

“强度扫动”光束匀滑特性的理论研究

郑天然^{1,2}, 张颖^{1*}, 耿远超¹, 黄晚晴¹, 刘兰琴¹, 孙喜博¹, 王文义¹, 李平¹, 张锐¹, 胡东霞¹¹中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900;²中国工程物理研究院研究生院, 北京 100088

摘要 理论阐述了光谱色散匀滑(SSD)技术的物理内涵,即 SSD 的焦斑匀滑效果来源于远场基元电场相位随时间的演化,在实际应用中不存在“运动”焦斑的物理图像。在此基础上,建立了远场强度分布形式不变但空间位置随时间变化的“强度扫动”光束的理论模型,通过数值模拟研究其匀滑特性,并与 SSD 的匀滑效果进行了对比分析。

关键词 激光光学; 光谱色散匀滑; 强度扫动; 惯性约束聚变; 辐照均匀性

中图分类号 TN241

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP55.111405

Theoretical Research of "Intensity Sweep" Laser Beam Smoothing Characteristics

Zheng Tianran^{1,2}, Zhang Ying^{1*}, Geng Yuanchao¹, Huang Wanqing¹,
Liu Lanqin¹, Sun Xibo¹, Wang Wenyi¹, Li Ping¹, Zhang Rui¹, Hu Dongxia¹¹Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China;²Graduate School of China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China

Abstract The physical content of smoothing by spectral dispersion (SSD) technology is theoretically explained that the focal spot smoothing effect of SSD results from the temporal change of the far-field primitive electric field phase, and there is no physical image of "moving" focal spot in the practical application of SSD. On this basis, the theoretical model of "intensity sweep" laser beam, which has a far-field intensity distribution with constant form but temporal changed spatial position, is established. The smoothing characteristics of the beam are studied by numerical simulation compared with that of SSD.

Key words laser optics; smoothing by spectral dispersion; intensity sweep; inertial confinement fusion; illumination uniformity

OCIS codes 140.3295; 140.3430; 140.3580; 140.3300

1 引言

在惯性约束聚变研究中(ICF),为了实现聚变点火,需要良好的能量沉积和辐照均匀性^[1]。激光等离子体相互作用(LPI)通过多种方式影响能量耦合效率和吸收均匀性,受激拉曼散射(SRS)^[2]、受激布里渊散射(SBS)^[3]、成丝不稳定性^[4]、交叉光束能量转移(CBET)^[5]等激光等离子体不稳定性是实现点火目标的最大障碍之一。

为了抑制激光等离子体不稳定性,需要在时间、

空间、偏振、波长、带宽等多个方面对激光束进行精密调控。国内外发展了各类空域和时域匀滑技术,其中,基于光谱色散匀滑(SSD)、连续相位板(CPP)和偏振匀滑(PS)的光束匀滑技术已经十分成熟并得到了广泛应用^[6-9]。CPP的作用是控制焦斑轮廓,以使其满足物理实验要求,但是焦斑内部存在大量的高频强度调制^[10]。文献[11]介绍了一种基于面型梯度的CPP设计方法,文献[12]和文献[13]分别分析了波前畸变和最小空间周期对CPP的影响。SSD通过调频脉冲的色散实现多个远场焦斑

收稿日期: 2018-05-28; 修回日期: 2018-05-31; 录用日期: 2018-06-04

基金项目: 国家自然科学基金(61475145)、中国工程物理研究院科学技术发展基金(2014A0401018)、等离子体重点实验室基金(9140C680604150C68299)

* E-mail: zhangying@tsinghua.org.cn

的叠加来抹平高频成分,降低了焦斑内部高频调制的影响^[14-18]。PS通过调制光束偏振态实现非相干叠加来改善靶面光强分布的均匀性^[19-20]。LPI物理研究表明,SSD可以有效抑制成丝不稳定性,但对于增长速率更快的SRS和SBS,SSD无法起到直接抑制的作用^[21]。目前LPI问题仍未得到解决,因此研究具有不同特性的光束的匀滑效果具有重要意义。

