

高斯光束非线性“热像”效应研究*

王友文¹⁾²⁾ 胡勇华¹⁾ 文双春^{1)†} 游开明¹⁾²⁾ 傅喜泉¹⁾

1) 湖南大学计算机与通信学院, 长沙 410082)

2) 衡阳师范学院物理与电子信息科学系, 衡阳 421008)

(2006 年 12 月 29 日收到, 2007 年 2 月 7 日收到修改稿)

高功率激光系统中非线性“热像”强度可能达到光学元件损伤阈值, 从而对系统的安全运行造成威胁. 以往的非线性“热像”现象研究都是基于无限大平面光波背景, 但实际系统中传输的是有限束宽光束. 本文以高斯光束为例, 基于无像差自聚焦理论分析了有限束宽光束的“热像”形成规律. 结果表明, 高斯光束“热像”的强度与位置在光束腰斑较小时与平面光波情况有明显不同, 但光束腰斑较衍射物大得多时, 高斯光束可以近似当作平面光波处理.

关键词: 非线性热像, 高功率激光, 高斯光束, 小尺度自聚焦

PACC: 4265J

1. 引 言

在高功率激光系统中, 光学元件上的污点或缺陷等衍射物 (Obscurations) 引起的衍射光与主光束在下游非线性光学元件中相互作用, 由于非线性光学元件的折射率依赖于光强, 主光束中一部分光被折射, 并在非线性元件的下游形成衍射物的互补像, 称为“热像”^[1-4]. 这种非线性“热像”强度可能达到光学元件损伤阈值, 从而对系统的安全运行造成威胁, 并阻碍激光驱动器负载的提高. 从本质上来说, 非线性“热像”的形成是小尺度自聚焦的一种特殊形式^[5-8]. 1993 年 Hunt 等人把小尺度自聚焦的 B-T 理论用于“热像”效应的形成机理分析, 得到“热像”位置及强度与 B 积分的关系^[1], 此后又被美国利弗莫尔国家实验室的 Williams 等人从实验和数值模拟上得以验证^[2-4]. 最近, 我国九院聚变中心研究人员基于介质存在小信号增益和损耗时的小尺度自聚焦理论^[9], 研究了非线性“热像”的位置及强度和输入光强、B 积分等的关系^[10,11]. 文献 [12] 研究了一定厚度介质的非线性“热像”位置及强度随衍射物调制系数等的变化关系. 所有这些研究均考虑入射光为平面光波情况. 平面光波对应于光束宽度无限大, 而实际激光系统中传输的是有限宽度的光束, 常为高斯或超高斯光束. 所以, 研究有限束宽光束的“热像”理论

对实际的高功率激光系统具有重要意义. 本文理论分析高斯光束非线性“热像”形成规律, 推导出“热像”位置及“热像”强度与衍射物振幅透过率、主光束参数以及 B 积分之间满足的解析关系, 并与数值模拟结果进行了比对.

2. 高斯光束“热像”形成理论分析

如图 1 所示, 在厚度为 d 的非线性介质前 d_1 处 $X_0 O_0 Y_0$ 平面上有一衍射物, 观察屏平面 $X_3 O_3 Y_3$ 位于非线性介质右表面后 d_2 距离处. 设衍射物复振幅透过率函数为 $T_0(x, y)$, 其互补屏的复振幅透过率函数为 $\pi(x, y)$. 根据巴比涅原理, 可知

$$T_0(x, y) = 1 - \pi(x, y) = \begin{cases} \tau e^{i\theta} & \text{衍射物区域} \\ 1 & \text{其他} \end{cases} \quad (1)$$

其中 τ, θ 分别为衍射物引入的振幅调制与位相调制, 且 $0 \leq \tau \leq 1, 0 \leq \theta \leq 2\pi$.

光束从衍射物平面传播到观察屏可分为三段, 首先是从衍射物平面到非线性介质左表面的自由空间传输, 接着为在非线性介质中的传输, 最后为从非线性介质右表面到观察屏的自由空间传输.

设有自左向右传播的频率为 ω_0 单色高斯光束 $E_0 = A_0 \exp[-(x^2 + y^2)/w_0^2]$ 入射到衍射物, 其中 A_0

* 国家自然科学基金委员会与中国工程物理研究院联合基金(批准号: 10576012), 国家自然科学基金(批准号: 60538010, 10674045), 国家高新技术研究发展计划(863 计划)惯性约束聚变领域资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: scwen@vip.sina.com

