



·强激光物理与技术·

## 非线性增益介质中强激光热像的演化规律\*

吕奇霖<sup>1,2</sup>, 马再如<sup>1</sup>, 王 方<sup>2,3</sup>, 胡东霞<sup>2</sup>, 刘红婕<sup>2</sup>, 田 野<sup>2</sup>, 艾亦章<sup>1</sup>

(1. 西华大学 理学院, 成都 610039; 2. 中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900;

3. 四川大学 电子信息学院, 成都 610005)

**摘 要:** 高功率激光系统中的热像效应可能导致光束的峰值功率剧烈增加, 增益非线性介质会使这种光强增幅更为强烈。基于菲涅尔-基尔霍夫衍射理论和非线性近轴波动方程, 对强激光在增益克尔介质工作在饱和区时的热像产生过程进行理论分析, 将光束传输方程中增益饱和部分进行麦克劳林展开, 取其近似, 经过推导得出了介质薄近似时热像强度解析式和热像位置。通过数值模拟对解析结论预测的热像强度和位置进行验证。仿真结果表明, 热像的位置在衍射物相对于介质对称处, 热像强度解析结果与模拟结果相符, 在薄介质时, 解析解与模拟结果拟合较好。热像强度随非线性介质内非线性效应增强而停止增加, 此外, 讨论了热像强度随调制类型的变化。

**关键词:** 高功率激光系统; 热像; 增益饱和; 非线性薛定谔方程; 解析解

中图分类号: O437.5

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202133.210156

## Approximate analytical expression for intensity of hot image of intensity laser beam in media with gain saturation region

Lü Qilin<sup>1,2</sup>, Ma Zairu<sup>1</sup>, Wang Fang<sup>2,3</sup>, Hu Dongxia<sup>2</sup>, Liu Hongjie<sup>2</sup>, Tian Ye<sup>2</sup>, Ai Yizhang<sup>1</sup>

(1. School of Science, Xihua University, Chengdu 610039, China;

2. Laser Fusion Research Center, CAEP, Mianyang 621900, China;

3. School of Electronics and Information, Sichuan University, Chengdu 610005, China)

**Abstract:** The hot image effect of the high power laser system may cause the peak power of the beam to increase drastically, and the amplifying Keer medium will make this increase in light intensity more intense. When the input beam power is strong enough, the gain saturation effect of the amplifying Keer medium on the beam is more obvious. Based on the Fresnel-Kirchhoff diffraction theory and the nonlinear paraxial wave equation, the hot image generation process of the intense laser in the gain saturation region of the amplifying Keer medium is theoretically analyzed, and the gain saturation part of the beam transmission equation is subjected to the Maclaurin expansion for approximation. After deriving the analytical formula of hot image intensity and hot image position when the medium is thin, the hot image intensity and position predicted by the analytical conclusion are verified by numerical simulation. The simulation results show that the position of the hot image is symmetrical to the diffracted object with respect to the medium, and the analysis results of hot image intensity are consistent with the simulation results. The intensity of the hot image stops increasing as the nonlinear effect of the nonlinear medium increases. In addition, the change of the intensity of the hot image with the obscuration type is discussed.

**Key words:** high power laser system; hot image; gain saturation; nonlinear Schrödinger equation; analytical solution

热像效应是高功率激光系统中的一种特殊的小尺度自聚焦现象, 它通常会损坏下游光路中的光学器件, 从而限制激光装置的输出功率。热像最早是在 20 世纪 80 年代, 美国利弗莫尔国家实验室 (LLNL) 的研究人员在研究

\* 收稿日期: 2021-04-20; 修订日期: 2021-10-26  
基金项目: 国家自然科学基金项目 (11904338)  
联系方式: 吕奇霖, [lqrehte@163.com](mailto:lqrehte@163.com)。  
通信作者: 马再如, [simazairu@sina.com.cn](mailto:simazairu@sina.com.cn)。

NOVA 装置时发现的, 他们发现即使激光系统运行在安全的阈值下许多, 系统的元件依然有可能被损坏。到了 1993 年, Hunt 等人根据小尺度自聚焦的原理“BT”理论, 分析了热像的形成原理, 得到了热像位置和强度与  $B$  积分的关系<sup>[1]</sup>, 利弗莫尔实验室的 Williams 等人从数值模拟和实验上验证了结论<sup>[2-5]</sup>, Hunt 的理论解决了“振幅调制”所导致的热像问题。近些年来, 谢良平等人研究了“位相调制”类型的缺陷导致的非线性热像的位置和光强与  $B$  积分的关系, 分析了增益克尔介质线性增益区产生的热像的特征<sup>[6-8]</sup>。王友文等人通过 BT 理论找到了热像强度与缺陷大小和克尔介质厚度的关系<sup>[9-10]</sup>, 研究了光束通过克尔介质工作在饱和区的热像的性质<sup>[11]</sup>。胡勇华等人数值研究了共面双散射体产生的热像和增益型散射体形成的热像<sup>[12-13]</sup>。赵建林等人对热像的形成原理和抑制措施做了较为全面的总结<sup>[14-16]</sup>。