通常认为,SSD通过靶面光斑的快速扫动实现光束匀滑,然而在实际应用中,SSD光束的远场分布并不是“扫动”的焦斑,其匀滑效果来源于远场相位随时间的变化。远场表现为“运动”焦斑的“强度

扫动”光束可以通过调制激光束的传播方向即连续光束偏转^[22]获得,但其匀滑特性尚未有相关的研究。本文从理论上分析了SSD光束的匀滑机制,建立了“强度扫动”光束的物理模型,并进一步对比分析两种光束的匀滑特性。

2 理论模型

2.1 SSD光束的物理图像

图1为SSD示意图,光束经窄带脉冲激光相位调制器调制展宽,然后经过光栅发生色散,使不同的频率成分具有不同的传播方向,最后经过CPP和聚焦透镜会聚到靶面。

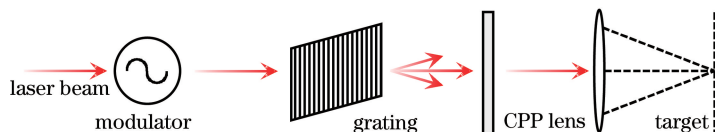


图1 SSD示意图

Fig. 1 Schematic diagram of SSD

SSD光束在聚焦透镜前的近场电场分布可以表示为^[23]

$$E_{\text{NF}} = E_0(x, y) \exp[i\varphi_{\text{CPP}}(x, y)] \cdot \exp\left\{i\beta \sin\left[2\pi\left(f_m t + \frac{N_c}{D}y\right)\right]\right\}, \quad (1)$$

式中: x 方向为光栅刻线方向, y 方向为色散方向, x 和 y 分别为垂直于光束传输方向的横、纵坐标; $E_0(x, y)$ 为光束近场的空间振幅分布; $\varphi_{\text{CPP}}(x, y)$ 为CPP的相位分布; β 为相位调制器的调制深度; f_m 为调制频率; t 为时间; N_c 为色循环数; D 为聚焦透镜直径。

经透镜聚焦后,焦平面上的电场是近场的傅里叶变换,即

$$E_{\text{FF}}(x_{\text{FF}}, y_{\text{FF}}) = \mathcal{F}[E_0(x, y) \exp(i\varphi_{\text{CPP}})] \otimes \mathcal{F}\left\{\exp\left\{i\beta \sin\left[2\pi\left(f_m t + \frac{N_c}{D}y\right)\right]\right\}\right\}, \quad (2)$$

式中:等号右侧第一项为CPP整形焦斑的光场分布, $\mathcal{F}(\cdot)$ 为傅里叶变换。令 $E_{\text{CPP}}(x_{\text{FF}}, y_{\text{FF}}) \equiv \mathcal{F}[E_0(x, y) \exp(i\varphi_{\text{CPP}})]$,并将等号右侧第二项表示为无穷项 δ 函数之和,可得^[24]

$$E_{\text{FF}}(x_{\text{FF}}, y_{\text{FF}}) = E_{\text{CPP}}(x_{\text{FF}}, y_{\text{FF}}) \otimes \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(\beta) \exp(-i2\pi n f_m t) \delta(y_{\text{FF}} - n N_c D_{\text{lim}}) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp(-i2\pi n f_m t) [J_n(\beta) E_{\text{CPP}}(x_{\text{FF}}, y_{\text{FF}} - n N_c D_{\text{lim}})], \quad (3)$$

式中: J_n 表示 n 阶贝塞尔函数; $D_{\text{lim}} = \lambda F/D$ 为方形光束的衍射极限的尺度; F 为焦距。

由(3)式可以看出,SSD光束远场分布各频率成分对应一个具有相对幅值 $J_n(\beta)$ 的CPP整形焦斑,数量约为 2β ,各焦斑空间位置不同。当相邻焦斑间隔足够大即超过衍射极限时,可以认为不同焦斑之间是相互独立的,此时各焦斑强度分布与空间位置均不随时间变化,对应的色循环数为 $N_c > 1$ 。各个焦斑的相位不同,且随时间变化,因此SSD的时间匀滑效果来源于光束远场分布的“相位扫动”。

