低的偏角由于是由两个半径相距较远的光束相干涉, 光强的高斯分布使这两束光的强度相差很大, 因而干涉条纹的对比度较差, 图样中心部分的模糊不清就是这样形成的。图 3 给出了在平行光入射下远场环形光强分布的实验照片。

2. 发射光入射

激光束腰位置处于介质前端面之外, 如图 4 所示, $R(z_0) > 0$, 偏转角公式即(12)式。

对于不同的入射光功率 P_0 , 得到不同的曲线, 如图 5 所示。直线 $\theta = (w\xi/R)$ 相应于不存在自散焦的高斯光束。增大激光的输入功率, $\theta \sim \xi$ 曲线出现拐点 (位于 $\xi_0 = 1.27$ 处)。在低功率 P_0 下, 曲线为单调上升的, 使光斑扩大, 如图 6(b) 所示。当 P_0 增大到使拐点处 $(d\theta/d\xi) = 0$, $\theta = \theta_{th} = 3(w/R)$, 这时的入射光功率是干涉环出现的阈值功率

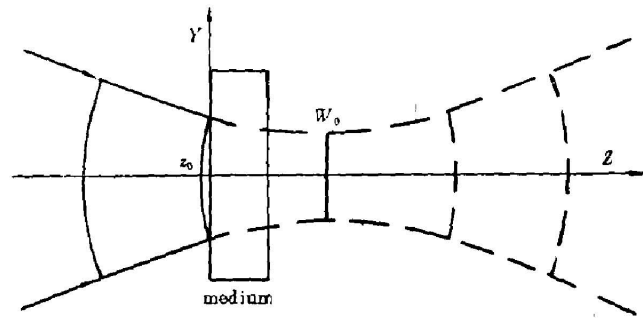


Fig. 7 Experimental configuration of the observation of far-field features for a convergent incident beam

$$P_{th}^- = 2.29(w^3/\Omega R), \tag{15}$$

可见有一亮环出现, 其内的暗核是因为不存在双光束干涉所致。暗核对应的张角略小于 θ_{th} ,

如图 6(c) 所示。再增大 P_0 , 使 $P_0 > P_{th}^-$, 则出现多环结构, 功率 P_0 越大环数越多, 中均匀暗斑对应的张角约为 θ_c , 见图 6(d)。

3. 会聚光入射

激光束腰位于介质后端面之外某处, 如图 7 所示。偏转角公式仍为(12)式, 但 $R(z_0) < 0$ 。在不同入射功率情况下的 $\theta \sim \xi$ 曲线如图 8 所示。 $(d\theta/d\xi) = 0$ 时的功率(=0 处)为阈值功率

$$P_{th}^- = -0.50(w^2/\Omega R), \tag{16}$$

当 $P_0 < P_{th}^-$ 时, $\theta(\xi)$ 为单调下降曲线, 具有使光束会聚的“热透镜”特性, 如图 9(a) 所示。当 $P_0 = P_{th}^-$ 时, 出现一个具有亮核的光斑图形, 如图 9(b) 所示, 属于

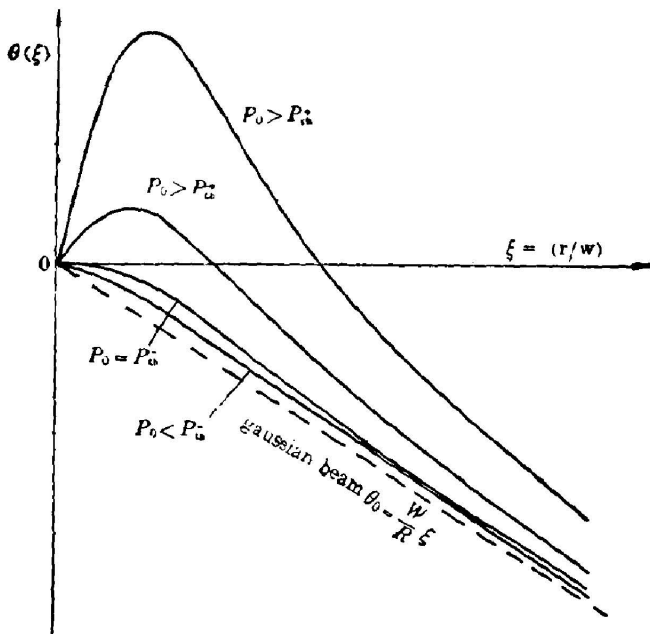


Fig. 8 A set of $\theta-\xi$ curves corresponding to $P < P_{th}^-$, $P = P_{th}^-$ and $P > P_{th}^-$ in the case of a convergent incident beam