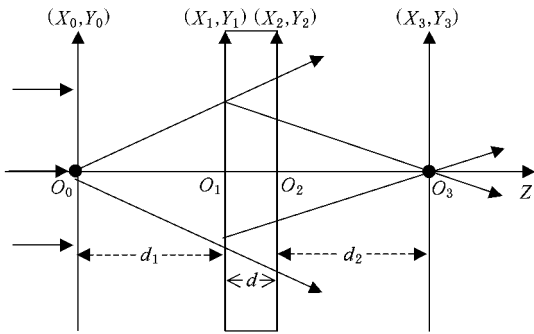


图 1 “热像”形成原理图

为振幅, w_0 为高斯光束腰斑半径, 故可知在 $z=0$ 的 $X_0 O_0 Y_0$ 平面出射光场为

$$E_0(x_0, y_0, 0) = [1 - T(x_0, y_0)]E_0 \\ = E_1(x_0, y_0, 0) + E_2(x_0, y_0, 0), \quad (2)$$

其中 $E_1(x_0, y_0, 0) = E_0$, $E_2(x_0, y_0, 0) = -T(x_0, y_0)E_0$. 光场从 $X_0 O_0 Y_0$ 平面线性传输到 $X_1 O_1 Y_1$ 平面, 可看成主光场 $E_1(x_0, y_0, 0)$ 与衍射光场 $E_2(x_0, y_0, 0)$ 各自传输, 下面依次处理. 对于主光场高斯光束, 易得

$$E_1(x_1, y_1, d_1) = \frac{w_0 A_0 \exp(ikd_1)}{w} \exp\left[-\frac{(x_1^2 + y_1^2)}{w^2}\right] \\ \times \exp\left[i\vartheta + \frac{ik(x_1^2 + y_1^2)}{2R}\right], \quad (3)$$

其中

$$w = w_0 \left[1 + \left(\frac{d_1}{z_R}\right)^2\right]^{1/2}, \\ z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, \\ R = d_1 + \frac{z_R^2}{d_1}, \\ \vartheta = \arctan\left(\frac{d_1}{z_R}\right), \quad (4)$$

其中 $\lambda = 2\pi c/\omega_0$ 为入射光波长, c 为真空中光速, w 为高斯光束在距离 d_1 处的光斑半径, z_R 为瑞利长度, R 为等相面的曲率半径, ϑ 为相位因子. 对于衍射场, 有

$$E_2(x_1, y_1, d_1) = \frac{A_0 \exp(ikd_1)}{(i\lambda d_1)} \iint_{-\infty}^{\infty} T(x_0, y_0) \\ \times \exp[-(x_0^2 + y_0^2)w_0^2] \\ \times \exp\left\{\frac{ik}{2d_1}[(x_0 - x_1)^2 + (y_0 - y_1)^2]\right\} \\ \times dx_0 dy_0, \quad (5)$$

设距离 d_1 满足远场条件 $k(x_0^2 + y_0^2)d_1 \ll 1$, 则

(5) 式演变为夫琅禾费衍射积分

$$E_2(x_1, y_1, d_1) \approx \frac{A_0 \exp(ikd_1) \exp[-ik(x_1^2 + y_1^2)2d_1]}{(i\lambda d_1)} \\ \times \iint_{-\infty}^{\infty} T(x_0, y_0) \exp[-(x_0^2 + y_0^2)w_0^2] \\ \times \exp\left[-\frac{ik}{d_1}(x_0 x_1 + y_0 y_1)\right] \\ \times dx_0 dy_0, \quad (6)$$

接着主光场与衍射场一起进入非线性介质. 在非线性介质中, 总光场的包络 $A(x, y, z)$ 在非线性 Kerr 介质中的演化满足如下方程:

$$\partial_z A = \frac{i}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 A + ik_0 \frac{n_2}{2n_0} |A|^2 A, \quad (7)$$

其中 ∇_{\perp}^2 是横向 Laplace 算符, 电场 A 已分离了光频快变部分 $\exp[ik_0 z - i\omega_0 t]$, 并做了行波坐标变换, n_0 为介质的线性折射率, n_2 是介质的非线性折射系数, $k_0 = n_0 \omega_0 / c$, 上式右边各项分别表示横向衍射, Kerr 非线性效应. 在光学薄近似情况下^[11],

$$A \approx A_{in} \exp\left(ik_0 \frac{n_2}{2n_0} |A_{in}|^2 d\right), \quad (8)$$

其中 A 表示出射光场振幅包络, A_{in} 为入射光场振幅包络. 可知, 非线性介质相当于给入射光场复振幅引入相位因子 $\exp\left(ik_0 \frac{n_2}{2n_0} |A_{in}|^2 d\right)$. 对于 $E_2(x_1, y_1, d_1) \ll E_1(x_1, y_1, d_1)$, 介质出射场 $E(x_2, y_2, z_2)$ ($z_2 = d_1 + d$) 为

$$E(x_2, y_2, z_2) \approx E_1(x_1, y_1, d_1) \\ \times \exp\left(ik_0 \frac{n_2}{2n_0} |A_{in}|^2 d\right), \quad (9)$$

