

文章编号: 0253-2239(2005)04-439-4

# 提高能量密度的超衍射极限激光光束相位补偿技术

滕树云 刘立人 云茂金 闫爱民

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

**摘要:** 定义了激光光束衍射远场光斑压缩前后的能量比以及能量密度比来衡量超衍射极限激光光束的质量。通过利用反向传递算法设计了合适的补偿相位板,不但对准直放大的单一横模激光光束进行小于光学衍射极限的发散度的压缩,同时又保证光束能量集中于压缩后的远场衍射主瓣中,使压缩后的远场衍射光斑的能量密度增加。给出了相应的实例。这一结论不但解决了光学超分辨中光束压缩与能量损失不可避免这一矛盾,而且为发散度小且能量密度高的超衍射极限激光光束的实验工作以及该类光束的实际应用提供了理论基础。

**关键词:** 衍射; 超衍射极限激光光束; 相位补偿技术; 光学超分辨

中图分类号: O431.1 文献标识码: A

## Phase Compensative Technology for the Beam Beyond the Diffraction Limits with High Power

Teng Shuyun Liu Liren Yun Maojin Yan Aimin

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

**Abstract:** The ratio of the power and the ratio of the power density are firstly defined to evaluate the quality of the beam beyond the diffraction limits. By use of the inverse transfer algorithm to calculate the phase distribution of an appropriate compensative phase, it is found that the reduction of the divergence of the laser beam beyond the diffraction limits and its power density of the diffraction central spot in the far field after reduction doesn't clearly decrease. This conclusion has more significances for practical applications of Gaussian beam beyond the diffraction limits in laser emitting optics. For the given intensity distribution in the far field with certain reduction ratio and limited energy loss, the reverse structure of phase plate could be calculated according to the inverse algorithms and the phase with continuous spatial distribution is quantified into step-shaped distribution so as to simplify the fabrication of a phase plate. This conclusion not only solves the contradiction of the reduction and the power loss, but also provides the theoretic basis for the experimental study and the practical application of the beam.

**Key words:** diffraction; laser beam beyond the diffraction limits; phase compensation technology; optical superresolution

### 1 引言

发散度小于衍射极限情况时的激光发射光束,我们称之为超衍射极限激光光束。发散度小且能量密度高的超衍射极限光束在激光准直、材料加工和激光通信等领域具有实际的应用前景。虽然早期的文献<sup>[1]</sup>已注意到了高能量的超衍射极限激光光束的潜在应用,但在具体实施时除了保证压缩后主瓣中心能量较高以外,很难控制压缩后主瓣内能量的降低。实际上,这种发散度小、能量密度高的新型光束可借助

于超衍射极限技术来实现。而超衍射极限技术通常是指在成像光学中采用光瞳滤波器<sup>[2~6]</sup>实现由成像系统的点扩展函数产生的光斑尺寸,即艾里斑的有效压缩技术。其中相位型光瞳滤波器有效改善了光斑压缩时传递能量的损耗。光斑的有效压缩使该项技术已在光学信息存储<sup>[7]</sup>、共焦显微术<sup>[8]</sup>以及成像和激光印刷术<sup>[9]</sup>等方面获得了应用。但是,采用上述超分辨技术实现光波远场主瓣宽度压缩时,不可避免的是主瓣的能量不断地转移到了旁瓣中。因此,在缩小了衍射主瓣的同时,也降低了衍射主瓣的能量。但只要

作者简介: 滕树云(1971~),女,山东德州人,讲师,硕士。主要从事衍射光学、光学信息处理及光通信方面的研究工作。

E-mail: tengshuyun@yahoo.com.cn

收稿日期: 2004-06-10; 收到修改稿日期: 2004-09-14

将衍射远场旁瓣的峰值控制在一定范围内,并不影响光学超分辨。所以在成像光学的超分辨理论中,只定义了衍射光斑压缩前后的主瓣峰值强度比(斯特雷尔比),旁瓣强度比和第一零点比(压缩比  $G$ )来衡量激光束的压缩质量,至于压缩前后衍射主瓣能量的损失并未给出明确的定义。然而,在激光通信以及其它高功率激光的应用中,如果相位补偿后衍射主瓣的能量比原来束宽内的能量相比降低很多时,这种压缩毫无实际意义。因此必须要有衡量衍射主瓣能量损失的物理量对压缩后光束的衍射主瓣和衍射旁瓣的能量转化或比值给出确切定义。

