

# 基于焦斑空间频率全域优化的偏振匀滑设计

李平 王伟 赵润昌 耿远超 贾怀庭 粟敬钦<sup>†</sup>

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2014年4月29日收到; 2014年6月22日收到修改稿)

偏振匀滑是利用光束偏振特性降低焦斑对比度的一种技术, 它最大可降低焦斑对比度为原来的 $1/\sqrt{2}$ . 焦斑的频谱分析显示, 传统楔形晶体的偏振匀滑对焦斑对比度的改善只集中在某些特定的空间频率, 本文因此提出了一种可全域降低焦斑空间频率的偏振匀滑方法, 它采用单轴晶体对入射光的角度不同而产生的相移不同的方法, 实现激光两种正交偏振态在靶点的分离. 理论分析和数值模拟表明, 新方法可以实现焦斑空间频率中高频段的全频域降低, 焦斑对比度也可同时达到 $1/\sqrt{2}$ 的最大程度的改善. 分析了连续相位板作为新方法引入激光入射角分布不同的条件, 确定了刻蚀连续相位板面形的晶体同时实现焦斑整形和偏振匀滑的边界条件.

**关键词:** 偏振匀滑, 焦斑功率谱, 响应函数, 焦斑整形**PACS:** 52.57.-z, 42.30.Ms, 42.25.Ja**DOI:** 10.7498/aps.63.215202

## 1 引言

在惯性约束聚变(ICF)实验中, 为有效抑制高温等离子体的瑞利-泰勒不稳定性<sup>[1]</sup>, 要求入射激光对特定的靶面区域的辐照光强分布尽可能均匀, 因此发展了多种均匀照明技术. 这些技术包含相位板整形<sup>[2,3]</sup>, 光谱色散匀滑(SSD)<sup>[4,5]</sup>和偏振匀滑(PS)<sup>[6-8]</sup>. 评价辐照光强均匀性的传统参数为辐照光强的对比度, 它简单有效, 缺点是表征效果不全面, 焦斑空间频谱作为一种可联系物理需求和各种匀滑效果的评价方式, 因其表征效果的全面而更受关注. 2009年, 本文作者从焦斑频谱上建立了焦斑轮廓整形和光束匀滑的内在联系, 并根据SSD对焦斑频谱的响应特点, 提出了频谱响应函数作为一个评价光谱色散匀滑的手段<sup>[9]</sup>. PS作为一种重要的束匀滑技术, 同样也可以利用焦斑频谱的响应函数进行评价.

偏振匀滑的基本思想是利用光束偏振特性降低焦斑对比度; 实现手段是光束正交的两种偏振态通过偏振元件后产生不同的相移, 它们具有各自的散斑图样, 在靶面上进行错位的非相干叠加而降

低焦斑对比度, 它最大可降低焦斑对比度为原来的 $1/\sqrt{2}$ . 偏振匀滑的传统方法是采用单轴楔形晶体分离两种正交偏振态; 美国Munro等也在国家点火装置(NIF)中利用会聚光中的平板晶体来实现偏振匀滑<sup>[6]</sup>, 它们的共同点是两种偏振态光斑图样相同, 因此在焦斑空间频域上, 它只能匀滑某些特定的空间频率<sup>[7]</sup>; 激光驱动聚变的理论显示, 各空间频率调制在激光等离子作用或激光直接压缩过程中均会得到增长, 因此传统楔形晶体在应用中有明显的弊端<sup>[1,10,11]</sup>. 2013年, 中国工程物理研究院耿远超提出了特殊制作的单轴晶体同时实现焦斑整形和偏振匀滑<sup>[12]</sup>, 其晶体表面刻蚀的面形包含楔形面形和整形焦斑面形两部分, 它开创了偏振匀滑耦合在其他功能元件上的先例, 但从采取手段和实现功能来看, 其整形面形实现焦斑整形, 楔形面形实现偏振匀滑, 因此匀滑效果与楔形晶体一致, 焦斑整形和偏振匀滑的实现方式也各自孤立.

本文从光束近场的偏振分布出发, 提出了采用单轴晶体对入射光的角度不同而产生的相移不同的方法, 实现两种正交偏振态在靶点的分离, 它可全频域降低焦斑空间频率, 仍保持焦斑对比度达到

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: [Sujingqin@hotmail.com](mailto:Sujingqin@hotmail.com)

$1/\sqrt{2}$  的最大程度改善. 进一步提出了偏振匀滑和焦斑整形相互耦合的方法, 连续相位板的面形即作为整形焦斑的面形, 又承担偏振匀滑新方法中引入不同激光入射角的功能, 因而焦斑整形和偏振匀滑在物理图像上集成于同一光学元件; 为实现偏振匀滑的最佳效果, 理论研究了刻蚀连续相位板面形的晶体同时实现焦斑整形和偏振匀滑的边界条件. 本文的研究结果为高功率固体激光束匀滑技术的发展提供了更多的技术储备.

## 2 焦斑功率谱与光束近场关系的理论研究

如图 1 所示的单透镜聚系统, 设光束在焦平面上远场的空间频率为  $f$ , 它对应为近场中距离为  $\Delta x$  点之间的相关, 其中  $\Delta x = \lambda f f'$ ,  $f'$  为聚焦透镜的焦距,  $\lambda$  表示激光波长.