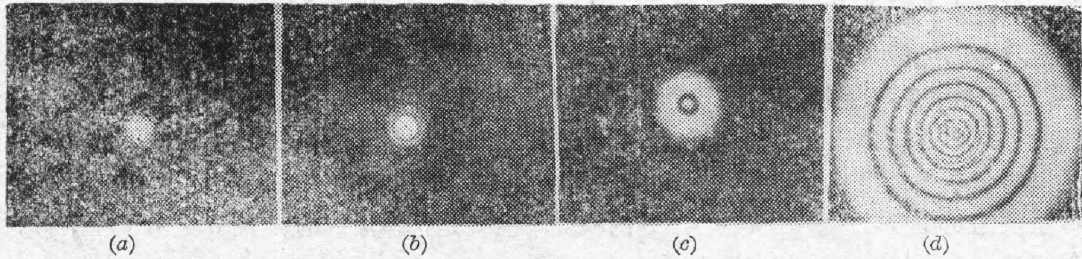


Fig. 9 Photos for a convergent incident beam, (a) $P < P_{th}^-$, spot size decreased; (b) $P = P_{th}^-$, bright core (self-trapping); (c), (d) $P > P_{th}^-$, multiple-ring pattern

自陷效应。当 $P_0 > P_{th}^-$ 时, $(d\theta/d\xi)_{\xi=0} > 0$, 开始形成具有两个零点的峰值曲线。随 P_0 的增大, 曲线的峰值升高。由双光束干涉产生明暗相间的环形图样。功率 P_0 越大环数越多, 如图 9(c) 和 (d) 所示。

四、关于干涉环的进一步讨论

以下我们导出会聚光入射情况下干涉场中光强分布和环数的公式, 并讨论阈值功率 P_{th}^+ 和 P_{th}^- 与其它物理量的关系。

1. 光强分布

如上所述远场光强分布是两组半径不同倾角相同的光线相互干涉的结果, 故光强按角度分布可近似表达为

$$I(\theta) = A^2(r_1) + A^2(r_2) + 2A(r_1)A(r_2)\cos\Delta\phi, \quad (17)$$

其中

$$A(r) = \frac{E_0}{w} \exp\left(-\frac{\alpha l}{2} - \frac{r^2}{w^2}\right),$$

$$\Delta\phi = \phi(r_2) - \phi(r_1),$$

r_1 和 r_2 是 θ 在 $0 \sim \theta_m$ 范围内取某值时方程(9)式的两个根。

2. 环数公式

在光束出射的介质界面上径向坐标 r 处相对 $r=0$ 的相位为

$$\phi(r) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[\int_0^l \Delta n(r, z) dz + \frac{r^2}{2R} \right], \quad (18)$$

其中 $\int_0^l \Delta n(r, z) dz = \int_0^l \int_0^r dn dz = \int_0^r n\theta'_r dr$ 利用(6)式则(18)式可进一步简化为

$$\begin{aligned} \phi(r) &= \frac{2\pi}{\lambda} \left[\int_0^r n\theta'_r dr + \frac{r^2}{2R} \right] = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^r \left(n\theta'_r + \frac{r}{R} \right) dr \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^r \theta(r) dr. \end{aligned} \quad (19)$$

$\theta(r)$ 以(9)式描述。设具有等倾角的半径为 r_1 和 r_2 的两组光线的相位差为 $\phi(r_2)$ 和 $\phi(r_1)$ 。干涉场产生暗环的条件是

$$\phi(r_2) - \phi(r_1) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{r_1}^{r_2} \theta(r) dr = (2n-1)\pi, \quad (n=1, 2, \dots, N). \quad (20)$$

干涉场的总环数 N 相应的相位差为

$$\phi(r_0) - \phi(0) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^{r_0} \theta(r) dr = (2N - 1)\pi$$

故总环数为

$$N = \frac{1}{\lambda} \left| \int_0^{r_0} \theta(r) dr \right| + \frac{1}{2}, \quad (21)$$

