

# 随机相移激光的远场光斑研究\*

肖 峻 吕百达 张 彬

(四川大学激光物理与化学研究所, 成都, 610064)

摘要: 从理论上分析了激光经随机位相板变换后在远场的光斑特性(包括光斑的形状、大小、旋转对称性、衍射效率以及旁瓣分布), 通过比较三种形状位相元(等边三角形、正方形和正六边形)的远场光斑特性, 得知正六边形位相元结构的随机位相板更适合于激光聚变中的束匀化。

关键词: 随机位相板 远场光斑 激光聚变 光束匀化

## Study on far-field spots of random phased laser

Xiao Jun, Lü Baida, Zhang Bing

(Institute of Laser Physics and Chemistry, Sichuan University, Chengdu, 610064)

**Abstract:** The far-field spot characteristics of laser converted by random phase plate are analyzed theoretically, including the shape, size, rotational symmetry and diffractive efficiency of the spots, as well as the distribution of subsidiary spot. By comparing the influence of phase element shape (triangular, square and hexagonal) on the characteristics, we found that the random phase plate with hexagonal array structure is more suitable for the beam smoothing in laser fusion.

**Key words:** random phase plate far-field spot laser fusion beam smoothing

## 引 言

在激光聚变实验中, 为获得均匀的靶面辐照, 必须对光束进行束匀化。在已有的随机位相板(RPP)<sup>[1]</sup>、透镜阵列(LA)<sup>[2]</sup>、光谱角色散(SSD)<sup>[3]</sup>、部分相干光(PCL)<sup>[4]</sup>等多种束匀化技术中, RPP的制作和分析较为简单, 且能有效地消除焦斑的大尺度不均匀性, 已普遍用于激光聚变实验中<sup>[5-7]</sup>。近年来, 提出了多种位相元结构的RPP, 不同结构的RPP对应不同特性的远场光斑, 我们从理论上对三种常用的位相元形状(等边三角形、正方形和正六边形)结构RPP的远场光斑特性进行了全面的分析比较, 所得结论对有效使用RPP有一定的指导意义。

## 1 理论分析

### 1.1 计算模型

RPP由基板上随机排布的二值位相元膜层阵列构成。位相元膜层对工作波长的光产生0或 $\pi$ 相移。RPP远场应用的光学系统如图1所示。将RPP置于聚焦透镜前, 通过RPP的激光被分割成大量子束, 经透镜会聚在焦面上叠加。选择位相元的大小使单一子束的衍射光斑尺度与靶丸直径相当, 这

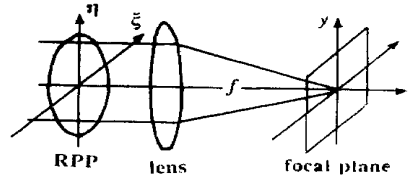


Fig. 1 The optical system for RPP far-field application

\* 国家高技术惯性约束聚变主题和中物院科学基金项目资助。

样,所有子束的衍射光斑在靶面“混合”的结果将会消除近场位相及振幅的起伏对靶面均匀辐照的影响。

## 1.2 焦面上的光强分布

对图 1 所示的 RPP 远场应用的光学系统,由 Fraunhofer 公式可得焦面上的光场分布为

$$U_0(\rho, f) = \frac{-i}{\lambda f} \exp\left(\frac{ik\rho^2}{2f}\right) \int_{\Omega} U_i(\rho', 0) \exp\left(-\frac{ik\rho \cdot \rho'}{f}\right) d\rho' \quad (1)$$

式中,  $\lambda$  为光波长,  $k = 2\pi/\lambda$  为透镜的焦距,  $\rho = (x, y)$ ,  $\rho' = (\xi, \eta)$ ,  $\Omega$  和  $U_i(\rho', 0)$  分别为经 RPP 变换后的光场区域和光场分布(包括入射光束的振幅和位相起伏以及 RPP 引入的随机相移)。(1) 式中已假设 RPP 靠近透镜,透镜孔径很大,不引起附加的衍射;入射光场完全相干且偏振方向完全一致。

