

基于涡旋光束的超快速角向集束匀滑方案*

田博宇¹⁾ 钟哲强¹⁾ 隋展²⁾ 张彬^{1)†} 袁孝³⁾

1) (四川大学电子信息学院, 成都 610064)

2) (中国工程物理研究院上海激光等离子体研究所, 上海 201800)

3) (苏州大学物理光电与能源学院, 苏州 215006)

(2018年7月15日收到; 2018年10月10日收到修改稿)

针对惯性约束聚变装置对激光集束辐照均匀性的需求, 提出了一种基于涡旋光束的超快速角向匀滑方案, 即利用螺旋相位板使 2×2 集束中的两子束由超高斯光束变换为涡旋光束, 而其余两子束不变, 进而通过对子束偏振态和中心波长的调控, 使集束中的涡旋光束和超高斯光束在靶面两两相干叠加. 相干叠加后的焦斑以皮秒量级为周期超快速旋转, 从而在极短时间内快速抹平焦斑强度调制, 改善靶面辐照均匀性. 通过建立基于螺旋相位板的激光超快速角向集束匀滑方案的物理模型, 分析了其角向匀滑特性, 并与光谱角色散技术和径向匀滑技术进行了比较分析. 结果表明, 这一新型激光集束匀滑方案能实现对焦斑的超快速角向匀滑, 且能在数皮秒时间内达到最佳辐照均匀性.

关键词: 惯性约束聚变, 辐照均匀性, 角向匀滑, 涡旋光束

PACS: 42.79.-e, 42.68.Ay, 42.30.Lr

DOI: 10.7498/aps.68.20181361

1 引言

在惯性约束聚变 (inertial confinement fusion, ICF) 装置中, 激光等离子体相互作用是影响聚变靶丸的高效压缩和点火成功的关键因素之一, 而激光等离子体不稳定性与靶面的辐照均匀性密切相关^[1]. 为提高靶面辐照均匀性, 发展了多种空域和时域束匀滑技术^[2,3]. 在空域匀滑技术中, 连续相位板 (continuous phase plate, CPP)^[4]作为整形元件能有效控制靶面焦斑包络, 但激光内部子光束之间的相干叠加会导致焦斑内部出现小尺度散斑, 加剧激光等离子体相互作用过程中各种参量不稳定性的发展^[5,6]. 因此, 在高功率激光装置中多采用时域束匀滑技术配合空域束匀滑技术, 以在积分时间内实现对焦斑包络和光强调制的有效控制. 一维光谱角色散匀滑技术 (1D smoothing by spectral dispersion, 1D-SSD) 是一种典型时域匀滑技术^[7], 可使焦斑内部散斑沿光栅色散方向扫动, 从而在积

分时间内抹平焦斑强度调制. 然而, 1D-SSD 仅能实现焦斑内散斑沿色散方向的单向扫动, 且其达到稳定匀滑效果需数百皮秒, 远大于受激拉曼散射 (stimulated Raman scattering, SRS)、受激布里渊散射 (stimulated Brillouin scattering, SBS) 以及激光成丝不稳定性 (filamentation instability, FI) 等非线性效应约数皮秒的发展时间^[8,9]. 钟哲强等^[10]提出了基于光克尔效应的径向光束匀滑技术 (radial smoothing, RS), 利用光克尔介质与周期性抽运光的相互作用对主激光附加周期性球面位相调制, 以快速改变焦面位置和焦斑尺寸, 从而实现径向上的快速扫动. 由于光克尔效应的高速响应特性, 该方案可在数皮秒量级获得比 SSD 更快的匀滑效果.

本文提出了一种基于涡旋光束的超快速角向集束匀滑方案, 其原理为: 利用螺旋相位板将激光子束转化为具有螺旋相位的涡旋光束^[11,12]. 在单路 2×2 激光集束中, 通过偏振态调控使两束具有拓扑荷数异号的涡旋光束与两束超高斯光束分别相

* 国家重大专项应用基础项目 (批准号: JG2017149, JG2017029) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangbinff@sohu.com

干叠加,当涡旋光束与超高斯光束间存在波长差时,靶面上会产生两个旋转方向相反、转速相同且旋转周期为皮秒量级的超快速光涡旋,使焦斑内部散斑沿圆周方向快速扫动,从而在积分时间内降低焦斑强度调制.由于这一新方案中焦斑的旋转周期与非线性效应的发展时间相当,且远小于1D-SSD的扫动周期,加之焦斑沿角向得以匀滑,故称之为超快速角向匀滑 (azimuthal smoothing, AS). 本文建立了基于螺旋相位板的超快速角向匀滑方案的物理模型,并与SSD以及径向匀滑技术进行了比较和分析,以论证该方案的有效性.此外,还进一步讨论了时域匀滑联用方案和特征参数选取对角向匀滑方案的性能优化.

