

# 用偏振和有规位相分布抑制线聚焦系统的小尺度不均匀性\*

刘忠永 吕百达 蔡邦维 隋展\*\*

(四川大学光电科学技术系, 成都 610064)

**摘 要** 研究了一种用以抑制光楔列阵线聚焦系统在靶面产生的干涉尖峰的方法。由这种尖峰引起的小尺度不均匀性对 X 射线激光的产生是不利的。利用特殊分布的偏振态和位相, 可把尖峰引向更密集的程度, 而且其对比度下降, 这将有利于它通过靶物质自身的横向热传导而平滑化。对于四单元的列阵系统, 甚至可将尖峰完全消除。

**关键词** 偏振控制, 有规位相分布, 线聚焦, 光楔列阵, 照射均匀性。

## 1 引 言

近年来, 为使产生 X 射线激光的高功率泵浦光均匀化, 提出了列阵线聚焦系统, 主要有柱透镜列阵(CLA)<sup>[1]</sup>和光楔列阵(SWA)<sup>[2]</sup>。这些系统对不均匀的入射光场在大尺度范围内有较好的均匀化效果, 沿焦线长度方向可获得“平顶”光强分布。但另一方面, 由于对入射光场进行了分割, 各子孔径出射的光波之间产生了干涉, 从而形成间隔在几十微米到几百微米间的干涉尖峰, 引起小尺度范围内的强度不均匀, 这对 X 射线激光的产生是不利的。为了消除这种干涉尖峰的影响, 可借鉴近年来在惯性约束核聚变(ICF)中为抑制无规位相板(RPP)<sup>[3]</sup>产生的干涉尖峰而提出的感生空间非相干(ISI)、光谱色散(SSD)、偏振控制板(PCP)和部分相干光(PCL)<sup>[4~7]</sup>等技术。本文在光楔列阵线聚焦系统中, 利用互相正交的偏振分布在一定程度上破坏入射光束的空间相干性, 再引入一种有规位相分布使干涉条纹变得更加细密, 而且对比度降低, 从而缩短热平滑实现的时间。这种方法(以下简称偏振控制和有规位相分布)的基本物理思想是, 利用有规位相分布, 使两个互相垂直偏振方向产生的两组互不相干的干涉条纹彼此错开适当间隔, 叠加后使条纹变得更密集, 从而使靶面上的尖峰也得以加密。选取一组实用参数作了数值计算, 结果表明, 偏振控制和有规位相分布方法使尖峰的密集度是不用任何破坏相干性的方法时的四倍, 比只用无规则相板时的要高, 一般情况下, 比用偏振控制板加无规则位相板时的也要高。对四单元列阵系统, 甚至可完全消除干涉尖峰。

\* 国家科委 863 高科技项目。

\*\* 中国工程物理研究院定向研究生。

收稿日期: 1994年11月16日; 收到修改稿日期: 1995年2月27日

## 2 光楔列阵线聚焦系统的场分布

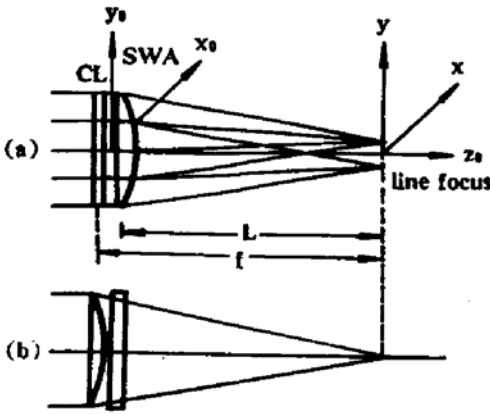


Fig. 1 Diagram of the segmented wedge array (SWA) focussing arrangement, (a) a top view, (b) a side view. CL indicates the cylindrical lens