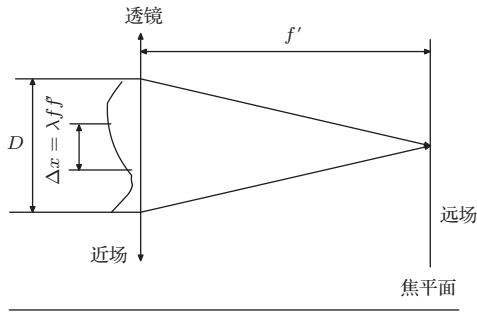


图 1 单透镜聚焦的光路示意图

以一维为例, 推导焦平面光强的频谱和光束近场间的关系. 设入射光场为  $E_{\text{nf}}(x_{\text{nf}}, t)$ , 焦平面上的光强为

$$I_{\text{ff}}(x_{\text{ff}}, t) = \left| F \{ E_{\text{nf}}(x_{\text{nf}}, t) \} \Big|_{x_{\text{ff}}/\lambda f'} \right|^2, \quad (1)$$

其中  $F$  表示傅立叶变换, 下标 ff 表示远场, nf 表示近场. 焦斑光强的空间谱可表示为

$$\begin{aligned} I_{\text{ff}}(f, t) &= F \{ I_{\text{ff}}(x_{\text{ff}}, t) \} \\ &= F \left\{ \left| F \{ E_{\text{nf}}(x_{\text{nf}}, t) \} \Big|_{x_{\text{ff}}/\lambda f'} \right|^2 \right\} \\ &= E_{\text{nf}}(x_{\text{nf}} + \Delta x, t) \otimes E_{\text{nf}}(x_{\text{nf}}, t) \\ &= \int_{-D/2}^{D/2-\Delta x} E_{\text{nf}}^*(x_{\text{nf}} + \Delta x, t) E_{\text{nf}}(x_{\text{nf}}, t) dx, \quad (2) \end{aligned}$$

其中“ $\otimes$ ”表示相关,  $D$  为近场光束口径. 因为 PS 和原始位相均没有与时间的相关项. 忽略时间效应,

焦斑光强的功率谱为

$$\begin{aligned} P(f) &= |I_{\text{ff}}(f)|^2 \\ &= \left| \int_{-D/2}^{D/2-\Delta x} E_{\text{nf}}^*(x_{\text{nf}} + \Delta x) E_{\text{nf}}(x_{\text{nf}}) dx \right|^2. \quad (3) \end{aligned}$$

偏振晶体的引入, 相当于改变了近场上各点的偏振态.  $E_{\text{nf}}(x_{\text{nf}})$  包含两部分: 位相畸变引入的固有光场  $C(x_{\text{nf}})$ , PS 引入的偏振特性  $E_{\text{ps}}(x_{\text{nf}})$ , 它们之间满足

$$E_{\text{nf}}(x_{\text{nf}}) = C(x_{\text{nf}}) E_{\text{ps}}(x_{\text{nf}}). \quad (4)$$

由于  $C(x_{\text{nf}})$  和  $E_{\text{ps}}(x_{\text{nf}})$  之间各自独立, 几乎没有相关性, 因此  $P(f)$  可近似分解为

$$\begin{aligned} P(f) &= \left| \int_{-D/2}^{D/2-\Delta x} C^*(x_{\text{nf}} + \Delta x) C(x_{\text{nf}}) dx \right|^2 \\ &\quad \cdot \left| \int_{-D/2}^{D/2-\Delta x} E_{\text{ps}}^*(x_{\text{nf}} + \Delta x) E_{\text{ps}}(x_{\text{nf}}) dx \right|^2 \\ &= P_{\text{ps}}(f) \left| \int_{-D/2}^{D/2-\Delta x} C^*(x_{\text{nf}} + \Delta x) C(x_{\text{nf}}) dx \right|^2, \quad (5) \end{aligned}$$

其中  $P_{\text{ps}}(f)$  为 PS 引入的焦斑光强功率谱的响应函数

$$P_{\text{ps}}(f) = \left| \int_{-D/2}^{D/2-\Delta x} E_{\text{ps}}^*(x_{\text{nf}} + \Delta x) E_{\text{ps}}(x_{\text{nf}}) dx \right|^2. \quad (6)$$

光束偏振有两种正交的态, 任何偏振形式均可表示为一对正交态的叠加, 设两种正交的偏振态为  $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ , 为简单起见, 不考虑近场振幅的非均匀性, 利用矢量来描述光束偏振态  $E_{\text{ps}}$ ,

$$E_{\text{ps}}(x_{\text{nf}}) = \begin{bmatrix} A(x_{\text{nf}}) \\ B(x_{\text{nf}}) \end{bmatrix} [\mathbf{e}_x \mathbf{e}_y], \quad (7)$$