2 理论模型

以美国国家点火设施装置为例^[13],基于涡旋光束的新型角向集束匀滑方案如图1所示.在 2×2

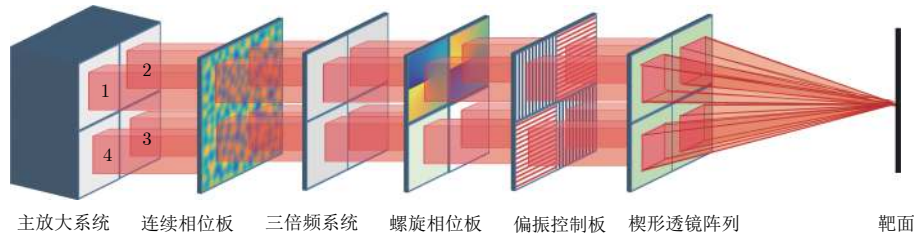


图1 角向匀滑方案示意图

Fig. 1. Schematic illustration of angular smoothing.

为便于讨论,忽略CPP对焦斑的包络调控效果.采用超高斯光束表征主放大系统的输出光束,其经过螺旋相位板后的光场分布可表示为:

$$E_i(x, y, t) = E_0 M(x, y) \exp \left[-(x/w)^{2N} - (y/w)^{2N} \right] \times \exp [i\phi_0(x, y) + im_i \arg(x + iy) + i\omega_i t], \quad (1)$$

式中 E_0 为光场振幅; $M(x, y)$ 表示振幅调制因子; w 为矩形超高斯光束束腰宽度; N 为超高斯阶数; $\phi_0(x, y)$ 为初始高斯随机相位分布; m_i 为第 i 个子束的螺旋相位板的拓扑荷数; ω_i 为第 i 个子束的中心角频率.当激光子束具有(1)式所示的超高斯光场分布时,焦面强度分布并无解析表达式.由于焦斑的旋转效果主要由位相因子所致,而光强包络则主要影响焦斑形貌,故利用圆形超高斯光束推导焦斑旋转周期的近似解.根据Collins广义衍射积分公式,圆形超高斯光束靶面焦斑分布可表示为:

激光集束中,每一子束依次经过独立的CPP阵列、三倍频晶体阵列、螺旋相位板阵列以及偏振控制板阵列,最终分别经楔形透镜阵列聚焦到靶腔.其中1,3路激光束中心波长为351 nm,2,4路激光束中心波长351.3 nm.螺旋相位板阵列由 2×2 个子相位板单元构成,在偏振控制单元的偏振调控作用下,1,3路子激光束、2,4路子激光束分别在焦面相干叠加.在单路集束中存在两种螺旋相位板排布方式,即对角排布(1,3号位置)与并列排布(1,2号位置).若采用对角排布方式,则靶面仅会产生一个光涡旋,而2,4子束间平面光束的相干叠加无任何匀滑效果.故本方案采用并列排布方式.1号子相位板拓扑荷数 $m = 1$,2号子相位板拓扑荷数 $m = -1$,3,4号相位板拓扑荷数 $m = 0$.焦面上会产生两个强度分布对称、旋转周期相同但旋转方向相反的动态焦斑.由于中心波长差的存在,焦斑内部散斑会沿圆周方向快速扫动,从而可在数皮秒内快速提高靶面辐照均匀性.

$$E_f^i(r_f, \varphi_f, t) = \frac{\exp(i k_i z)}{i \lambda_i f} \iint_A \exp \left[-\left(\frac{r}{w} \right)^N \right] \exp [im_i \varphi + i\omega_i t] \times \exp \left[-\frac{i k_i}{f} r r_f \cos(\varphi - \varphi_f) \right] r dr d\varphi, \quad (2)$$

式中 f 表示透镜的焦距; λ_i 表示第 i 个激光子束的中心波长; k_i 为对应波长的波数; $z = 2f$ 表示传输距离.(2)式经整理并分离振幅因子和位相因子,可得

$$E_f^i(r_f, \varphi_f, t) = \frac{2\pi \exp[i(k_i z - \omega_i t)]}{i \lambda_i f} \exp(im_i \varphi_f) \times \int_0^{+\infty} \exp \left[-\left(\frac{r}{w} \right)^N \right] r dr \cdot \int_0^{2\pi} \exp \left[\pm im_i(\varphi - \varphi_f) - \frac{k_i r r_f}{f} \cos(\varphi - \varphi_f) \right] d(\varphi - \varphi_f) = \frac{2\pi}{i \lambda_i f} \int_0^{+\infty} \exp \left[-\left(\frac{r}{w} \right)^N \right] r J_1 \left(\frac{k_i r r_f}{f} \right) \times dr \cdot \exp [i(k_i z - \omega_i t + m_i \varphi_f)]. \quad (3)$$

