

零相关位相板准远场应用的数值研究*

肖 峻¹⁾ 吕百达²⁾ 姜 明¹⁾

¹⁾ 西南民族学院物理系, 成都 610041)

²⁾ 四川大学激光物理与化学研究所, 成都 610064)

(2000 年 2 月 15 日收到, 2000 年 5 月 29 日收到修改稿)

对零相关位相板匀滑准远场散斑的特性进行了数值模拟, 并与使用随机位相板(配合二单元偏振控制板)的情形进行了比较. 结果表明, 尽管零相关位相板是针对入射场为平面波和作为远场应用而设计的, 但在准远场应用中, 当离焦距离不超过 $0.002355\lambda f^2/d^2$, 入射场的振幅随机起伏不超过 10% 和位相随机起伏不超过 $\lambda/20$ 的情况下, 其散斑的光强起伏仍明显低于采用随机位相板的情形. 因而, 零相关位相板在准远场应用中仍能有效地匀滑散斑.

关键词: 零相关位相板, 准远场散斑匀滑, 激光聚变

PACC: 4280, 4260K, 5250J

1 引 言

在激光聚变中, 为防止流体动力学不稳定性破坏球靶的对称内爆, 要求靶面辐照具有高度均匀性. 随机位相板(RPP)^[1]已作为一种控制光斑包络的有效方法用于激光聚变实验中, 但是, 由于位相元子束间的干涉, 叠加在包络上的是光强高度起伏的散斑. 在辐照初期, 散斑会烙印在靶面, 引起流体动力学不稳定性, 从而破坏球靶的对称压缩. 引入偏振控制板(PCP)^[2]后, 散斑的光强起伏可得到部分降低, 但这种方法最多只能将散斑起伏降低 30%. 因而, 要使靶面的辐照均匀性达到球靶内爆的要求, 还必须进一步匀滑散斑.

Skupsky 和 Kessier^[3]提出的零相关位相板(ZCPP)在理想的平面波入射情况下, 可在远场获得无散斑的光斑. 然而, 在激光聚变中, 所使用的高功率激光的振幅和位相总是有一定起伏, 而且, 由于聚焦误差的存在, 或者为了控制光斑包络的形状, 球靶常置于离焦面上. 因此, 为了评估零相关位相板的散斑匀滑作用, 有必要在更一般的情况下(包括入射场的位相和振幅有起伏, 以及作为准远场应用)来研究零相关位相板的散斑匀滑特性. 我们曾对入射场起伏引起的远场散斑进行了数值研究^[4], 本文同时

考虑了入射场的起伏和离焦对 ZCPP 匀滑散斑特性的影响, 对准远场散斑的光强起伏进行了数值计算, 并与采用 RPP(配合二单元 PCP)的情形进行了比较. 结果表明, 尽管 ZCPP 是针对入射场为平面波且作为远场应用而构造的, 但在入射场的振幅和位相有一定起伏的情况下, 其准远场光斑的光强起伏明显低于采用 RPP 的情形, 因而, 可以说 ZCPP 对准远场散斑的匀滑仍然有效.

2 理论分析

零相关位相板由二值位相元(0 和 π)按特定方式排布的位相板结合二单元偏振控制板构成, 其结构的关键是选择位相元分布使两个偏振方向的各阶自相关系数之和为零. 用 ZCPP 匀滑散斑的光学系统如图 1 所示, ZCPP 靠近聚焦透镜, 球靶位于聚焦透镜的焦点附近.

设入射场的偏振方向为 ϵ_1 , PCP 将其中二分之一子束的偏振方向从 ϵ_1 旋转到与其正交的 ϵ_2 方向. 由 Fresnel 公式可得到离焦面上的光场分布为

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

其中 λ 为光波波长, $k = 2\pi/\lambda$, f 为聚焦透镜的焦

* 国家高技术研究发展计划(批准号: 416-2-1.2)资助的课题.