以上的热像研究分析中, 大多针对纯克尔介质和增益克尔介质(如无特殊说明, 下文中的介质均指增益克尔介质)的线性区。随着激光束强度的提高, 特别是超短脉冲激光束的功率可以达到 TW 甚至 PW, 随着输入光束的功率增大, 光功率进入增益克尔介质的增益饱和区域, 介质对光束的功率放大降低, 从而影响介质后方的热像。强激光在增益克尔介质中的传播由于其现实性和多种潜在应用而在光学界进行了非常多的研究, 然而, 尚未研究光束通过增益克尔介质增益饱和区形成强激光的热像。本文基于非线性薛定谔方程和菲涅尔衍射积分理论, 分析了工作在增益克尔介质饱和区的光束的热像特性。通过数值模拟, 验证理论分析得到的热像强度与  $B$  积分、非线性介质参数、光束参数之间的解析解。

### 1 增益饱和效应下的热像理论

热像形成过程可分为三个部分, 如图 1 所示: 过程 a 是高功率激光穿过衍射物自由传输到介质前表面, 过程 b 是光束在介质中传输, 过程 c 是光束从介质后表面输出后经过一段自由传输产生热像。图 1 中高功率激光在传输平面  $(x, y)$  遇到衍射物, 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  $T(x, y)$ , 根据巴比涅原理, 可知

$$T(x, y) = 1 - t(x, y) = \begin{cases} \tau e^{i\theta}, & \text{inside the obscuration} \\ 1, & \text{outside the obscuration} \end{cases} \quad (1)$$

式中:  $\tau$  是衍射物振幅调制;  $\theta(0 \leq \theta \leq 2\pi)$  是衍射物带来的相位调制。

假设一个振幅为  $A$ 、波长为  $\lambda$ 、真空波数为  $k$  的平面波入射, 那么光束穿过平面  $(x, y)$  到达  $(x_1, y_1)$  平面的光场可表示为

$$U(x_1, y_1) = \frac{A}{i\lambda d_0} \exp(ikd_0) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} [1 - t(x, y)] \exp\left\{\frac{ik}{2d_0} [(x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2]\right\} dx dy = A \exp(ikd_0) + \frac{A}{i\lambda d_0} \exp(ikd_0) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} t(x, y) \exp\left\{\frac{ik}{2d_0} [(x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2]\right\} dx dy = E_1 + E_2 = U_1 \quad (2)$$

将式(2)看作一个主光场  $E_1$  加一个进过  $d_0$  段衍射的调制光场  $E_2$ , 其中  $E_2$  为

$$E_2 = \frac{A}{i\lambda d_0} \exp(ikd_0) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} t(x, y) \exp\left\{\frac{ik}{2d_0} [(x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2]\right\} dx dy \quad (3)$$

根据非线性薛定谔方程, 当光束到达介质前表面时, 主光场和调制光场在增益克尔介质的增益饱和区传播满足

$$2ik \frac{\partial U_1}{\partial z} = -\nabla_{\perp}^2 U_1 - k^2 \frac{n_2 |U_1|^2}{n_0} U_1 + 2ik \left[ \frac{g - \alpha}{1 + \frac{|U_1|^2}{I_{\text{sat}}}} \right] U_1 \quad (4)$$

式中:  $\nabla_{\perp}^2$  是横向 Laplace 算符;  $k$  是光束的真空波数;  $n_0$  是介质的折射率;  $n_2$  为介质的非线性折射系数;  $g$  是增益系数;  $\alpha$  是损耗系数, 由于这里主要探究增益饱和效应对热像的影响, 所以设  $\alpha = 0$ 。式(4)的右边依次表示光束衍射、非线性自聚焦、光增益和增益饱和。令  $F = \left[ \frac{1}{1 + |U_1|^2 / I_{\text{sat}}} \right]$ , 对  $F$  进行麦克劳林展开, 当  $|U_1|^2 \ll I_{\text{sat}}$  时, 取展开式前两项

