

文章编号: 0253-2239(2007)10-1836-6

# 高功率激光系统中非线性热像与模糊斑大小的关系<sup>\*</sup>

王友文<sup>1,2</sup> 胡勇华<sup>1</sup> 文双春<sup>1</sup> 游开明<sup>1,2</sup> 傅喜泉<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> 湖南大学计算机与通信学院, 长沙 410082  
<sup>2</sup> 衡阳师范学院物理与电子信息科学系, 衡阳 421008)

**摘要:** 高功率激光系统中非线性热像的强度可能达到光学元件的损伤阈值, 从而危及系统的安全运行。明确并避免引起最强热像大小的模糊斑, 可以降低热像的破坏威胁。通过理论分析与数值模拟方法, 研究了高功率激光系统中非线性热像光强与模糊斑大小的关系。根据角谱传输和 Besselov-Talanov 小尺度自聚焦理论, 推导出一定厚度非线性介质的热像光强表达式, 得到了热像光强随模糊斑大小的变化规律, 并用数值模拟结果进行了验证。结果表明, 随着模糊斑尺寸的增大, 热像光强先是单调增大, 达到一最大值后单调下降; 热像光强最大时对应的模糊斑大小基本上与由 Besselov-Talanov 小尺度自聚焦理论决定的最快增长小尺度调制尺寸相同。

**关键词:** 非线性光学; 高功率激光; 热像; 模糊斑; Besselov-Talanov 理论; 小尺度自聚焦

中图分类号: O437.5 文献标识码: A

## Relationship between Nonlinear Hot Image and Dimensions of Obscurations in High-Power Lasers

Wang Youwen<sup>1,2</sup> Hu Yonghua<sup>1</sup> Wen Shuangchun<sup>1</sup> You Kaiming<sup>1,2</sup> Fu Xiquan<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> School of Computer and Communication, Hunan University, Changsha 410082  
<sup>2</sup> Department of Physics and Electronic Information Science, Hengyang Normal University, Hengyang 421008)

**Abstract:** In high-power lasers, nonlinear hot image is likely to damage expensive optical components. The damage risk of hot image to optical components may be reduced by identifying and eliminating the obscurations which induce the most intense hot images. The relationship between intensity of nonlinear hot image and dimensions of obscurations has been investigated theoretically and numerically. According to the theory of propagation of light spectrum and the Besselov-Talanov theory, an expression for intensity of hot image through thick nonlinear medium is derived; the relationship between intensity of hot images and dimensions of obscurations is investigated and verified by numerical simulation. It is shown that, the bigger the obscurations is, the more intense the hot image is, when obscurations reach a certain size which is approximately determined by the fastest growing spatial frequency of the Besselov-Talanov theory, the hot image becomes the most intense one, for a bigger obscurations, the intensity of its hot image decreases.

**Key words:** nonlinear optics; high-power lasers; hot image; obscurations; Besselov-Talanov theory; small-scale self-focusing

### 1 引 言

在高功率激光系统中, 光学元件上的污点或缺陷等模糊斑(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模糊斑的互补像,

<sup>\*</sup> 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(10576012)、国家自然科学基金(60538010, 10674045)和国家 863 计划惯性约束聚变领域(2007AA804003)资助课题。

作者简介: 王友文(1972—), 男, 湖南衡阳人, 副教授, 博士研究生, 主要从事非线性光学及光传输方面的研究。  
E-mail: hysjwyw123@163.com

导师简介: 文双春(1966—), 男, 湖南祁阳人, 教授, 主要从事光通信技术、强激光技术、非线性光学等方面的研究。  
E-mail: scwen@vip.sina.com