由于位相元的尺寸一般远小于光束的口径,可以认为在各位相元中入射光的分布变化很缓慢,因此,可用各位相元中心的复振幅表示,即  $U_i(\rho', 0) = U_i(\rho_m, 0) = U_{lm} \exp(i\varphi_{lm})$ ,

其中  $\rho_m = (\xi_m, \eta_m)$  是第  $(l, m)$  位相元中心的坐标,由图 2 所示的  $\rho' = \rho_m + \rho_0$  关系,可将(1)式表示为

$$U_0(\rho, f) = \frac{-i}{\lambda f} \exp\left(\frac{ik\rho^2}{2f}\right) S(\rho, f) \sum_{l,m} U_{lm} \exp\left(-\frac{ik\rho \cdot \rho_m}{f} + i\varphi_{lm}\right) \quad (2)$$

式中,  $S(\rho, f) = \int_{\omega} \exp(-ik\rho \cdot \rho_0/f) d\rho_0$  (3)

$\omega$  为单一位相元域。(2) 式中已假设各位相元的形状、大小以及取向都完全一致,  $S(\rho, f)$  对应振幅为 1 的平面波经单一位相元衍射后在远场的光场分布,求和部分对应子束间的干涉。

由(2)式得焦面上的光强分布为

$$\begin{aligned} I(x, y, f) &= \frac{|S(x, y, f)|^2}{\lambda^2 f^2} \left| \sum_{l,m} U_{lm} \exp\left[\frac{-ik}{f}(x\xi_m + y\eta_m) + i\varphi_{lm}\right] \right|^2 \\ &= \frac{|S(x, y, f)|^2}{\lambda^2 f^2} \sum_{l,m,l',m'} U_{lm} U_{l'm'} \exp\left\{\frac{-ik}{f}[x(\xi_m - \xi_{m'}) + y(\eta_m - \eta_{m'})] + i(\varphi_{lm} - \varphi_{l'm'})\right\} \quad (4) \end{aligned}$$

由(4)式可得知焦面上的光强分布包含有子束间两两相干形成的各种尺度斑纹的叠加,各斑纹的尺度由两位相元中心的间距确定,随机相移使各斑纹在空间随机交错,从而在焦斑上出现杂乱而细密的光强起伏,形成所谓的散斑,这种分布的主要特征可用光强分布包络和最小的斑纹尺度来描述。在(4)式中略去子束间的干涉效应得到光强分布包络  $I_c(x, y, f) = |S(x, y, f)|^2 / \lambda^2 \sum_{l,m} U_{lm}^2$ 。光强分布包络描述了焦斑的形状、大小及光强分布的“宏观”特征。由  $I_c$  的表达式可得知,只要近场的分布在位相元内变化不大,远场光斑的相对光强包络对近场的光场分布不敏感,这就是 RPP 的束匀化效应。由(4)式可得叠加在包络上的最小的斑纹尺度  $w = 2\lambda/D$  ( $D$  为光束口径)。

## 1.3 位相元的远场衍射光斑

在焦平面上,各子束的衍射光斑完全重合,相对的光强分布包络由单一位相元的衍射光斑确定,位相元的形状和大小对焦斑的光强分布影响很大。原则上,任何能密排平面的多边形都可作为位相元。但在激光直接驱动聚变中,需要焦斑具有旋转对称性,因而,采用正多边形位

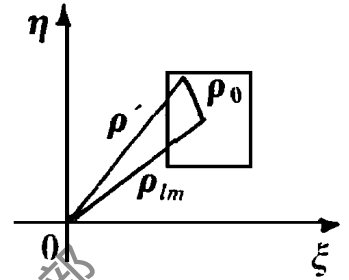


Fig.2 The relation between coordinates  $\rho_m$  and  $\rho'$

相元。能密排平面的正多边形只有等边三角形、正方形和正六边形三种。

三角形

位相元结构

RPP 的掩

模图样如图

3a 所示, 密

排中的三角

形位相元有

两种取向

(正三角形和倒三角形)。对于边长为  $d$  的正三角形位相元, 如图 3b 所示建立坐标, 原点位于位相元中心, 按(3)式积分得其衍射光场分布为

$$S(x, y, f) = (i\sqrt{3}d^2/4) \cdot (\mathcal{X}/\pi dx) \{ \exp[-i(3x + \sqrt{3}y) \cdot (d\pi/6\mathcal{X})] \text{sinc}[(x - \sqrt{3}y)d\pi/(2\mathcal{X})] - \exp[i(3x - \sqrt{3}y) \cdot (d\pi/6\mathcal{X})] \text{sinc}[(x + \sqrt{3}y)d\pi/(2\mathcal{X})] \} \quad (5)$$

