

高斯光束通过非线性介质层的限幅效应

郭 平

孙寅官

(北京师范大学 分析测试中心)

(北京师范大学 物理系)

提 要

本文用数值分析的方法研究了二维高斯光束通过一定厚度的非线性折射介质后在线性空间传播的状态,分析了光束的近场和远场横向强度分布及通过一定孔径光阑的功率。结果表明,在考虑到光束经过非线性介质时,相位与横向分布都会发生变化后,仅非线性折射效应作用下,在远场就存在限幅效应。在一定的强度范围之内,近场也存在限幅利用的可能性。

关键词: 非线性介质限幅器; 高斯光束; 数值分析。

一、引 言

在强光与非线性介质相互作用的自作用效应中,自聚焦现象是人们研究的最为广泛的一种,并且还提出基于这种效应的光学双稳、光功率被动限幅等器件原理^[1~2]。

在薄介质近似下,认为光束通过介质层后,在出射面上光束线型不变,只是相位发生了与强度相关的变化。这样光束通过薄的非线性介质层后强度与相位变化可写成

$$I(r', z) = I(r', 0) \exp(-\alpha z), \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta\phi(r', z) &= \frac{K}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha z)] I(r'0), \\ K &= k_0^2 \omega_0 n_2 / 2n_0, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中 α 为线性吸收系数, n_0 为线性折射率, n_2 为非线性折射系数, I 为光强。根据惠更斯-菲涅耳积分,求以后在线性介质中传播状态。Hermann由此讨论了几种不同初始场分布下远场的限幅状态^[3],并认为限幅主要由非线性折射与吸收系数之比决定。

事实上,由于自聚焦效应的存在,当光强增大时不仅光束的相位变化,而且其线型也要发生变化,这显然对远场分布有一定的影响。本文作者采用数值解偏微分方程与数值积分结合的方法,在计入光束的横向分布变化下,讨论了两维高斯光束通过非线性折射介质层后在线性介质中的近场及远场光束横向强度分布及被动限幅状态。

二、数值分析方法

本文讨论的是稳态情况。光束的稳态自聚焦服从方程^[3]:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = k_0^2 [\epsilon_0 + \epsilon_{NL}(|\mathbf{E}|^2)] \mathbf{E}, \quad (3)$$

式中 ϵ_0 、 ϵ_{NL} 分别为线性、非线性介电常数。为了突出非线性折射效应,文中忽略吸收,用

n^2 代替 $\varepsilon_0 + \varepsilon_{NL}$ 。为计算方便起见, 采用两维模型讨论问题。设光束沿 z 方向传播, $E = A(x, z) \exp(-ik_0 n_{10} z)$, 并取缓变包络近似, 则(3)式可化成

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - 2i \frac{\partial A}{\partial z} + k_0^2 (n^2 - n_{10}^2) A = 0, \quad (4)$$

式中 n_{10} 为一略小于 n_0 的常数。求解(4)式所用的数值方法与参考文献[4]中的方法类似。对远场分布, 用数值解偏微分方程的方法, 不但所用计算机时间太长, 而且误差积累也比较大。因此本文采取先用上述方法求出在非线性介质出射面上 $A(x, z_L)$ 值, 然后再用惠更斯-菲涅耳积分求出远场光束强度分布。

在两维情况下, 惠更斯-菲涅耳积分可化为

$$E(x, z) = -\frac{i}{\lambda} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x', z_L) \frac{\exp(i k_0 r)}{r} dx', \quad (5)$$

式中 $r = \sqrt{z^2 + (r' - x)^2}$, 由于计算远场, 故可忽略了倾斜因子。数值解偏微分方程时, 所取的求解区域宽度为 $-L_1 \leq x \leq L_1$ 。光束的总功率可认为是:

$$P(z') = \int_{-L_1}^{+L_1} I(x, z') dx = \int_{-L_1}^{+L_1} |E(x, z')|^2 dx, \quad (6)$$