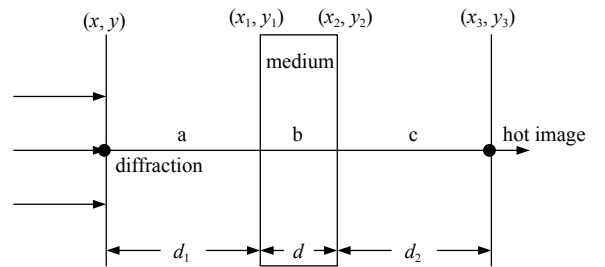


Fig. 1 Schematic diagram of hot image formation

图 1 热像形成示意图

$$F \approx 1 - \frac{|U_1|^2}{I_{\text{sat}}} \quad (5)$$

将  $F$  的近似项代入非线性薛定谔方程

$$2ik \frac{\partial U_1}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 U_1 = -k^2 \frac{n_2 |U_1|^2}{n_0} U_1 + 2ikg \left[ 1 - \frac{|U_1|^2}{I_{\text{sat}}} \right] U_1 \quad (6)$$

化解得

$$2ik \frac{\partial U_1}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 U_1 = -k^2 \left( \frac{n_2}{n_0} + \frac{2ig}{kI_{\text{sat}}} \right) |U_1|^2 U_1 + 2ikg U_1 \quad (7)$$

于是介质出射光可表示为

$$U(x_2, y_2) = U_1 \exp \left[ \int_0^d \frac{g}{2} dz \right] \exp \left\{ ikd \left( \frac{n_2}{2n_0} + \frac{ig}{kI_{\text{sat}}} \right) \left\{ \exp \left[ \int_0^d \frac{g}{2} dz \right] U_1 \right\}^2 \right\} = \\ U_1 \exp \left( \frac{g}{2} d \right) \exp \left\{ ikd \left( \frac{n_2}{2n_0} + \frac{ig}{kI_{\text{sat}}} \right) \left\{ \exp \left( \frac{g}{2} d \right) \right\}^2 |U_1|^2 \right\} \quad (8)$$

由式 (2) 可得  $|U_1|^2 = |E_1 + E_2|^2$ , 出射光中的第二个指数项化解

$$\exp \left\{ ikd \left( \frac{n_2}{2n_0} + \frac{ig}{kI_{\text{sat}}} \right) \left\{ \exp \left( \frac{g}{2} d \right) \right\}^2 |U_1|^2 \right\} = \exp \left\{ ikd \left( \frac{n_2}{2n_0} + \frac{ig}{kI_{\text{sat}}} \right) \left\{ \exp \left( \frac{g}{2} d \right) \right\}^2 |E_1|^2 \times \frac{|E_1 + E_2|^2}{|E_1|^2} \right\} \quad (9)$$

令  $P = kd \left( \frac{n_2}{2n_0} + \frac{ig}{kI_{\text{sat}}} \right) \left\{ \exp \left( \frac{g}{2} d \right) \right\}^2 |E_1|^2$ , 根据  $B$  积分的定义,  $B = \frac{kd}{2} \frac{n_2}{n_0} \left\{ \exp \left( \frac{g}{2} d \right) \right\}^2 |E_1|^2$ , 由于  $E_1 = A \exp(ikd_0)$ , 于是  $P$  可表示为  $P = B + A^2 \frac{gkd}{kI_{\text{sat}}} \left\{ \exp \left( \frac{g}{2} d \right) \right\}^2$ 。由于  $|E_1| \gg |E_2|$ , 则式 (9) 可改写为

$$\exp \left\{ ikd \left( \frac{n_2}{2n_0} + \frac{ig}{kI_{\text{sat}}} \right) \left\{ \exp \left( \frac{g}{2} d \right) \right\}^2 |E_1|^2 \times \frac{|E_1 + E_2|^2}{|E_1|^2} \right\} \approx \exp(iP) \left[ 1 + iP \frac{E_1^* E_2 + E_2^* E_1}{|E_1|^2} \right] \quad (10)$$

将式 (10) 代入式 (8) 得到  $U(x_2, y_2)$  的简化形式

$$U(x_2, y_2) = U_1 \exp \left( \frac{g}{2} d \right) \exp(iP) \left[ 1 + iP \frac{E_1^* E_2 + E_2^* E_1}{|E_1|^2} \right] \quad (11)$$

介质出射光传播到  $(x_3, y_3)$  平面, 两平面之间距离为  $d_2$ , 根据菲涅耳衍射公式, 在  $(x_3, y_3)$  平面上的光场复振幅分布为

$$U(x_3, y_3) = \frac{E_1}{i\lambda d_2} \exp(ikd_2) \exp \left( \frac{g}{2} d \right) \exp(iP) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[ 1 + iP \frac{E_1^* E_2 + E_2^* E_1}{|E_1|^2} \right] \exp \left\{ \frac{ik}{2d_2} [(x_3 - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2] \right\} dx_2 dy_2 \quad (12)$$