收稿日期: 2007-01-10; 收到修改稿日期: 2007-04-24

称为热像<sup>[1~6]</sup>。这种非线性热像光强可能达到光学元件的损伤阈值,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。非线性热像的形成,类似于同轴全息成像<sup>[3,6]</sup>,而从本质上说,则是小尺度自聚焦的一种特殊形式<sup>[7~13]</sup>。1993年 Hunt 等把小尺度自聚焦的 Bessel-Talanov 理论用于分析热像的形成机理,得到热像位置及光强与  $B$  积分的关系<sup>[1]</sup>,此后又被 Williams 等从实验和数值模拟上得以验证<sup>[2~4]</sup>。最近,谢良平等基于介质存在小信号增益和损耗时的小尺度自聚焦理论,研究了非线性热像的位置及光强和  $B$  积分等的关系<sup>[5,6]</sup>。以上分析都将非线性介质作为光学薄膜近似处理,未考虑模糊斑大小对热像光强的影响。而考察热像光强与模糊斑大小之间的关系,可以确定最具破坏威胁的模糊斑大小及系统能容忍的最大模糊斑,从而在元件加工与系统运行中避免相应大小的模糊斑,因此不仅具有理论意义,也具有实际意义。虽然可以用基于分步傅里叶算法的光传输模拟程序数值计算具体情况下不同大小模糊斑引起的热像光强,从而确定最具威胁模糊斑的大小,但其计算时间长,并且不能直接分析各物理量之间的关系。本文从角谱传输理论和 Bessel-Talanov 理论出发,解析研究一定厚度非线性介质产生热像的光强同模糊斑大小的关系,并与数值模拟结果进行验证对比,从而得到非线性热像光强随模糊斑大小的变化规律。

## 2 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  $d_1$  处的  $XOY$  平面内的光学元件上有一模糊斑,观察屏位于非线性介质后  $d_2$  距离处的  $X'O'Y'$  平面内。设模糊斑复振幅透射比函数为  $\tau_0(x, y)$ ,其互补屏的复振幅透射比函数为  $\tau(x, y)$ ,根据巴比涅原理,可知

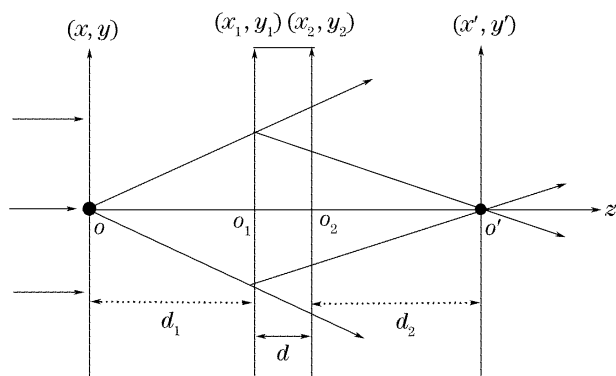


图 1 非线性热像形成示意图

Fig. 1 Schematic diagram of formation of nonlinear hot image

$$\tau_0(x, y) = 1 - \tau(x, y) = \begin{cases} \alpha \exp(i\theta), & \text{obscuration area} \\ 1, & \text{other} \end{cases} \quad (1)$$

其中  $\alpha$  为振幅透射比,  $\theta$  为模糊斑引入的相位调制。设有自左向右传播的单体平面光波  $A_0 \exp[i(kz - \omega t)]$  入射到模糊斑,则由  $XOY$  平面处  $z = 0$ ,可知出射光场复振幅为

$$E(x, y, 0) = A_0 - \tau(x, y)A_0 = E_1(0) + E_2(0), \quad (2)$$

(2) 式中  $E_1(0) = A_0$  表示主光束或背景光场,而  $E_2(0) = -\tau(x, y)A_0$  则表示模糊斑互补屏的衍射场。光束从模糊斑平面传播到观察屏可分为三段,首先是从模糊斑平面到非线性介质左表面的自由空间传输,接着为介质中的非线性传输,最后是从非线性介质右表面到观察屏的自由空间传输,下面分段依次处理。

对于从模糊斑平面到非线性介质左表面的自由空间传输,主光场为

$$E_1(z_1) = A_0 \exp[i(kd_1 - \omega t)]. \quad (3)$$

对于衍射场,设其复振幅的频谱为

$$G(q_x, q_y, 0) = \mathcal{F}[E_2(0)] = \tilde{u}_0(q_x, q_y) + i\tilde{v}_0(q_x, q_y), \quad (4)$$

其中  $\mathcal{F}[\cdot]$  表示傅里叶变换,  $\tilde{u}_0$  和  $\tilde{v}_0$  分别表示频谱的实部与虚部。由角谱传输理论可知,传输  $d_1$  距离到非线性介质左表面,其频谱变为<sup>[14]</sup>

$$G(q_x, q_y, z_1) = G(q_x, q_y, 0) \exp\left(-i \frac{q^2 d_1}{2k}\right) = [\tilde{u}_0(q_x, q_y) + i\tilde{v}_0(q_x, q_y)] \exp\left(-i \frac{q^2 d_1}{2k}\right) = \tilde{u}(q_x, q_y, z_1) + i\tilde{v}(q_x, q_y, z_1), \quad (5)$$