考虑到加光阑限幅时, 可取光阑孔径半径为 B_1 , 通过光孔的功率为

$$P_L(z') = \int_{-B_1}^{+B_1} I(x, z') dx, \quad (7)$$

B_1 的大小取为在弱光时 $[P_L(z'_0)/P(z_0)] \approx 99\%$ 。取光束的初始值为高斯分布

$$\left. \begin{aligned} E(x, z) &= E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp\left\{-\frac{x^2}{w^2(z)} - i[Kz_0 - \eta(z)] - i\frac{K_0^2 x^2}{2R(z)}\right\}, \\ w^2(z) &= w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda_0 z}{\pi w_0^2 n}\right)^2\right], \quad R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2 n}{\lambda_0 z}\right)^2\right], \\ \eta(z) &= \arctan\left(\frac{\lambda_0 z}{\pi w_0^2 n}\right). \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

具体计算时取折射率 n 分布如下

$$n(x, z) = \begin{cases} n_0 + n_2 |E(x, z)|^2, & 0 \leq z \leq L \\ n_0, & \text{其他} \end{cases} \quad (9)$$

这表示在 $0 \leq z \leq L$ 区域内是非线性介质。计算所用的具体数值是 $\Delta x = 0.6 \mu\text{m}$, $\Delta z = 0.1 \mu\text{m}$, $2L_1 = 160 \mu\text{m}$, $w_0 = 10 \mu\text{m}$ (光束在 $z=0$ 处的腰宽), $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$, $n_0 = 1.5$, $n_2 = 1.4999$ 。近场计算从 $z = -5$ 到 $z = 300 \mu\text{m}$ 处, 远场计算离介质出射面 $1 \times 10^6 \mu\text{m}$ 处的强度分布。初始峰值强度取 $I_0 = |E_0 w_0 / w(z_0)|^2 = 1$, 用改变 n_2 的值反映输入光强变化, 这样求出的强度分布为 I/I_0 。

三、薄介质情况

取非线性介质的厚度 $L = 30 \mu\text{m}$, 位于 $0 \leq z \leq 30 \mu\text{m}$ 的区域, 此范围之外为 $n_0 = 1.5$ 的线性介质。

首先计算了不同输入光强下光束通过非线性介质层后, 位于其出射面上光束强度相对分布, 计算结果如图 1 所示。为了便于比较, 把不同 n_2 下的光束横向分布画在同一张图上。

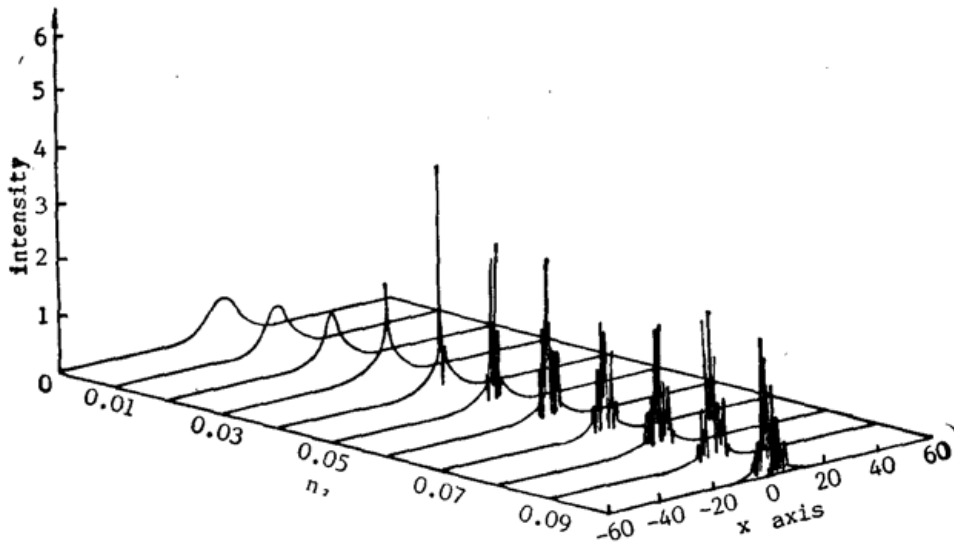


Fig. 1 Beam cross-sections on $Z=30\mu$ for different n_2 values

可以看出当 $n_2=0.03$ 时的光强分布已与初始 $n_2=0$ 的分布有明显的差异。 n_2 再增加时, 光束在自聚焦效应下, 线型完全不是高斯分布, 已分裂成丝状结构。

图 2 是几个不同 n_2 值时远场光束强度分布, 与参考文献[5]中实验结果是比较一致的, 而且强度之比也较符合。这说明非线性折射效应起主要作用, 另一方面也证明了采用的计算方法的正确性。