式中 J_1 为一阶贝塞尔函数. 计算 1, 3 子束叠加焦斑分布时, 取 $m_1 = 1, m_3 = 0$. 当子束间波长差 $\Delta\lambda$ 远小于中心波长时, 可以认为 $k_1 \approx k_3, \lambda_1 \approx \lambda_3$. 于是, 由 (1)—(3) 式可得焦面光强分布为

$$I_f^{1+3}(r_f, \varphi_f, t) = A^2(r_f) \{2 + 2 \cos[m_1 \varphi_f + (\omega_1 - \omega_3)t]\}, \quad (4)$$

式中

$$A(r_f) = \frac{2\pi}{i\lambda_i f} \int_0^{+\infty} \exp\left[-\left(\frac{r}{w}\right)^N\right] r J_1\left(\frac{k_i r r_f}{f}\right) dr. \quad (5)$$

根据 (4) 式可得到焦斑旋转周期约为

$$T \approx m_1 \lambda^2 / (c \Delta\lambda), \quad (6)$$

式中 λ 表示中心波长. 同理取 $m_2 = -1, m_4 = 0$, 则 2, 4 子束在靶面叠加产生旋转周期相同、强度分布对称但旋转方向相反的焦斑.

在积分时间 t_0 内, 靶面平均光强可表示为:

$$\bar{I}_f = \frac{1}{t_0} \sum_{i=1,2} \int_0^{t_0} |\text{FT}[E_i(x, y, t)] + \text{FT}[E_{i+2}(x, y, t)]|^2 dt, \quad (7)$$

FT 表示傅里叶变换.

3 束匀滑效果分析

在角向匀滑方案中, 数值模拟计算参数如下: 预放大系统口径为 $30 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$, 主放大系统光束口径为 $360 \text{ mm} \times 360 \text{ mm}$, 扩束比 $M = 12$; 集中基频光 $\lambda_1 = 1053 \text{ nm}, \lambda_3 = \lambda_4 = 1053.9 \text{ nm}$; 主激光束空间超高斯阶数 $N = 6$; 螺旋相位板拓扑荷数 $m = \pm 1$, 光涡旋旋转周期 $T = 4 \text{ ps}$; 聚焦透镜焦距 $f = 7.7 \text{ m}$; 考虑到实际系统中存在的振幅调制和位相畸变, 设其振幅调制深度为 1.2, 位相畸变 PV 值为 $2\lambda_1$ [14]. 为了与典型匀滑技术进行比较, 同时还给出了 1D-SSD 和径向匀滑技术的计算参数. SSD 计算参数为: 调制频率 $\nu_m = 17 \text{ GHz}$, 调制深度 $\delta_m = 2.39$, 带宽 $\Delta\lambda = 0.3 \text{ nm}$, 光栅色散系数为 $2156.8 \text{ } \mu\text{rad/nm}$ [15]. RS 计算参数为: 光克尔介质选取二硫化碳, 其光克尔系数为 $2.1 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$, 抽运光强度 $I_p = 8 \text{ GW/cm}^2$, 抽运光脉宽 $T_w = 4.2 \text{ ps}$, 抽运周期 $T_p = 10 \text{ ps}$ [10]. 考虑到等离子体热匀滑时间, 选取积分时间 $t_0 = 10 \text{ ps}$. 采用光通量对比度 C 对靶面光强均匀性进行定量评价, 焦斑内部热斑的改善效果可利用超阈值强度 (fractional power above intensity, FOPAI) 表

征, 即超过特定阈值强度的不同峰值的热斑所占比例大小 [16].

3.1 焦斑特征及匀滑效果

图 2(a)—(c) 中分别给出了“1D-SSD + CPP”、“RS + CPP”和“AS + CPP”束匀滑方案的远场焦斑光强分布.

从图 2(a) 中可以看出, 1D-SSD 方案中焦斑内部存在一定程度的类条纹状强度调制, 这一现象主要由 1D-SSD 单一维度色散所导致. 从图 2(b) 和图 2(c) 中可以看出, RS 与 AS 匀滑方案的焦斑内部条纹状强度调制消失, 即扫动方式的改变避免了条纹状强度调制的产生. 为进一步分析上述 3 种方案对焦斑均匀性的影响, 图 3 中给出了焦斑光通量对比度随积分时间的变化曲线及其对应的 FOPAI 曲线.