而

$$|A_{in}|^2 = |E_1(x_1, y_1, d_1) + E_2(x_1, y_1, d_1)|^2 \\ = |E_1(x_1, y_1, d_1)|^2 \\ + E_1(x_1, y_1, d_1)E_2^*(x_1, y_1, d_1) \\ + E_1^*(x_1, y_1, d_1)E_2(x_1, y_1, d_1) \\ + |E_2(x_1, y_1, d_1)|^2, \quad (10)$$

其中 $*$ 表示取共轭, 用 E , E_1 及 E_2 分别表示 $E(x_2, y_2, z_2)$, $E_1(x_1, y_1, d_1)$ 及 $E_2(x_1, y_1, d_1)$, 有

$$E \approx E_1 \exp\left[ik_0 \frac{n_2 |E_1|^2 d}{2n_0}\right] \\ \times \left(1 + \frac{E_1 E_2^* + E_1^* E_2 + |E_2|^2}{|E_1|^2}\right). \quad (11)$$

实际系统中, 衍射场远小于主光场, 所以可假设 $|E_2|$

$E_1 | \ll 1$, 从而忽略 $|E_2/E_1|^2$. 此外, 设 $B = kn_2 A_0^2 d / 2n_0$, 由于实际系统中 $B < 2$, 则 $|BE_2/E_1| \ll 1$ 成立, 故有

$$\begin{aligned} E &\approx E_1 \exp \left[iB \left(\frac{w_0}{w} \right)^2 \exp \left[\frac{-\mathcal{X}(x_1^2 + y_1^2)}{w^2} \right] \right. \\ &\quad \left. \times \left(1 + \frac{E_1 E_2^* + E_1^* E_2}{|E_1|^2} \right) \right] \\ &\approx E_1 \exp \left\{ iB \left(\frac{w_0}{w} \right)^2 \exp \left[\frac{-\mathcal{X}(x_1^2 + y_1^2)}{w^2} \right] \right\} \\ &\quad \times \left\{ 1 + iB \left(\frac{w_0}{w} \right)^2 \exp \left[\frac{-\mathcal{X}(x_1^2 + y_1^2)}{w^2} \right] \right. \\ &\quad \left. \times \frac{E_1 E_2^* + E_1^* E_2}{|E_1|^2} \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

光场出射后, 再经过一段自由空间传输到达观察平面. 观察平面的光场可按第一段方法处理. 类似于第一段的自由空间传输, 观察平面的光场 $E(x_3, y_3, z_3)$ ($z_3 = d_1 + d + d_2$) 为

$$\begin{aligned} E(x_3, y_3, z_3) &= \frac{\exp(ikd_2)}{(i\lambda d_2)} \iint_{\infty} E_1 \exp \left\{ iB \left(\frac{w_0}{w} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. \times \exp \left[\frac{-\mathcal{X}(x_1^2 + y_1^2)}{w^2} \right] \right\} \\ &\quad \times \exp \left\{ \frac{ik}{2d_2} [(x_2 - x_3)^2 + (y_2 - y_3)^2] \right\} \\ &\quad \times dx_2 dy_2 \\ &\quad + \frac{iB \left(\frac{w_0}{w} \right)^2 \exp(ikd_2)}{(i\lambda d_2)} \iint_{\infty} E_2(x_1, y_1, d_1) \\ &\quad \times \exp \left\{ iB \left(\frac{w_0}{w} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. \times \exp \left[\frac{-\mathcal{X}(x_1^2 + y_1^2)}{w^2} \right] \right\} \\ &\quad \times \exp \left[\frac{-\mathcal{X}(x_1^2 + y_1^2)}{w^2} \right] \\ &\quad \times \exp \left[\frac{-\mathcal{X}(x_1^2 + y_1^2)}{w^2} \right] \\ &\quad \times \exp \left\{ \frac{ik}{2d_2} [(x_2 - x_3)^2 + (y_2 - y_3)^2] \right\} \\ &\quad \times dx_2 dy_2 \\ &\quad + \frac{iB \left(\frac{w_0}{w} \right)^2 \exp(ikd_2)}{(i\lambda d_2)} \iint_{\infty} \exp \left\{ iB \left(\frac{w_0}{w} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. \times \exp \left[\frac{-\mathcal{X}(x_1^2 + y_1^2)}{w^2} \right] \right\} \\ &\quad \times \exp \left[\frac{-\mathcal{X}(x_1^2 + y_1^2)}{w^2} \right] \\ &\quad \times \exp \left[\frac{-\mathcal{X}(x_1^2 + y_1^2)}{w^2} \right] \\ &\quad \times \exp \left[2i\vartheta \frac{ik(x_1^2 + y_1^2)}{R} + 2id_1 \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &\times E_2^*(x_1, y_1, d_1) \\ &\times \exp \left\{ \frac{ik}{2d_2} [(x_2 - x_3)^2 + (y_2 - y_3)^2] \right\} \\ &\times dx_2 dy_2 \end{aligned} \quad (13)$$