由 Villeneuve 等人提出的光楔列阵线聚焦系统的原理如图 1 所示, 它由柱透镜和光楔列阵构成。多块光楔在焦线长度方向 ( $y$  方向) 把入射光波分割成数等份, 经光楔列阵后, 每部分光相对于原入射光偏转不同角度, 传播到离光楔列阵为  $L$  处, 各部分光完全重叠。这要求各单元光楔的楔角满足:

$$\alpha_m = \frac{1}{n-1} \tan^{-1} \frac{y_m}{L}$$

其中  $\alpha_m$  为第  $m$  个单元的楔角,  $m$  为各光楔的排列序号, 若总单元数为  $N$ , 则当其为奇数时, 有  $-(N-1)/2 \leq m \leq (N-1)/2$ , 为偶数时, 有  $-N/2 \leq m \leq N/2$ ,  $y_m$  为第  $m$  个单元中心到  $z$  轴 (光轴) 的距离,  $n$  为光楔介质的折射率。在与焦线长度方向垂直的另一方向 ( $x$  方向) 上, 单柱面透镜将入射光波在其后焦面上会聚成一条焦线。在忽略入射光的衍射效应和光场的相干性的情况下, 光楔列阵单元数越多, 越利于提高均匀性。但在实际情况中, 入射光的衍射效应和相干性是必须考虑的。

由衍射理论知, 焦线上的光强分布应该是在各个光楔列阵单元光波之间的干涉分布上再加上单个子孔径衍射的调制。为简化计算, 设光楔列阵与柱面镜紧贴, 即令  $L$  等于柱面镜的焦距  $f$ , 菲涅耳近似成立, 光楔列阵楔角满足小角度近似, 入射光场为  $U_0(x_0, y_0) = U_0(x_0)U_0(y_0)$ , 光楔列阵单元长度为  $2r_0$ , 单元宽度为  $d$ , 坐标系选取如图 1 示。第  $m$  个单元的复振幅透过率函数为

$$t_m(x_0, y_0) = \exp\left(\frac{-ikx_0^2}{2f}\right) \exp[-ik(n-1)\alpha_m y_0 + i\varphi_{0m}]. \quad (1)$$

其中  $\varphi_{0m}$  为初始相位, 由各单元的厚度决定。由惠更斯-菲涅耳衍射积分得第  $m$  单元在靶面上的光场分布为:

$$U_m(x, y) = \frac{1}{i\lambda f} \exp\left[\frac{ik}{2f}(x^2 + y^2)\right] \int_{-r_0}^{r_0} U_0(x_0) \exp\left(\frac{ikxx_0}{f}\right) dx_0 \times \int_{a_m}^{b_m} U_0(y_0) \exp\left\{\frac{ik}{2f}(y_0^2 - 2yy_0 - 2y_m y_0) + i\varphi_{0m}\right\} dy_0. \quad (2)$$

其中, 当光楔列阵单元总数为偶数时, 积分上下限为 (对单元总数为奇数时, 可作类似处理, 本文从略):

$$a_m = \begin{cases} (m-1)d, & m > 0 \\ md, & m < 0 \end{cases}, \quad b_m = \begin{cases} md, & m > 0 \\ (m+1)d, & m < 0 \end{cases}$$

而

$$y_m = \begin{cases} (m-1/2)d, & m > 0 \\ (m+1/2)d, & m < 0 \end{cases}$$

考虑焦线长度方向的强度分布, 取  $x = 0$ , 且去掉对计算强度无贡献的项  $\exp(iky^2/2f)$ , 代入上述关系, 进行坐标变换,  $y_+ = y_0 - md + d/2$  ( $m > 0$ ),  $y_- = y_0 - md - d/2$  ( $m < 0$ ), 设入射

光为平面波, 即  $U_0(x_0) = U_0(y_0) = 1$ , 且满足下述条件:

$$\varphi_{0m} = (k/2f)|m|(|m| - 1)d^2 + \varphi_0, \quad (3)$$

其中  $\varphi_0$  为与  $m$  无关的常量, 对计算强度无贡献, 下面的公式中将其省去。(3) 式的物理意义是: 各单元子光束在靶线中心 ( $y = 0$ ) 处引起的光扰动的位相相同, 在实际工作中是可设法实现的。将上述关系代入(2)式, 略去中间推导过程, 将结果整理为:

$$U_m(0, y) = \frac{2r_0}{i\lambda f} \int_{-d/2}^{d/2} \exp \left[ \frac{ik}{2f} (y_0 - y)^2 \right] dy_0 \\ \times \left\{ \exp \left[ -\frac{ik}{2f} \left( y - \frac{d}{2} \right)^2 \right] \exp \left( \frac{-ikdmy}{f} \right) \right\}, \quad (m > 0)$$

$$U_m(0, y) = \frac{2r_0}{i\lambda f} \int_{-d/2}^{d/2} \exp \left[ \frac{ik}{2f} (y_0 - y)^2 \right] dy_0 \\ \times \left\{ \exp \left[ -\frac{ik}{2f} \left( y + \frac{d}{2} \right)^2 \right] \exp \left( \frac{-ikdmy}{f} \right) \right\}. \quad (m < 0) \quad (4)$$

而靶面上总的复振幅为

$$U(0, y) = \sum U_m(0, y) \\ = \frac{2r_0}{i\lambda f} \int_{-d/2}^{d/2} \exp \left[ \frac{ik}{2f} (y_0 - y)^2 \right] dy_0 \\ \times \left\{ \exp \left[ -\frac{ik}{2f} \left( y - \frac{d}{2} \right)^2 \right] \sum_{m=1}^{N/2} \exp \left( \frac{-ikdmy}{f} \right) \right. \\ \left. + \exp \left[ -\frac{ik}{2f} \left( y + \frac{d}{2} \right)^2 \right] \sum_{m=-N/2}^{-1} \exp \left( \frac{-ikdmy}{f} \right) \right\}. \quad (5)$$

上式中, 积分部分对应于单元的非涅耳衍射, 衍射孔径大小为  $d$ , 这表明焦线的长度大约为  $d$ ; 而求和部分对应于各单元之间的干涉, 相邻两子光束间的位相差为  $kyd/f$ , 产生的干涉主极大条纹间隔约等于  $\lambda f/d$ 。因此, 靶线上的光强分布是由单元衍射所调制的多光束干涉的结果。

### 3 利用偏振控制和有规位相分布抑制小尺度不均匀性

X 射线激光实验中所用的泵浦激光是线偏振的, 经由光楔列阵出射的各子光束的偏振态相同, 因此它们之间是相干的。如果设法使这些子光束之间的偏振态不相同, 比如在光楔列阵各单元前放置光轴取向各异的  $\lambda/2$  波片, 则其干涉特性将有所变化。本文采用偏振控制板的思想, 将其设计为一维的, 每个波片单元与光楔列阵单元有相同的尺寸。入射光通过偏振控制板之后, 被分割成两组偏振方向相互正交的子波, 如果只从强度分布上看, 可以这样理解这两组子波对靶面强度分布的作用, 即每一组内的子波之间由于偏振同向, 将产生一组干涉条纹, 而两组子波之间的作用, 由于偏振方向是相互正交的, 所以应是两组干涉条纹的相加。如果设法使由偏振控制板产生的两组条纹之间错开一定间隔, 当它们迭加后, 总的条纹就会变密, 特别地当两组条纹的强度正好互补时, 迭加后条纹将完全消除。作者详细分析了各种可能的偏振和位相分布, 发现取经过各个光楔单元后的光的偏振态及位相作如下的有规分布为好:

- (1) 相邻两单元的偏振方向相互正交(如图 2 中的  $x$  和  $y$  方向)。
- (2) 一个方向( $x$  方向)上的偏振光同位相, 而另一个方向( $y$  方向)上, 相邻的同向偏振光