其中  $A, B$  表示为光束在两种偏振态上的投影, 一般情况下它们为复数, 且满足  $|A|^2 + |B|^2 = 1$ , (7) 式代入 (6) 式, 可得

$$\begin{aligned} P_{\text{ps}}(f) &= \left| \int_{-D/2}^{D/2-\Delta x} (A(x_{\text{nf}} + \Delta x)^* A(x_{\text{nf}}) \right. \\ &\quad \left. + B(x_{\text{nf}} + \Delta x)^* B(x_{\text{nf}})) dx \right|^2. \quad (8) \end{aligned}$$

由(8)式可见, 光束近场上偏振分布一致时,  $P_{ps}(f) = 1$ , 焦斑此时没有匀滑, 引入偏振匀滑的功能就在于破坏光束近场中偏振的一致性. 焦斑空间频率  $f$  的幅度来源于近场中相距  $\Delta x = \lambda f f'$  的点之间偏振的相关情况, 不同距离两点之间的相关程度不同, PS 因此对不同空间频率匀滑能力也不同, 要实现焦斑空间频率的全域优化, 在破坏光束近场偏振一致性的同时, 还需控制光束近场的偏振的整体分布.

### 3 基于焦斑空间频率控制的偏振匀滑优化设计

#### 3.1 线偏振光通过单轴晶体的偏振特性

如图2所示, 线偏振光在单轴晶体内传输示意图, 晶体内的光轴方向表示为  $\mathbf{c}$ , 光束在晶体内的传输方向为  $\mathbf{q}$ ,  $\mathbf{c}$  和  $\mathbf{q}$  的夹角为  $\gamma$ ,  $\mathbf{E}$  为入射光的偏振方向, 根据线偏振光在单轴晶体内的传输特性, 入射光可分解为 e 光 ( $\mathbf{E}$  在  $\mathbf{c}$  和  $\mathbf{q}$  所决定的平面内的投影) 和 o 光 ( $\mathbf{E}$  在  $\mathbf{c} \times \mathbf{q}$  方向上的投影), 两者所占光场能量比例分别为  $\cos^2 \theta$  和  $\sin^2 \theta$  ( $\theta$  为  $\mathbf{E}$  与  $\mathbf{c}$  和  $\mathbf{q}$  所决定的平面的夹角). 图2中 o 光的折射率为  $n_o$ , 而 e 光的折射率与晶轴  $\mathbf{c}$  和指向  $\mathbf{q}$  的夹角  $\gamma$  有关, 设为  $n_1$ , 它满足

$$\frac{1}{n_1^2} = \frac{1}{n_e^2} + \left( \frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) \mathbf{c} \cdot \mathbf{q}, \quad (9)$$

$$\mathbf{c} \cdot \mathbf{q} = \cos \gamma. \quad (10)$$

对(9), (10)式进行化简和近似, 可得 e 光和 o 光的折射率之差

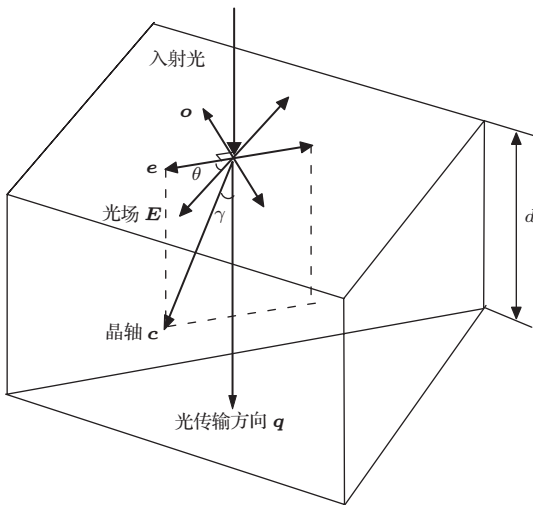


图2 线偏振光经过单轴晶体的几何示意图

$$\delta n = n_1 - n_o \approx (n_e - n_o) \sin^2 \gamma. \quad (11)$$

因此对厚度为  $d$  的晶体, e 光和 o 光通过单轴晶体后引入的位相差可表示为

$$\phi = \frac{2\pi(n_e - n_o)d}{\lambda} \sin^2 \gamma. \quad (12)$$

由(10)式可见, 改变晶体的厚度  $d$  或光束指向与晶轴的夹角  $\gamma$  可实现对光束近场的偏振态的控制.

#### 3.2 传统楔形板的偏振匀滑

本节主要讨论利用(12)式中  $d$  作为变量来控制光束近场偏振态的分布. 传统楔形偏振晶体便是基于该原理而发展的: 光束通过楔形晶体后, e 光和 o 光的相位差分布也为楔形. 通常而言, 为最大限度分离 e 光和 o 光,  $\gamma$  取  $90^\circ$ , 为将近场相关性降到最低,  $\theta$  取  $45^\circ$  来等比例分离.