其中  $q^2 = q_x^2 + q_y^2$ 。则可得衍射场为

$$E_2(z_1) = \exp[i(kd_1 - \omega t)] \mathcal{F}^{-1}[G(q_x, q_y, z_1)], \quad (6)$$

其中  $\mathcal{F}^{-1}[\cdot]$  表示逆傅里叶变换。

接着,主光场与衍射光场共同进入非线性介质,总光场的复振幅在非线性介质中传输遵循以下非线性薛定谔方程:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k_0} \Delta_{\perp}^2 E + \frac{ik_0 n_2 |E|^2}{2n_0} E, \quad (7)$$

其中  $E$  为总光场的复振幅包络,  $n_0$  为介质线性折射率,  $n_2$  为介质的非线性系数,而  $k_0 = n_2 \omega / c$  为介质中的波数,  $c$  为真空中光速。将衍射场看作加在主光场上的调制场,则由 Bessel-Talanov 理论<sup>[7]</sup>可知,出射主光场为

$$E_1(z_2) = A_0 \exp[i(kd_1 + k_0 d - \omega t)] \exp(ik_0 n_2 |A_0|^2 d/2n_0). \quad (8)$$

出射调制场复振幅频谱为

$$\begin{aligned} \tilde{u}(q_x, q_y, z_2) &= \tilde{u}(q_x, q_y, z_1) \cosh(gd) + \tilde{v}(q_x, q_y, z_1) \frac{q^2}{2k_0 g} \sinh(gd), \\ \tilde{v}(q_x, q_y, z_2) &= \tilde{u}(q_x, q_y, z_1) \frac{2k_0 g}{q^2} \sinh(gd) + \tilde{v}(q_x, q_y, z_1) \cosh(gd), \end{aligned} \quad (9)$$

其中  $g^2 = q^2(q_c^2 - q^2)/4k_0^2$ ,  $q_c^2 = 2k_0^2 n_2 |A_0|^2/n_0$ ,  $q_c$  为调制增长的临界频率。当  $g^2 < 0$ , 即  $q_c^2 - q^2 < 0$  时,  $g$  为虚数, 调制场频谱幅度振荡, 不增长; 当  $g^2 > 0$  时, 即  $q_c^2 - q^2 > 0$  时, 一般情况下调制场频谱幅度将不断增长, 我们主要考察这种情况。由(5)式可知

$$\begin{aligned} \tilde{u}(q_x, q_y, z_1) &= \tilde{u}_0(q_x, q_y) \cos\left(\frac{q^2 d_1}{2k}\right) + \tilde{v}_0(q_x, q_y) \sin\left(\frac{q^2 d_1}{2k}\right), \\ \tilde{v}(q_x, q_y, z_1) &= -\tilde{u}_0(q_x, q_y) \sin\left(\frac{q^2 d_1}{2k}\right) + \tilde{v}_0(q_x, q_y) \cos\left(\frac{q^2 d_1}{2k}\right), \end{aligned} \quad (10)$$

将(10)式代入(9)式可得  $\tilde{u}(q_x, q_y, z_2)$  和  $\tilde{v}(q_x, q_y, z_2)$ 。

最后为从非线性介质右表面到观察屏的自由空间传输, 观察屏处主光场为

$$E_1(z') = A_0 \exp[i(kd_1 + kd_2 + k_0 d - \omega t)] \exp(ik_0 n_2 |A_0|^2 d/2n_0). \quad (11)$$

观察屏处衍射调制场复振幅频谱为

$$G(q_x, q_y, z') = [\tilde{u}(q_x, q_y, z_2) + i\tilde{v}(q_x, q_y, z_2)] \exp\left(-i\frac{q^2 d_2}{2k}\right). \quad (12)$$

将以上各式代入(12)式, 且令  $q_x = q_c \chi_1$ ,  $q_y = q_c \chi_2$ ,  $\chi^2 = (\chi_1^2 + \chi_2^2)$ ,  $\kappa = \frac{n_0 d_2}{d}$ ,  $\gamma = \frac{n_0 d_1}{d}$ , 由  $B = \frac{q_c^2 d}{4k_0}$ ,