式中 r_0 为方程 $\theta(r) = 0$ 的非零解。

3. 阈值功率的讨论

应用高斯光束参量 $R(z)$ 和 $w(z)$ 熟知的表达式, 忽略介质的厚度 l , 其坐标为 z , 坐标原点取于束腰处, 则(15)和(16)式可改写为

$$P_{th}^+ = 2.29 \left(\frac{\lambda}{\pi w_0} \right)^2 \frac{z}{\Omega}, \quad (22)$$

$$P_{th}^- = -0.50 \left(\frac{\lambda}{\pi w_0} \right)^2 \frac{z}{\Omega}, \quad (23)$$

由此可得到以下结论:

- (1) P_{th}^+ 和 P_{th}^- 分别与 z 成正比,
- (2) $P_{th}^+/P_{th}^- = 4.58$.
- (3) 若仅改变束腰半径, 则有 $\sqrt{P_{th1}^+/P_{th2}^+} = w_{02}/w_{01}$.
- (4) 在弱吸收下, $\Omega \propto \alpha$, 则 P_{th}^+ 和 P_{th}^- 分别与吸收系数成反比。据此可精确测定介质的弱吸收系数。

五、干涉环理论的实验验证

实验装置如图 10 所示。S 为 He-Ne 激光器, 功率为 90 mW, O 为厚度 5 mm 的染料盒, 内盛隐花菁溶于丙酮的溶液。T 为可调衰减器, D 为探测器, 用以调变和测量入射功率。更换透镜 L 可改变光束腰部尺寸。为消除热对流的影响, 采用竖直入射方案。

用焦距不同的两个透镜 L_1 和 L_2 , 分别测出 $P_{th}^+ \sim z$ 和 $P_{th}^- \sim z$ 曲线, 两者基本上皆为直线, 该实验曲线如图 11 所示。用同一透镜测出 P_{th}^+/P_{th}^- 的平均值为 4.60, 与理论值 4.58 相

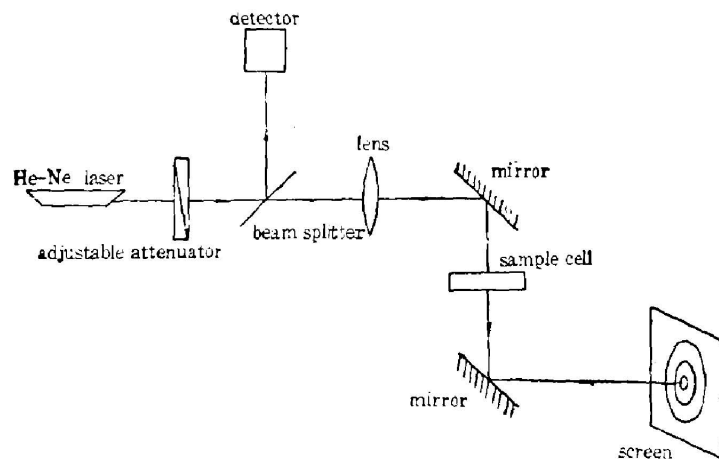


Fig. 10 Experimental arrangement for the observation of ring pattern of self-defocusing

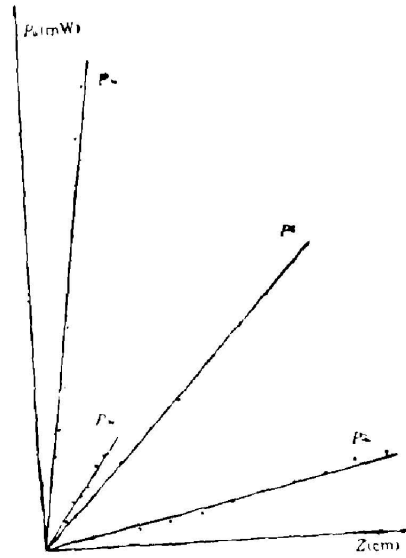


Fig. 11 Experimental curves of $P_{th1}^+ - Z$ and $P_{th2}^+ - Z$

近。再用两个透镜在 z 不变 (透镜和束腰的间距不变) 条件下测出 $\sqrt{P_{th1}^+ / P_{th2}^+} = 0.38$, 而 $(w_{02} / w_{01}) = 0.33$, 两者也是接近的。最后环数与功率的关系在功率不很大时也与实验相符。