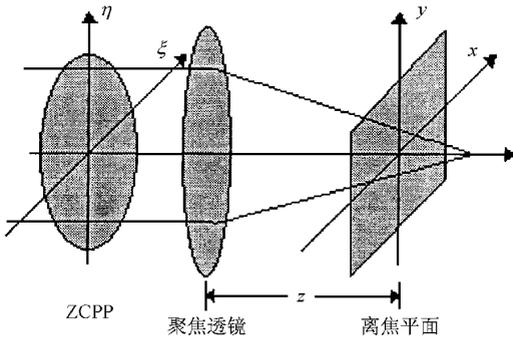


图 1 零相关位相板匀滑散斑的光学系统

距 $\rho' = (\xi, \eta)$ 和 $\rho = (x, y)$ 分别为入射面和离焦面上的坐标, $U_i(\rho', 0)$ 包括入射面的位相和振幅起伏以及位相元引入的相移, $\Omega_n (n = 1, 2)$ 为入射面上同偏振方向的区域.

当入射场在单一位相元内变化不大时, 即 $U_i(\rho', 0) \approx U_i(\rho_{lm}, 0) = U_{lm} \exp(i\phi_{lm})$, 则上式的积分可改写为求和,

$$U(\rho, z) = \frac{-i}{\lambda f} \exp\left(\frac{ik\rho^2}{2f}\right) \sum_n \epsilon_n \sum_{l,m}^n S_{lm}(\rho, z) U_{lm} \cdot \exp\left(\frac{-ik\rho\rho_{lm}}{f} + \frac{ik\Delta z\rho_{lm}^2}{2fz} + i\phi_{lm}\right), \quad (2)$$

其中 $\Delta z = f - z$ 为离焦距离, $\rho_{lm} = (\xi_{lm}, \eta_{lm})$ 为位相元 (l, m) 的中心坐标, 求和 $\sum_{l,m}^n$ 仅限于偏振方向相同的位相元,

$$S_{lm}(\rho, z) = \int_{\omega} \exp\left[\frac{-ik}{f}\rho_0\left(\rho - \frac{\Delta z\rho_{lm}}{z}\right) + \frac{ik\Delta z\rho_0^2}{2fz}\right] d\rho_0, \quad (3)$$

其中 ω 为单一位相元的区域, $S_{lm}(\rho, z)$ 对应单一位相元在离焦面上的衍射光场分布.

当 $\Delta z = 0$, $S_{lm}(\rho, f) = \int_{\omega} \exp\left[\frac{-ik}{f}\rho_0\rho\right] d\rho_0$ 与 ρ_{lm} 无关, 所有位相元的衍射光斑在远场相互重叠. 然而, 当 $\Delta z \neq 0$, $S_{lm}(\rho, z)$ 随 ρ_{lm} 而变, 即在离焦面上各位相元的衍射光斑发生移动, 叠加后的光斑包络会因此发生改变, 换言之, 通过改变离焦距离可控制光斑的光强包络. 然而, 在激光聚变中, 为使有限束光实现球靶的均匀辐照, 必须控制单光束的光强包络.

当 $(k\Delta z\rho_0^2/2fz)_{\max} \ll 1$, 即在准远场 (3) 式可改写为

$$S_{lm}(\rho, z) \approx \int_{\omega} \exp\left[\frac{-ik}{f}\rho_0\left(\rho - \frac{\Delta z\rho_{lm}}{z}\right)\right] d\rho_0$$

$$= S_{lm}\left(\rho - \frac{\Delta z\rho_{lm}}{z}, f\right). \quad (4)$$

在准远场, 用 (4) 式代替 (3) 式可使计算大为简化.

对于正方形位相元, 积分

$$S_{lm}(\rho, f) = \int_{\omega} \exp\left[\frac{-ik}{f}\rho_0\rho\right] d\rho_0$$

得到

$$S_{lm}(x, y, f) = d^2 \sin\left(\frac{\pi dx}{\lambda f}\right) \sin\left(\frac{\pi dy}{\lambda f}\right), \quad (5)$$

其中 $\sin(x) = \text{sinc}(x)$, d 为位相元的边长.

由 (2) 式可得离焦面上的光强分布为

$$I(\rho, z) = \frac{1}{(\lambda f)^2} \sum_n \left[\sum_{l,m}^n S_{lm}(\rho, z) U_{lm} \cdot \exp\left(\frac{-ik\rho\rho_{lm}}{f} + \frac{ik\Delta z\rho_{lm}^2}{2fz} + i\phi_{lm}\right) \right]^2 \quad (6)$$

和光强包络为

$$I_{\xi}(\rho, z) = \frac{1}{(\lambda f)^2} \sum_n \left[\sum_{l,m}^n S_{lm}(\rho, z) U_{lm} \right]^2. \quad (7)$$

叠加在包络上的光强起伏大小可用如下定义的散斑对比度来评估:

$$C = \left[\left(\frac{1}{2\pi} \right)^2 \iint_{-\pi}^{\pi} \left| \frac{I(x, y) - I_{\xi}(x, y)}{I_{\xi}(x, y)} \right|^2 d\bar{x}d\bar{y} \right]^{1/2}, \quad (8)$$

其中 $\bar{x} = x\lambda d/4f\pi$, $\bar{y} = y\lambda d/4f\pi$.