从图 3(a) 可以看出, RS 和 AS 匀滑方案的匀滑速度明显比 1D-SSD 更快, 且 AS 达到稳定的匀滑效果时间最短. 在匀滑初期, AS 方案焦斑对比度下降速度明显高于 RS, 靶面辐照均匀性明显优于 RS, 但随着积分时间的增加, RS 方案的焦斑光通量对比度更小. 进一步分析 FOPAI 曲线可知, 与 1D-SSD 匀滑方案相比, RS 和 AS 的 FOPAI 曲线均向左移动, 表明 RS 与 AS 的焦斑内热斑比例更低. 总体来说, 在超快匀滑方面, RS 和 AS 的焦斑匀滑效果均优于 1D-SSD, 但 AS 方案中焦斑均匀性达到稳定的时间明显短于 RS 方案, 在 AS 方案中, 靶面焦斑对比度在 2 ps 以内可达到稳定值, 而 RS 方案达到稳定值则需要约 5 ps 的匀滑时间. 因此, 在激光注入靶腔初期阶段, AS 为抑制 SRS, SBS 以及 FI 等一系列等离子体非线性效应提供了一种潜在的解决途径.

然而, AS 方案中焦斑的最终均匀性劣于 RS, 分析其原因主要有两方面: 其一, 涡旋光束具有相位奇点特性, 涡旋光束焦斑中心区域会存在光强较弱的暗区, 从而限制了焦斑均匀性的进一步提升; 其二, 焦斑旋转角速度一定时, 中心区域散斑扫动线速度远小于边缘散斑扫动线速度, 从而导致焦斑中心区域匀滑不够充分. 值得指出的是, AS 的角向扫动特性并不会导致焦斑尺寸的增大, 因而 AS 方案并不会产生明显的“堵孔”问题 [17].

3.2 复合匀滑方案对焦斑均匀性的改善

在角向匀滑方案中, 涡旋光束的相位奇点特性和光涡旋中心线速度慢区是限制其匀滑效果进一

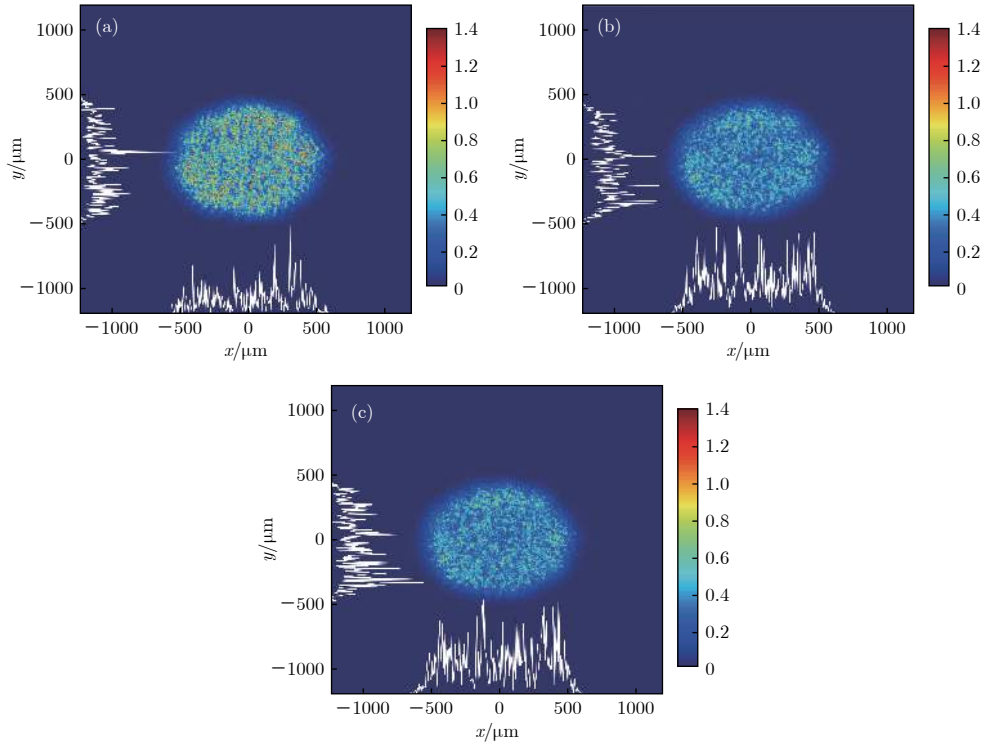


图 2 靶面光强分布 (a) CPP+SSD; (b) CPP+RS; (c) CPP+AS

Fig. 2. Intensity distributions of target face: (a) CPP+SSD; (b) CPP+RS; (c) CPP+AS.

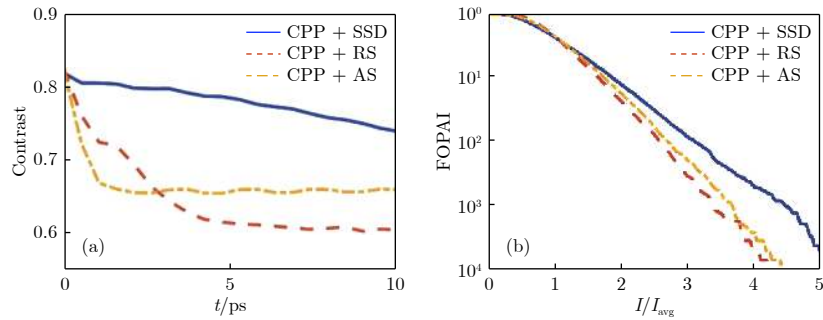


图 3 不同方案的焦斑特性 (a) 光通量对比度积分时间的变化规律; (b) FOPAI

Fig. 3. Focal-spot characteristics of different schemes: (a) Change regulation of integral time of contrast; (b) FOPAI.