为此提出了定义激光光束压缩前后的主瓣能量比和能量密度比来衡量激光光束在压缩前后衍射主瓣能量的变化,在最低阶横模激光准直放大系统的最后采用补偿相位板对衍射极限光束进行相位补偿,使得光束的远场衍射主瓣的宽度得到压缩而主瓣能量的减小低于主瓣压缩比即能量密度比大于 1。此外,在确定相位型光瞳滤波器的结构时,采取反向传递算法由需要的远场压缩光束波面来反推相位板的(连续)相位分布,采用衍射理论对利用该相位结构的附加相位板补偿后的基模激光光束即高斯光束求取其远场分布。由反向算法得到的补偿相位板的相位分布通常是空间连续分布,为便于相位板的制作,需要对相位板的连续相位分布进行台阶化。在相位分布进行台阶化时,用衍射理论进行最佳化处理,使台阶状相位分布的相位板补偿后基模激光光束的远场不发生明显变化,最终得到台阶化分布的相位结构。

## 2 能量密度增加的超衍射极限激光光束

获得超衍射极限激光光束的结构框图如图 1 所示,激光器发出的高斯光束(可经整形准直系统准直后成为均匀分布的高斯光斑或者经光纤传输后输出一光点),再经光束放大装置 T 放大后得到一定发射口径并且具有一定的发散度的输出光束,使该光束达到衍射极限。衍射极限光束经补偿相位板 P 进行相位补偿获得发散角减小的超衍射极限激光光束,并在远场形成主瓣压缩的远场光斑。假设经准直放大后的高斯光束的振幅为  $a(x_0, y_0)$ ,补偿相位板 P 的相位分布为  $\phi(x_0, y_0)$ ,则光束经过补偿相位板 P 后的复振幅  $b(x_0, y_0)$  为

$$b(x_0, y_0) = a(x_0, y_0) \exp[i\phi(x_0, y_0)], \quad (1)$$

由衍射理论知<sup>[2]</sup>,如果入射的激光光束和补偿相位

板的相位分布均具有中心对称性,超衍射极限激光光束的远场分布可表示为极坐标的形式:

$$B(r) = \frac{2\pi \exp(-ikf) \exp[-ikr^2/(2f)]}{i\lambda f} \times \int_0^\infty a(r_0) \exp[i\phi(r_0)] J_0[2\pi r_0 r / (\lambda f)] r_0 dr_0, \quad (2)$$

其中  $J_0$  为零阶贝塞尔函数,  $f$  为成像透镜的焦距,  $k = 2\pi/\lambda$  为波矢。由(2)式可知,相位函数  $\phi(r_0)$  发生变化,激光光束的远场分布  $B(r)$  也发生相应的变化。因此适当调整  $\phi(r_0)$  使衍射光场重新分布,可以实现光束的远场光斑压缩。

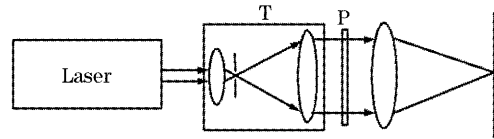


图 1 获得激光准直发射光束的超衍射极限相位补偿的结构框图

Fig. 1 The schematic diagram of the laser beam beyond the diffraction limits is formed by the collimated laser beam after compensated by the phase plate