将式 (12) 分成下面三部分:  $U_{3,1}$ ,  $U_{3,2}$ ,  $U_{3,3}$  分别求解, 根据式 (2) 中的  $E_1$  得出  $U(x_3, y_3)$  第一项

$$U_{3,1} = A \exp[ik(d_1 + d_2)] \exp \left( \frac{g}{2} d \right) \exp(iP) \quad (13)$$

$U(x_3, y_3)$  第二项

$$U_{3,2} = \frac{E_1}{i\lambda d_2} \exp[ik(d_1 + d_2)] \exp \left( \frac{g}{2} d \right) \exp(iP) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left( P \frac{E_2^* E_1}{|E_1|^2} \right) \times \\ \exp \left\{ \frac{ik}{2d_2} [(x_3 - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2] \right\} dx_2 dy_2 = \\ \frac{1}{i\lambda d_2} \exp[ik(d_1 + d_2)] \exp \left( \frac{g}{2} d \right) \exp(iP) \frac{P}{\lambda d_1} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_2^* \exp \left\{ \frac{ik}{2d_2} [(x_3 - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2] \right\} dx_2 dy_2 \quad (14)$$

当  $d_1 = d_2$  时, 利用式 (3) 的远场条件  $\frac{k}{d_1} (x^2 + y^2) \ll 1$  和  $\delta$  函数的性质可得

$$U_{3,2} = -iAP \exp[ik(d_1 + d_2)] \exp \left( \frac{g}{2} d \right) \exp(iP) t^*(x, y) \quad (15)$$

从  $(x, y)$  面到  $(x_3, y_3)$  平面的距离  $d_1 + d + d_2$ , 满足  $\frac{k}{d_1 + d_2} (x_3^2 + y_3^2) \ll 1$ , 于是第三项变为夫朗禾费衍射, 所以,  $U(x_3, y_3)$

第三项

$$U_{3,3} = \frac{E_1}{i\lambda d_2} \exp(ikd_2) \exp\left(\frac{g}{2}d\right) \exp(iP) \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left( iP \frac{E_1^* E_2}{|E_1|^2} \right) \exp\left\{ \frac{ik}{2d_2} [(x_3 - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2] \right\} dx_2 dy_2 =$$

$$\frac{A}{2\lambda d_2} P \times \exp[ik(d_1 + d_2)] \exp\left(\frac{g}{2}d\right) \exp(iP) \exp\left[ \frac{ik}{4d_2} (x_3^2 + y_3^2) \right] T\left(\frac{x_3}{2\lambda d_1}, \frac{y_3}{2\lambda d_1}\right) \quad (16)$$

式中:  $T\left(\frac{x_3}{2\lambda d_1}, \frac{y_3}{2\lambda d_1}\right)$  是  $t(x, y)$  的傅里叶变化。 $U_{3,1}$  是经过增益克尔介质放大后的背景平面波;  $U_{3,2}$  是调制光场的衍射项汇聚到平面上的实像, 即热像;  $U_{3,3}$  是调制光场的经过  $d_1 = d_2$  段距离后发散的夫琅禾费衍射项。

## 2 讨 论

经过分析可知, 当  $d_1 = d_2$  时, 在衍射物后方的对称位置会出现光场增强现象, 在文献 [6] 中谢良平等人分析得到, 普通非线性介质中的热像位置和衍射物位置是对称的, 所以增益饱和效应不会改变热像的位置。热像由式 (13) 和式 (15) 组成, 所以热像强度可表示为

$$I = |U_{3,1} + U_{3,2}|^2 = \left\{ A \exp\left(\frac{g}{2}d\right) \exp(iP) [1 - iP\tau \exp(i\theta)] \right\}^2 \quad (17)$$

公式  $P = B + A^2 \frac{gkd}{kI_{\text{sat}}} \left\{ \exp\left(\frac{g}{2}d\right) \right\}^2$ , 其中  $B = \frac{kd}{2} \frac{n_2}{n_0} \left\{ \exp\left(\frac{g}{2}d\right) \right\}^2 |E_1|^2$ 。对于衍射物若是对光场纯振幅型调制令  $\tau = 0$ , 而纯相位型调制则  $\tau = 1$ 。可以发现和文献 [5] 中结果相似,  $B$  积分被扩展成了“ $P$ ”。说明增益饱和效应实际上是通过改变  $B$  积分来改变热像强度的。强激光在克尔介质中的非线性折射率决定了  $B$  积分, 所以增益饱和效应实际是通过改变克尔介质的非线性折射率来改变热像强度的。