步提升的主要因素. 其中, 相位奇点特性会导致光涡旋的强度暗区, 而中心线速度的慢区则会导致焦斑中心区域扫动速度远小于边缘区域. 图 4(a)—(g) 分别给出未考虑 CPP 作用时, 角向匀滑方案中靶面的瞬时光强分布与积分光强分布.

从图 4(a)—(f) 中可以看出, 靶面瞬时光强分布呈现中心对称分布, 且在任意时刻靶面中心区域光强均为零. 图 4(g) 则表明时间积分后的靶面光强分布为类环带状, 且中心存在一定范围的暗区, 加之焦斑的旋转机制导致中心区域扫动线速度较低, 从而降低了 AS 方案对焦斑均匀性的改善效果. 因此, 在 AS 方案中需要引入多方向匀滑, 以降低中心暗区的影响, 进一步改善焦斑辐照均匀性.

进一步在角向匀滑方案中引入径向扫动方案, 并引入散斑扫动速度径向分布 $v(r)$ 来表征焦斑内部扫动规律, 即

$$v(r) = \sqrt{v_{AS}^2 + v_{RS}^2} \approx \sqrt{\left(\frac{2\pi cr \Delta \lambda}{m \lambda^2}\right)^2 + \left(\frac{R_{RS} - R}{T_w}\right)^2}, \quad (8)$$

式中 v_{AS} 表示 AS 方案角向扫动速度; v_{RS} 表示 RS 方案径向扫动速度; R_{RS} 表示 RS 方案焦斑半径最大值; R 表示未引入 RS 方案时的焦斑半径. AS 与 RS 联用方案的焦斑特性变化规律如图 5(a)—(b) 所示, 焦斑光强分布如图 5(c) 所示. 散斑扫动速度径向分布如图 5(d) 所示.

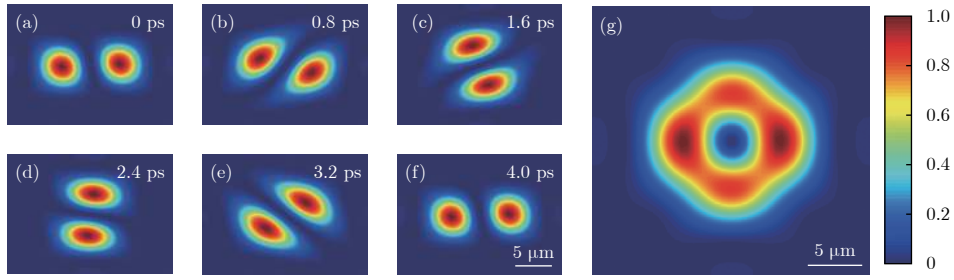


图 4 靶面光强分布 (a)–(f) 瞬时光强; (g) 平均光强

Fig. 4. Intensity distribution on target surface: (a)–(f) Instant intensity; (g) average intensity.

从图 5(a) 中可以看出, “AS+RS” 联用方案呈现出最快的焦斑对比度下降速度, AS 次之, 而 RS 最慢. 随着积分时间的增加, “AS + RS” 联用方案的焦斑对比度逐渐稳定, 且其均匀性优于 AS 或 RS. 分析图 5(b) 中的 FOPAI 曲线可知, “AS + RS” 复合方案中焦斑内部热斑的比例进一步下降. 如图 5(d) 所示, AS 方案中焦斑中心区域扫动速度极小, 而在复合方案中由于径向扫动的引入, 焦斑中心区域的扫动速度明显提升. 在复合匀滑方案中, 径向扫动的引入使得焦斑增加了一个新的扫动维度, 同时焦斑中心区域的扫动速度得以提升, 因而相位奇点对焦斑均匀性的影响有所降低. 此外, 复合扫动方式令焦斑内部散斑的扫动速度得到了提升, 故而在匀滑速度上也进一步改善.

3.3 角向匀滑特征参数分析

根据 (6) 式进一步推导得到具有任意拓扑荷

数的涡旋光束焦斑的近似旋转周期为 $T \approx |m|\lambda^2 / (c\Delta\lambda)$, 即焦斑转速正比于波长差 $\Delta\lambda$, 反比于涡旋相位拓扑荷数 $|m|$. 图 6 给出了在角向匀滑方案采用不同波长差 $\Delta\lambda$ 和拓扑荷数 $|m|$ 时, 焦斑对比度随中心波长差和拓扑荷数的变化规律.