在评价光斑的压缩效果时除了采用成像光学中的两个参量,第一零点比:  $G = x_s/x_0$  和斯特雷尔(Strehl)比:  $S = I_{sm}/I_{om}$  以外(其中  $x_s$  和  $x_0$  分别表示有超分辨相位板和没有超分辨相位板下的远场衍射主瓣的第一零点值,  $I_{sm}$  和  $I_{om}$  分别表示有超分辨相位板和无超分辨相位板时远场衍射主瓣中央点的光强值),为了衡量压缩后远场衍射主瓣能量的损失程度,我们定义远场衍射主瓣的积分能量比:

$$R_I = I_s/I_0, \quad (3)$$

以及能量密度比,

$$T_I = \frac{R_I}{G} = \frac{I_s/x_s}{I_0/x_0}, \quad (4)$$

其中  $I_s$  和  $I_0$  分别为有超分辨相位板和没有超分辨相位板时的远场衍射主瓣积分能量值。

压缩后的远场光斑内的能量密度能否提高是本文的研究目的。利用公式(2)且在小信号近似下,可以得到远场光斑的压缩比(即第一零点比  $G$ )与斯特雷尔比的极大值具有如下的关系<sup>[6]</sup>:

$$S = \left[ \bar{A} \sum_{p=1}^{\infty} \frac{(\eta_1^A)^{2p}}{2^{2p}(p+1)(p!)^2} G^{2p} \right]^2, \quad (5)$$

式中  $\bar{A}$  为振幅透过率的最大值,  $\eta_1^A = 0.38325$  为艾里斑的第一零点的位置。根据上式可得远场光斑的压缩比与斯特雷尔比的极大值的关系曲线如图 2 实线所示。图 2 中同时给出了用虚线表示的  $S-G$  的线

性参考值以及利用相位补偿后得到数值计算的结果(用点线表示)。由图 2 可以看出,理论上,当远场光斑压缩比  $G < 0.46$  时,随着光斑压缩比的降低,斯特雷尔比也快速降低,即对于比较大的压缩时,斯特雷尔比和第一零点比存在关系  $S < G$ ,这表明峰值光强下降的速率大于远场光斑的缩小,即能量损失较大,此时能量密度比  $T_I < 1$ 。当  $G > 0.6$  时, $S$  可以大于  $G$ 。理论上尽管此时公式(5)因超出小信号近似的条件不再成立,但它说明了在较小的压缩比的情况下, $S \geq G$  完全有可能成立,即峰值光强下降的速率可小于远场光斑的缩小,能量密度比可大于 1。为此本文提供的补偿相位板  $T$  是在较小的压缩比(即  $G \geq 0.8$ )、斯特雷尔比降低不明显、整个远场衍射主瓣的积分能量降低不大和能量密度比  $T_I > 1$  四个条件下得到的。图中同时给出了在补偿相位板取不同相位函数(相位板的结构的确定将在下面介绍)时即在不同远场光斑的压缩比下,据公式(2)计算得出的斯特雷尔比的极大值。由此可见,在较小的压缩比下, $S \geq G$  关系可以成立,即能量密度比  $T_I$  可大于 1。这一结论与文献[10]中图 6 给出的结果一致。

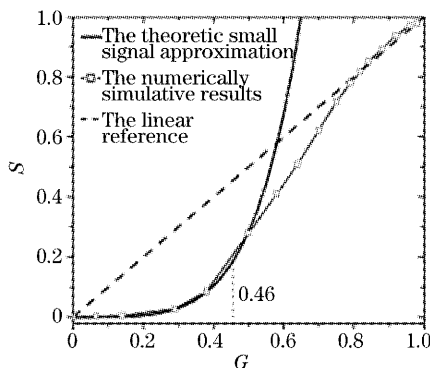


图 2 S-G 关系曲线

Fig. 2 The relationship curve of S-G

### 3 补偿相位板的结构设计

采用相位板的相位补偿技术可获得超衍射极限激光光束,但在激光光束发散度获得压缩的同时,超衍射极限激光光束的远场光斑的能量密度比不小于 1,这对补偿相位板的相位分布提出了很高的要求,再采用正向搜索多环状结构的相位板显然具有一定的难度。为此提出反向传递算法待定求解补偿相位板的结构,即在给定输入光波的振幅分布和远场衍射光斑光强分布(当然该衍射光斑满足一定的光斑压缩比且保证能够产生有效的发散度)的条件下,确定位于输入面上的相位板的相位结构。其具体步骤