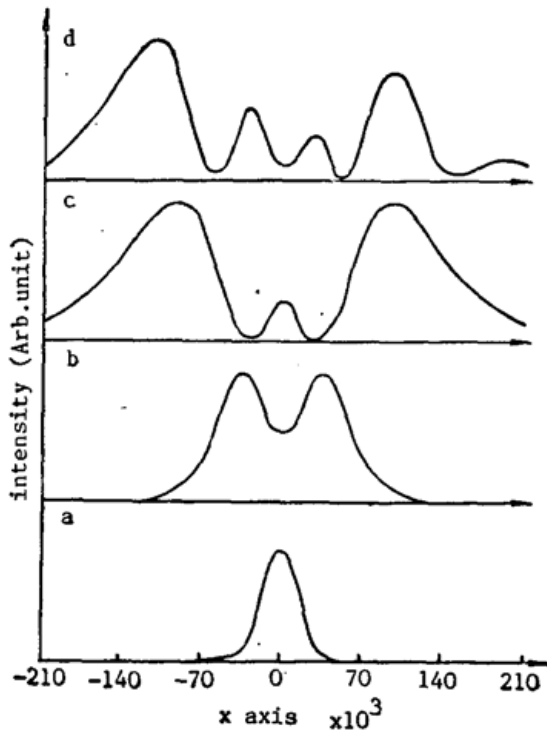


Fig. 2 Beam cross-sections at fra-field (3)

a) $n_2=0.002$, b) $n_2=0.014$ c) $n_2=0.032$, d) $n_2=0.068$

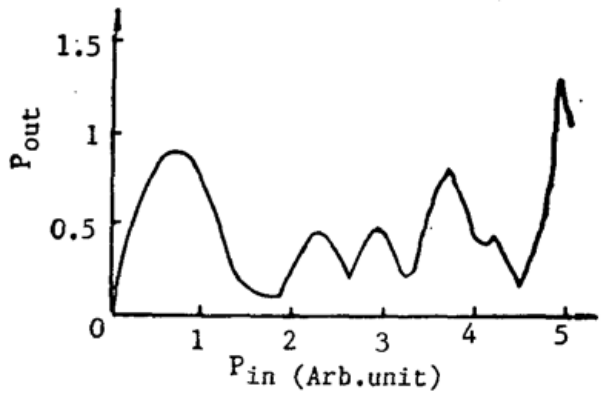


Fig. 3 Power-transfer curve for a power limiter with a far-field aperture (4)

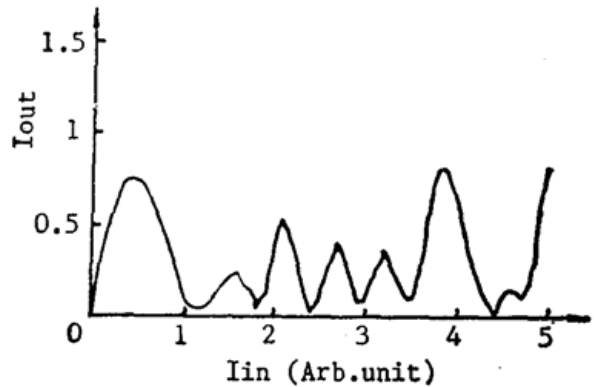


Fig. 4 Beam centro intensity vs. input intensity at far-field (5), $s=300\mu$

根据前面定义的总功率积分与通过一定光孔后的功率积分,对远场功率限幅特性所计算的结果如图3所示,图4是远场光束中心强度与输入光强的关系曲线,可以看出当输入光强增加时,通过一定孔径光阑的功率并不随入射功率成线性增加,而是在一定的限定幅度下振荡变化。

图5是在 $z=300\mu\text{m}$ 面上加孔径光阑限幅的计算结果。这表明在一定光强范围内仅非线性折射效应作用下近场同样可构成限幅器。

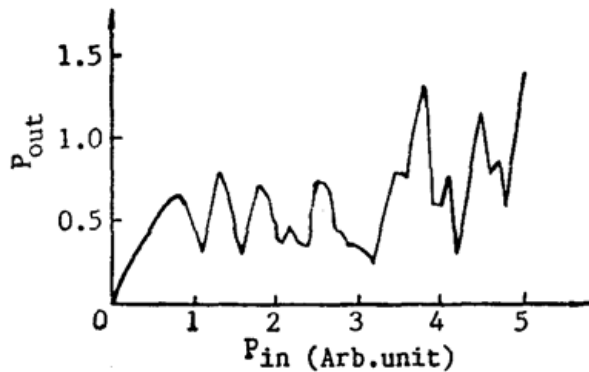


Fig. 5 Power-transfer curve for a power limiter with a near-field aperture at $z=300\mu$ (6)