六、衍射细环结构

从实验中我们观察到, 在会聚光入射下的远场环形结构中, 在干涉粗环上还叠加有一种环状精细结构。作者认为这是因为在光束的横截面上, 同时存在着会聚和发散两部分光

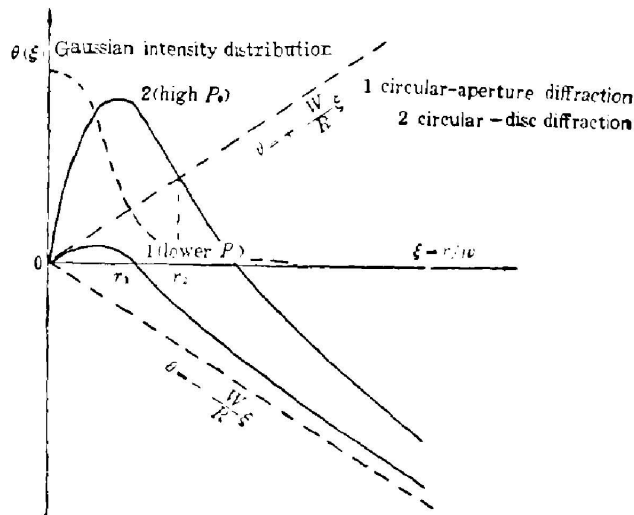


Fig. 12 Schematic diagram for the explanation of the diffraction ring

线, 其间有一个界面, 因而产生衍射效应, 在功率 P_0 较小且 θ 小于高斯光束的衍射极限角时, 如图 12 中之曲线 1, 中心部分光强较强的近轴发散光对衍射光的贡献是主要的, 类似于半径为 r_1 的圆孔衍射。而在功率 P_0 较大时, 中心部分的光线大部分发散出去, 边缘的会聚光对衍射的贡献是主要的, 类似于半径为 r_2 的圆盘衍射。在这种情况下, 若将边缘的光用一个光阑挡住, 就会发现屏上的衍射细环趋于消失, 证明这种分析是正确的。

七、结 论

本文导出了高斯光束通过吸收介质产生热自散焦效应的光线偏转角公式, 据此成功地解释了远场环形结构的形成原因。这种简明的解释方法也适用于自聚焦的情况以及由于非热效应产生的自聚焦或自散焦情况, 不同的只是非线性项的表达形式不同。本文所得阈值功率公式, 环数公式和光强分布公式与实验基本相符。可利用这些结果发展一种既简便又精确的测量介质弱吸收系数的新技术。此外, 我们还首次提出对叠加于干涉环上的细环结构的解释, 认为它是由衍射效应所引起。

以上对激光通过介质产生远场环形结构的研究将对激光大气传输、光学双稳器件的横向效应等问题的研究有积极的意义。

参 考 文 献

- [1] J. P. Gordon, R. C. C. Leife *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1965, **36**, No. 1 (Jan), 3.
- [2] J. R. Whinnery, D. T. Miller *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1967, **QE-3**, No. 9 (Sep), 382.
- [3] S. D. Durbin, S. M. Arakelian *et al.*; *Opt. Lett.*, 1981, **6**, No. 9 (Sep), 411.
- [4] M. C. Rushford, H. M. Gibbs *et al.*; *J. O. S. A.*, 1982, **72**, No. 12 (Dec), 1760.
- [5] E. Santamato, Y. R. Shen; *Opt. Lett.*, 1984, **9**, No. 12 (Dec), 564.

Far-field ring pattern of laser-induced thermal self-defocusing

LI CHUNFEI AND ZHOU PING

(Department of Physics, Harbin Institute of Technology)

(Received 8 October 1985; revised 3 March 1986)

Abstract

Using a formula for the ray deflection angle. We obtained a clear and detailed interpretation for the ring pattern of laser-induced thermal self-defocusing. The far-field intensity distribution at different input powers and different positions of beam waist are discussed. The threshold power for the ring pattern and a formula for the number of rings are obtained. All of the theoretical conclusions have been confirmed by our experiments. In addition, a fine structure in the ring pattern resulting from the diffraction effect is also described.