该条件下, 将楔形偏振晶体的参数应用于(8)式中. 设楔形晶体的楔角为  $\alpha$  ( $X$  方向), 那么两种偏振态在远场上的分离量为

$$\Delta x_{ff} = (n_e - n_o)\alpha f'. \quad (13)$$

近场上光束偏振态的变化周期为

$$T = \frac{\lambda}{(n_e - n_o)\alpha} = \frac{\lambda f'}{\Delta x_{ff}}. \quad (14)$$

楔形晶体等效于波片的功能, 位相延迟角为  $\delta$  的波片琼斯转换矩阵  $\mathbf{G}$  为

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\phi} \end{bmatrix}. \quad (15)$$

$x_{nf}$  与  $x_{nf} + \Delta x$  之间的偏振差异体现在两者之间存在位相延迟角  $\Delta\delta$ , 由(12)式可得

$$\Delta\delta = \frac{2\pi(n_e - n_o)\Delta x \alpha}{\lambda} = 2\pi \frac{\lambda f'}{T} f. \quad (16)$$

将(12)式代入(8)式, PS 引入的焦斑光强功率谱的响应函数

$$\begin{aligned} P_{ps}(f) &= \left| \int_{-D/2}^{D/2-\Delta x} e^{i\Delta\delta} dx \right|^2 \\ &= \left| \int_{-D/2}^{D/2-\Delta x} e^{i2\pi \frac{\lambda f'}{T} f} dx \right|^2. \end{aligned} \quad (17)$$

当  $e^{i2\pi \frac{\lambda f'}{T} f} = 1$ , 偏振匀滑对它所对应的频率不起任何作用, 此时

$$2\pi \frac{\lambda f'}{T} f = N \cdot 2\pi, \quad (N = 1, 2, \dots). \quad (18)$$

它对应的空间频率为

$$f_x = N \frac{T}{\lambda f'} = N \frac{1}{\Delta x_{ff}} \quad (N = 1, 2, \dots);$$

而当偏振匀滑有最佳匀滑效果时, 需满足

$$2\pi \frac{\lambda f'}{T} f = \left(N - \frac{1}{2}\right) \cdot 2\pi, \quad (N = 1, 2, \dots). \quad (19)$$

此时,

$$f_x = \left(N - \frac{1}{2}\right) \frac{T}{\lambda f'} = \left(N - \frac{1}{2}\right) \frac{1}{\Delta x_{ff}},$$

偏振匀滑的效果最好, PS的光谱响应函数因此表现为周期性的调制.

消除PS光谱响应函数周期性调制的关键是打乱光束近场的偏振分布, 创造一种随机特性的近场偏振分布, 在以晶体厚度  $d$  作为变量的控制方式下,  $d$  的随机分布可实现近场偏振的随机分布, 但  $d$  在引入 e 光和 o 光光程差的同时会引入附加相位, 且附加相位远大于 e 光和 o 光的相位差 (附加相位是 e 光和 o 光相位差的  $n/\delta n$  倍), 楔形板引入的附加相位是倾斜相位畸变, 它可通过调整入射光的指向进行补偿; 而基于随机透射面形引入的位相差无简单补偿方法. 耿远超等提出的在晶体表面刻蚀特定面形以同时实现焦斑整形和偏振匀滑<sup>[12]</sup>中, 其构建的近场干涉图样有一定的随机特性, 但随机特性的 CPP 面形相对构建 e 光和 o 光相位差而言远远不够, 实现 PS 的相位差的主要来源仍然是倾斜相位畸变, 其匀滑效果也是周期性的频率响应函数, 与楔形晶体一致. 因此基于晶体厚度引入相位差的方法无法实现对焦斑任意空间频率的响应.

### 3.3 优化设计的偏振匀滑

(12) 式显示角度  $\gamma$  可作为变量来控制光束近场上各点偏振态, 本文因此提出了通过角度  $\gamma$  的随机分布实现近场偏振分布的随机分布. 其基本思想如下: 对偏振晶体的前表面进行任意面形控制, 利用偏振晶体前表面面形梯度的随机分布实现在晶体内部光束指向的随机分布; 同时保证偏振晶体透射面形为零 (偏振晶体前表面和后表面保持相同的面形) 或 CPP 所需的相位, 从而不引入额外的附加相位或引入额外的附加相位为 CPP 所需的相位.

为最大限度实现  $\gamma$  引入的位相差, 对 (12) 式中的  $\gamma$  进行微分

$$\frac{\partial \phi}{\partial \gamma} = \frac{2\pi(n_e - n_o)d}{\lambda} \sin 2\gamma. \quad (20)$$

$\frac{\partial \phi}{\partial \gamma}$  达到最大值时,  $\gamma$  取  $45^\circ$ , 同样为最大限度分离 e 光和 o 光,  $\theta$  取  $45^\circ$ .

该方法设计的偏振匀滑, 光束近场上各点之间的相位延迟为随机分布, 因此对应的  $\Delta\delta$  没有明确

的表达式; 该条件下焦斑上空间频率的强度都能得到降低, 这是因为焦斑的空间频率, 对应为相应近场距离之间的相关积分, 它们都因近场偏振分布的随机特性, 而在积分上能部分相互抵消, 从而达到对焦斑空间频率的全域优化.

为达到最佳的偏振匀滑效果, 需评估所需的面形梯度, 对  $\gamma$  取  $45^\circ$  的晶体的前表面进行了理论分析. 如图 3 所示, 入射激光与晶体表面法线方向的夹角为  $\theta_1$ , 激光出射角度为  $\theta_2$ , 晶体前表面的深度分布为  $h_1$ .