从图 6(a) 可以看出, 当子束间波长差 $\Delta\lambda$ 在 0.1–0.3 nm 范围内变化时, 随着 $\Delta\lambda$ 的增加, 焦斑对比度下降到相同大小所经历的积分时间越小. 在拓扑荷数不变的前提下, 束间波长差 $\Delta\lambda$ 是决定 AS 方案匀滑速度的最主要因素, $\Delta\lambda$ 增大可以提升焦斑匀滑速度. 此外, 随着波长差 $\Delta\lambda$ 增加, 焦斑匀滑速度的提升逐渐变缓, 这意味着持续增加波长差并不能无限提升匀滑速度. 进一步分析可知, 角向匀滑方案中不宜采用过大的波长差, 波长差的增加会导致子束间相干性的退化, 这与角向匀滑方案相干叠加产生拍频光涡旋的前提相悖, 从而严重影响角向匀滑方案的匀滑效果. 故而本方案选取 0.3 nm

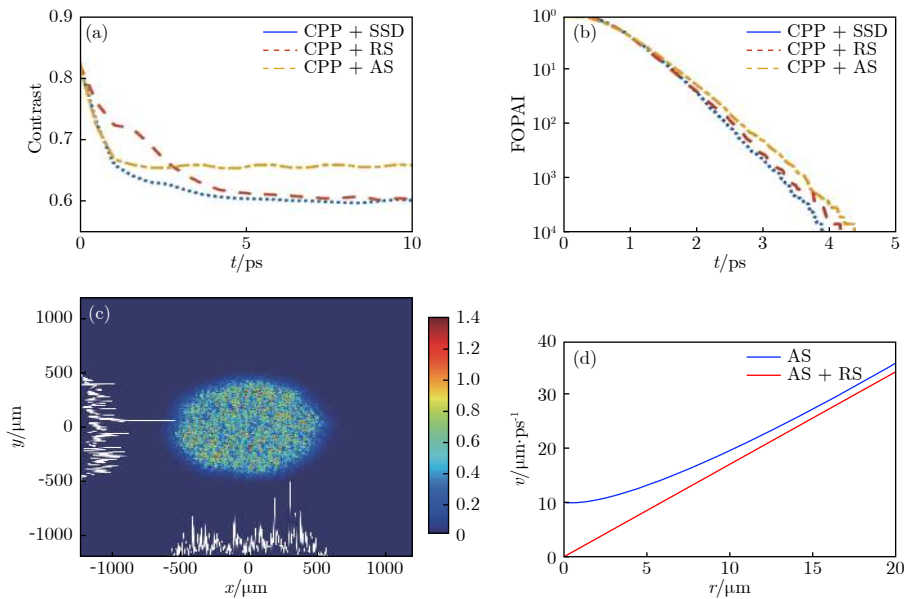


图 5 AS+RS 联用的束匀滑方案 (a) 光通量对比度; (b) FOPAI; (c) 焦斑光强分布; (d) 散斑扫动速度径向分布

Fig. 5. Uniformity improvement of focal spot when AS is applied with RS: (a) Contrast curves; (b) FOPAI curves; (c) focal-spot intensity distribution; (d) swiping velocity distribution of speckles in radial direction.

作为三倍频波长差.

分析图 6(b) 可知, 在 $|m| = 0.5\text{--}3.0$ 的拓扑荷数变化范围内, 随着拓扑荷数的减小, 匀滑速度并无明显改善. 出现这一现象的原因为: 光涡旋角向频率正比于拓扑荷数 $|m|$, 在 AS 方案中光涡旋瓣数与转速的乘积恒为定值, $|m|$ 对匀滑速度的影响减弱. 而在 $|m|$ 为不同的分数阶时, 光涡旋会在不同方向上出现“缺口”, 强度分布对称性遭到破坏. 分数阶光涡旋与 CPP 的共同作用下产生了图 6(b) 中焦斑匀滑速度的波动, 但总体上匀滑速度并无明显变化趋势. 在 AS 方案中, 匀滑速度对于螺旋相位板拓扑荷数 m 的敏感度小于其对束间波长差

$\Delta\lambda$ 的敏感度. ICF 装置具有高能量、短脉冲的工作特点, 而螺旋相位板具有损伤阈值高, 能量利用率高的优点, 是一种可工作于高负载条件的相位元件[18]. 常见的 SPP 加工技术有电子束直写法[19]、多层膜刻蚀[20]等, 目前可加工的 SPP 拓扑荷数 m 可以涵盖分数阶、低阶甚至于高达 $m = 28$ 的范围[21]. 然而, 加工具有高质量、高效率以及高转换纯度的大拓扑荷数 SPP 的成本比较昂贵[22]. 根据仿真结果, 涡旋光束拓扑荷数 m 增加并不会明显改善匀滑效果. 故而本文中的 AS 方案选取整数低阶螺旋相位板, 其拓扑荷数为 $m = \pm 1$.