3 数值模拟

我们按文献 [3] 提供的算法构造 32×32 单元位相元阵列的 ZCPP, 如图 2(a) 所示, 图 2(a) 中的垂直虚线表示两偏振方向位相元的分界. 将此 ZCPP 的散斑匀滑特性与 32×32 单元位相元阵列的 RPP (如图 2(b) 所示, 同样与一片二单元 PCP 配合使用) 进行比较, 两者的唯一区别仅在于位相元的分布不一样. ZCPP 中的位相元分布按特定算法选择, 而 RPP 中的位相元完全是随机分布的. 前面导出的公式对 ZCPP 和 RPP+PCP 都同样适用. 在数值计算中, 设光波波长 λ 为 $0.6328 \mu\text{m}$, 聚焦透镜的焦距 f 为 600 mm , 所需的光斑大小为 $400 \mu\text{m}$ (对应的位相元边长 d 为 1.8984 mm). ZCPP 的散斑匀滑效果可用散斑对比度降低率 ($R_c = |C_{\text{ZCPP}} - C_{\text{RPP+PCP}}| / C_{\text{RPP+PCP}}$, 其中 C_{ZCPP} 和 $C_{\text{RPP+PCP}}$ 分别为 (8) 式针对 ZCPP 和 RPP+PCP 计算出的散斑对比度) 来表征. 下面分别模拟在近场起伏和离焦的情况下 ZCPP 的散斑匀滑特性.

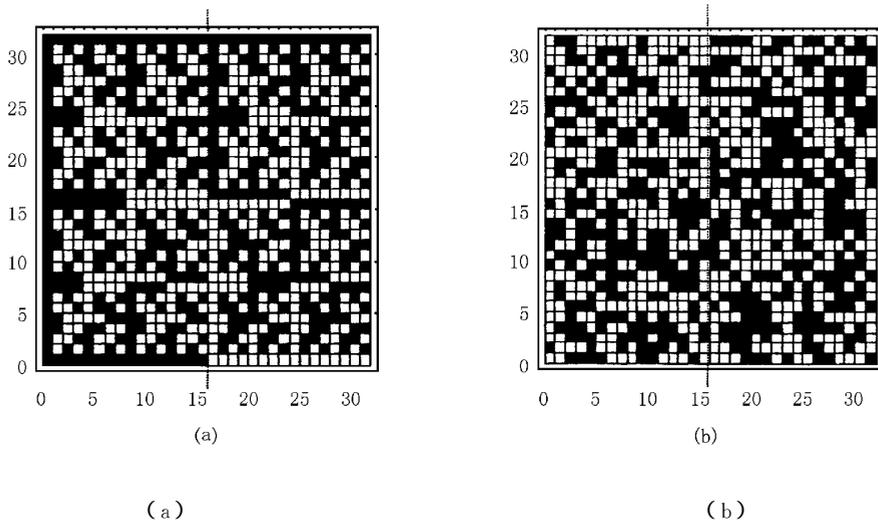
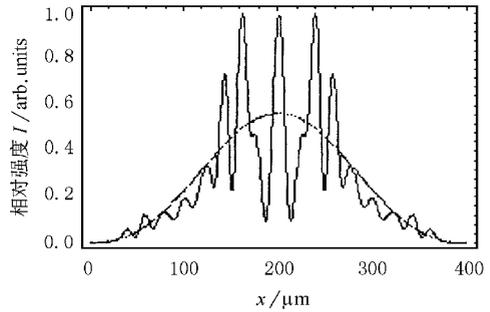
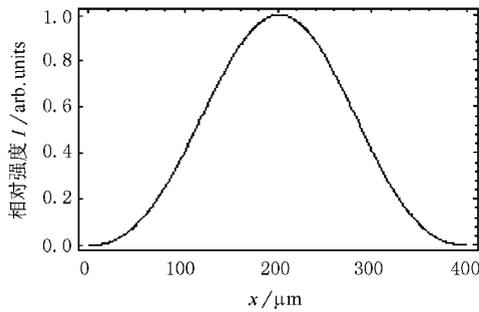