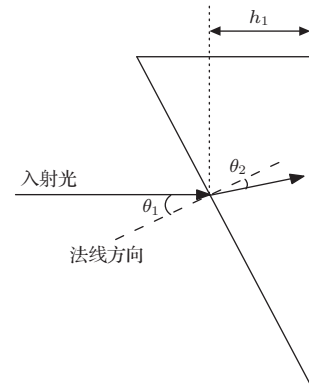


图3 激光入射偏振晶体的光路示意图

晶体前表面各点法线与入射光的夹角为

$$\theta_1 = \frac{\partial h_1}{\partial r}. \quad (21)$$

光束传输满足折射率定律, 在入射角较小时

$$\frac{\theta_1}{\theta_2} = n. \quad (22)$$

因此, 光束进入晶体后偏转角为

$$\delta\theta = \theta_1 - \theta_2 = \frac{n-1}{n}\theta_1 = \frac{n-1}{n} \frac{\partial h_1}{\partial r}. \quad (23)$$

e 光和 o 光的相位差因此可表达为

$$\phi = \frac{2\pi(n_e - n_o)d}{\lambda} \sin^2(\gamma - \delta\theta) \quad (24)$$

PS 要达到较好的效果, 光束近场中由偏振引入的非相干性需达到最大, 这要求  $\phi$  在全近场空间中的位相差不小于 1 个光学周期, 即

$$(\Delta\phi)_{\max} \geq 2\pi. \quad (25)$$

对 (24) 式进行微分, 并将结果代入 (25) 式, 可获得前表面面形  $h_1$  的边界条件, 其中下标 PV 表示参数在近场区域内的峰谷值.

$$\left(\frac{\partial h_1}{\partial r}\right)_{\text{PV}} \geq \frac{n\lambda}{(n_e - n_o)d \sin 2\gamma(n-1)}. \quad (26)$$

再考虑晶体同时实现焦斑整形和偏振匀滑的条件下, 可否直接由 CPP 引入的面形作为偏振晶

体前表面的面形. 设晶体后表面的深度分布为  $h_2$ , CPP 所需引入的面形和晶体厚度的关系为

$$\phi_{\text{CPP}} = \frac{2\pi}{\lambda}(n-1)d = \frac{2\pi}{\lambda}(n-1)(h_1 - h_2). \quad (27)$$

CPP 引入的面形作为偏振晶体前表面的面形时, 则  $h_2 = 0$ , 此时

$$\phi_{\text{CPP}} = \frac{2\pi}{\lambda}(n-1)h_1. \quad (28)$$

将 (28) 式代入 (26) 式, 可得该条件下 CPP 面形的边界条件

$$\left(\frac{\partial\phi_{\text{CPP}}}{\partial\mathbf{r}}\right)_{\text{PV}} \geq \frac{2\pi n}{(n_e - n_o)d}. \quad (29)$$

CPP 的位相梯度的统计分布与整形焦斑大小呈正比关系, 因此整形焦斑较大时, CPP 面形有可能达到实现焦斑整形和偏振匀滑所需的位相梯度. (26) 式和 (29) 式取实际参数进行量化:  $n_o = 1.5055$ ,  $n_e = 1.4633$ ,  $d = 10 \text{ mm}$ ,  $\gamma = 45^\circ$ ,  $\theta = 45^\circ$ . 量化结果显示 (29) 式要求 CPP 整形焦斑大小超过 300 倍衍射限; (26) 式要求晶体前表面反射面形对应的焦斑大小超过 600 倍衍射限.

#### 4 焦斑特性的数值模拟分析

以神光-III 原型装置参数来模拟传统楔形晶体和新方法设计的偏振匀滑晶体的光束近场偏振分布和对应的焦斑特性, 模拟的参数如下: 光束口径  $D = 290 \text{ mm}$ , CPP 整形焦斑尺寸  $L = 800 \mu\text{m}$ , CPP 的透射面形如图 4 所示, 其峰谷值为 21 倍波长. 透镜焦距  $f' = 2.2 \text{ m}$ , 激光波长  $\lambda = 0.351 \mu\text{m}$ . 采用 KDP 晶体作为偏振匀滑晶体, 它的折射率  $n_o = 1.5055$ ,  $n_e = 1.4633$ , 厚度  $d = 10 \text{ mm}$ . 它作为楔形晶体匀滑时, 切割方式满足  $\gamma = 90^\circ$ ,  $\theta = 45^\circ$ , 楔形方向为  $X$  方向, 对两种偏振态在靶点的分离量  $\Delta x_{\text{ff}} = 20 \mu\text{m}$ ; 它作为新方法设计的偏振匀滑晶体时, 切割方式满足  $\gamma = 45^\circ$ ,  $\theta = 45^\circ$ , 晶体前表面的反射面形为整形 CPP 面形深度的 2 倍, 表面加工的最大深度值约为  $8.5 \mu\text{m}$ , 位相梯度的峰谷值约为 40 waves/cm, 其对应的  $(\Delta\phi)_{\text{max}} = 2.5\pi$ .