此时的匀滑效果由频率成分的数量决定,即光强分布的不均匀性为

$$\delta_{\text{RMS}} = \frac{\delta_{\text{RMS0}}}{\sqrt{2\beta}}, \quad (4)$$

式中: δ_{RMS0} 表示CPP整形焦斑的不均匀性。

当 $N_c \ll 1$ 时,有 $N_c y/D \ll 1$,可对(1)式作以下近似:对正弦项作泰勒展开并保留至一阶项。此时(1)式可以写为

$$E_{\text{NF}} \approx E_0(x, y) \exp[i\varphi_{\text{CPP}}(x, y)] \cdot \exp\left\{i\beta \left[\sin(2\pi f_m t) + 2\pi \frac{N_c}{D} y \cos(2\pi f_m t)\right]\right\}. \quad (5)$$

远场分布为

$$E_{\text{FF}} \approx \exp[i\beta \sin(2\pi f_m t)] \cdot E_{\text{CPP}}[x_{\text{FF}}, y_{\text{FF}} - \beta D_{\text{lim}} N_c \cos(2\pi f_m t)]. \quad (6)$$

此时远场表现为一个“运动”的CPP焦斑,但此时的“运动”焦斑实际上是由相邻焦斑间距远远小于衍射

极限尺度,不同焦斑之间并不相互独立,焦斑之间的相干叠加导致了强度的变化所致,其本质仍是(3)式中体现的“相位扫动”的结果。此时 SSD 的匀滑效果受到靶面光场分布范围的限制^[24],即

$$\delta_{\text{RMS}} = \frac{\delta_{\text{RMS0}}}{\sqrt{2\beta N_c}}。 \quad (7)$$

值得说明的是,在 SSD 的实际应用中,为了平衡匀滑时间与长时间匀滑效果,色循环数通常采用 $N_c=1$,而不会采用 $N_c \ll 1$ 的参数,因此,实际的

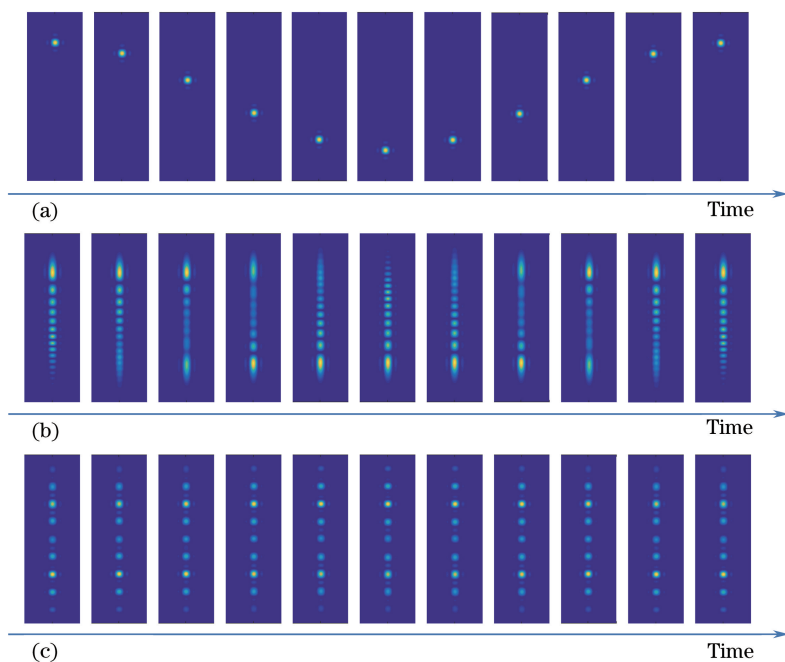


图 2 远场强度分布随时间的变化。(a) $N_c=0.01$; (b) $N_c=1$; (c) $N_c=4$

Fig. 2 Variation of far-field intensity distribution with time. (a) $N_c=0.01$; (b) $N_c=1$; (c) $N_c=4$