## 3 数值模拟

为了验证上述理论的正确性, 下面对热像形成过程进行仿真, 模拟采用波长 1053 nm 的四阶矩形超高斯光束, 光束边长 1 cm。模拟窗口大小 2 cm × 2 cm, 取样点数为 1024 × 1024。增益克尔介质厚度  $D = 4$  cm, 非线性系数为  $\gamma = 2.7 \times 10^{-16}$  cm<sup>2</sup>/W, 增益系数  $g = 0.05$  cm<sup>-1</sup>。衍射物距离介质 1 m。细丝调制相对于  $\mu\text{m}$  级的模糊斑, 不易产生小尺度自聚, 所以采用 220  $\mu\text{m}$  宽的细丝来表示衍射物。

图 2 显示了光束在增益非线性介质的光路中传播的峰值光强变化图, 和产生的热像的光强分布, 以及热像的轮廓。图 2(a) 对比了同样光束条件下, 光束从饱和光强为 100 GW/cm<sup>2</sup> [11,17] 和饱和光强无限大的增益非线性介质中出射后产生的热像, 光束先产生了光强较小的二级热像, 然后光束汇聚形成一级热像。从两种情况产生的一级热像和二级热像的光强可以看出, 增益饱和效应在一定程度上降低了热像的强度。图 2(b), (c) 中热像产生时, 光束被完全破坏, 分裂成丝, 大部分能量集中在中心形成热像。

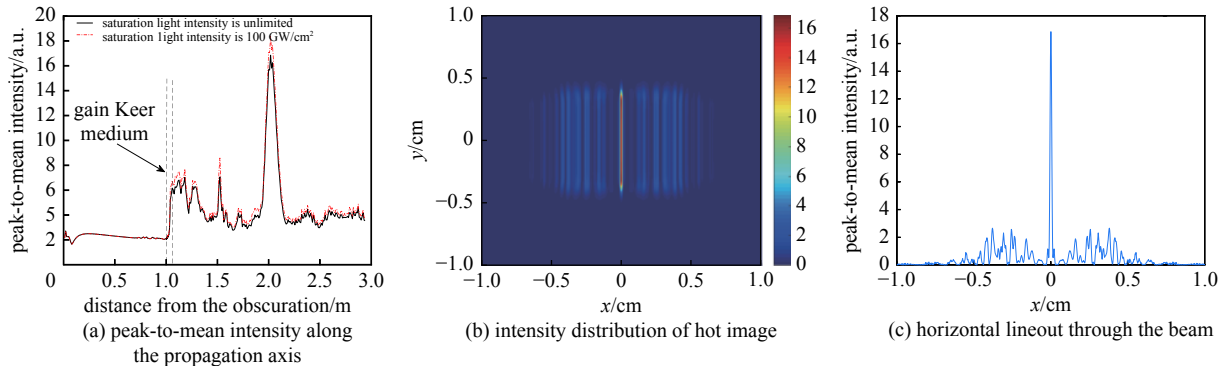


Fig. 2 Peak light intensity evolution diagram of the light path and the light intensity distribution diagram of the hot image (incident light intensity: 28 GW/cm<sup>2</sup>,  $\tau = 0$ ,  $\theta = \pi$ , saturation light intensity is 10 GW/cm<sup>2</sup>)

图 2 光路的峰值光强演化图和热像的光强分布图(输入光强度: 28 GW/cm<sup>2</sup>,  $\tau = 0$ ,  $\theta = \pi$ , 增益饱和光强 100 GW/cm<sup>2</sup>)

图 3 是热像位置  $d_2$  随物距  $d_1$  变化的图像, 对应  $B = 2$  rad, 模拟了衍射物位置在介质前 10 cm 到 100 cm 时热像的位置。图 3 中, 热像和衍射物相对于介质大致处于对称位置, 增益线性区和饱和区产生热像的位置大致重合, 这和我们求解热像主要来源式 (11) 时的假定条件  $d_1 = d_2$  是吻合的。图 4 是热像的相对强度随  $B$  积分变化图, 模拟了光束纯位相调制  $\theta$  等于  $\pi$  和  $\pi/3$  时和纯振幅调制  $\tau = 0$  时通过增益克尔介质产生热像强度。从图 4 可以看出理论分析的结论和仿真结果符合较好。仿真时通过改变输入光束光强来改变  $B$  积分,  $B$  积分的变化从 0.1 ~ 1.9 rad 对应光强变

