

# 非线性介质对粒子场同轴全息成像的影响\*

钟 杰, 罗振雄, 刘振清, 李 军, 叶 雁, 李作友

(中国工程物理研究院 流体物理研究所, 四川 绵阳 621900)

**摘 要:** 通过理论分析和实验验证,研究了非线性折射率介质对粒子场同轴全息成像的影响。利用粒子场同轴夫琅和费全息记录和光束在非线性介质中传输的波动方程,得出了光波的复振幅和强度分布。数值模拟了介质在线性和非线性时全息记录的情况,并进行了实验验证。结果表明:光波经非线性介质传输后,全息干板记录到粒子场的再现图像,这为高功率激光应用于全息照相提供参考,原因是高功率脉冲激光聚焦易击穿介质产生非线性传输。

**关键词:** 非线性折射率; 全息成像; 粒子; 高功率激光

**中图分类号:** O438.1 **文献标志码:** A

采用激光同轴全息技术研究粒子场,不仅得到粒子场的 3 维全场分布,还得到粒子的大小、形状、速度等信息。随着高功率脉冲激光器的应用,激光在介质中引起的击穿、自聚焦等现象将影响全息成像。原因是:高功率激光在介质内聚焦后,主要受两方面的影响:一是介质吸收激光束的能量,引起激光传输路径中气体温度升高,介质的折射率发生非线性变化,产生激光热透镜效应,改变光束直径;二是介质湍流引起激光束传输路径折射率的随机起伏,使激光波前发生畸变。因此,有必要研究非线性折射率介质对粒子场同轴全息成像的影响,为高功率激光应用于全息照相提供参考。

本文采用菲涅耳-基尔霍夫衍射积分公式及非线性近轴波动方程,通过合理近似,从理论上分析了光束经粒子场扰动、非线性介质传输后在全息干板上所成记录像的过程。在理论分析的基础上,从数值模拟和实验两个方面,比较了介质折射率为线性和非线性时对粒子场同轴全息成像的影响。从而得到:记录粒子场时,非线性折射率的介质影响光束的传输,使光束的衍射效应增强,导致全息干板上实际记录的图像为粒子场的再现图像,不同于真实的记录场。

## 1 非线性全息成像的理论分析

设振幅为  $A$ 、波长为  $\lambda$  的平面波,沿着  $z$  轴入射并照射粒子,被粒子衍射的光波以及未被扰动而直射的平面波产生干涉并经过非线性折射率介质,在全息干板平面上被记录下来,如图 1 所示。粒子与介质前表面的距离为  $z_1$ ,全息干板与介质后表面的距离为  $z_2$ ,且满足关系式  $z_1 = z_2$ 。在物平面  $(\xi, \eta)$  上,粒子的振幅透射函数为  $t_0(\xi, \eta)$ 。设粒子互补屏的振幅透射函数为  $t(\xi, \eta)$ ,根据巴俾涅原理,求得粒子的振幅透射函数为

$$t_0(\xi, \eta) = 1 - t(\xi, \eta) \tag{1}$$

在介质的前表面,被记录的光波复振幅分布<sup>[1]</sup>为(根据菲涅耳衍射公式)

$$U(x_1, y_1) = \frac{A}{i\lambda z_1} \exp(ikz_1) \iint_{-\infty}^{\infty} [1 - t(\xi, \eta)] \exp\left\{\frac{ik}{2z_1} [(x_1 - \xi)^2 + (y_1 - \eta)^2]\right\} d\xi d\eta = U_o + U_r \tag{2}$$

式中:  $U(x_1, y_1)$  为入射光波;  $k = 2\pi/\lambda$  为入射光波的波数。由于粒子场的同轴全息照相中参考光远大于物光 ( $|U_o| \ll |U_r|$ ),则有