图 2 32×32 位相元阵列的 ZCPP 掩膜 (a) 和 RPP 掩膜 (b)

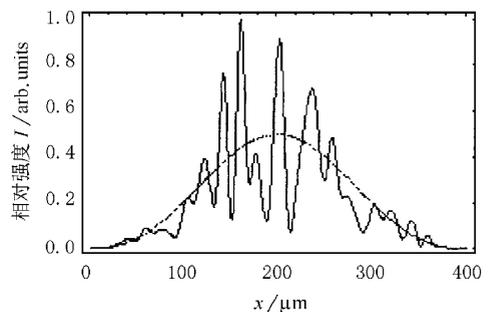
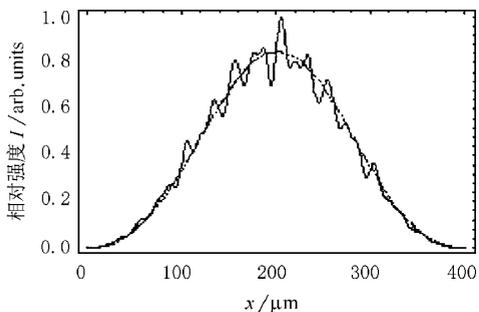
3.1 平面波入射时, 离焦距离对散斑匀滑特性的影响

当近场为平面波, 对远场和准远场的光强分布进行了数值模拟, 其光强分布如图 3 所示. 图 3 中左边的图对应采用 ZCPP, 右边的图对应采用 RPP + PCP. 图 3 还给出对应的光强包络曲线. 当入射场为平面波时, 采用 ZCPP 能在远场使散斑完全消除 (图

3(a)), 但采用 RPP + PCP 时, 远场仍有高度起伏的散斑. 在准远场 (图 3(b) 至图 3(e)), $\Delta z = 50, 100, 150$ 和 $200 \mu\text{m}$, 对应的 $k\Delta z d^2 / 4fz = 0.0012, 0.0025, 0.0037$ 和 0.0050 , 都远小于 1, 因而, 计算中可用 (4) 式代替 (3) 式. 由图 3 可见, 随着离焦距离增大, 散斑光强起伏也增大; 与采用 RPP + PCP 相比, 采用 ZCPP 的准远场的光强起伏仍小得多.