式中,  $\text{sinc}(x) = \text{sinc}(x)/x$ 。将上式中的  $y$  换成为  $-y$  可得到倒三角形位相元的衍射光场分布。可以证明  $S(x, y, f)$  和  $S(x, -y, f)$  的光场分布的振幅相同, 因而  $|S(x, y, f)|^2$  相同, 其分布如图 3c 所示。由  $S(x, 0, f) = 0$  可得  $x_{\min} = \pm 2\mathcal{X}/d$ , 在  $y = \pm 2\mathcal{X}/d$  处  $S(0, y, f) \approx 0$ 。中央光斑尺度  $w = 4\mathcal{X}/d = 2.309\mathcal{X}/R$  ( $R$  为位相元的外接圆半径)。还可以证明  $|S(x, y, f)|^2$  对中心具有六重旋转对称性, 即在极坐标系下有  $|S(\rho\cos\theta, \rho\sin\theta, f)|^2 = |S(\rho\cos(\theta + 2\pi/6), \rho\sin(\theta + 2\pi/6), f)|^2$  关系。在  $\rho \leq 2\mathcal{X}/d$  的范围内, 光斑接近于圆形, 积分此范围内的  $|S(x, y, f)|^2$  可得中央光斑占有焦面上总能量的 82.29%。

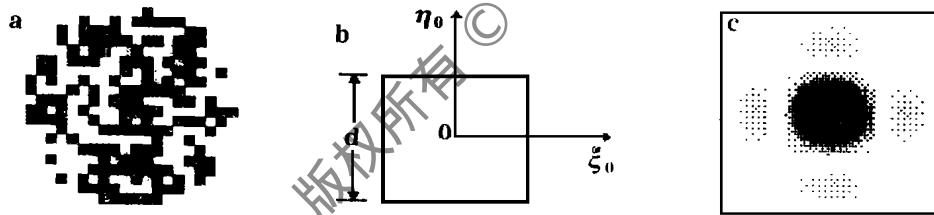


Fig. 4 a—the mask pattern of RPP consisting of square phase elements b—the coordinate used in calculation c—the far-field diffraction pattern for a square aperture

正方形位相元结构 RPP 掩模图样如图 4a 所示, 对于边长为  $d$  的正方

形位相元有  $S(x, y, f) = d^2 \text{sinc}[\pi dx / (\mathcal{X})] \text{sinc}[\pi dy / (\mathcal{X})]$  (6)

中央光斑尺度  $w = 2lf/d = 1.414\mathcal{X}/R$ ,  $|S(x, y, f)|^2$  对中心具有四重旋转对称性, 如图 4c 所示, 中央光斑接近于方斑, 占有 81.51% 的总能量。在  $\rho \leq \mathcal{X}/d$  的圆域内, 占有 81.28% 的总能量。正六边形位相元结构 RPP 掩模图样如图 5a 所示, 如图 5b 建立坐标, 位相元边长为  $d$ , 其衍射光场分布为

$$S(x, y, f) = \sqrt{3}d^2 \text{sinc}[\sqrt{3}\pi dx / (\mathcal{X})] \text{sinc}[\pi dy / (\mathcal{X})] + (\sqrt{3}d^2/4) [2\mathcal{X}/(\sqrt{3}\pi dx)] \{ \text{sinc}[\pi d(\sqrt{3}x + y)/(2\mathcal{X})] \text{sinc}[\sqrt{3}\pi d(x - \sqrt{3}y)/(2\mathcal{X})] + \text{sinc}[\pi d(\sqrt{3}x - y)/(2\mathcal{X})] \text{sinc}[\sqrt{3}\pi d(x + \sqrt{3}y)/(2\mathcal{X})] \} \quad (7)$$