由(13)式可知, 观察屏上的光场由三部分组成: 第一部分为主光场, 第二部分为衍射物互补场的继续衍射场, 第三部分为由衍射场与主光场相互作用引发的共轭波, 即可导致“热像”形成的衍射物互补场的共轭场. (13)式中 $B \left(\frac{w_0}{w} \right)^2 \exp \left[-\mathcal{X} \frac{(x_1^2 + y_1^2)}{w^2} \right]$ 可以看成是无扰动时高斯光束在非线性介质中引入的相移, 根据 Yariv 无像差自聚焦理论^[13]有

$$\begin{aligned} &B \left(\frac{w_0}{w} \right)^2 \exp \left[\frac{-\mathcal{X}(x_1^2 + y_1^2)}{w^2} \right] \\ &\approx B \left(\frac{w_0}{w} \right)^2 \left[1 - \frac{\mathcal{X}(x_1^2 + y_1^2)}{w^2} \right], \end{aligned} \quad (14)$$

代入, 可得主光场为

$$\begin{aligned} &\frac{\pi w_0 w A_0 \exp[ik(d_1 + d_2)] \exp[iB(w_0/w)^2] \exp[i\vartheta]}{(i\lambda d_2) [1 - i\eta w^2]} \\ &\times \exp \left\{ \left[\frac{ik}{2d_2} - \frac{\eta w^2}{i + \eta w^2} \left(\frac{k}{2w\eta d_2} \right)^2 \right] (x_3^2 + y_3^2) \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

式中 $\eta = [k\kappa(2R) + k(2d_2) - 2B(w_0/w)^2]$.

对于衍射物互补场的继续衍射场

$$\begin{aligned} &\frac{iB(w_0/w)^2 \exp(ikd_2) \exp[iB(w_0/w)^2]}{i\lambda d_2} \\ &\times \iint_{\infty} E_2(x_1, y_1, d_1) \exp \left\{ -2iB \left(\frac{w_0}{w} \right)^2 (x_2^2 + y_2^2) \right\} \\ &\times \exp \left[\frac{-\mathcal{X}(x_2^2 + y_2^2)}{w^2} \right] \\ &\times \exp \left\{ \frac{ik}{2d_2} [(x_2 - x_3)^2 + (y_2 - y_3)^2] \right\} \\ &\times dx_2 dy_2, \end{aligned} \quad (16)$$

为衍射场进一步减弱后经很小的(相当于焦距很长的会聚透镜作用)会聚, 继续衍射, 光强相对较小, 忽略. 对于共轭场, 则有

$$\begin{aligned} &\frac{iB(w_0/w)^2 \exp(ikd_2) \exp[iB(w_0/w)^2]}{i\lambda d_2} \\ &\times \iint_{\infty} E_2^*(x_1, y_1, d_1) \exp \left[-2iB(w_0/w)^2 (x_2^2 + y_2^2) \right] \\ &\times \exp \left[\frac{-\mathcal{X}(x_2^2 + y_2^2)}{w^2} \right] \\ &\times \exp \left[2i\vartheta + \frac{ik(x_2^2 + y_2^2)}{R} + 2id_1 \right] \\ &\times \exp \left\{ \frac{ik}{2d_2} [(x_2 - x_3)^2 + (y_2 - y_3)^2] \right\} \end{aligned}$$

$$\times dx_2 dy_2. \quad (17)$$

将 $E_2(x_1, y_1, d_1)$ 代入(17)式,有

$$\frac{iB(w_0/w)^2 \exp[ikd_2] \exp[iB(w_0/w)^2] \exp[2i\vartheta]}{(i\lambda d_2)} \\ \times \frac{A_0 \exp[ikd_1]}{(-i\lambda d_1)} \iint_{-\infty}^{\infty} \mathcal{T}(x_0, y_0) \exp[-(x_0^2 + y_0^2)w_0^2] \\ \times \exp\left[\frac{ik}{2d_2}(x_3^2 + y_3^2)\right] \iint_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-i\left[\frac{k(d_2 - d_1)}{2d_1 d_2}\right]\right.$$

$$\left. + 2B(w_0/w)^2 - \frac{k}{R} - \frac{2i}{w^2}\right](x_2^2 + y_2^2)\} \\ \times \exp\left\{i\left[x_2\left(\frac{kx_0}{d_1} - \frac{kx_3}{d_2}\right) + y_2\left(\frac{kx_0}{d_1} - \frac{ky_3}{d_2}\right)\right]\right\} \\ \times dx_2 dy_2 dx_0 dy_0, \quad (18)$$