$\cos(2B\gamma\chi^2) = \frac{\exp(2iB\gamma\chi^2) + \exp(-2iB\gamma\chi^2)}{2}$  及  $\sin(2B\gamma\chi^2) = \frac{\exp(2iB\gamma\chi^2) - \exp(-2iB\gamma\chi^2)}{2i}$ , 整理可得

$$\begin{aligned} G(q_x, q_y, z') &= (\tilde{u}_0 + i\tilde{v}_0) [\cosh(2B\chi \sqrt{1-\chi^2}) + \\ &\quad i \frac{1-2\chi^2}{2\chi \sqrt{1-\chi^2}} \sinh(2B\chi \sqrt{1-\chi^2})] \exp[-iB(\kappa + \gamma)\chi^2] + \\ &\quad (\tilde{u}_0 + i\tilde{v}_0)^* \frac{\text{isinh}(2B\chi \sqrt{1-\chi^2})}{2\chi \sqrt{1-\chi^2}} \exp[-i2B(\kappa - \gamma)\chi^2], \end{aligned} \quad (13)$$

其中 \* 表示共轭运算, 由(13)式可得衍射场的复振幅为

$$E_2(z') = \mathcal{F}^{-1}[G(q_x, q_y, z')] = E'_2(z') + E''_2(z'), \quad (14)$$

其中

$$E'_2(z') = \mathcal{F}^{-1}\left\{(\tilde{u}_0 + i\tilde{v}_0) [\cosh(2B\chi \sqrt{1-\chi^2}) + i \frac{1-2\chi^2}{2\chi \sqrt{1-\chi^2}} \sinh(2B\chi \sqrt{1-\chi^2})] \exp[-i2B(\kappa + \gamma)\chi^2]\right\}, \quad (15)$$

$$E''_2(z') = \mathcal{F}^{-1}\left\{(\tilde{u}_0 + i\tilde{v}_0)^* \frac{\text{isinh}(2B\chi \sqrt{1-\chi^2})}{2\chi \sqrt{1-\chi^2}} \exp[-i2B(\kappa - \gamma)\chi^2]\right\}, \quad (16)$$

$E'_2(z')$  表示模糊斑互补屏衍射光场经非线性增长后, 在距离  $d_1 + d_2$  处的衍射光场复振幅分布,  $E'_2(z')$  虽有增长, 但相对背景光场仍较弱, 随着离开非线性介质距离  $d_2$  的增加进一步衍射减弱;  $E''_2(z')$  则表示模糊斑互补屏衍射光场的共轭场经非线性增长后, 在距离  $d_2 - d_1$  处的衍射复振幅分布, 随着离开非线性介质距离  $d_2$  的增加可以会聚增强, 特别当  $d_2 - d_1 = 0$  时, 形成模糊斑互补屏非线性增强的热像, 即在模糊斑关于非线性介质对称位置形成热像。

忽略很弱的模糊斑互补屏衍射光场, 由其共轭场与主光场叠加得热像光强为

$$I = \left| \left\{ A_0 + \mathcal{F}^{-1} \left[ (\tilde{u}_0 + i\tilde{v}_0)^* \frac{i \sinh(2B\chi \sqrt{1-\chi^2})}{2\chi \sqrt{1-\chi^2}} \right] \right\} \right|^2 = A_0 \left| \left\{ 1 + [-\tau^*(-x, -y)] \otimes \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{i \sinh(2B\chi \sqrt{1-\chi^2})}{2\chi \sqrt{1-\chi^2}} \right] \right\} \right|^2, \tag{17}$$

其中  $\otimes$  表示卷积运算,  $\chi = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}/q_c = q/q_c$ 。

### 3 热像光强与模糊斑大小的关系

#### 3.1 理论分析

不失一般性,不妨设模糊斑为圆形,并位于  $z = 0$  的 XOY 平面内,且以坐标原点为圆心,其振幅透射比函数为

$$\tau_0(x, y) = \alpha \exp(i\theta) \text{circ}(r/a), \tag{18}$$

其中  $\text{circ}(r)$  为圆柱函数。其互补屏的复振幅透射比函数  $\tau(x, y)$  为

$$\tau(x, y) = 1 - \tau_0(x, y) = [1 - \alpha \exp(i\theta)] \text{circ}(r/a). \tag{19}$$