线偏振光通过偏振晶体后, 光束偏振特性由 e 光和 o 光的位相延迟量决定, 因此选择 e 光和 o 光的位相延迟量的三角函数 (选择余弦函数) 表征光束的近场偏振特性. 图 5 (a), (b) 为光束按照以上激光参数分别通过楔形偏振晶体和新方法设计偏振晶体后的偏振分布图, 灰度坐标为 e 光和 o 光的位相延迟量的余弦值, 它可反映了光束近场偏振

之间的相关性, 近场上灰度越接近的两点, 它们之间的相关性越强. 由图可见, 光束通过楔形偏振晶体后, 偏振在楔形方向上有周期特性, 周期大小为  $38.5 \text{ mm}$ , 与 3.2 节的分析和 (14) 式的计算结果一致. 而光束通过新方法设计偏振晶体后, 近场上的偏振为随机分布, 与 3.3 节的设计思想一致.

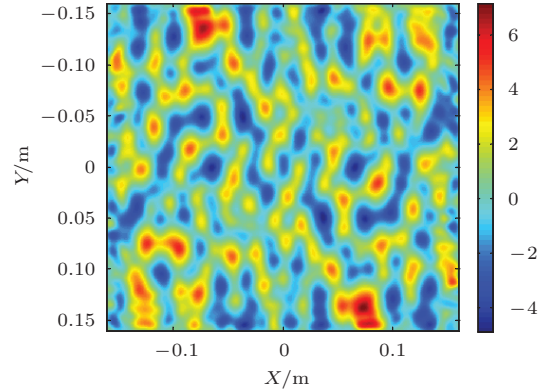


图 4 (网刊彩色) 模拟计算采用 CPP 的面形分布, 对应的单位为波长

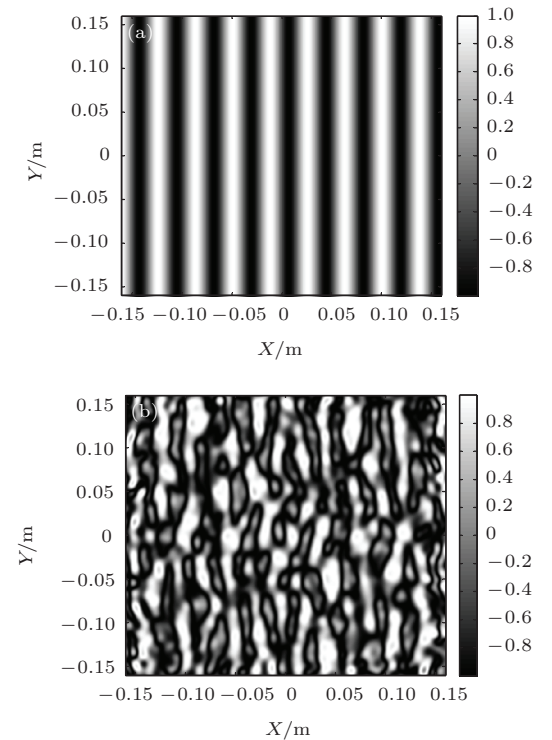


图 5 (a) 光束近场通过楔形偏振晶体后的偏振分布; (b) 光束近场通过具有反射面形的平板元件 (单轴晶体) 的偏振分布

为比较这两种方式的匀滑效果, 将从焦斑对比度, 焦斑的 FOPAI 曲线 (高于某强度的能量份额曲线) 来分析偏振匀滑的宏观效果, 从焦斑的 PSD 曲线来分析偏振匀滑对焦斑不同空间频率的匀滑

效果. 理论上, 相位板整形后的焦斑符合激光散斑统计规律, 焦斑对比度约为1, 设焦斑平均强度为  $I_{\text{mean}}$ , 则焦斑强度高于  $nI_{\text{mean}}$  的能量份额为

$$F_1(n) \approx (1+n)\exp(-n),$$

采用偏振匀滑后, 该份额变为

$$F_2(n) \approx (1+2n+2n^2)\exp(-2n),$$

焦斑对比度降为原来的  $1/\sqrt{2}$ , 两种方式偏振匀滑的差异应在焦斑的 PSD 曲线中体现.