第二个积分可积出为

$$\frac{\pi w^2/2}{1 + i\frac{w^2}{2}\left[\frac{k(d_2 - d_1)}{2d_1 d_2} + 2B(w_0/w)^2 - \frac{k}{R}\right]} \exp\left\{-\frac{k^2 w^2/8d_1^2[(x_0 - d_1 x_3/d_2)^2 + (y_0 - d_1 y_3/d_2)^2]}{1 + i\frac{w^2}{2}\left[\frac{k(d_2 - d_1)}{2d_1 d_2} + 2B(w_0/w)^2 - \frac{k}{R}\right]}\right\} \quad (19)$$

这即为系统的点扩散函数或脉冲响应函数,因为不是 δ 函数,故不能理想成像,如同成像系统受光阑限制的情况,这是由高斯光束有限束宽的性质决定,(18)式可写为

$$\frac{i\pi 4d_1^2 A_0 B(w_0/w)^2 \exp[ik(d_2 + d_1)] \exp[iB(w_0/w)^2] \exp[2i\vartheta] \exp[ik(x_3^2 + y_3^2)2d_2]}{(i\lambda d_2)(-i\lambda d_1)k^2} \\ \times \left\{ \mathcal{T}(x_0, y_0) \exp[-(x_0^2 + y_0^2)w_0^2] \exp[-ik(x_0^2 + y_0^2)2d_1] \right\} \\ \otimes \frac{k^2 w^2/8d_1^2}{1 + i\frac{w^2}{2}\left[\frac{k(d_2 - d_1)}{2d_1 d_2} + 2B(w_0/w)^2 - \frac{k}{R}\right]} \exp\left\{-\frac{(k^2 w^2/8d_1^2)(x_0^2 + y_0^2)}{1 + i\frac{w^2}{2}\left[\frac{k(d_2 - d_1)}{2d_1 d_2} + 2B(w_0/w)^2 - \frac{k}{R}\right]}\right\} \quad (20)$$

其中 \otimes 表示卷积运算符, $x_0 = d_1 x_3/d_2$, $y_0 = d_1 y_3/d_2$. 由于卷积运算符后面部分分母中有1的存在,在 d_2 变化到使 $k(d_2 - d_1)(2d_1 d_2) + 2B(w_0/w)^2 - k/R \rightarrow 0$ 时不能变换为 δ 函数,这是由高斯光束区别球面光波可会聚到点的性质决定的,但对比可知,最清晰成像是尽量接近 δ 函数情形,即 $1/d_1 - 1/d_2 + 2Bw_0^2/kw^4 = 1/R$,卷积运算符后的部分达到最小面积,幅度最高,且无相位畸变,可形成近似“热像”,上式共轭波场为

$$\frac{i\pi A_0 B(w_0)^2 \exp[ik(d_2 + d_1)] \exp[iB(w_0/w)^2] \exp[2i\vartheta] \exp[ik(x_3^2 + y_3^2)2d_2]}{2(\lambda d_2)(\lambda d_1)} \\ \times \iint_{-\infty}^{\infty} \mathcal{T}(x_0, y_0) \exp[-(x_0^2 + y_0^2)w_0^2] \exp\left\{-\frac{(x_0 - d_1 x_3/d_2)^2 + (y_0 - d_1 y_3/d_2)^2}{2w_0^2 d_1^2 (d_1^2 + z_R^2)}\right\} dx_0 dy_0. \quad (21)$$

3. 讨 论

3.1. “热像”的位置

由 $k(d_2 - d_1)(2d_1 d_2) + 2B(w_0/w)^2 - k/R \rightarrow 0$ 时产生“热像”,可得高斯光束“热像”位置为

$$d_2 = d_1 \left[1 - d_1 (1/R - 2Bw_0^2/kw^4) \right], \quad (22)$$

(22)式的意义很明显,若 $2Bw_0^2/kw^4 < 1/R$,即非线性介质引入的会聚小于光束传输到非线性介质时产生的发散效应,则“热像”在对称位置之后,若 $2Bw_0^2/kw^4 = 1/R$,即非线性介质引入的会聚刚好等于光束

传输到非线性介质时产生的发散效应,则“热像”在对称位置,若 $2Bw_0^2/kw^4 > 1/R$,即非线性介质引入的会聚超过光束传输到非线性介质时产生的发散,则“热像”在对称位置之前.

将(4)式代入(22)式可得

$$d_2 = d_1 / \{ 1 + d_1 [(Bz_R - d_1)z_R^2 - d_1^3] / [z_R^2 + d_1^2] \}, \quad (23)$$

可见高斯光束“热像”位置由衍射物到非线性介质距离、中心光强对应的B积分及光束的瑞利长度决定.若 $(Bz_R - d_1)z_R^2 > d_1^3$,则“热像”在对称位置之前,若 $(Bz_R - d_1)z_R^2 = d_1^3$,则“热像”在对称位置,若 $(Bz_R - d_1)z_R^2 < d_1^3$,则“热像”在对称位置之后.