代入(17)式,可得热像相对光强

$$I_r = \left| \left\{ 1 + i[\alpha \exp(-i\theta) - 1] \text{circ}(r/a) \otimes \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{\sinh(2B\chi \sqrt{1-\chi^2})}{2\chi \sqrt{1-\chi^2}} \right] \right\} \right|^2. \tag{20}$$

设  $C = \text{circ}(r/a) \otimes \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{\sinh(2B\chi \sqrt{1-\chi^2})}{2\chi \sqrt{1-\chi^2}} \right]^2$ , 对于纯振幅调制模糊斑,  $\alpha = 0$ , 有  $I_r = 1 + C^2$ , 热像光强随  $C$  的增加而增加; 对于纯相位调制模糊斑,  $\alpha = 1$ , 有  $I_r = 1 + 4C^2 \sin^2(\theta/2) + 2C \sin \theta$ , 在  $\theta \leq \pi$  的情况下, 热像光强也随  $C$  的增加而增加。设

$$I_n(r) = \mathcal{F}^{-1} \left[ \frac{\sinh(2B\chi \sqrt{1-\chi^2})}{2\chi \sqrt{1-\chi^2}} \right],$$

由卷积的几何解释可知,  $C$  的值由圆柱函数  $\text{circ}(r/a)$  与  $I_n(r)$  的重叠面积确定, 将  $\chi = q/q_c$  代入, 可知  $I_n(r)$  随  $r$  的变化与介质厚度  $d$  及  $q_c$  有关。图 2 是  $q_c = 17.0322 / \text{mm}$  时, 不同  $d$  对应不同  $B$  积

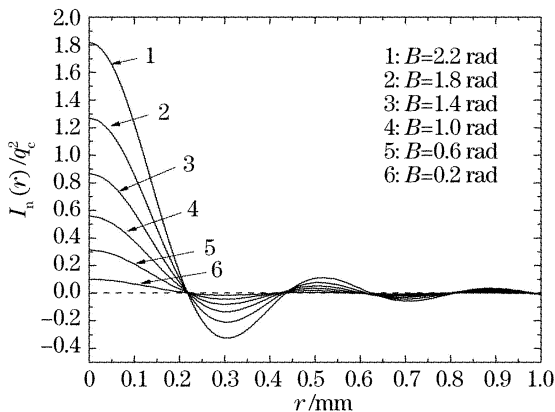


图 2 不同  $B$  积分情况下  $I_n(r)$  随  $r$  的变化曲线  
 Fig. 2 Plots of  $I_n(r)$  as a function of  $r$  for different  $B$  integral

分情况下  $I_n(r)$  随  $r$  的变化曲线, 从图中可以看出, 各曲线形状相似,  $I_n(r)$  值在正的峰与负的谷之间交替; 随着模糊斑半径  $a$  的增加, 卷积重叠的面积增大,  $C$  值变大, 热像光强增强, 当到达第一零点时,  $C$  值最大, 热像光强最强, 模糊斑进一步增大, 则进入  $I_n(r)$  负值区域, 卷积重叠面积减小,  $C$  值变小, 热像光强减弱, 之后又变强, 周而复始, 总体减弱; 并且从图中可以看出, 在实际激光系统中要求的  $B \leq 2$  情况下, 对应  $d \leq 25 \text{ cm}$  时,  $B$  积分的变化对第一零点位置影响很小, 这可解释为: 按照 Besselov-Talanov 理论, 非线性介质增益截止频率一定(由  $q_c$  确定), 则非线性增长的空间频率范围基本确定, 而在介质  $B$  积分小于 2 的范围内增益函数曲线形状变化不大, 因此, 最能有效增长的空间频率范围基本确定, 从而对应引起最强热像的衍射物大小的第一零点位置也基本确定。图 3 为考虑最坏情况,  $B = 2$ , 对应  $d = 25 \text{ cm}$  时  $I_n(r)$  的第一零点位置  $r_0$  与拟合函数  $r_0 = 1.22\pi/q_c$  的对比图, 可见二者符合很好, 故  $I_n(r)$  第一零点位置  $r_0 = 1.22\pi/q_c$ 。因此, 当模糊斑直径为  $2a = 2 \times 1.22\pi/q_c \approx 2\pi/q_{\text{max}}$  时, 热像光强最强, 其中  $q_{\text{max}} = q_c/\sqrt{2}$  为 Besselov-Talanov 理论决定的最快增长频率, 即模糊斑与 Besselov-Talanov 小尺度自聚焦理论决定的最快增长小尺度调制尺寸  $2\pi/q_{\text{max}}$  相等时, 由于其产生的调制得到最有效的增长, 所以热像光强最强。