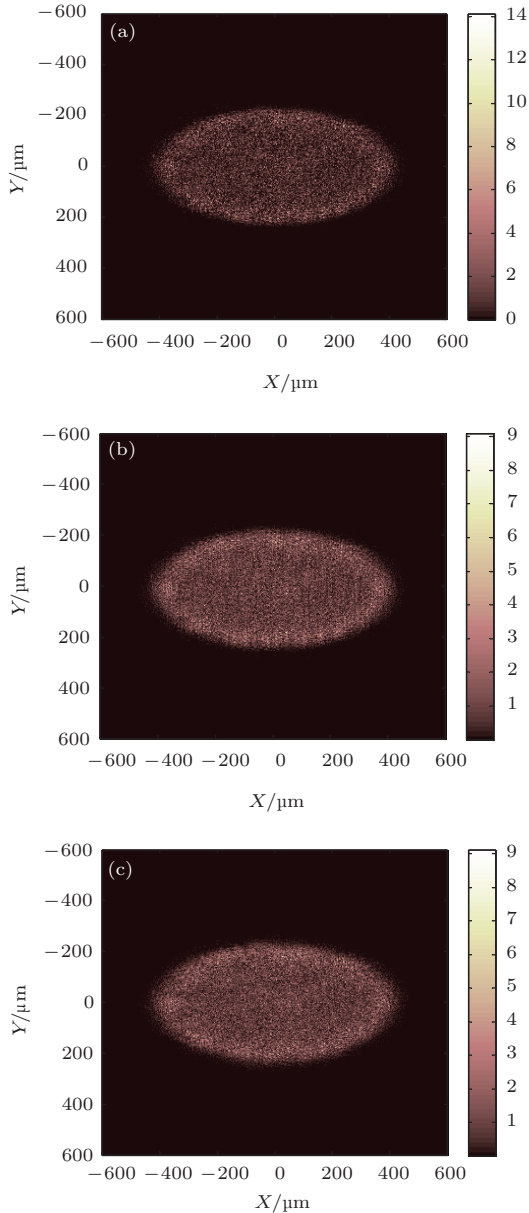


图6 (网刊彩色) (a) 原始焦斑; (b) 传统楔形晶体匀滑后的焦斑; (c) 新方法偏振匀滑后的焦斑, 它们的对比度分别为0.91, 0.66, 0.64

利用惠更斯-菲涅耳衍射理论分别对光束经过 CPP, 以线偏振光和图5中两种偏振分布的形式进行了远场的数值计算, 它们分别对应原始焦斑, 楔

形晶体匀滑后的焦斑, 新方法设计的晶体匀滑后的焦斑. 焦斑分布如图6所示, 对应的焦斑对比度分别为0.91, 0.66和0.64; 这与原始焦斑对比度约为1, 采用偏振匀滑后, 焦斑对比度降为原来的  $1/\sqrt{2}$  的理论规律完全一致. 图7为三种焦斑对应的 FOPAI 曲线, 两种偏振匀滑方式对应的曲线几乎完全重合, 原始焦斑和两种偏振匀滑后的 FOPAI 曲线均符合以上规律曲线. 因此, 仅从宏观统计上来看, 新方法设计的晶体的匀滑效果与楔形晶体一致.

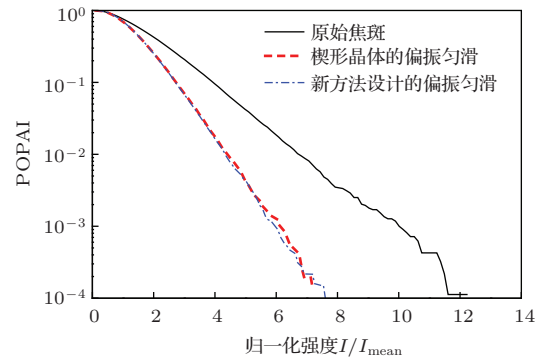


图7 (网刊彩色) 焦斑 FOPAI 曲线 (横坐标为相对强度,  $I_{\text{mean}}$  为焦斑平均强度)

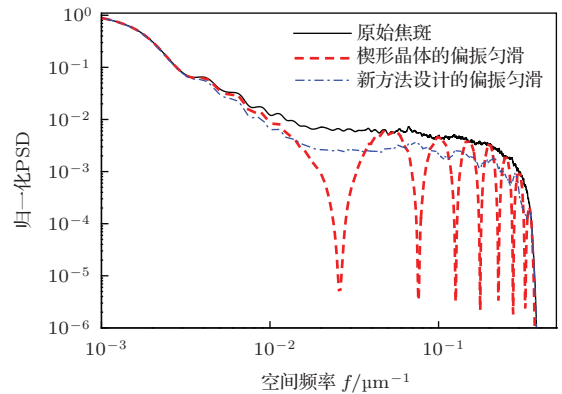


图8 (网刊彩色) 各种偏振匀滑条件下的焦斑 PSD 曲线

为对比两种偏振匀滑对焦斑不同空间频率的匀滑效果, 图8计算了三种焦斑对应的 PSD 曲线, 由图可见, 楔形晶体的偏振匀滑对应的焦斑 PSD 曲线有明显的周期性, 在一些特定频率

$$\left(N - \frac{1}{2}\right) \frac{1}{20 \mu\text{m}} = \left(N - \frac{1}{2}\right) \frac{1}{\Delta x_{\text{ff}}},$$

$$(N = 1, 2, \dots)$$

处有最大程度的降低, 另外一些频率

$$N \frac{1}{20 \mu\text{m}} = N \frac{1}{\Delta x_{\text{ff}}},$$

$$(N = 1, 2, \dots)$$

完全没有改变,这与(18), (19)式的分析结果完全一致;而新方法设计的偏振匀滑对应的焦斑PSD曲线相对原始焦斑在全频域均得到了降低,它反映了该偏振匀滑方式将焦斑对比度改善效果较均匀地分布给了所有的空间频率,与本文的设计思想完全一致.