反位相。

图 2 是上述有规分布和为实现这种分布  $\lambda/2$  波片光轴取向排列的示意图。 $\lambda/2$  波片光轴的这种排布，实现了上述(1)中对偏振分布的要求，同时也实现了(2)中对位相分布的要求，因此，实际应用中，不需象偏振控制板加无规则位相板技术那样用两个器件来分别实现对偏振和位相的控制。按此分布后， $x$  方向和  $y$  方向的偏振光是互不相干的， $x$  方向偏振光的总的复振幅来自  $m = 2, 4, \dots, 2j, \dots$  和  $m = -1, -3, \dots, -(2j - 1), \dots$  的各单元的振幅贡献之和，由(4)可得：

$$U_x = \frac{2r_0}{i\lambda f} \int_{-d/2}^{d/2} \exp\left[\frac{ik}{2f}(y_s - y)^2\right] dy_s \exp\left[-\frac{ik}{2f}\left(y - \frac{d}{2}\right)^2\right] \times \sum_{j=1}^{2j \leq N/2} \exp\left(\frac{-ik2djy}{f}\right) + \exp\left[-\frac{ik}{2f}\left(y + \frac{d}{2}\right)^2\right] \times \sum_{j=1}^{2j \leq 1+N/2} \exp\left[\frac{-ikd(2j-1)y}{f}\right] \quad (6)$$

$y$  方向偏振光的总的复振幅来自  $m = 1, 3, \dots, (2j - 1), \dots$  和  $m = -2, -4, \dots, -2j, \dots$  的各单元的振幅贡献之和：

$$U_y = \frac{2r_0}{i\lambda f} \int_{-d/2}^{d/2} \exp\left[\frac{ik}{2f}(y_s - y)^2\right] dy_s \times \left\{ \exp\left[-\frac{ik}{2f}\left(y - \frac{d}{2}\right)^2\right] \sum_{j=1}^{2j \leq 1+N/2} \exp\left[\frac{-ikd(2j-1)y}{f} + i \text{def}(j)\pi\right] \right\} + \exp\left[-\frac{ik}{2f}\left(y + \frac{d}{2}\right)^2\right] \sum_{j=1}^{2j \leq N/2} \exp\left[\frac{ik2djy}{f} + i \text{def}(j+1)\pi\right] \quad (7)$$

其中， $j$  为大于 0 的整数，定义函数

$$\text{def}(n) = \begin{cases} 0, & n = \text{奇数} \\ 1, & n = \text{偶数} \end{cases}$$

而总光强为：

$$I(0, y) = U_x U_x^* + U_y U_y^* \quad (8)$$

### 4 数值计算及结果分析

取单元总数  $N = 4, 6, 8, d = 1.2 \text{ cm}, f = 120 \text{ cm}, \lambda = 1.06 \mu\text{m}^{[2]}$ ，作了数值计算，选取有代表性的结果示于图 3~图 5。图 3(a)、图 3(b)分别是  $N = 4$  时，不用偏振控制图和有规位相分布及用了偏振控制和有规位相分布时的强度分布。可以看出，引入偏振和位相分布后，干涉尖峰完全消除了，剩下的只有单元衍射的包络。这是可以理解的，因为  $x$  方向和  $y$  方向的偏振光各自独立地产生一组干涉条纹，每组中条纹的间隔是相同的，但由于在  $y$  方向两光束是反相的，产生的条纹与  $x$  方向的正好错开半个条纹间隔，因而两组条纹是互补的，当其交迭后，干涉条纹即“相消”了。两图中，圆域内是对应于焦线长度方向上  $y = 0$  到  $238 \mu\text{m}$  局部的强度放大图(下同)，可见，不用偏振控制和有规位相分布时，相邻两干涉主极大之间有 2 个次极大。

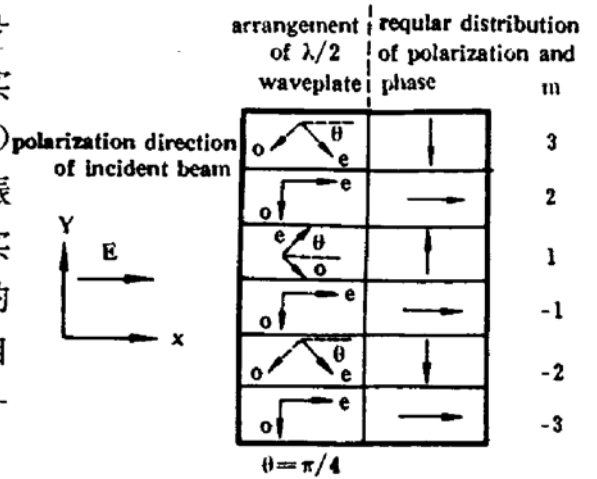


Fig. 2 Schematic illustration of the oriented arrangement of  $\lambda/2$ -plate and the regular distribution of polarization and phase of the laser beam after passing through the SWA