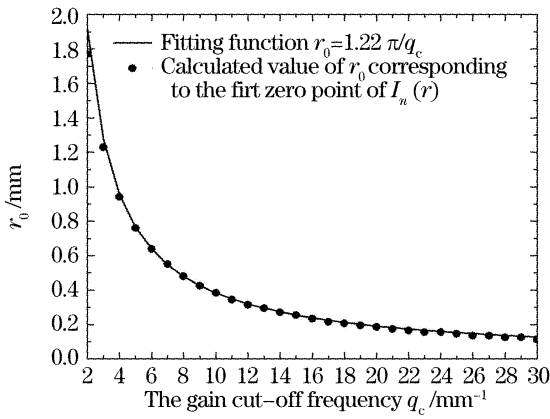


图 3  $I_n(r)$  第一零点位置计算值  $r_0$  与拟合函数  $r_0 = 1.22\pi/q_c$  随增益截止频率变化的对比图

Fig. 3 Comparison of calculated value of  $r_0$  corresponding to the first zero point of  $I_n(r)$  and fitting function  $r_0 = 1.22\pi/q_c$  versus the gain cut-off frequency  $q_c$

### 3.2 数值计算与讨论

数值积分(20)式,可得到热像相对光强随模糊斑大小的变化关系,为了验证计算结果的正确性,与基于分步傅里叶算法的光传输程序的数值模拟结果进行比对。设介质长度  $d = 25$  cm,工作波长  $\lambda = 1.053 \mu\text{m}$ ,主光束光强  $I_0 = 5 \text{ GW/cm}^2$ ,介质线性折射率  $n_0 = 1.5$ ,非线性系数  $n_2 = 2.7 \times 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{GW}$ ,对应  $B$  积分值  $B = 2.0$  rad。为使数值模拟结果与理论结果具有可对比性,衍射光场作为叠加在主光场的调制,须满足弱调制条件,即在非线性介质入射面处,衍射光场振幅须远远小于主光场振幅,若模糊斑至非线性介质入射面的距离不变,随模糊斑半径增加,衍射光场将增强而不满足弱调制条件,为此,随模糊斑半径变化,通过改变模糊斑至非线性介质入射面的距离而改变衍射光场的大小,使其满足弱调制条件。

1) 振幅透射比  $\alpha = 0$ ,对应纯振幅调制模糊斑情况

图 4(a)为热像轴上光强随模糊斑半径大小的变化图,从图中可以看出,随模糊斑大小变化,热像轴上光强有多个极大峰,在模糊斑半径为 0.22 mm 时峰值最大,当模糊斑从 0.22 mm 减小时,热像光强单调减小;若模糊斑半径从 0.22 mm 进一步增大,热像光强振荡减小。图 4(b)为热像光场分布中最大光强随模糊斑半径大小的变化图,从图中可以看出,热像最大光强随模糊斑大小变化,与热像轴上光强变化基本相同,在 0.22 mm 时光强达到最大,而当模糊斑半径进一步增大,热像光强振荡减小,但热像仍维持较大光强。计算得  $q_c = 17.0921 / \text{mm}$ ,代入  $a = 1.22\pi/q_c \approx \pi/q_{\text{max}}$ ,可得最大光强热像对应的模糊斑半径  $a \approx 0.22$  mm,完全相符。

2) 振幅透射比  $\alpha = 1$ ,对应纯相位调制模糊斑情况

图 5(a)为  $\theta$  分别取  $\pi/4, \pi/2, 3\pi/4$  及  $\pi$  情况下的热像轴上光强随模糊斑半径大小的变化图,图 5(b)为热像光场分布中最大光强随模糊斑半径大小的变化图。从图 5 可以看出,热像光强随模糊斑半径大小的变化趋势与纯振幅调制模糊斑基本相同,但热像光强比相同大小纯振幅调制模糊斑的更强,并且随模糊斑调制相位的增加,即  $\theta$  角的增大,热像光强变强。表明相位调制模糊斑较振幅调制模糊斑对系统安全运行更具破坏威胁,并且调制越深威胁越大,故应避免产生深相位调制的模糊斑。在一定调制深度情况下,与纯振幅调制模糊斑一样,半径为  $a = 1.22\pi/q_c \approx \pi/q_{\text{max}}$  的模糊斑的热像光强最强。