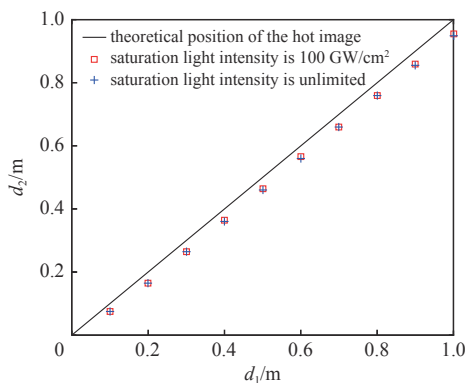


Fig. 3 Curve of hot image position with object distance

图3 热像位置随物距变化的曲线

化 $2 \sim 28 \text{ GW/cm}^2$ , 仿真条件满足输入光强远小于饱和光强这一理论分析的条件。当 $B$ 积分等于2时, 热像的光强仍有19倍于背景光, 这对附近的光学元器件是十分危险的。

图5显示了热像峰值强度随可饱和增益克尔介质板厚度的变化。发现, 对于相位和幅度的遮蔽, 解析结果和模拟结果对于厚度小于5 cm的介质都拟合得很好, 即由于非线性相移( $B$ 积分)增加, 热像强度对于给定强度的入射光场, 随着非线性介质的厚度单调增加。然而, 当介质厚度超过6 cm时, 分析结果与模拟结果之间的差异越来越大。这表明对于增益饱和区的厚克尔介质, 薄介质近似将失败, 上述理论预测可能会导致误差。

图6对比了4 cm和6 cm的可饱和增益介质产生的热像随输入光强变化的情况, 图7是光束从介质输出后, 最大光强随传输距离的变化。可以看到4 cm的饱和增益介质产生的热像的峰值强度是几乎线性增加的。介质厚度为6 cm时, 当输入光强增加到一定程度, 热像强度反而减小。观察图7, 此时热像强度低而且有多个强度峰, 最高的峰更靠近介质。这说明还有其他效应对光束的调制大过了热像效应对光束的汇聚作用。图8显示了图6中热像的光强分布。4 cm介质时的热像十分完整, 能量比较集中。而6 cm介质的热像受小尺度自聚焦影响, 畸变严重, 在后续自由空间传输中由于衍射效应, 形成了许多强度峰, 能量分散导致热像强度降低。

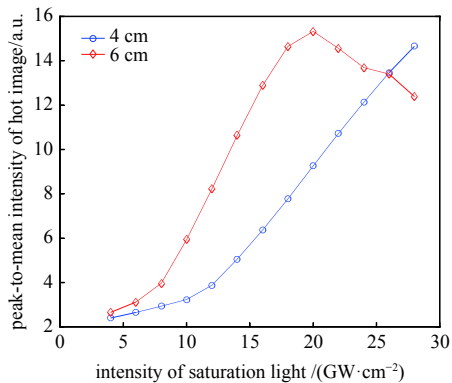


Fig. 6 Variation of hot image intensity with the intensity of saturation light

图6 热像的峰值强度随输入光强的变化

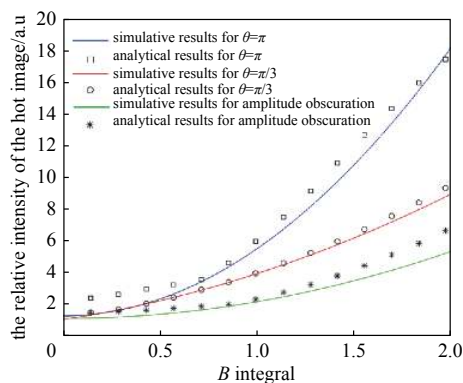


Fig. 4 Curve of relative intensity of hot image with  $B$  integral

图4 热像相对强度随 $B$ 积分变化曲线

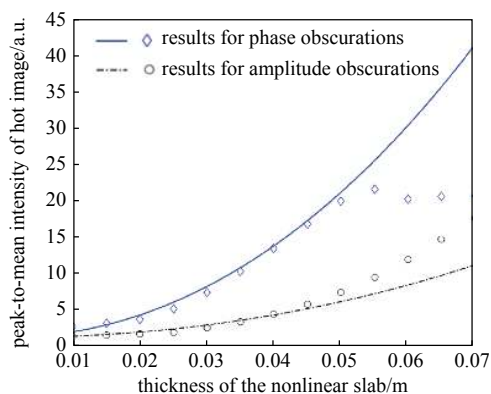


Fig. 5 Variation of hot image intensity with the thickness of the amplifying Kerr medium slab (phase obscurations  $\theta = \pi, \tau = 1$ ; Amplitude obscurations  $\tau = 0$ ; incident light intensity  $20 \text{ GW/cm}^2$ , saturation light intensity  $100 \text{ GW/cm}^2$ )