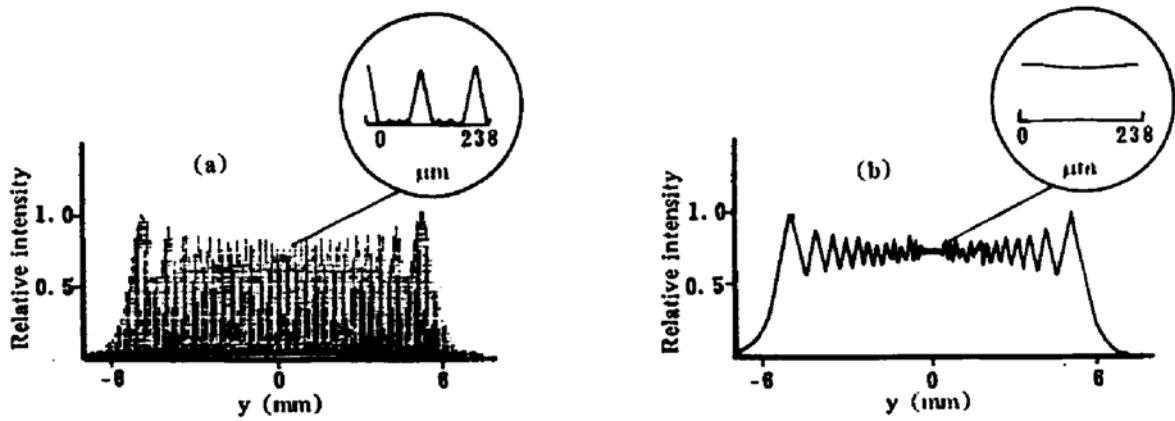


Fig. 3 (a) The intensity distribution along line focus length for a four-element SWA system ( $N = 4$ ) without PC and Regular Phase Distribution. The amplified pattern in the circle indicates the intensity distribution. The amplified pattern in the circle indicates the intensity distribution from  $y = 0$  to  $238 \mu\text{m}$  along the focus line length (unless otherwise stated). The calculation parameters are seen in the text. (b) The intensity distribution along line focus length for a four-element SWA system ( $N = 4$ ) with PC and Regular Phase Distribution

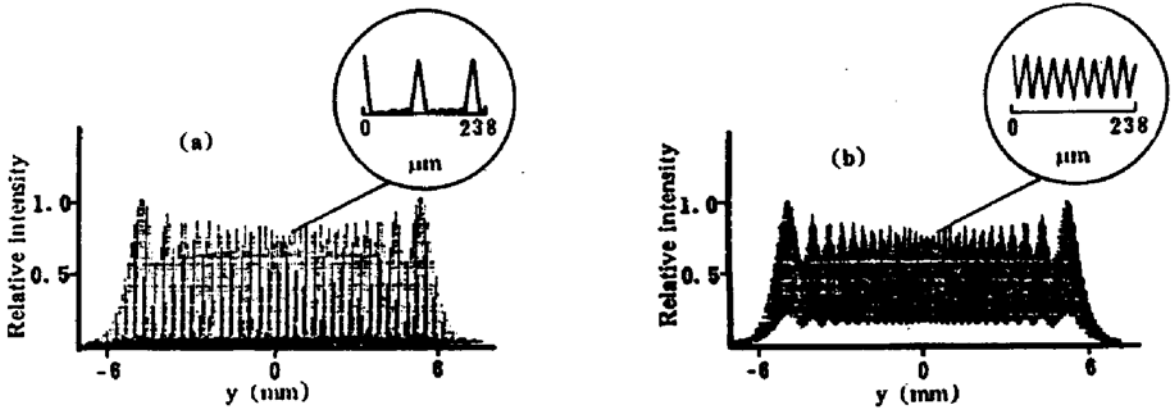


Fig. 4 (a) The intensity distribution along line focus length for a six-element SWA system ( $N = 6$ ) without PC and Regular Phase Distribution. (b) The intensity distribution along line focus length for a six-element SWA system ( $N = 6$ ) with PC+Regular Phase Distribution