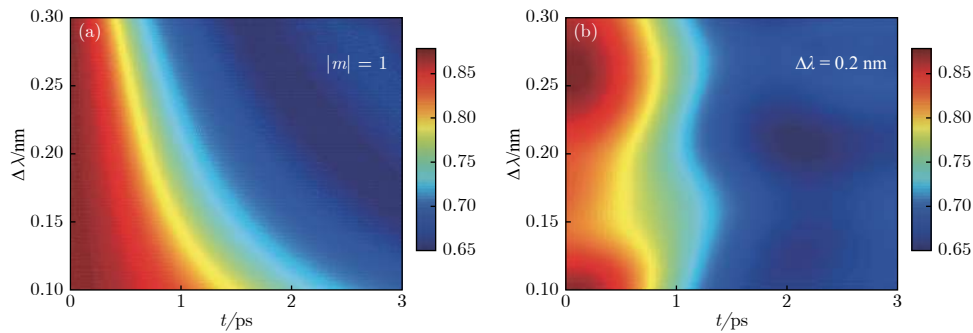


图 6 焦斑光通量对比度随 (a) 中心波长差 $\Delta\lambda$, (b) 拓扑荷数 $|m|$ 的变化

Fig. 6. Contrast variations with different (a) central wavelength shift $\Delta\lambda$ and (b) topological charges $|m|$.

4 结 论

针对激光集束提高靶面辐照均匀性的需求, 提出了一种基于涡旋光束的超快速角向匀滑方案. 这一方案利用螺旋相位板将集束中两子束由超高斯光束变换为涡旋光束, 而其余子束保持不变, 进而通过偏振态和中心波长调控, 使集束中的涡旋光束与超高斯光束两两相干叠加, 在靶面产生以数皮秒为周期的超快速旋转, 从而在角向抹平焦斑强度调制, 改善靶面辐照均匀性. 结果表明, 角向匀滑方案存在以下优势: 1) 能够在角向方向改善辐照均匀性, 且靶面辐照均匀性在数皮秒时间内快速稳定; 2) 可丰富现有束匀滑技术的维度, 为束匀滑方案的选择和优化提供有用参考.

参考文献

[1] Miller G H, Moses E I, Wuest C R 2004 *Nucl. Fusion* **44** S228
 [2] Dixit S N, Thomas I M, Woods B W, Morgan A J, Henesian M A, Wegner P J, Powell H T 1993 *Appl. Opt.* **32** 2543
 [3] Rushford M C, Dixit S N, Thomas I M, Martin A M, Perry M D 2000 *Proc. SPIE* **87** 3654
 [4] Néauport J, Ribeyre X, Daurios J, Valla D, Martine L, Beau V, Videau L 2003 *Appl. Opt.* **42** 2377
 [5] Boehly T R, Babushkin A, Bradley D K, Craxton R S,

Delettrez J A, Epstein R, Kessler T J, Knayer J P, McCrory R L, McKenty P W, Meyerhofer D D, Regan S, Seka W, Skupsky S, Smalyuk V A, Town R P J, Yaakobi B 2001 *Laser Part. Beams* **18** 11
 [6] Smalyuk V A, Boehly T R, Bradley D K, Goncharov V N, Delettrez J A, Knauer J P, Meyerhofer D D, Oron D, Shvarts D 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 5342
 [7] Skupsky S, Short R W, Kessler T, Craxton R S, Letzring S, Soures J M 1989 *J. Appl. Phys.* **66** 3456
 [8] Glenzer S H, Suter L J, Turner R E, Macgowan B J, Estabrook K G, Blain M A, Dixit S N, Hammel B A, Kauffman R L, Kirkwood R K, Landen O L, Monteil M C, Moody J D, Orzechowski T J, Pennington D M, Stone G F, Weiland T L 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2845
 [9] Montgomery D S, Moody J D, Baldis H A, Afeyan B B, Berger R L, Estabrook K G, Lasinski B F, Williams E A 1996 *Phys. Plasmas* **3** 2029
 [10] Zhong Z, Hou P, Zhang B 2015 *Opt. Lett.* **40** 5850
 [11] Chen J, Kuang D F, Gui M, Fang Z L 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 102
 [12] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, Woerdman J P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
 [13] Paisner J A, Murray J R 1997 17th IEEE/NPSS Symposium on Fusion Engineering San Diego, CA (United States), October 6–10, 1997 p57
 [14] Wisoff P J, Bowers M W 2004 *Proc. SPIE* **5341** 146
 [15] Liu L Q, Zhang Y, Geng Y C, Wang W Y, Zhu Q H, Jing F, Wei X F, Huang W Q 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 164201 (in Chinese) [刘兰琴, 张颖, 耿远超, 王文义, 朱启华, 景峰, 魏晓峰, 黄晚晴 2014 物理学报 **63** 164201]
 [16] Wang Y, Wang F, Zhang Y, Huang X, Hu D, Zheng W, Zhu