3.2. “热像”的强度

通常由于衍射物远小于光束腰斑,在衍射物范

围内 $\exp[-(x_0^2 + y_0^2)/w_0^2]$ 可看成常数,考虑最坏情况,设衍射物在 Gaussian 光束中心,可得(21)式近似为

$$\frac{i\pi A_0 B (w_0)^2 \exp[ik(d_2 + d_1)] \exp[iB(w_0/w)^2] \exp[2i\vartheta] \exp[ik(x_3^2 + y_3^2)/2d_2]}{\lambda d_2 (\lambda d_1)} \times \iint_{-\infty}^{\infty} \mathcal{T}(x_0, y_0) \exp\left\{-\frac{(x_0 - d_1 x_3/d_2)^2 + (y_0 - d_1 y_3/d_2)^2}{2w_0^2 d_1^2 (d_1^2 + z_R^2)}\right\} dx_0 dy_0. \quad (24)$$

最后“热像”光强由共轭波与主光束相干叠加得到.假设衍射物是半径为 a 的圆形,则可以看出轴上“热像”振幅最大,故考虑观察屏上轴上光场(24)式变为

$$\frac{i\pi A_0 B (w_0)^2 \exp[ik(d_2 + d_1)] \exp[iB(w_0/w)^2] \exp[2i\vartheta] \exp[ik(x_3^2 + y_3^2)/2d_2]}{\lambda d_2 (\lambda d_1)} \times \iint_{-\infty}^{\infty} \mathcal{T}(x_0, y_0) \exp\left\{-\frac{x_0^2 + y_0^2}{2w_0^2 d_1^2 (d_1^2 + z_R^2)}\right\} dx_0 dy_0. \\ = iA_0 B \frac{d_1}{d_2} \frac{z_R^2}{(d_1^2 + z_R^2)} \exp[ik(d_2 + d_1)] \exp[iB(w_0/w)^2] [1 - \tau \exp(i\vartheta)] \exp(2i\vartheta) \\ \times \left[1 - \exp\left(-\frac{a^2}{2w_0^2 d_1^2 (d_1^2 + z_R^2)}\right)\right], \quad (25)$$

最后可得“热像”相对光强为

$$I = \left| \frac{\pi w_0 w}{(i\lambda d_2) (1 - i\eta w^2)} + iB \frac{d_1}{d_2} \frac{z_R^2}{(d_1^2 + z_R^2)} [1 - \tau \exp(i\vartheta)] \exp(i\vartheta) \left[1 - \exp\left(-\frac{a^2}{2w_0^2 d_1^2 (d_1^2 + z_R^2)}\right)\right] \right|^2. \quad (26)$$

对于平面波,有 $w = w_0 \rightarrow \infty, z_R \rightarrow \infty$,易知“热像”出现在 $d_2 \approx d_1$ 的对称位置,且强度为 $I \approx A_0^2(1 + B^2)$,这与文献[1,10]中的结果一致.

大时,“热像”趋于对称位置.这可解释为,当光束腰斑较小时,高斯光束整体自聚焦加剧了光束小尺度自聚焦,从而使“热像”在光束传输较短距离即可形成,而当光束腰斑较大时,近似为平面光束情况,“热像”趋于对称的共轭位置.

4. 数值模拟

为了验证上述理论分析结果,我们基于分步傅里叶算法,对高斯光束“热像”形成过程进行了模拟.模拟参数为:光束波长为 1053 nm,介质厚度 $d = 4$ cm,非线性系数 2.7×10^{-7} cm²/GW,衍射物直径为 175 μm,并设衍射物振幅透过率 $\tau = 0$.

图 2 为 $B = 2.0$ rad, $w_0 = 18$ mm,对应 $Z_R = 241.7$ m 时,“热像”位置随 d_1 变化图,可以看出,在光束瑞利长度 Z_R 远大于 d_1 情况下,“热像”出现在衍射物关于非线性介质对称的共轭位置处.图 3 为衍射物距非线性介质 $d_1 = 1.0$ m, $B = 2.0$ rad 时,像距随 Z_R 的变化图,可见当光束瑞利长度 Z_R 较小,对应的入射光束腰斑较小时,“热像”离开共轭位置向非线性介质方向移动,当 Z_R 较大,即光束腰斑较

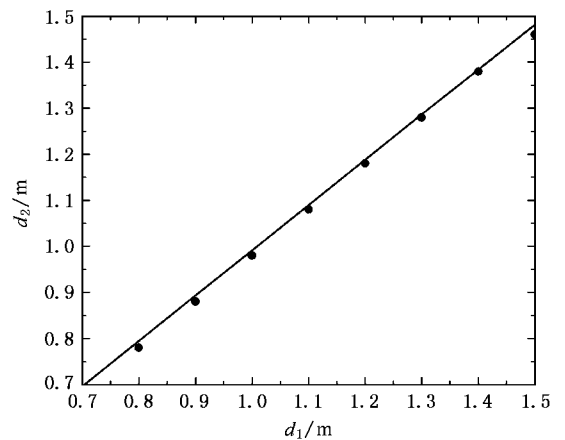


图 2 “热像”像距 d_2 随物距 d_1 变化曲线 $B = 2.0$ rad, $w_0 = 0.018$ m, $Z_R = 241.7$ m, —为理论结果,●为模拟结果