综上所述,SSD 的匀滑效果来源于其远场分布的“相位扫动”,受到光谱数量和扫动范围的限制:

$$\delta_{\text{RMS}} = \frac{\delta_{\text{RMS0}}}{\sqrt{\min\{2\beta, 2\beta N_c\}}}。 \quad (8)$$

2.2 “强度扫动”光束的理论模型

“强度扫动”光束可以通过调制激光的传播方向获得,即在近场引入斜率随时间周期性变化的相位。采用正弦调制的“强度扫动”光束在聚焦透镜前的电场分布可以表示为

$$E_{\text{NF}} = E_0(x, y) \exp(i\varphi_{\text{CPP}}) \cdot \exp[i(2\pi/\lambda)\theta_{\text{max}} \sin(2\pi f_m t) y], \quad (9)$$

式中: λ 为激光波长; θ_{max} 为光束的最大偏转角; 激光束在 y 方向发生偏转。

经透镜聚焦后,焦平面的电场分布为近场的傅里叶变换,即

SSD 光束远场分布并不会表现出“运动”焦斑的物理图像。

无 CPP 时,一个调制周期内具有不同色循环数的 SSD 光束远场强度分布随时间的变化如图 2 所示。从图 2 中可以看出,只有当色循环数很小时 SSD 光束才会出现运动焦斑的物理图像; 当色循环数为 1 时,光强分布是多个分散的光斑,但强度会随时间发生变化; 当色循环数较大时,离散的远场光斑间距变大,强度几乎不随时间发生变化。

$$E_{\text{FF}} = \mathcal{F}\{E_0(x, y) \exp(i\varphi_{\text{CPP}}) \cdot \exp[i(2\pi/\lambda)\theta_{\text{max}} \sin(2\pi f_m t) y]\} = \mathcal{F}[E_0(x, y) \exp(i\varphi_{\text{CPP}})] \otimes \delta[y_{\text{FF}} - F\theta_{\text{max}} \sin(2\pi f_m t)] = E_{\text{CPP}}[x_{\text{FF}}, y_{\text{FF}} - F\theta_{\text{max}} \sin(2\pi f_m t)], \quad (10)$$

式中: $E_0(x, y)$ 的傅里叶变换为衍射极限的分布。考虑方形光束,其尺度为 $D_{\text{lim}} = \lambda F/D$, 同时也是散斑的特征尺度,其中 D 为聚焦透镜直径。

由(10)式可以看出,远场为一个运动的 CPP 焦斑,其强度分布不变,但空间位置随时间周期性变化,即远场表现为光束的“强度扫动”。焦斑的扫动范围由最大偏转角 θ_{max} 决定,扫动速度由调制频率 f_m 决定。无 CPP 时,一个调制周期内“强度扫动”光束的远场强度分布随时间的变化如图 3 所示。

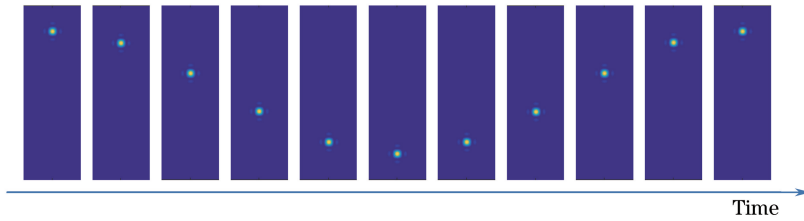


图3 远场强度分布随时间的变化

Fig. 3 Variation of far-field intensity distribution with time

其匀滑效果由扫动范围内“抹平”的散斑个数决定,即

$$\delta_{\text{RMS}} = \frac{\delta_{\text{RMS0}}}{\sqrt{2F\theta_{\text{max}}/D_{\text{lim}}}} = \frac{\delta_{\text{RMS0}}}{\sqrt{2D\theta_{\text{max}}/\lambda}} \quad (11)$$