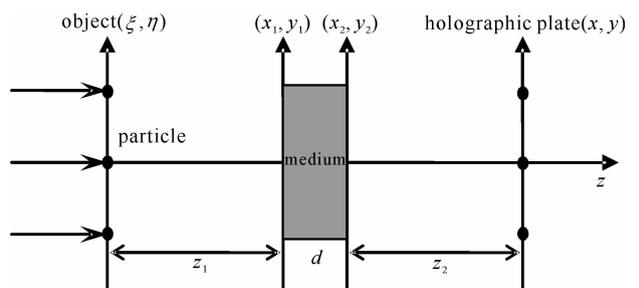


Fig. 1 Geometry of in-line holographic recording

图 1 同轴全息记录过程的坐标图

\* 收稿日期:2008-04-07; 修订日期:2008-09-09

作者简介:钟 杰(1977—),女,主要从事激光全息照相方面的研究; jiezong123@126.com。

$$U_r = \frac{A}{i\lambda z_1} \exp(ikz_1) \iint_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{\frac{ik}{2z_1}[(x_1 - \xi)^2 + (y_1 - \eta)^2]\right\} d\xi d\eta = A \exp(ikz_1) \quad (3)$$

$$U_o = -\frac{A}{i\lambda z_1} \exp(ikz_1) \iint_{-\infty}^{\infty} t(\xi, \eta) \exp\left\{\frac{ik}{2z_1}[(x_1 - \xi)^2 + (y_1 - \eta)^2]\right\} d\xi d\eta \quad (4)$$

对式(4)应用夫琅和费全息远场条件  $k(\xi^2 + \eta^2) \ll z_1$ , 则

$$U_o = -\frac{A}{i\lambda z_1} \exp(ikz_1) \exp\left[\frac{ik}{2z_1}(x_1^2 + y_1^2)\right] T\left(\frac{x_1}{\lambda z_1}, \frac{y_1}{\lambda z_1}\right) \quad (5)$$

式中:  $T(x_1/\lambda z_1, y_1/\lambda z_1)$  为  $t(\xi, \eta)$  的傅里叶变换。

当光束进入非线性介质后, 介质中的总光波  $\phi$  满足非线性近轴波动方程<sup>[2]</sup>

$$\nabla_{\perp}^2 \phi + 2ik \frac{\partial \phi}{\partial z} = -k^2 \frac{n_1}{n_0} |\phi|^2 \phi \quad (6)$$

式中:  $n_0$  为介质的线性折射率;  $n_1$  为介质的非线性折射率。假设非线性介质的厚度  $d$  较小, 称这种近似为光学薄近似, 这时从介质出射的光场分布可表示为

$$\phi = U(x_1, y_1) \exp[ik(n_1/2n_0) |U(x_1, y_1)|^2 d] \quad (7)$$

从介质出射后, 光场将继续衍射, 经过距离  $z_2$  后在全息干板  $(x, y)$  平面上光场的复振幅分布由菲涅耳衍射公式给出为

$$U(x, y) = \frac{A}{i\lambda z_2} \exp(ikz_2) \iint_{-\infty}^{\infty} U_r \exp\left[ik \frac{n_1}{2n_0} |U(x_1, y_1)|^2 d\right] \exp\left\{\frac{ik}{2z_2}[(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2]\right\} dx_1 dy_1 \quad (8)$$

式(8)忽略了  $U_o \exp[ik(n_1/2n_0) |U(x_1, y_1)|^2 d]$  项的衍射, 是由于  $|U_o| \ll |U_r|$ , 且此项衍射只是产生一个微弱的背景噪声, 不影响分析。应用式(2)和  $|U_o| \ll |U_r|$ , 得

$$\begin{aligned} \exp\left[ik\left(\frac{n_1}{2n_0}\right) |U(x_1, y_1)|^2 d\right] &= \exp\left[ik\left(\frac{n_1}{2n_0}\right) d |U_r|^2 \frac{|U(x_1, y_1)|^2}{|U_r|^2}\right] = \\ &= \exp(iB) \left[1 + iB \frac{|U_o|^2 + U_o^* U_r + U_o U_r^*}{|U_r|^2}\right] \end{aligned} \quad (9)$$

令  $B = k(n_1/2n_0) d |U_r|^2$ <sup>[3]</sup>, 把式(9)代入式(8)(部分公式推导参见文献[1]), 得

$$\begin{aligned} U(x, y) &= \frac{A^2}{i\lambda z_2} \exp(ikz_2) \exp(ikz_1) \exp(iB) \left\{ i\lambda z_2 - \frac{B}{\lambda z_1} T\left(\frac{x}{\lambda z_1}, \frac{y}{\lambda z_1}\right) T^*\left(\frac{x}{\lambda z_1}, \frac{y}{\lambda z_1}\right) + \right. \\ &\quad \left. B\lambda z_1 t^*(x, y) - \frac{iB}{2} \exp\left[\frac{ik}{4z_2}(x^2 + y^2)\right] T\left(\frac{x}{2\lambda z_1}, \frac{y}{2\lambda z_1}\right) \right\} \end{aligned} \quad (10)$$