- R, Deng X 2017 *Appl. Opt.* **56** 8087
- [17] Schneider M B, Maclaren S A, Widmann K, Meezan N B, Hammer J H, Yoxall B E, Bell P M, Benedetti L R, Bradley D K, Callahan D A, Dewald E L, Doppner T, Eder D C, Edwards M J, Guymer T M, Hinkel D E, Hohenberger M, Hsing W W, Kervin M L, Kilkenny J D, Landen O L, Lindl J D, May M J, Michel P, Milovich J L, Moody J D, Moore A S, Ralph J E, Regan S P, Thomas C A, Wan A S 2015 *Phys. Plasmas* **22** 122705
- [18] Sueda K, Miyaji G, Miyanaga N, Nakatsuka M 2004 *Opt. Express* **12** 3548
- [19] Pennington D M, Hennesian M A, Wilcox R B, Wilcox R B, Weiland T L, Eimerl D, Ehrlich R B, Laumann C W, Miller J L 1995 *The 1st Annual International Conference on Solid-State Lasers for Application to Inertial Confinement Fusion* California, American, May 30–June 2, 1995 p214
- [20] Kotlyar V V, Almazov A A, Khonina S N, Soifer V A 2005 *J. Opt. Soc. Am. A* **22** 849
- [21] Wang C, Liu T, Ren Y, Shao Q, Dong H 2018 *Optik* **171** 404
- [22] Guo C S, Xue D M, Han Y J, Ding J P 2006 *Opt. Commun.* **268** 235

Ultrafast azimuthal beam smoothing scheme based on vortex beam*

Tian Bo-Yu¹⁾ Zhong Zhe-Qiang¹⁾ Sui Zhan²⁾ Zhang Bin^{1)†} Yuan Xiao³⁾

1) (*School of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China*)

2) (*Shanghai Institute of Laser Plasma, China Academy of Engineering Physics, Shanghai 201800, China*)

3) (*College of Physics, Optoelectronics and Energy, Soochow University, Suzhou 215006, China*)

(Received 15 July 2018; revised manuscript received 10 October 2018)

Abstract

The illumination uniformity of laser beams in inertial confinement fusion (ICF) facility is a key factor, which plays a crucial role in suppressing the laser plasma instabilities. However, the prevailing beam smoothing techniques cannot meet all the requirements for improving the irradiance uniformity of laser beams and mitigating the laser plasma instabilities, which are determined by the high-frequency spatial modulations and the fine-scale speckles of the focal spots. An ultrafast azimuthal beam smoothing scheme based on vortex beams is proposed in this paper. In this scheme, two of the four beams in a laser quad are transformed from super-Gaussian (SG) beams into vortex beams by inserting two spiral phase plates with opposite topological charges into the beam path, whereas the other two SG beams remain unchanged. By controlling the polarization and the center wavelength of each beam, the SG beam and the transformed vortex beam in the quad are coherently superposed on the target plane, so are the remaining two beams. Owing to the difference in central wavelength and the existence of the topological charges, two focal spots rotating in a period of a few picoseconds are generated in the target plane, which can redistribute the speckles quickly in temporal domain and thus improve the irradiance uniformity of the laser quad. By establishing the physical model of the azimuthal smoothing scheme, the smoothing characteristics including the rotation period, the illumination uniformity and the fractional-power-above-intensity of the focal spots are analyzed in detail. In order to improve the smoothing characteristics significantly, the novel smoothing scheme is further combined with another ultrafast smoothing scheme, i.e. radial smoothing scheme. The influence of the key parameters of the combined smoothing scheme on the illumination uniformity and on the smoothing velocity are discussed. Results indicate that the azimuthal smoothing scheme can achieve the ultrafast smooth of the laser quad in the azimuthal direction and the best illumination uniformity within a few picoseconds as well. Though the degree of improvement in the irradiance uniformity of the azimuthal smoothing scheme is lower than that of the radial smoothing, the combination of these two schemes can improve the uniformity effectively and rapidly. The novel smoothing scheme provides a potential smoothing approach for the high-power laser facilities.

Keywords: inertial confinement fusion, irradiance uniformity, azimuthal smoothing, vortex beam

PACS: 42.79.-e, 42.68.Ay, 42.30.Lr

DOI: 10.7498/aps.68.20181361

* Project supported by the Basic Research Program of the National Major Project of China (Grant Nos. JG2017149, JG2017029).

† Corresponding author. E-mail: zhangbinff@sohu.com