图5 热像的峰值强度随克尔介质厚度的变化(相位调制 $\theta = \pi, \tau = 1$ ; 入射光强 $20 \text{ GW/cm}^2$ , 增益饱和光强 $100 \text{ GW/cm}^2$ )

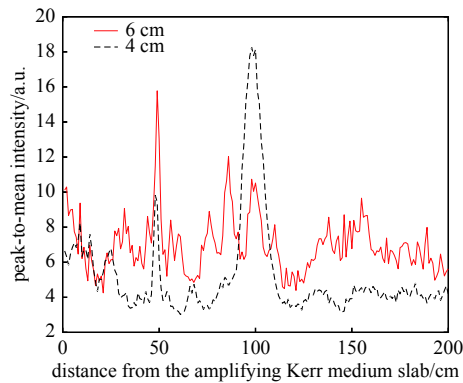


Fig. 7 Incident light intensity  $20 \text{ GW/cm}^2$ , peak-to-mean intensity of the light after the Kerr medium slab (phase obscurations  $\theta = \pi, \tau = 1$ , saturation light intensity  $100 \text{ GW/cm}^2$ )

图7 入射光强 $20 \text{ GW/cm}^2$ 时, 介质后方光束峰值强度(相位调制 $\theta = \pi, \tau = 1$ , 增益饱和光强 $100 \text{ GW/cm}^2$ )



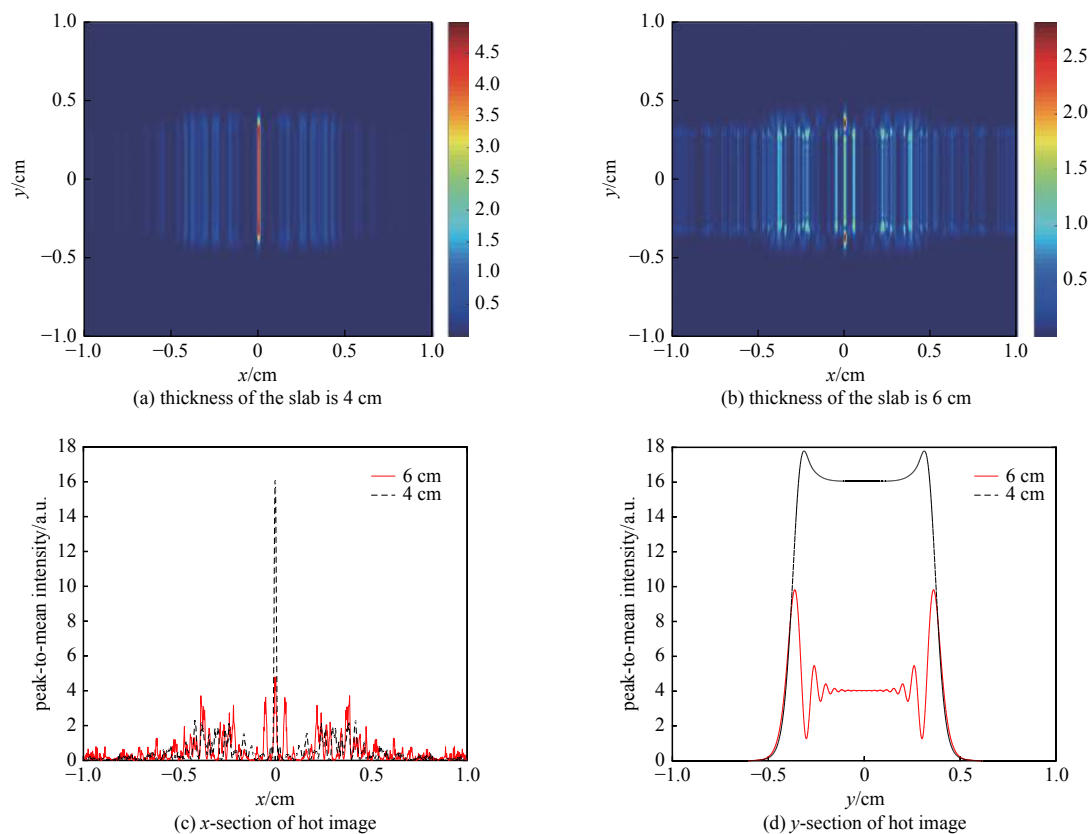


Fig. 8 Peak-to-mean intensity distribution corresponding to Fig.6(b)