由  $S(x, 0, f) = 0$  和  $S(0, y, f) = 0$  可得  $x_{\min} \approx \pm 2\mathcal{X}/3d$ ,  $y_{\min} = \pm 2\mathcal{X}/3d$ , 中央光斑尺度  $w = 4\mathcal{X}/3d = 1.333\mathcal{X}/R$ 。 $|S(x, y, f)|^2$  对中心具有六重旋转对称性, 如图 5c 所示, 中央光斑

非常接近于圆形,在  $\rho \leq 2\lambda/3d$  的范围内占有焦面上总能量的 83.33% (接近于圆孔的衍射效率 83.78%)。

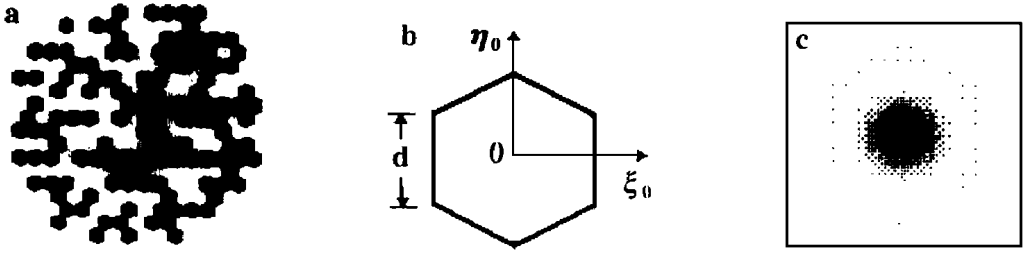


Fig. 5 a—the mask pattern of RPP consisting of regular hexagonal phase elements b—the coordinate used in calculation c—the far-field diffraction pattern for a regular hexagonal aperture

三种形状位相元的衍射光斑特性总结于表 1。在直接驱动中,根据靶丸的大小来确定位相元的大小。当要求的光斑尺寸一定时,对不同结构的随机位相板,其位相元大小、位相元的面积不一样,入射场域内的位相元数也不一样。表 1 还给出了不同位相元结构的 RPP 参数。

Table 1 The far-field spot characters and the RPP parameters

shape of element	rotational symmetry of spot	size of spot ( $\lambda/R$ )	diffractive efficiency (%)	side length of element ( $\lambda/w$ )	area of element $(\lambda/w)^2$	number of elements $(Dw/\lambda)^2$
triangle	6-fold	2.3094	82.29	4	6.9282	0.1134
square	4-fold	1.4142	81.28	2	4	0.1963
hexagon	6-fold	1.3333	83.33	1.3333	1.1547	0.6802

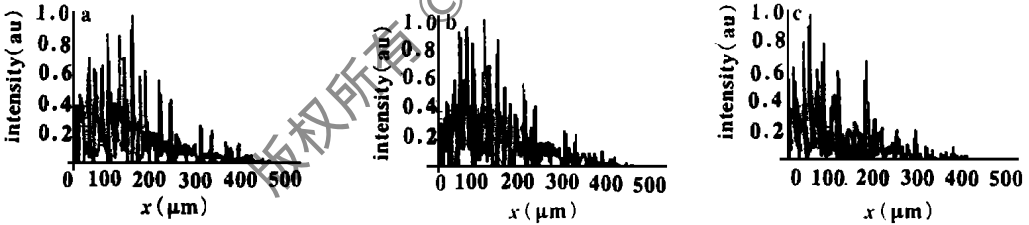


Fig. 6 Line scan through speckle pattern generated by RPP, for a, b, and c, the incident field are as follows:

$$\begin{aligned}
 & a-U_{lm} = 1, \varphi_{lm} = \varphi_{RPPlm} \quad b-U_{lm} = \exp[-(2\rho_{lm}/D)^2], \varphi_{lm} = \varphi_{RPPlm} \quad c-U_{lm} = \exp[-(2\rho_{lm}/D)^2] + \\
 & 0.1\cos(30\rho_{lm}/D), \varphi_{lm} = \varphi_{RPPlm} + 0.2\pi\sin(60\rho_{lm}/D)
 \end{aligned}$$