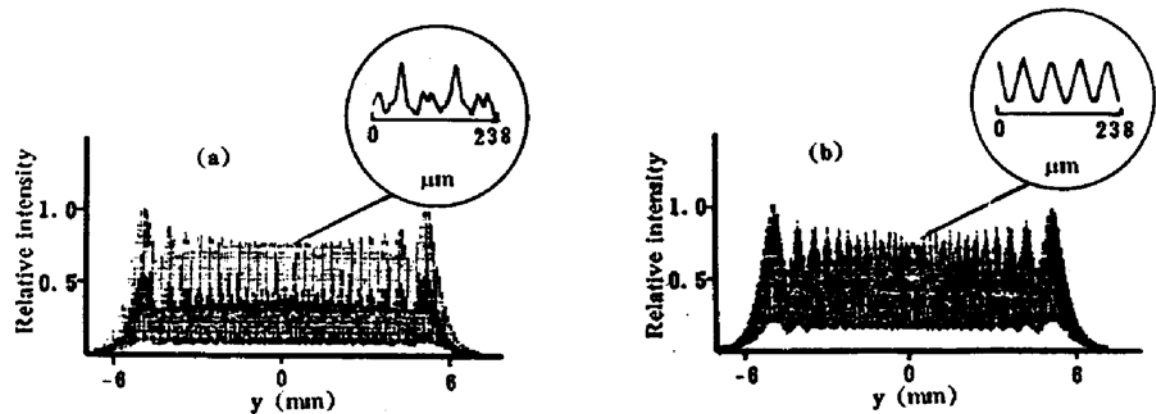


Fig. 5 (a) The intensity distribution along line focus length for a six-element SWA system ( $N = 6$ ) with only RPP. (b) The intensity distribution along line focus length for a six-element SWA system ( $N = 6$ ) with both RPP and PCP

图 4(a)和图 4(b)分别是  $N = 6$  时, 不用偏振控制和有规位相分布及用了偏振控制和有规位相分布时的强度分布。可以看出, 不用偏振控制和有规位相分布时, 相邻两干涉主极大之间有 4 个次极大。用偏振控制和有规位相分布后, 不能象  $N = 4$  时那样完全消除干涉尖峰, 这是因为, 两组条纹虽然也正好错开半个条纹间隔, 但是, 它们的强度分布并不恰好互补。

尽管如此, 条纹却没有主次极大之分了, 而密集度为不用偏振控制板和有规位相分布时的 4 倍, 且对比度下降。在本文的计算参数下, 不用偏振控制板和有规位相分布时的条纹间隔是  $106 \mu\text{m}$ , 用后减小为约  $26 \mu\text{m}$ 。

把随机位相板和偏振控制板加随机位相板技术作对比计算。图 5(a) 是  $N = 6$  时, 只用随机位相板得到的强度分布图。计算时, 令光楔列阵各单元的位相在  $0$  和  $\pi$  之间作某种随机分布。可见, 随机位相法也能使干涉主次极大峰的分布发生一定变化, 原来的某些次极大可能“长”起来一些, 甚至可能“长”到和主极大一样高, 但一般情况下是略有“长高”, 而仍然存在主次极大之分。所以, 可以认为用偏振控制板和有规位相分布时的条纹密度是仅用随机位相板时的大约 4 倍。图 5(b) 是  $N = 6$  时, 用偏振控制板加随机位相板组合时的强度分布。计算时, 偏振控制板采用文献[6]中的分布, 即相邻单元的  $\lambda/2$  波片光轴相互正交, 令随机位相板的随机分布与图 5(a) 中的相同。可以看出, 这时的条纹密度是不用任何破坏相干性方法时[见图 4(a)]的 2 倍, 因为这时两个偏振方向上产生的两组条纹彼此没有错开。所以, 可以认为用偏振控制和有规位相分布时[见图 4(b)]的条纹密度约为偏振控制板加随机位相板组合时的 2 倍。对  $N=8$  时的情况作计算, 所得结果与  $N = 6$  时的情况基本相似。此外, 值得说明的是, 对于一定单元数的光楔列阵系统, 可能存在不同于如图 2 中的有规位相分布, 它仍能得到如图 2 分布的相同效果, 但本文提出的分布方式对任何偶数单元数的光楔列阵系统都能适用。