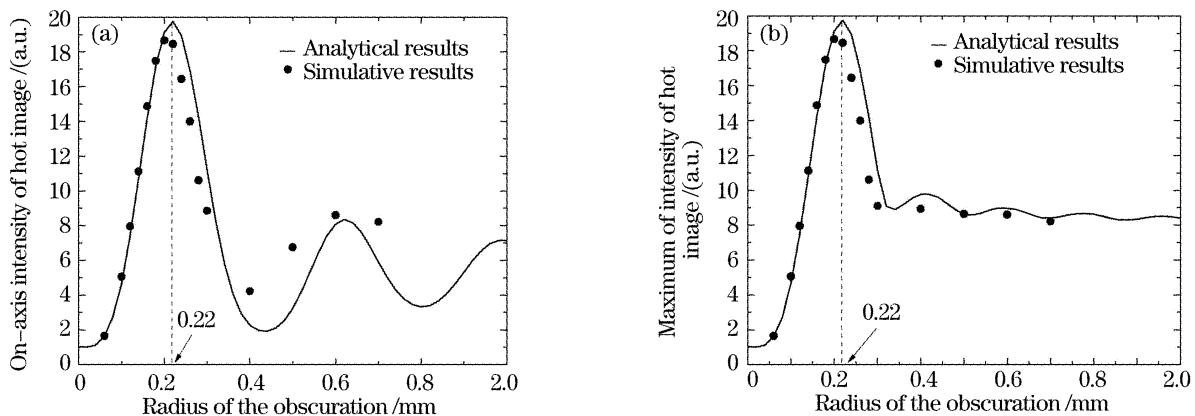


图 4 纯振幅调制模糊斑的热像轴上光强(a)及最大光强(b)随模糊斑大小变化图

Fig. 4 On-axis intensity (a) and the maximum intensity (b) of hot image versus radius of circular obscuration with pure amplitude modulation

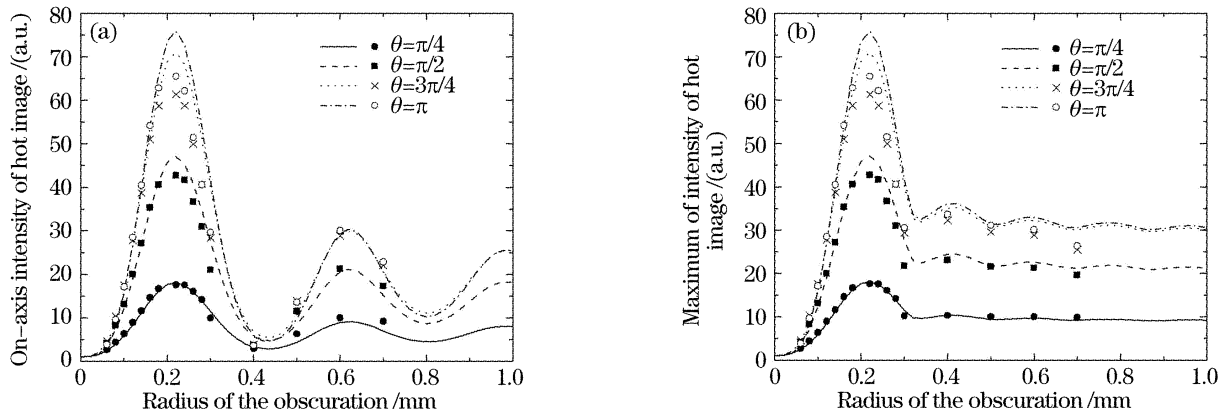


图5 不同相位调制模糊斑的热像轴上光强(a)及最大光强(b)随模糊斑大小变化图,其中线为理论结果,符号为数值模拟结果

Fig. 5 On-axis intensity (a) and the maximum intensity (b) of hot image versus radius of circular obscurations with different phase modulations, lines represent analytical results and symbols represent numerically simulative results