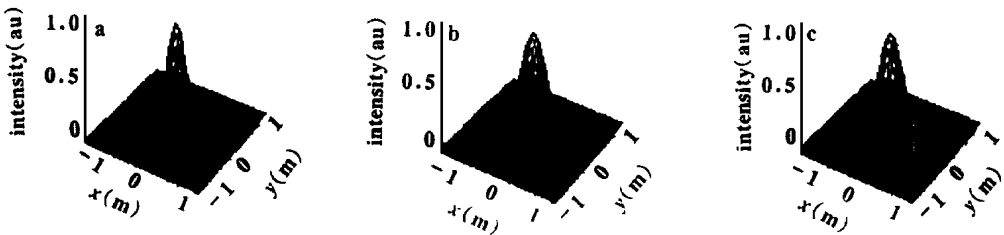


Fig. 7 The relative intensity profile of far-field spots for different phase element construction RPP

a—triangular b—square c—hexagonal

下面对 RPP 的聚焦特性进行数值模拟。取入射光波长  $\lambda$  为 0.53 $\mu$ m, 光束直径  $D$  为

24cm, 透镜焦距  $f$  为 2m。设所需的光斑尺度  $w$  为 1060 $\mu$ m, 对应的三角形位相元边长  $d$  为 4mm, 正方形位相元边长  $d$  为 2mm, 正六边形位相元边长  $d$  为 4/3mm。

当入射场分别为: (1) 振幅为 1 的平面波 ( $U_{lm} = 1, \varphi_{lm} = \varphi_{RPPlm}, \varphi_{RPPlm}$  为位相元引入的随机相移) 时; (2) 当入射场波面为平面, 而光强按高斯分布 ( $U_{lm} = \exp[-(2\rho_m/D)^2], \varphi_{lm} = \varphi_{RPPlm}$ ) 时; (3) 当入射场波面为准平面, 而光强按高斯分布, 但振幅和位相都带有一定的起伏 ( $U_{lm} = \exp[-(2\rho_m/D)^2] + 0.1\cos(30\rho_m/D), \varphi_{lm} = \varphi_{RPPlm} + 0.2\pi\sin(60\rho_m/D)$ ) 时, 按(2)式计算出经正方形位相元结构 RPP 后在焦面上沿  $x$  轴的相对光强分布如图 6 所示。由此图可见, 尽管近场分布对光斑包络无影响, 但对光斑的“微观”结构是有影响的, 图 6b 中的斑纹结构与图 6a 相近, 而图 6c 的斑纹结构与图 6a 相差稍大, 可见近场位相起伏对斑纹结构的影响较振幅起伏的影响更为明显。

不同入射场经同一结构的 RPP 后, 焦面光斑的相对光强分布包络相同, 但经不同结构 RPP 后, 其焦面光斑的相对光强分布包络不同。图 7 所示给出了入射场经三种位相元结构 RPP 后, 在焦面上光斑的相对光强分布包络, 由此, 可明显地看到 RPP 的单元形状对焦斑包络的旋转对称性以及旁瓣分布的影响。

### 3 结 论

由上述理论分析和数值模拟我们得知: 经过 RPP 变换后的激光在焦面上的光斑包络对近场分布不敏感, 由位相元的形状和大小、入射光的波长、光束口径、以及聚焦透镜的焦距确定, 其中位相元的形状对光斑特性的影响较大。在三种位相元形状结构的 RPP 中, 从光斑的旋转对称性和衍射效率来看, 正六边形位相元结构的 RPP 最好, 而且, 正六边形位相元衍射光斑的旁瓣在空间更分散, 这在间接驱动中对于防止激光注入堵孔也是非常有益的。由焦斑大小与位相元大小的关系可知, 当所需的光斑尺度一定时, 正六边形位相元的尺度最小, 对应的位相元面积也最小。位相元面积越小, 对入射光束的分割越细, RPP 的束匀化效果越好, 即焦斑的光强分布对入射场的不均匀性更不敏感。当入射场口径  $D$  和要求的光斑尺度  $w$  都一定时, 正六边形结构随机位相板的位相元数最大, 使更多不同尺度的斑纹在焦斑上叠加, 这对于束匀化也是有利的。因此, 我们可得出这样的结论: 三种位相元结构的 RPP 中, 就远场光斑特性而言, 正六边形结构的 RPP 更适合于激光聚变中的束匀化。