令  $R^2 = x^2 + y^2$ , 则全息干板上得到的记录强度分布为

$$\begin{aligned} I(x, y) &= A^4 \left\{ 1 - \frac{B}{\lambda z_2} \left[ \cos\left(\frac{kR^2}{4z_2}\right) \operatorname{Re} T\left(\frac{x}{2\lambda z_1}, \frac{y}{2\lambda z_1}\right) + \sin\left(\frac{kR^2}{4z_2}\right) \operatorname{Im} T\left(\frac{x}{2\lambda z_1}, \frac{y}{2\lambda z_1}\right) \right] + \right. \\ &\quad \left. \frac{B^2}{(2\lambda z_2)^2} T\left(\frac{x}{2\lambda z_1}, \frac{y}{2\lambda z_1}\right) T^*\left(\frac{x}{2\lambda z_1}, \frac{y}{2\lambda z_1}\right) + B^2 t(x, y) t^*(x, y) \right\} \end{aligned} \quad (11)$$

将式(11)与粒子场同轴夫琅和费全息再现像的光强分布相比, 得出式中第五项  $t(x, y) t^*(x, y)$  为粒子的像, 在此处就是记录到的粒子, 从而得出: 光波经非线性折射率介质传输后, 全息干板实际记录的是粒子场的全息再现像。

## 2 数值模拟

对于介质折射率为线性与非线性两种情况下粒子全息图像的记录, 分别进行了全息图强度分布的数值模拟, 结果如图 2 和图 3 所示。模拟条件为: 激光波长为 532 nm, 距离  $z_1 = z_2 = 5$  cm,  $B = 1.5$ , 直径为 10  $\mu\text{m}$  的圆形粒子。

由图 2 得到在介质折射率为非线性的情况下: (1) 粒子记录光强分布的次瓣数减少, 这说明所记录到的粒子信息量较少; (2) 全息图中心区域(主瓣)的光强分布与线性全息图相比呈反向(见图 3), 且主瓣尺寸增大, 类似于线性全息图的再现光强分布; (3) 纵向上相比, 光强的变化小, 即条纹对比度降低。

为直观地得到非线性介质对全息图的影响, 还进行了数字全息图的模拟<sup>[4]</sup>, 如图 4 所示。图 4(b) 为物体线性记录的干涉条纹, 而图 4(c) 为物体清晰的像(与线性全息图的再现像类似), 且两者中心区域的灰度值明显不同。由此得到, 采用同轴全息记录物体时, 受介质非线性折射率的影响, 全息干板上记录到物体的再现图