由(11)式可以看出,对于给定的激光器,其匀滑效果只与最大偏转角即光束的扫动范围有关。

在采用正弦调制时,由于偏转角度较小时焦斑扫动速度快,偏转角较大时扫动速度慢,导致能量沉积增加,因此采用正弦调制时匀滑效果无法达到理

论值。如果采用周期线性的三角波函数代替正弦调制函数,则有助于改善这一问题。采用周期性三角波调制的“强度扫动”光束近场分布为

$$E_{\text{NF}} = E_0(x, y) \exp(i\varphi_{\text{CPP}}) \cdot \exp[i(2\pi/\lambda)\theta_{\text{max}} \text{tri}(2\pi f_m t) y] \quad (12)$$

式中:tri(·)表示三角波函数。图4为正弦调制函数和三角波调制函数的函数图像,其中横坐标为时间周期,纵坐标为归一化幅度。

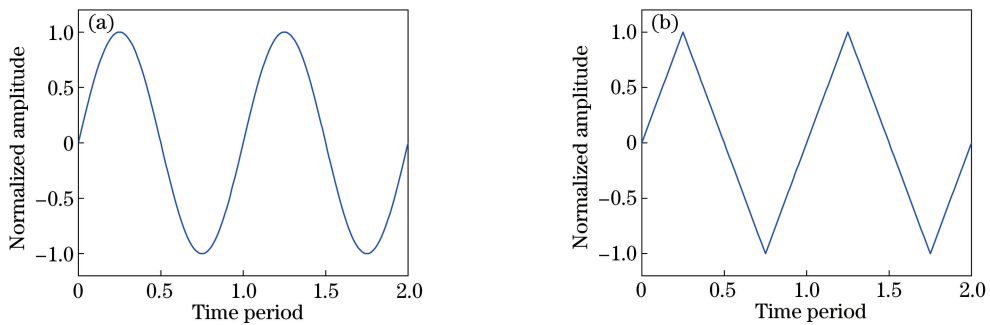


图4 调制函数图像。(a)正弦波;(b)三角波

Fig. 4 Figures of modulation function. (a) Sinusoidal wave; (b) triangle wave

其远场分布为

$$E_{\text{FF}} = E_{\text{CPP}} [x_{\text{FF}}, y_{\text{FF}} - F\theta_{\text{max}} \text{tri}(2\pi f_m t)] \quad (13)$$

远场扫动为周期线性,焦斑运动速度保持不变,能量沉积速度相同,匀滑效果可以接近理论值。

3 匀滑效果分析

用于惯性约束聚变的大型固体激光装置,其典型参数^[25]为:输出中心波长为 351 nm,带宽为 0.1 nm,近场为方形超高斯分布,口径为 36 cm,近场光强分布如图5所示。由于空间滤波器和黑腔激光注入孔的限制,同时为了准确对比“强度扫动”光束与SSD的匀滑效果,模拟中选取合适的最大偏转角,使二者在靶面上对应相同的扫动范围。

图6为靶面光强不均匀度随时间的变化曲线,其中SSD的参数选取为:调制频率 f_m 为 20 GHz,色循环数 N_c 为 1。从图6可以看出,与SSD相比,

在一个调制周期以上,二者的匀滑效果基本相同;但在一个调制周期内“强度扫动”光束的远场光强分布不均匀度更低,说明“强度扫动”光束在短时间内的匀滑效果更好。在采用正弦调制时,其不均匀度随时间的变化有很大的波动,原因在于光束偏转角较小时,光斑扫动速度很快,不均匀度快速下降;而偏