## 4 结 论

本文基于角谱传输理论和 Bessel-Talanov 小尺度自聚焦理论得到了一定厚度非线性介质热像光强表达式,理论研究了热像光强随模糊斑大小变化的规律,与基于分步傅里叶算法的光传输程序模拟结果进行了对比,二者符合得很好。结果表明,对于振幅调制模糊斑,随着模糊斑变大,热像光强不断增强,在模糊斑直径约为  $2\pi/q_{\max}$  时热像光强达到最大,之后热像光强虽有减小,但仍较强,而相位调制模糊斑的热像光强随模糊斑大小的变化规律与振幅调制模糊斑的相同,但光强更强。对于两类模糊斑,形成最强热像因而最具威胁的模糊斑,其大小基本上均与由 Bessel-Talanov 小尺度自聚焦理论决定的最快增长小尺度调制尺寸相同。

## 参 考 文 献

- 1 J. T. Hunt, K. R. Manes, P. A. Renard. Hot images from obscurations[J]. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(30): 5973~5982
- 2 W. H. Williams, P. A. Renard, K. R. Manes *et al.*. Modeling of self-focusing experiments by beam propagation codes [R]. LLNL Laser Program Quarterly Report, 1996, UCRL-LR-105821-96-1; 1~8
- 3 C. C. Widmayer, D. Milam, S. P. de Szoek. Nonlinear formation of holographic images of obscurations in laser beams [J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(36): 9342~9347
- 4 C. C. Widmayer, M. R. Nickels, D. Milam. Nonlinear holographic imaging of phase errors [J]. *Appl. Opt.*, 1998, **37**(21): 4801~4805
- 5 Liangping Xie, Feng Jing, Jianlin Zhao *et al.*. Nonlinear hot-image formation of an intense laser beam in media with gain and loss [J]. *Opt. Commun.*, 2004, **236**(4~6): 343~348
- 6 Xie Liangping, Zhao Jianlin, Su Jingqin *et al.*. Theoretical analysis of hot image effect from phase scatterer [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(7): 2175~2179 (in Chinese)  
谢良平,赵建林,粟敬钦等. 位相调制产生“热像”效应理论研究 [J]. *物理学报*, 2004, **53**(7): 2175~2179
- 7 Wen Shuangchun, Fan Dianyuan. Filamentation of intense laser beam in high power laser and the B integral [J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(11): 1331~1335 (in Chinese)  
文双春,范滇元. 高功率激光放大器中光束的成丝和 B 积分 [J]. *光学学报*, 2001, **21**(11): 1331~1335
- 8 V. I. Besselov, V. I. Talanov. Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids [J]. *JETP Lett.*, 1966, **3**(11): 307~310
- 9 Wen Shuangchun, Fan Dianyuan. Nonlinear theory of filamentation of intense laser beams [J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(12): 1458~1462 (in Chinese)  
文双春,范滇元. 光束成丝的非线性理论 [J]. *光学学报*, 2001, **21**(12): 1458~1462
- 10 Wen Shuangchun, Fan Dianyuan. Non-paraxial propagation of optical beams in nonlinear self-focusing media [J]. *Chin. J. Lasers*, 2001, **A28**(12): 1066~1070 (in Chinese)  
文双春,范滇元. 非线性自聚焦介质中光束的非傍轴传输 [J]. *中国激光*, 2001, **A28**(12): 1066~1070
- 11 Gu Yalong, Zhu Jianqiang. Small-scale self-focusing of divergent beams [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(11): 1734~1738 (in Chinese)  
顾亚龙,朱健强. 发散光束小尺度自聚焦特性的研究 [J]. *光学学报*, 2006, **26**(11): 1734~1738
- 12 Liu Yajie, Feng Qiyuan. Singularity feature of Gaussian beam propagating in absorptive Kerr medium [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(12): 1861~1865 (in Chinese)  
刘雅洁,冯启元. 高斯光束在克尔型非线性介质中演化的奇异特性 [J]. *光学学报*, 2006, **26**(12): 1861~1865
- 13 Lin Xiaodong, Wang Xiao, Li Dayi *et al.*. Analysis of small-scale self-focusing effects in nonlinear media with gain [J]. *Chin. J. Lasers*, 2002, **A29**(5): 418~420 (in Chinese)  
林晓东,王 逍,李大义等. 非线性增益介质中的小尺度自聚焦特性分析 [J]. *中国激光*, 2002, **A29**(5): 418~420
- 14 J. W. Goodman. *Introduction to Fourier Optics* [M]. New York: McGraw-Hill, 1968. Chapter 3; 55~58