像,不同于线性全息图。

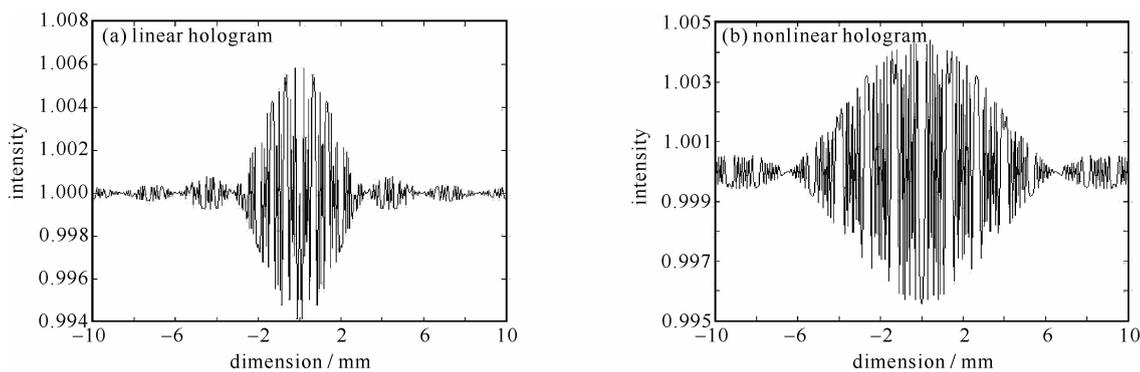


Fig. 2 Comparison of the recorded intensity of the holograms

图 2 全息图记录光强分布的比较

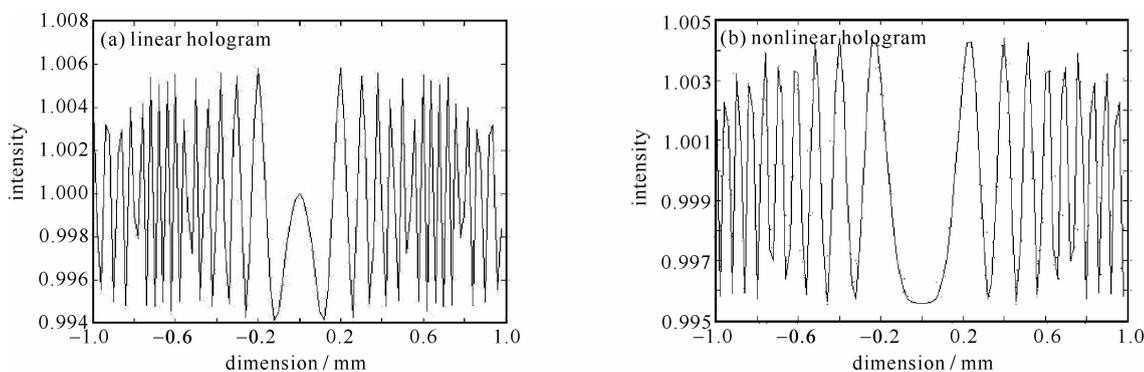


Fig. 3 Waves extracted from Fig. 2

图 3 记录光强分布(图 2)的局部放大图

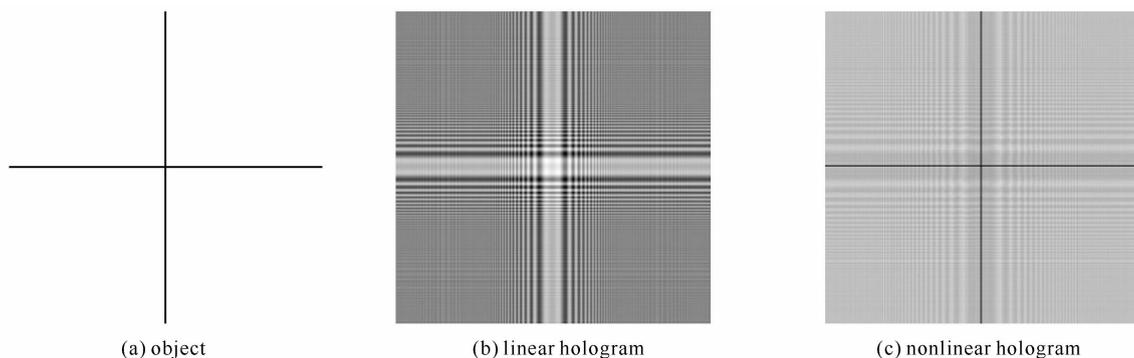


Fig. 4 Simulated hologram of the object

图 4 物体全息图的数值模拟

### 3 实验结果

采用高功率脉冲激光器(单脉冲能量为 50 mJ、脉宽为 200 ps),在介质折射率为线性和非线性的情况下,将直径 10  $\mu\text{m}$  和 20  $\mu\text{m}$  的光刻粒子场记录到全息干板上,其记录图像及显微镜扫描图像见图 5 所示。从全息干板上的记录图中看出:(1)介质折射率为线性时,记录到亮像,边框和粒子均为白色;(2)介质折射率为非线性时,记录到暗像,边框和粒子均为黑色,这与物体线性全息图的再现像相同。另外,全息干板中心区域出现很强的亮斑(与文献[5-6]中提到的“热像”效应类似),边缘处有亮暗间隔分布的圆环。

对实验图像进行分析:光束受介质非线性折射率的影响,导致全息干板记录到粒子场的全息再现图,验证了数值模拟的结果。这说明了非线性折射率介质相当于“全息干板”,在激光束传输的过程中同时完成了全息的记录和再现,从而使全息干板记录到粒子场的再现图像。

分析非线性全息图中出现的现象:文中的非线性折射率介质是由激光击穿空气形成的。强激光击穿空气后形成等离子体,同时继续吸收后续的激光能量,产生膨胀的冲击波,文献[7]给出了激光击穿空气产生等离子