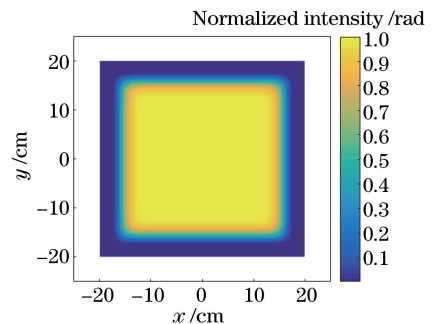


图5 近场光强分布

Fig. 5 Distribution of near-field intensity

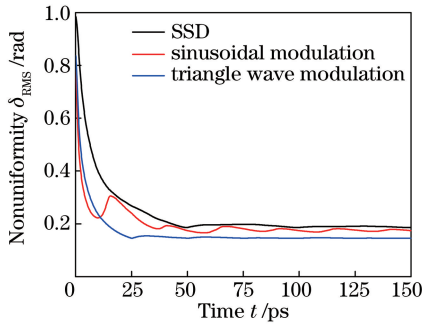


图6 “强度扫动”光束与SSD焦斑光强不均匀度与时间的关系

Fig. 6 Relationship between nonuniformity of focal spot

and time for "intensity sweep" beam and SSD

转角较大时,扫动速度慢,导致能量沉积增多,不均匀度反而有一定增长。采用三角波调制后,焦斑扫动速度保持不变,在短时间内,不均匀度快速稳定下降,相比采用正弦调制,短时间匀滑效果有明显改善,并且由于其扫动为周期线性,在半个调制周期就已经达到最低不均匀度并保持稳定,同时长时间的

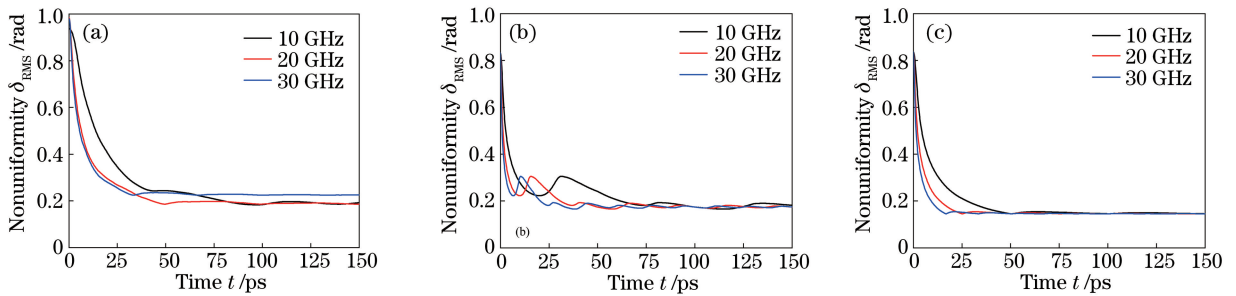


图7 不同调制频率下焦斑光强不均匀度与时间的关系。(a) SSD 光束;

(b) 正弦调制“强度扫动”光束;(c)三角波调制“强度扫动”光束

Fig. 7 Relationship between nonuniformity of focal spot and time with different modulation frequencies.

(a) SSD beam; (b) sinusoidal modulation "intensity sweep" beam; (c) triangle wave modulation "intensity sweep" beam

靶面光强分布不均匀性与调制频率的关系如图8所示。图8(a)中匀滑时间为5 ps,反映了短时间内的匀滑效果。从图8(a)可以看出,无论是采用正弦调制还是三角波调制的“强度扫动”光束,不均

匀滑效果也有一定改善。

不同调制频率下不均匀度随时间的变化如图7所示。其中,SSD的调制频率为20 GHz时对应的色循环数为1,保持焦平面上光束的扫动范围不变,增大调制频率的同时色循环数也在增大。由图7可以看出,在调制频率小于20 GHz(色循环数小于1)时,SSD的匀滑效果由扫动范围决定,因此增大调制频率可以缩短SSD的匀滑时间。在调制频率大于20 GHz(色循环数大于1)时,调制周期缩短,一个调制周期时达到的匀滑效果也变差,原因在于SSD采用调频小的宽带光束,基于其光谱分立的特性,色循环数较大时光谱数量减少,对应的频率成分不能填满光束的扫动范围,此时匀滑效果由光谱数量决定,匀滑效果下降。对于“强度扫动”光束,由于其扫动的连续性,一个调制周期时的匀滑效果只与光束扫动的范围有关,因此,可以通过提高调制频率来加快匀滑速度。