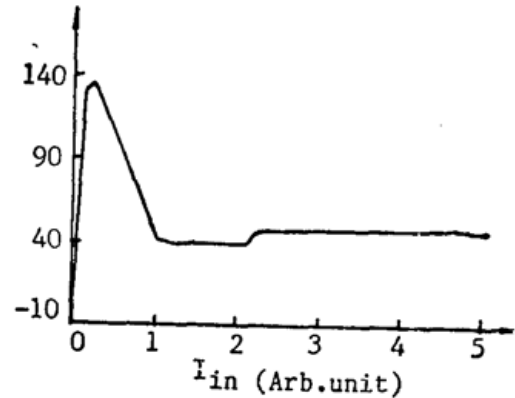


Fig. 6 Focus position vs. input intensity curve

计算中还记录下对每一 n_2 值在 $0 \leq z \leq 300\mu\text{m}$ 之内 z 轴上光强最大点所对应的 z 值,即可认为是焦点的位置。图6所示为焦点位置随输入光强增加时的变化。图中横轴为 I_m 值轴,纵轴为 z 值轴。在 $n_2=0$ (线性情况)时,焦点位于 $z=0$ 处,当光强增加时,很快发生了外自聚焦。光强较小时,焦点离介质出射面比较远。但进一步增加光强时,由于光与介质相互作用加强,光束引起的介质折射率变化较大,从而又使光束的相位与强度分布有较大的改变,使焦点移向介质出射面附近。

实际上,计算中找到的仅是 $x=0$ 轴上最大光强对应的 z 值,并没有考虑光束分裂成丝

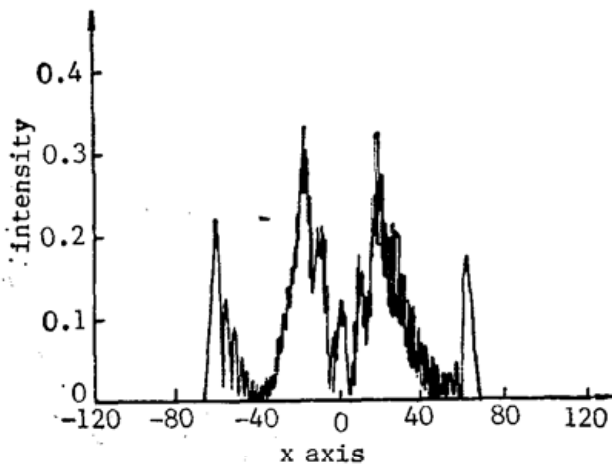


Fig. 7 Beam cross-section at $z=300\mu$ for $n_2=0.03$

状结构后多个焦点的情况。所以严格来讲图6并不完全表示焦点的轨迹,但对 $n_2 < 0.04$ 时是正确的。当 $n_2 > 0.04$ 后,初始时的单模高斯光束经过介质后分裂成多个光束, $x=0$ 轴上不再一定是一个光束的中点,焦点的位置就不太确定了。

对近场分布是用数值解偏微分方程的方法来计算的。图7是某个 n_2 时,近场光束强度分布,可见除了几个较大峰外,还具有细的条纹结构,这与自散焦实验中发现的细环结构相类似^[9]。可以理解成光束角谱发生变化后光束衍射与干涉的结果。但是这种现象在远场并不存在,这是由于积分起了平滑强度分布的作用。

但是这种现象在远场并不存在,这是由于积分起了平滑强度分布的作用。

四、讨论与结论

对薄介质与高斯光束相互作用数值分析的结果表明,只有在光强不是很大时,光束通过该介质后在其出射面上的横向分布才可以认为没有发生变化。而增加光强时,由于光束的横向分布及相位都改变较大,在远场才产生了限幅效应,其中非线性折射效应对限幅起主要作用。