(a) 为 $\Delta z = 0 \mu\text{m}$



(b) 为 $\Delta z = 50 \mu\text{m}$

图 3 平面波入射时, 采用 ZCPP (左) 和采用 RPP + PCP (右) 时在不同离焦面上的光强上分布

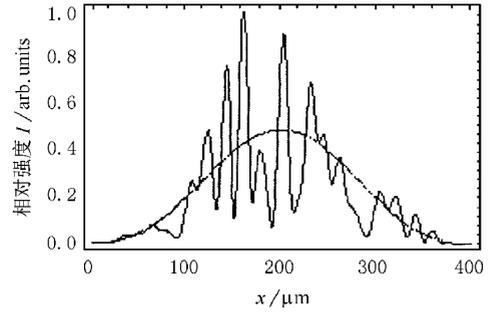
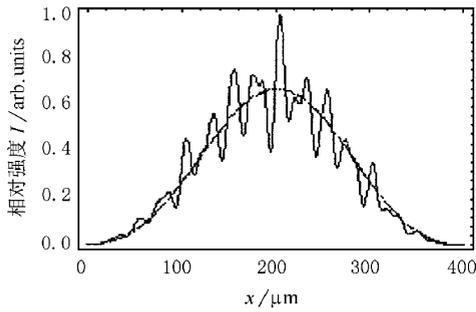
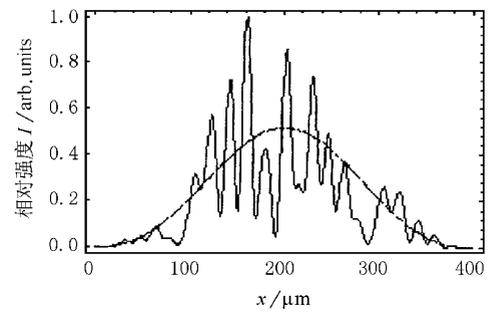
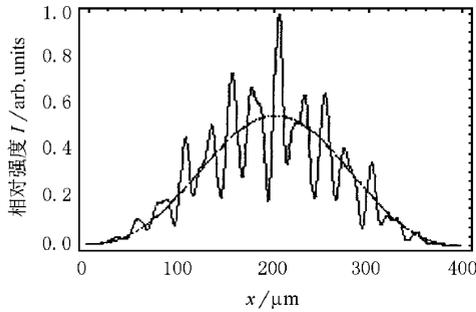
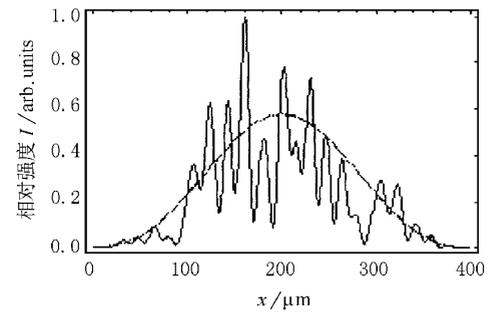
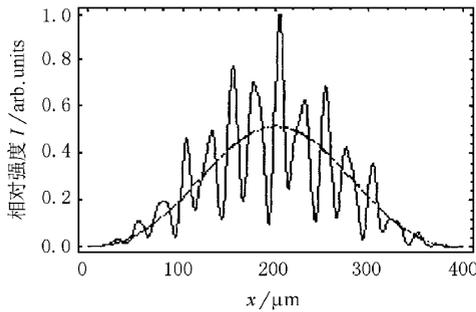
(c) 为 $\Delta z = 100 \mu\text{m}$ (d) 为 $\Delta z = 150 \mu\text{m}$ (e) 为 $\Delta z = 200 \mu\text{m}$

图3 平面波入射时,采用ZCPP(左)和采用RPP+PCP(右)时在不同离焦面上的光强上分布

表1 给出对应以上各种情形分别采用ZCPP和RPP+PCP的散斑对比度,以及采用ZCPP相对于采用RPP+PCP的散斑对比度降低率.由此可见,采用ZCPP可显著地匀滑散斑.但是,由于光强起伏

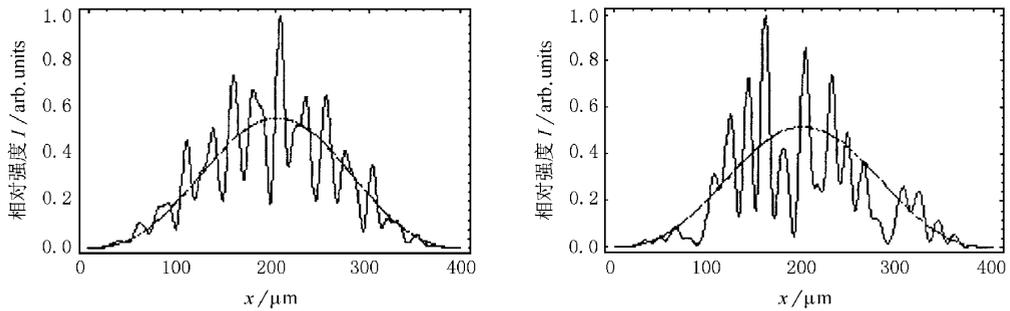
随离焦距离增大而增大,因此,为获得ZCPP明显的散斑匀滑效果,离焦距离必须小于某一值.若要 $R_c > 30\%$, 则离焦距离 $\Delta z \leq 0.002355\lambda f^2/d^2$.