RPP 对于消除焦斑的大尺度不均匀性非常有效, 但要进一步消除小尺度不均匀性(这在辐照初期是非常重要的), 将辐照不均匀性控制到可允许的程度, 还必须结合其它束匀化技术。此外, 这种二值的随机位相板的衍射效率不是很高, 焦斑周围存在的旁瓣引起能量损失, 在间接驱动聚变中还可能影响激光的有效注入, 采用连续变化的位相板可消除光斑的旁瓣, 并能产生特定的光斑包络<sup>[8]</sup>。然而, 与连续位相板相比, RPP 的制作和分析都比较简单, 抗损伤阈值较高, 仍不失为光束匀化的有效措施之一, 并且, 通过选择适当的离焦距离可进一步控制光斑包络, 有关工作将另文发表。

### 参 考 文 献

- 1 Kao Y, Mima K, Miyanaga N *et al.* Phys Rev Lett, 1984; 53(11): 1057~ 1060
- 2 邓锡铭, 梁向春, 陈泽尊 *et al.* 中国激光, 1985; 12(5): 257~ 381
- 3 Skupsky S, Short R W, Kessler T *et al.* J A P, 1989; 66(8): 3456~ 3462
- 4 Nakano H, Miyanaga N, Yagi K *et al.* J A P, 1993; 73(8): 2122~ 2131

# 有振幅调制和位相畸变光束的非线性传输\*

张 彬 吕百达

(四川大学激光物理与化学研究所, 成都, 610064)

摘要: 从广义惠更斯-菲涅耳衍射积分和 B 积分定义出发, 并利用统计光学方法, 对有振幅调制和位相畸变光束的非线性传输特性作了详细研究。

关键词: 有振幅调制和位相畸变光束 B 积分 非线性传输

## Nonlinear propagation properties of laser beams with amplitude modulations and phase fluctuations

Zhang Bin, Lü Baida

(Institute of Laser Physics & Chemistry, Sichuan University, Chengdu, 610064)

**Abstract:** In this paper, starting from the generalized Huygens-Fresnel diffraction integral and B-integral definition, and based on the statistical optics method, the nonlinear propagation properties of laser beams with amplitude modulations and phase fluctuations have been studied in detail.

**Key words:** laser beams with amplitude modulations and phase fluctuations B-integral nonlinear propagation

### 引 言

通常, 在研究激光传输变换特性时, 假设光场为高斯分布, 但实际情况并非都是这样的。在高功率激光系统中, 例如惯性约束聚变(ICF)驱动器, 由于光泵而产生的动态热畸变以及块状光学材料的不均匀性或抛光过程带来光学元件表面缺陷产生的静态畸变的影响, 使激光具有振幅调制和位相畸变<sup>[1]</sup>, 这种畸变具有随机性, 必须用统计光学的方法进行处理。此外, 高功率激光在传输时, 由于光学元件的非线性折射率引起的位相延迟(B积分), 对其传输特性将产生影响<sup>[2~5]</sup>。为了控制非线性位相延迟给激光光束质量带来的破坏, 在对 ICF 驱动器进行优化设计时, 通常要求将级间 B 积分增长值控制在一定数值范围内。另一方面, ICF 驱动器可

\* 国家高技术惯性约束聚变主题项目资助。

- 5 Dixit S N, Thomas I M, Woods B W *et al.* Appl Opt, 1993; 32(14): 2543~ 2554
- 6 Miyanaga N, Matsuoka S, Ando A *et al.* SPIE, 1995; 2633: 183~ 190
- 7 Pepler D A, Danson C N, Ross I N *et al.* SPIE, 1993; 1870: 76~ 87
- 8 Dixit S N, Rushford M C, Thomas I M *et al.* SPIE, 1995; 2633: 141~ 151

\* \* \*

作者简介: 肖 峻, 男, 1958 年出生。副教授, 在职博士生。现主要从事光束的传输变换研究和教学工作。