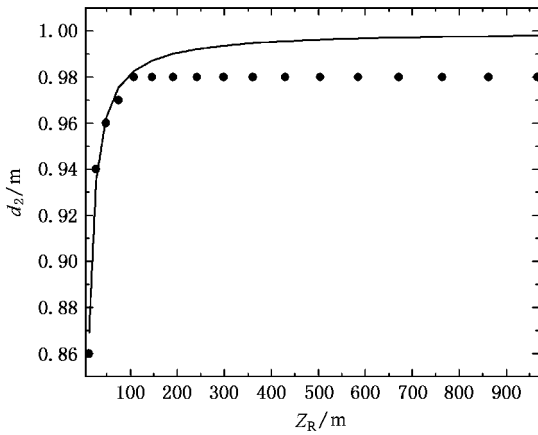


图3 “热像”像距 d_2 随瑞利长度 Z_R 的变化曲线 $B = 2.0 \text{ rad}$, $d_1 = 1.0 \text{ m}$, —为理论结果, ●为模拟结果

图4为衍射物距非线性介质 $d_1 = 1.0 \text{ m}$, $B = 2.0 \text{ rad}$ 时“热像”强度随 Z_R 或高斯光束腰斑大小 w_0 变化图,从图中可以看出,理论与模拟结果大体相符,差别可能是由光学薄近似与无像差自聚焦近似引入的.随着高斯光束瑞利长度的增加,即光束腰斑的增大,“热像”强度增大,最后“热像”强度趋于一定值,这可以解释为:在高斯光束峰值一定的情况下,当高斯光束腰斑较小时,衍射场作为弱的调制,与高斯光束中心部分重合的部分得到较大的增长,而其余部分因背景光场较弱,非线性增长较小,对应的“热像”光强较小,当高斯光束束宽增加时,能得到较大非线性增长的调制增多,“热像”强度变大,但当光束宽度大到一定程度后,调制能增加的非线性增长越来越小,极限增长为入射光振幅等于高斯光峰值无限大平面波时的增长,即达一定值,同时也说

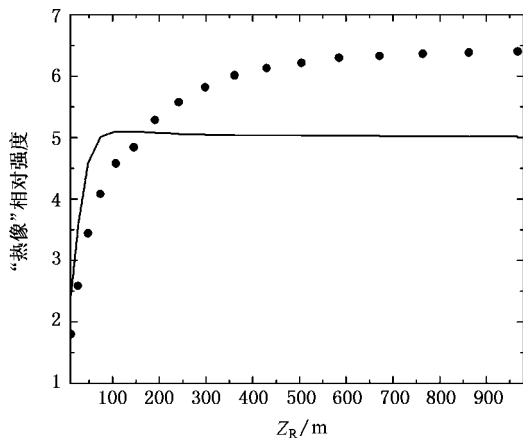


图4 “热像”相对强度随瑞利长度 Z_R 的变化曲线 $B = 2.0 \text{ rad}$, $d_1 = 1.0 \text{ m}$, —为理论结果, ●为模拟结果

明,在功率较大高斯光束情况下,小尺度自聚焦先于光束整体自聚焦发生.图5为衍射物距非线性介质 $d_1 = 1.0 \text{ m}$, $w_0 = 18 \text{ mm}$, 对应瑞利长度 $Z_R = 241.7 \text{ m}$ 时,“热像”强度随 B 积分的变化图,理论结果与数值模拟结果符合较好,从图中可以看出,随着 B 积分的增加,即入射高斯光束峰值功率的增加,非线性“热像”光强增强,这是由于随着 B 积分增大,衍射物引入的调制获得的增长变大.

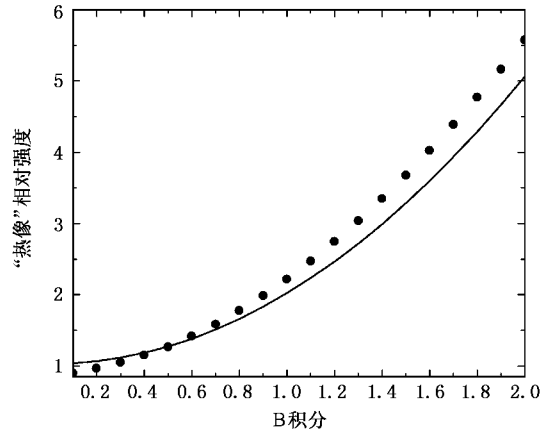


图5 “热像”相对强度随 B 积分变化曲线 $d_1 = 1.0 \text{ m}$, $w_0 = 0.018 \text{ m}$, $Z_R = 241.7 \text{ m}$, —为理论结果, ●为模拟结果