为:假设输出面上的目标光强分布,并随机或特殊选取远场光波的初始相位,将构造的这一远场复振幅进行逆傅里叶变换,将变换后的光波复振幅的幅值用已知的输入面上的光波的振幅代替,然后进行正傅里叶变换,将变换到远场的光波复振幅的幅值用设定的远场衍射光强的平方根表示,构造新的输出光波复振幅,进入下一轮的循环。整个迭代过程中输入输出的积分能量保持不变,并在循环的过程中不断地将输出波形与高斯光束的远场进行比较,当压缩比满足一定条件时输出此时在输入面上的相位分布,由此确定补偿相位板的结构。

通常经反向传递算法得到的相位板具有连续的相位分布。对于相位连续分布的相位板,其制作工艺和精度都难以控制。而具有二值结构的相位板利用二元光学的大规模集成电路的制作工艺可精确实现。为此我们还需将连续分布的相位结构进行台阶化,得到台阶状分布的相位函数。

在相位板的台阶化过程中,由于相位转折位置的选取、相位板内外环的相位差的取值以及相位板的外环的尺寸等因素的影响都可能给实际远场衍射图样的结果带来不同程度的偏差。为此我们就这些相关因素的变化对远场衍射图样的影响进行了相应的数值计算。计算过程中,不断改变相位板台阶化时相位的转折位置、相位板内外环的相位差以及相位板的外环的尺寸,进而对相位板的结构进行优化处理,得到最佳的超衍射极限光强分布,从而得到相位板台阶化最佳化时的参量。

我们就实现不同衍射远场光斑压缩比的相位板的结构进行了数值计算,相应的结果如图 3 所示,图 3(a)给出了波腰  $\omega_0 = 10$  mm 的高斯光束在不同压缩比时,压缩前后远场衍射主瓣的积分能量比  $R_I = I_s/I_0$  基本不降低的条件下,利用反向算法得到的补偿相位板的结构示意图,其中输出面上的目标函数取矩形函数。可以看出经反向算法得到的实现超衍射光斑压缩的相位板结构确实并非二阶的相位结构而具有连续的相位分布。对压缩比为 0.8 的相位板结构而言,其大的轮廓具有两个台阶,且这两个台阶的相位差近似为  $\pi$ ,因此在相位台阶化时可采用两相位环再加上一光阑的形式。台阶化时,设内外环的半径分别取  $r_1$  和  $r_2$ ,相应的相位分别为  $\varphi_1$  和  $\varphi_2$ 。台阶化的结果如图 3(b)虚线所示,其中各参量分别取:  $r_1 = 15.625$  mm,  $r_2 = 25$  mm,  $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = 3.14$  rad。实际上只要内外环的相位差保持不变,类似于图 3(a)中压缩比为 0.8 的相位板结构与

图 3(b) 的相位板结构(只画出对称分布相位的一

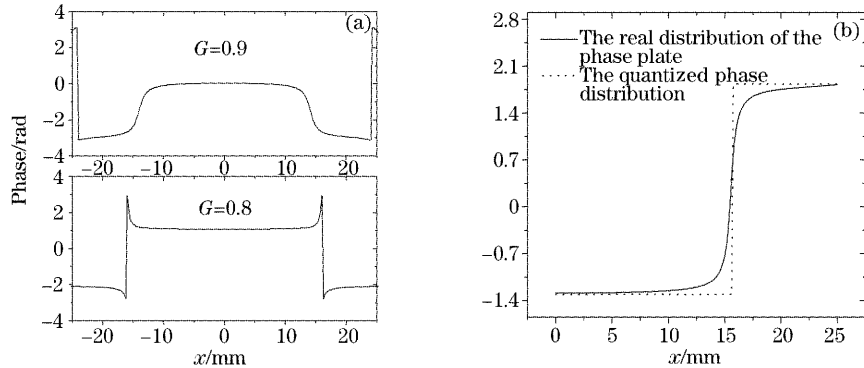


图 3 补偿相位板的理论和台阶化结构

Fig. 3 The theoretic continuous and stepped structure of the compensative phase plate

采用经过台阶化的相位板,如图 3(b)所示,补偿后高斯光束在远场的衍射分布如图 4 所示,其中实线表示未加补偿相位板时高斯光束在远场的衍射,虚线表示经相位板补偿后得到的远场分布。根据得到的相关数据,不难计算高斯光束在相位补偿前后的相关物理量的大小,其中压缩比  $G=0.8$ ,而远场衍射主瓣的积分能量比  $R_I=0.93$ ,能量密度比  $T_I=1.16$ 。可以看出高斯光束在远场光斑压缩的同时,能量降低不大。