表1 平面波入射情况下,离焦距离对散斑匀滑的影响

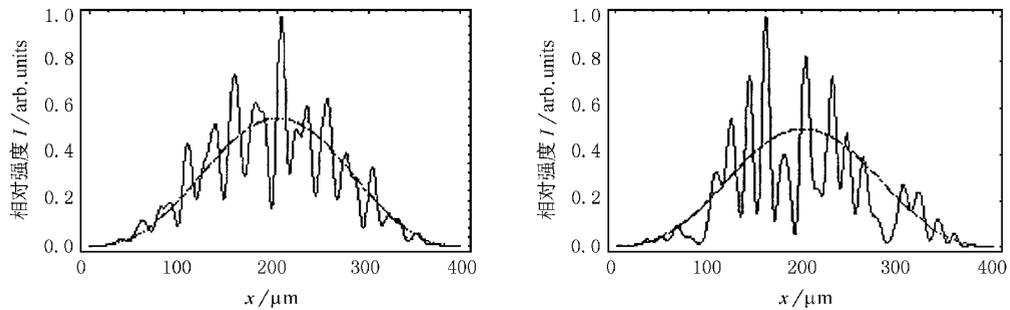
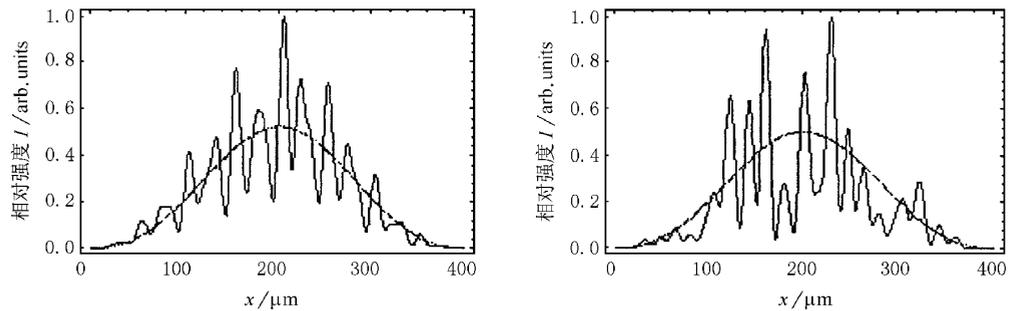
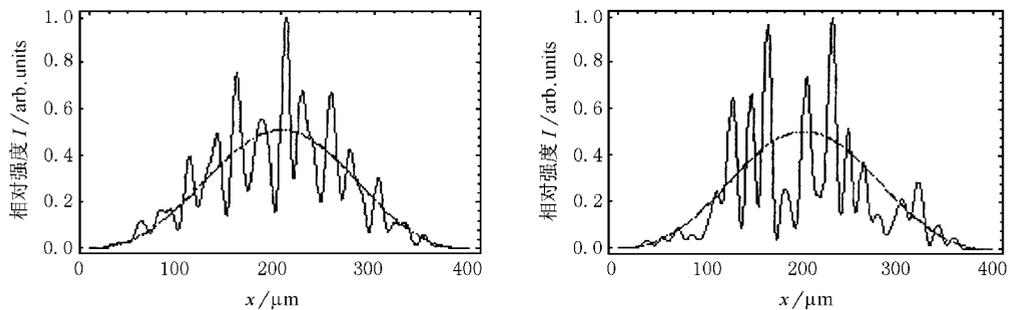
$\Delta z/\mu\text{m}$	$C_{\text{ZCPP}}/\%$	$C_{\text{RPP+PCP}}/\%$	$R_c/\%$
0	0	69.30	100.00
50	24.91	70.16	64.50
100	40.28	71.68	43.81
150	50.55	72.75	30.52
200	56.95	73.13	22.12

3.2 在准远场,入射场起伏对散斑匀滑特性的影响

对入射场为位相和振幅起伏不大的准平面波时,准远场($\Delta z = 150 \mu\text{m}$)的光强分布进行了数值模拟,其光强分布如图4所示,同样,图4左边的图对应ZCPP,右边的图对应RPP+PCP.图4(a)对应平面波入射;图4(b)对应入射场有振幅随机起伏;图4(c)对应入射场有位相随机起伏;图4(d)对应入射



(a)为入射场是平面波

(b)为入射场有振幅随机起伏 ($|\Delta U_{lm}| \leq 10\%$)(c)为入射场有位相随机起伏 ($|\Delta\phi_{lm}| \leq \lambda/20$)(d)为入射场同时有振幅随机起伏 ($|\Delta U_{lm}| \leq 10\%$) 和位相随机起伏 ($|\Delta\phi_{lm}| \leq \lambda/20$)图4 在离焦面 ($\Delta z = 150 \mu\text{m}$) 上, 对应不同入射场, 采用 ZCPP (左) 和采用 RPP+PCP (右) 的光强上分布