## 5 结 论

研究了偏振匀滑方式下,焦斑空间频率的响应特性;指出了传统楔形晶体对焦斑对比度的改善仅集中在某些特定的空间频率,从光束近场偏振的相关性解释了造成该现象的原因.提出了一种焦斑空间频率全域优化的偏振匀滑方法,它采用单轴晶体对入射光的角度不同而产生的相移不同的方法,实现激光两种正交偏振态在靶点的分离.理论分析和数值模拟表明,新方法可以实现焦斑空间频率中高频段的全频域降低,焦斑对比度同时仍可达到 $1/\sqrt{2}$ 的最大程度改善.分析了连续相位板作为引入激光入射角分布不同的条件,确定了刻蚀连续相位板面形的晶体同时实现焦斑整形和偏振匀滑的边界条件:对于大于300倍衍射限的整形焦斑,可以直接用偏振晶体的前表面面形作为引入CPP的面形,来同时实现焦斑整形和偏振匀滑;否则,需对偏振晶体前后表面同时进行面形控制.研究结果为高功率固体激光束匀滑技术的发展提供了更多的技术储备.

## 参考文献

- [1] Kilkenny J D, Glendinning S G, Haan S W, Hammel B A, Lindl J D, Munro D, Remington B A, Weber S V, Knauer J P, Verdon C P 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1379
- [2] Lin Y, Kessler T J 1996 *Optics Letters* **21** 1703
- [3] Li P, Ma C, Su J Q, Cheng W Y, Liu L Q, Wang W Y, Mo L, Zhou L D 2008 *High Power Laser and Particle Beams* **20** 1114 (in Chinese) [李平, 马驰, 栗敬钦, 程文雍, 刘兰琴, 王文义, 莫磊, 周丽丹 2008 强激光与粒子束 **20** 1114]
- [4] Skupsky S, Short R W, Kessler T, Craxton R S, Letzring S, Soures J M 1989 *J. Appl. Phys.* **66** 3456
- [5] Zhang R, Li P, Su J Q, Wang J J, Li H, Geng Y C, Liang Y, Zhao R C, Dong J, Lu Z G, Zhou L D, Liu L Q, Lin H H, Xu D P, Deng Y, Zhu N, Jing F, Sui Z, Zhang XM 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 054204 (in Chinese) [张锐, 李平, 栗敬钦, 王建军, 李海, 耿远超, 梁樾, 赵润昌, 董军, 卢宗贵, 周丽丹, 刘兰琴, 林宏兔, 许党朋, 邓颖, 朱娜, 景峰, 隋展, 张小民 2012 物理学报 **61** 054204]
- [6] Munro D H, Dixit S N, Langdon A B, Murray J R 2004 *Applied Optics* **43** 6639
- [7] Rothenberg J E 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 3654
- [8] Lefebvre E, Berger R L, Langdon A B, MacGowan B J, Rothenberg J E, Williams E A 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2701
- [9] Li P, Su J Q, Ma C, Zhang R, Jing F 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 6210 (in Chinese) [李平, 栗敬钦, 马驰, 张锐, 景峰 2009 物理学报 **58** 6210]
- [10] Bodner S E, McCrory R L, Afeyan B B 1998 *Phys. Plasmas* **5** 1901
- [11] Lindl J 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3933
- [12] Geng Y C, Liu L Q, Wang W Y, Zhang Y, Huang W Q, Su J Q, Li P 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 145201 (in Chinese) [耿远超, 刘兰琴, 王文义, 张颖, 黄晚晴, 栗敬钦, 李平 2013 物理学报 **62** 145201]

# Polarization smoothing design for improving the whole spatial frequency at focal spot

Li Ping Wang Wei Zhao Run-Chang Geng Yuan-Chao Jia Huai-Ting Su Jing-Qin<sup>†</sup>

(Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

( Received 29 April 2014; revised manuscript received 22 June 2014 )

## Abstract

Polarization smoothing is a technique for reducing speckle pattern contrast on a target by overlaying two uncorrelated speckle patterns with orthogonal polarizations, and it can reduce focal spot contrast by a factor of  $1/\sqrt{2}$ . Improvement of focal spot contrast by using traditional polarization wedge for polarization smoothing is usually concentrated at some special spatial frequency and is lack of effect in physical experiments. To improve the spatial spectrum of polarization smoothing, a new method is proposed, in which two orthogonal polarization states are separated by the angle distribution differences of the beam direction angle and the uniaxial crystal optic axis; the angle can induce the optical phase differences between “o” and “e” light. Theoretical analysis and numerical simulation are carried out to analyze the new method. Results show that based on the viable control of beam random polarization state at near field, besides the reduction of the focal spot contrast by  $1/\sqrt{2}$ , the new method can improve the whole spatial spectrum at the focal spot. The boundary conditions that continuous phase plate is used as the way to induce the beam direction angle for polarization smoothing is obtained.

**Keywords:** polarization smoothing, focal spot power spectrum, response function, focal spot shaping

**PACS:** 52.57.-z, 42.30.Ms, 42.25.Ja

**DOI:** [10.7498/aps.63.215202](https://doi.org/10.7498/aps.63.215202)

---

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [Sujingqin@hotmail.com](mailto:Sujingqin@hotmail.com)