图 8 对应图 6(b) 的热像强度分布

## 4 结论

本文对强激光在增益克尔介质工作在饱和区时产生的热像进行了理论分析和数值模拟,当输入光功率远小于饱和光强时,得出了热像强度与激光参数、介质参数和  $B$  积分之间解析关系,分析得出热像位置在与衍射物对称的位置上。通过数值模拟得到的相位调制型光束和纯振幅调制光束的热像的强度曲线,与理论分析所得的热像强度解析解相符。在薄介质时,通过解析结果可对增益克尔介质饱和区的热像强度进行预测。热像强度随着介质的非线性效应增强而达到峰值,随后可能会下降,小尺度自聚焦扰乱了热像对光的汇聚。

## 参考文献:

- [1] Hunt J T, Manes K R, Renard P A. Hot images from obscurations[J]. *Applied Optics*, 1993, 32(30): 5973-5982.
- [2] Williams W, Renard P A, Manes K R, et al. Modeling of self-focusing experiments by beam propagation codes[R]. UCRL-LR-105821-96-1, 1996: 7-14.
- [3] Widmayer C C, Milam D, Deszoeke S P. Nonlinear formation of holographic images of obscurations in laser beams[J]. *Applied Optics*, 1997, 36(36): 9342-9347.
- [4] Widmayer C C, Nickels M R, Milam D. Nonlinear holographic imaging of phase errors[J]. *Applied Optics*, 1998, 37(21): 4801-4805.
- [5] Xie Liangping, Jing Feng, Zhao Jianlin, et al. Nonlinear hot-image formation of an intense laser beam in media with gain and loss[J]. *Optics Communications*, 2004, 236(4/6): 343-348.
- [6] 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. (Xie Liangping, Zhao Jianlin, Su Jingqin, et al. Theoretical analysis of hot image effect from phase scatter[J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, 53(7): 2175-2179)
- [7] 谢良平, 粟敬钦, 景峰, 等. 高功率激光系统中全息“热像”效应[J]. *强激光与粒子束*, 2004, 16(5): 571-574. (Xie Liangping, Su Jingqin, Jing Feng, et al. Nonlinear hot holographic image in high power solid-state laser systems[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2004, 16(5): 571-574)
- [8] Xie Liangping, Zhao Jianlin, Jing Feng. Second-order hot image from a scatterer in high-power laser systems[J]. *Applied Optics*, 2005, 44(13): 2553-2557.
- [9] 王友文, 胡勇华, 文双春, 等. 高功率激光系统中非线性热像与模糊斑大小的关系[J]. *光学学报*, 2007, 27(10): 1836-1841. (Wang Youwen, Hu Yonghua, Wen Shuangchun, et al. Relationship between nonlinear hot image and dimensions of obscurations in high-power lasers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, 27(10): 1836-1841)
- [10] 王友文, 文双春, 胡勇华, 等. 强激光非线性热像与克尔介质厚度的关系[J]. *中国激光*, 2008, 35(5): 698-705. (Wang Youwen, Wen Shuangchun, Hu Yonghua, et al. Dependence of nonlinear hot image of intense laser beam on the thickness of Kerr medium[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2008, 35(5): 698-

705)

- [11] Wang Youwen, Ling Xiaohui, Dai Zhiping, et al. Formation of hot image in an intense laser beam through a saturable nonlinear medium slab[C]//Proceedings of SPIE 10016, High-power Lasers and Applications VIII. 2016: 100161J.
- [12] Hu Yonghua, Huang Jie, Peng Xue, et al. Nonlinear imaging properties under the coefficient of two wirelike opaque scatterers[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2013, 30(2): 349-354.
- [13] Hu Yonghua, Huang Jie, Peng Xue. Nonlinear formation of hot image and double intense image for gain-typed wirelike scatterers[J]. *Optics & Laser Technology*, 2014, 56: 131-136.
- [14] Peng Tao, Zhao Jianlin, Xie Liangping, et al. Simulation analysis of the restraining effect of a spatial filter on a hot image[J]. *Applied Optics*, 2007, 46(16): 3205-3209.
- [15] 彭涛, 赵建林, 谢良平, 等. 厚介质情况下激光“热像”的演化规律分析[J]. *物理学报*, 2007, 56(6): 3255-3260. (Peng Tao, Zhao Jianlin, Xie Liangping, et al. Analysis of the evolvement of hot-image in case of thick nonlinear medium[J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, 56(6): 3255-3260)
- [16] Peng Tao, Zhao Jianlin, Li Dong, et al. Simulation analysis of evolution of hot-images induced by coplanar multi-scatterers[J]. *Chinese Physics B*, 2009, 18(5): 1884-1890.
- [17] Chen Yifan, Beckwitt K, Wise F W, et al. Measurement of fifth- and seventh-order nonlinearities of glasses[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2006, 23(2): 347-352.