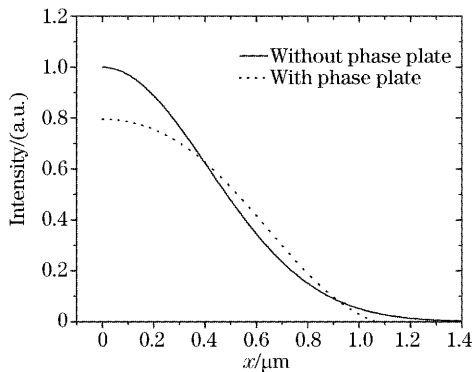


图 4 超衍射极限激光光束的远场衍射分布

Fig. 4 The diffraction distribution of the beam beyond the diffraction limits in far field

## 4 结 论

为克服成像光学超分辨中光束主瓣压缩的同时不可避免地带来主瓣能量的损失,定义了激光光束压缩前后的主瓣能量比和能量密度比。理论上由于在较小的压缩时压缩前后光束远场的峰值强度比可大于 1,这为本文采用相位补偿技术实现小发散度、高能量的超衍射极限激光光束提供了理论依据。此外,本文采用  $G$ - $S$  算法设计了合适的补偿相位板对激光光束进行相位补偿,从而实现了光束远场主瓣压

缩的同时而压缩前后衍射主瓣的能量密度比大于 1 的超衍射极限激光光束,并给出了实例证明。至此本文从理论上设计并实现了超衍射极限激光光束。我们室在早期工作中完成了光学超分辨的理论分析和实验测量<sup>[11]</sup>,对于高斯光束照明下的超衍射极限激光光束的实验工作的开展,需要配备相关的仪器设备,目前正在准备与实验有关的工作。

## 参 考 文 献

- 1 Q. Lin, X. Lu, S. Wang. Theoretical analyses of high intensity super diffraction limiting new beam[J]. *Optik*, 1996, **101**(4): 102~103
- 2 M. Born, E. Wolf. *Principles Optics* [M]. 7<sup>th</sup> (expanded), Cambridge: Cambridge University Press, Chap. 8 and Chap. 10
- 3 C. J. R. Sheppard. The use of lenses with annular aperture in scanning optical microscopy[J]. *Optik*, 1977, **48**(3): 329~334
- 4 C. J. R. Sheppard, T. Wilson. Multiple traversing of the object in the scanning microscope[J]. *Opt. Acta*, 1980, **27**(5): 611~624
- 5 Tasso R. M. Sales, G. M. Morris. In Joint International Symposium on Optical Memory and Optical Data Storage [R]. OSA Technical Digest Series, 1996, **12**: 290~292
- 6 Tasso R. M. Sales, G. M. Morris. Fundamental limits of optical superresolution[J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(9): 582~584
- 7 A. B. Marchant. *Optical Recording: A Technical Overview* [M]. Addison-Wesley, Reading, Mass., 1990. Chp. 5, 101
- 8 T. Wilson. *Confocal Microscopy* [M]. London: Academic, 1990. Chap. 5, 171
- 9 Shen Yibing, Yang Guoguang, Hou Xiyun. Research on phenomenon of the superresolution in laser lithography[J]. *Acta Optica Sinica*, 1999, **19**(11): 1512~1517 (in Chinese)
- 10 沈亦兵, 杨国光, 侯西云. 激光光刻中的超分辨现象研究[J]. *光学学报*, 1999, **19**(11): 1512~1517
- 11 Haitao Liu, Yingbai Yan, Qiaofeng Tan *et al.*. Theories for the design of diffractive superresolution elements and limits of optical superresolution[J]. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 2002, **19**(11): 2185~2193
- 11 Jia Jia, Changhe Zhou, Liren, Liu. Superresolution technology for reduction of the far-field diffraction spot size in the laser free-space communication system[J]. *Opt. Commun.*, 2003, **228**: 271~278