**结 论** 利用偏振控制板和有规位相分布, 在一般情况下虽然不能彻底消除干涉的尖峰, 但可以把其引向更为密集的程度。以上分析指出, 这时尖峰的密集度是不用任何破坏相干性方法时的 4 倍, 大约为仅用随机位相板时的四倍, 是用偏振控制板加随机位相板组合时的 2 倍, 而且尖峰的对比度下降, 从而可有效地缩短热平滑实现的时间, 在实际工作中, 光楔列阵的设计包括单元总数的选择, 还应考虑大尺度不均匀性的有效抑制。本文提出的这种方法可望与用于大焦斑面均匀照明的“蝇眼”透镜列阵系统<sup>[8]</sup>结合, 从而抑制该系统中同样存在的小尺度不均匀性, 有关工作正在进行之中。

本文作者之一(吕百达)感谢与邓锡铭教授和 M. Nakatsuka 教授就靶面均匀照明问题所作有启发性的讨论!

### 参 考 文 献

- [1] 陈万年, 王树森, 陈 斌等, 用于 X 射线激光实验研究的列阵柱面透镜线聚焦系统. 光学学报, 1991, 11(9): 829~833
- [2] D. M. Villeneuve, G. D. Enright, H. A. Baldis *et al.*, Novel laser line focus geometry applied to X-ray lasers. *Opt. Commun.*, 1991, 81(1/2): 54~58
- [3] Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga *et al.*, Random phasing of high-power lasers for uniform target acceleration and plasma-instability suppression. *Phys. Rev. Lett.*, 1984, 53(11): 1057~1060
- [4] R. H. Lehmborg, A. J. Schmitt, S. E. Bodner, Theory of induced spatial incoherence. *J. Appl. Phys.*, 1987, 62(7): 2680~2701
- [5] S. Skupsky, R. W. Short, T. Kessler *et al.*, Improved laser-beam uniformity using the angular dispersion of frequency-modulated light. *J. Appl. Phys.*, 1989, 66(6): 3456~3462
- [6] K. Tsubakimoto, T. Jisuno, N. Miyanaga, *et al.*, Suppression of speckle contrast by using polarization property

on second harmonic generation. *Opt. Commun.*, 1993, **103**(3/4): 185~188

- [7] K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka, H. Nakano *et al.*, Suppression of interference speckles produced by a random phase plate, using a polarization control plate. *Opt. Commun.*, 1992, **91**(1/2): 9~12
- [8] 邓锡铭, 梁向春, 陈泽尊等, 用透镜列阵实现大焦斑面的均匀照射. *中国激光*, 1985, **12**(5): 257~260

## Suppression of Small Scale Nonuniformity in the Line Focussing System Using Polarization Control and Regular Phase Distribution

Liu Zhongyong    Lü Baida    Cai Bangwei    Sui Zhan

(*Department of Opto-Electronic Science & Technology, Sichuan University, Chengdu 610064*)

(Received 16 November 1994; revised 27 February 1995)

**Abstract** A method of suppressing interference speckle pattern on the plane of target produced from the segmented wedge array (SWA) line focussing system is investigated. The small scale nonuniformity caused by speckle is unfavorable to producing X-ray laser. By using special distribution of polarizations and phases, speckles can be concentrated in more density, and the contrast of speckle can be reduced, which would be useful to smoothing speckles by thermal conduction within the target. In particular, for the four-element SWA system, the speckles can be even entirely removed by using the method presented in this paper.

**Key words** polarization control, regular phase distribution, line focus system, segmented wedge array, irradiation uniformity