5. 结 论

从惠更斯-菲涅耳衍射积分公式及非线性 Schrödinger 方程出发,在远场近似与介质光学薄近似下,运用无像差自聚焦理论,分析了高斯光束非线性“热像”形成规律,得到了“热像”位置及强度与衍射物振幅透过率、主光束参数以及 B 积分满足的解析关系,并与数值模拟结果进行了比对,理论结果与数值模拟结果吻合很好.当光束瑞利长度较小,对应入射光束腰斑较小时,“热像”偏离共轭位置,靠近非线性介质;当瑞利长度 Z_R 较大,即光束腰斑较大时,“热像”趋于对称位置.随着高斯光束瑞利长度的增加,即光束腰斑的增大,“热像”强度增大,最后“热像”强度趋于一定值,而随着 B 积分的增加,即入射高斯光束峰值功率的增加,非线性“热像”光强增强,这是由于随着 B 积分增大,衍射物引入的调制获得的增长变大所致.总之,高斯光束“热像”的强度与位置在光束腰斑较小时与平面光波情况有明显不同,但光束腰斑较衍射物大得多时,高斯光束可以近似当作平面光波处理.

- [1] Hunt J T , Manes K R , Renard P A 1993 *Appl. Opt.* **32** 5973
- [2] Willams W H , Manes K R , Hunt J T , Renard P A , Milam D , Eimerl D 1996 *ICF Quart. Rep.* **6** 7
- [3] Widmayer C C , Milam D , deSzoek S P 1997 *Appl. Opt.* **36** 9342
- [4] Widmayer C C , Nickels M R , Milam D 1998 *Appl. Opt.* **37** 4801
- [5] Bespalov V I , Talanov V I 1966 *JETP Lett.* **3** 307
- [6] Wen S C , Fan D Y 2001 *Chin. Phys.* **10** 1032
- [7] Wen S C , Qian L J , Fan D Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1640 (in Chinese) [文双春、钱列加、范滇元 2003 物理学报 **52** 1640]
- [8] Yi X N , Hu W , Luo H L , Zhu J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 749 (in Chinese) [易熙农、胡巍、罗海陆、朱静 2005 物理学报 **54** 749]
- [9] Wen S C , Fan D Y 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1282 (in Chinese) [文双春、范滇元 2000 物理学报 **49** 1282]
- [10] Xie L P , Jing F , Zhao J L , Su J Q , Wang W Y , Peng H S 2004 *Opt. Comm.* **236** 343
- [11] Xie L P , Zhao J L , Su J Q , Jing F , Wang W Y , Peng H S 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2175 (in Chinese) [谢良平、赵建林、粟敬钦、景峰、王文义、彭翰生 2004 物理学报 **53** 2175]
- [12] Peng T , Zhao J L , Xie L P , Ye Z J , Li Q , Su J Q 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3255 (in Chinese) [彭涛、赵建林、谢良平、叶知隽、李强、粟敬钦 2007 物理学报 **56** 3255]
- [13] Yariv A , Yeh P 1978 *Opt. Comm.* **27** 295

Study of nonlinear hot image effect of Gaussian optical beams^{*}

Wang You-Wen^{1,2)} Hu Yong-Hua¹⁾ Wen Shuang-Chun^{1)†} You Kai-Ming^{1,2)} Fu Xi-Quan¹⁾

¹⁾ School of Computer and Communication , Hunan University , Changsha 410082 , China)

²⁾ Department of Physics and Electronic Information Science , Hengyang Normal University , Hengyang 421008 , China)

(Received 29 December 2006 ; revised manuscript received 7 February 2007)

Abstract

In high-power lasers , nonlinear hot image is likely to damage expensive optics . The location and intensity of hot image of plane light wave has widely been studied . However , in the operating lasers , the light beam possesses a limited spatial width . Based on the aberrationless model of self-focusing , the location and intensity of hot image of Gaussian optical beams is investigated . It is shown that the location and intensity of hot image greatly differ from those of plane light wave when the Gaussian beam has a small beam waist , while they approximately equal those of plane light wave for a very big beam waist .

Keywords : nonlinear hot image , high-power laser , Gaussian optical beam , small-scale self-focusing

PACC : 4265J

^{*} Project supported by the Joint Foundation of the National Natural Science Foundation of China and China Academy of Engineering Physics (Grant No. 10576012) , the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60538010 , 10674045) , the National High Technology Research and Development Program for Inertial Confinement Fusion of China .

[†] Corresponding author . E-mail : scwen@vip.sina.com