计算结果还表明,在近场也可进行限幅效应的作用,焦点位置随光强变化移动的范围不是很大,外自聚焦发生在离介质出射面不远的位置,这样结构对制造紧凑结构型限幅器件提供了可行性。在高光强时,焦点位置回移,对放在适当距离上的光敏器件不会产生大的影响。

在前面的计算中,对折射率变化没有加任何限制,实际中折射率变化有饱和现象。为研究折射率饱和对限幅的影响,采取折射率截止模型作了计算。取

$$n_{\max} = n_0 + n_2 |E|^2 = 1.54, \quad (10)$$

这表示 n 变化到大于 1.54 后就截止成 1.54, 其计算远场限幅器输出特性如图 8 所示。可以看出只在一定光强范围内有限幅作用,而折射率饱和后,输入输出功率的关系基本是线性的。这是由于折射率饱和以后,再增加光强时折射率不再变化,所以在介质出射面上光束的线型及相位都不再改变,或是改变极小,这自然使近场与远场光束横向分布基本保持不再变化。由此可知只有在折射率饱和水平之下,非线性折射才能产生限幅效应。

最后要说明的是,非线性吸收可对限幅产生贡献,而线性吸收并不对上述计算结果有本质的影响。但是从光束中心强度变化来看(图 4),光束横向分布变化较大,这对要求光束横向质量的限幅应用是不利的。

作者对同事们在计算工作上的协助表示感谢。

参 考 文 献

- [1] J. E. Bjorkholm *et al.*; *Opt. Lett.*, 1981, **6**, No. 7 (Jul), 345~347.
- [2] J. A. Hermann; *J. O. S. A.*, (B), 1984, **1**, No. 5 (Oct), 729~736.
- [3] S. A. Akhmanov *et al.*; *«Laser Handbook II»*, (North-Holland, Amsterdam, 1972 1152~1228.)
- [4] D. Marcuse; *Appl. Opt.*, 1980, **19**, No. 18 (Sep), 3130~3139.
- [5] D. A. B. Miller *et al.*; *Opt. Commun.*, 1978, **27**, No. 1 (Oct), 133~136.
- [6] 李淳飞等; *«光学学报»*, 1986, **6**, No. 10 (Oct), 865~893.

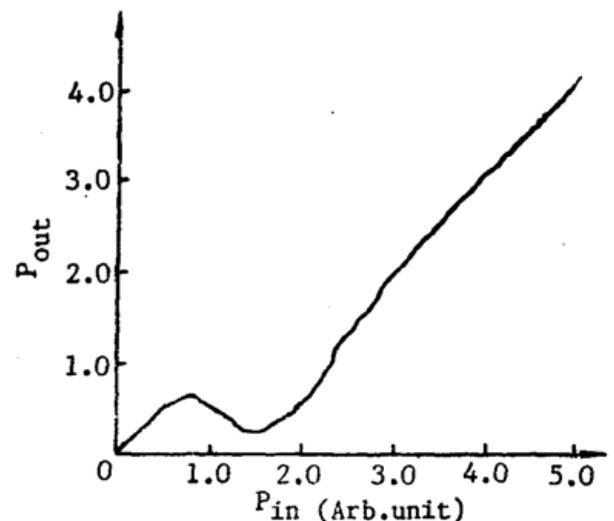


Fig. 8 Power-transfer curve for a power limiter with a far-field aperture and clipped refractive index $n_{\max} = 1.54$

Gaussian beam propagation with nonlinear medium limiter

GUO PING

(Analytical & Testing Center, Beijing Normal University)

SUN YINGUAN

(Department of Physics, Beijing Normal University)

(Received 15 January 1990; revised 13 April 1990)

Abstract

In this paper, a numerical analysis is presented for a laser beam refraction by a bounded nonlinear medium and diffraction during the beam's subsequent free-space propagation using two-dimension Gaussian input profile. The beam's steady-state transverse-field profiles in the near and far-field and power-transfer curves for passing through an aperture are studied. The results show that when beam passes through a nonlinear medium, not only beam's phase, but also its profile are undergoing change. When these two factors are taken into consideration, only under the nonlinear refractions effect the power-limiting phenomenon can be observed. In addition, if beam's intensity is below some level, limiting action effect is also existed in near-field.

Key words: nonlinear medium limiter; numerical analysis; Gaussian beam.