场同时有振幅随机起伏和位相随机起伏。

表2 给出对应以上各种情形分别采用 ZCPP 和

RPP+PCP 的散斑对比度, 以及采用 ZCPP 相对于采用 RPP+PCP 的散斑对比度降低率, 可见入射场

表 2 在准远场应用中 ($\Delta z = 150 \mu\text{m}$) 近场起伏对散斑匀滑的影响

近场	$C_{ZCPP}/\%$	$C_{RPP+PCP}/\%$	$R_c/\%$
平面波	50.55	72.75	30.52
$ \Delta U_{im} \leq 10\%$	50.74	72.70	30.21
$ \Delta \phi_{im} \leq \lambda/20$	52.61	72.55	27.48
$ \Delta U_{im} \leq 10\%$, $ \Delta \phi_{im} \leq \lambda/20$	52.89	72.46	22.12

的起伏使准远场散斑的光强起伏增大,但是,在离焦距离不超过 $0.002355\lambda f^2/d^2$ 的情况下,当入射场的起伏不大(振幅随机起伏不超过 10% 和位相随机起伏不超过 $\lambda/20$)时,采用 ZCPP 的散斑光强起伏仍明显低于采用 RPP + PCP 的情形,可获得 22.12% 以上的散斑对比度降低率.同远场应用相比较^[4],准远场散斑的光强起伏对入射场的起伏更不敏感,即入射场的起伏引起的散斑起伏增大不多.相对而言,准远场散斑的光强起伏对入射场的振幅起伏比位相起伏更为不敏感.

4 结 论

入射场的起伏和离焦都将破坏 ZCPP 精细的位相平衡,从而产生散斑.我们的数值模拟结果表明,ZCPP 在准远场应用中,当离焦距离不超过 $0.002355\lambda f^2/d^2$,入射场起伏不大(振幅随机起伏不超过 10%,位相随机起伏不超过 $\lambda/20$)时,其散斑的光强起伏仍明显低于采用 RPP + PCP 的情形,可获得 22.12% 以上的散斑对比度降低率.因而,尽管零相关位相板是针对入射场为理想的平面波并且作为远场应用而构造的,但在准远场应用中,仍具有散斑匀滑的特性.离焦距离过大或者入射场的起伏过大都将完全破坏 ZCPP 的位相平衡,使 ZCPP 失去其散斑匀滑特性.

- [1] Y. Kao, K. Mima, N. Miyanaga *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **53** (1984), 1057.
 [2] K. Tsubakimoto, M. Nakatsuka, H. Nakano *et al.*, *Opt. Commun.*, **91** (1992) 9.

- [3] S. Skupdky, T. J. Kessier *J. Appl. Phys.*, **74** (1993) 4310.
 [4] J. Xiao, B. D. Lü, *Acta Optica Sinica*, **20** (2000), in the Press (in Chinese) [肖 峻、吕百达, *光学学报*, **20** (2000), 在印刷中]

NUMERICAL INVESTIGATION OF QUASI-FAR-FIELD APPLICATION OF ZERO-CORRELATION PHASE PLATE*

XIAO JUN^{a)} LÜ BAL-DA^{b)} JIANG MING^{a)}

^{a)} *Department of Physics, Southwest Nationalities College, Chengdu 610041, China*

^{b)} *Institute of Laser Physics and Laser Chemistry, Sichuan University, Chengdu 610064, China*

(Received 15 February 2000; revised manuscript received 29 May 2000)

ABSTRACT

The characteristics of smoothing quasi-far-field speckles using a zero-correlation phase plate are simulated numerically in general cases. A comparison between the speckles with a zero-correlation phase plate and those with a random phase plate (in combination with a two-element polarization control plate) is given. The zero-correlation phase plates are designed for the perfect near-field irradiation and the far-field application. However, the results show that the quasi-far-field speckle intensity modulations using a zero-correlation phase plate are much smaller than those with a random phase plate under the case of defocus distance less than $0.002355\lambda f^2/d^2$ and the incident field with random variations of amplitude ($\leq 10\%$) and phase ($\leq \lambda/20$). Therefore, the zero-correlation phase plates can still smooth quasi-far-field speckles effectively.

Keywords: zero-correlation mask, quasi-far-field speckle smoothing, laser fusion

PACC: 4280, 4260K, 5250J