体的阴影图像,与非线性全息图中的现象相似。

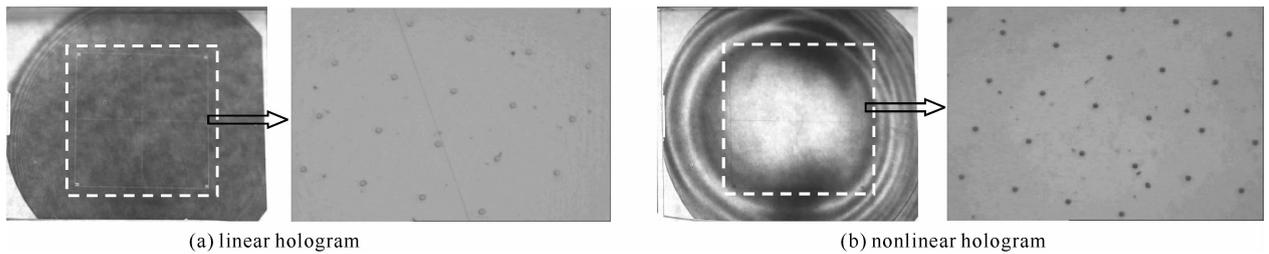


Fig. 5 Experimental hologram and partial enlarged detail

图 5 全息记录图及局部放大图

## 4 结 论

本文从理论上分析了光束经非线性介质传输后,粒子场同轴夫琅和费全息图的记录情况,并进行了介质折射率为线性与非线性时全息成像的数值模拟和实验研究。得出:光束经非线性介质传输后,全息干板上记录到粒子场的同轴夫琅和费全息再现图。也就是说,非线性折射率介质相当于“全息干板”,同时完成了全息记录和再现的过程,从而导致全息干板上的记录图与线性全息图不同。这将为高功率脉冲激光应用于全息照相提供参考。

## 参 考 文 献:

- [1] 刘子超,赵云惠.液雾及颗粒的激光测量原理[M].北京:宇航出版社,1988:295-304. (Liu Z C, Zhao Y H. Liquid spray and grain measurement with the laser. Beijing: Space Navigation Press, 1988:295-304)
- [2] Hunt J T, Manes K R, Renard P A. Hot images from obscurations[J]. *Appl Opt*, 1993, **32**(30):5973-5982.
- [3] Widmayer C C, Milam D, DeSzoeko S P. Nonlinear formation of holographic images of obscurations in laser beams[J]. *Appl Opt*, 1997, **36**(36):9342-9347.
- [4] Kreis Th, Adams M, Jüptner W, et al. Digital in-line holography in particle measurement[C]//Proc of SPIE. 1999, **3744**:54-64.
- [5] 谢良平,栗敬钦,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 L P, Su J Q, Jing F, et al. Nonlinear hot holographic image in high power solid-state laser systems. *High Power Laser and Particle Beams*, 2004, **16**(5):571-574)
- [6] 王道,景峰,朱启华,等.位相扰动下“热像”规律研究[J].激光技术,2003, **27**(6):541-543. (Wang X, Jing F, Zhu Q H, et al. Phase perturbation induced “hot image” and its variation. *Laser Technology*, 2003, **27**(6):541-543)
- [7] 倪晓武,王文中,陆建,等.强激光致空气击穿过程的数值模拟[J].兵工学报,1998, **19**(2):134-138. (Ni X W, Wang W Z, Lu J, et al. Numerical simulation of the laser-induced-air plasma shock wave. *Acta Armamentarii*, 1998, **19**(2):134-138)

## Influence of nonlinear medium on in-line holographic imaging of particle

ZHONG Jie, LUO Zhen-xiong, LIU Zhen-qing, LI Jun, YE Yan, LI Zuo-you  
(Institute of Fluid Physics, CAEP, P.O. Box 919-109, Mianyang 621900, China)

**Abstract:** The influence of nonlinear refraction in a medium on the in-line holographic imaging of the particle was investigated theoretically and experimentally. According to the in-line Fraunhofer holographic imaging of the particle and nonlinear paraxial wave equation, the complex amplitude and intensity of the diffracted field in the holographic plate were derived. The hologram transferred from the linear and nonlinear medium were also studied numerically and experimentally. The results indicate that the hologram transferred from the nonlinear medium was different to that from the linear medium. As the medium is disrupted easily by high-power pulsed laser, this phenomenon is a reference to the application of the high-power pulsed laser.

**Key words:** Nonlinear refractive index; Holographic imaging; Particle; High-power laser