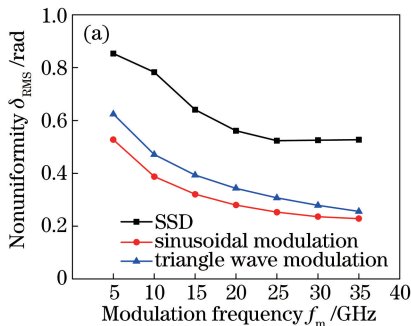
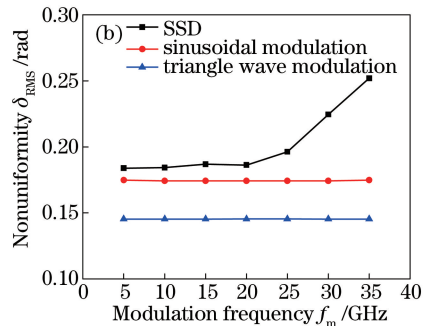


图8 调制频率对匀滑效果的影响。(a)匀滑时间为5 ps;(b)匀滑时间为200 ps

Fig. 8 Influence of modulation frequency on smoothing performance. (a) Smoothing time of 5 ps;

(b) smoothing time of 200 ps



化,短时间的匀滑效果几乎不变。图 8(b)中匀滑时间为200 ps,反映了长时间的匀滑效果。从图 8(b)中可以看出,采用“强度抖动”光束的靶面光强分布不均匀性不受调制频率的影响,而 SSD 在调制频率小于20 GHz时,不均匀性不随调制频率明显变化;在调制频率大于 20 GHz 后,不均匀性随调制频率的提高而升高,长时间的匀滑效果变差。因此,在抖动范围确定的情况下,通过提高调制频率,“强度抖动”光束可以在保持长时间匀滑效果不变的同时改善短时间内的均匀性;而 SSD 在调制频率增大到一定程度后(色循环数大于 1),短时间内的均匀性不再发生变化,反而会使长时间的匀滑效果变差。

4 结 论

理论分析了 SSD 光束实现靶面光场匀滑的物理内涵,进一步建立了“强度抖动”光束的物理模型,对两种光束的性质和匀滑性能进行了对比分析。研究表明:SSD 光束通过远场相位随时间的演化实现对焦斑的匀滑,只有当色循环数远小于 1 时才表现出“运动”焦斑的物理图像,在实际应用中是相位不同且随时间变化的多个焦斑的叠加;而“强度抖动”光束则是通过靶面焦斑的运动实现远场光束匀滑。SSD 光束受到离散的光谱特性影响,其匀滑效果受到光谱数量和靶面光场分布范围的共同限制;而“强度抖动”光束的匀滑效果只与光束的抖动范围有关。“强度抖动”光束相比于 SSD 具有更好的短时间匀滑特性,采用正弦调制时其时间匀滑特性波动较大,可以通过采用三角波调制进行改善,并且可以通过提高调制频率加快匀滑速度,缩短匀滑时间。本研究为高功率激光驱动装置靶面光场调控提供了新的思路。

参 考 文 献

- [1] Robey H F, Celliers P M, Moody J D, *et al.* Shock timing measurements and analysis in deuterium-tritium-ice layered capsule implosions on NIF [J]. *Physics of Plasmas*, 2014, 21(2): 022703.
- [2] Colaïtis A, Duchateau G, Ribeyre X, *et al.* Coupled hydrodynamic model for laser-plasma interaction and hot electron generation [J]. *Physical Review E*, 2015, 92(4): 041101.
- [3] Hüller S, Masson-Laborde P E, Pesme D, *et al.* Harmonic decomposition to describe the nonlinear evolution of stimulated Brillouin scattering [J]. *Physics of Plasmas*, 2006, 13(2): 022703.
- [4] Raj G, Hüller S. Impact of laser beam speckle structure on crossed beam energy transfer via beam deflections and ponderomotive self-focusing [J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(5): 055002.
- [5] Colaïtis A, Hüller S, Pesme D, *et al.* Crossed beam energy transfer: assessment of the paraxial complex geometrical optics approach versus a time-dependent paraxial method to describe experimental results [J]. *Physics of Plasmas*, 2016, 23(3): 032118.
- [6] Haynam C A, Wegner P J, Auerbach J M, *et al.* National ignition facility laser performance status [J]. *Applied Optics*, 2007, 46(16): 3276-3303.
- [7] Spaeth M L, Manes K R, Bowers M, *et al.* National ignition facility laser system performance [J]. *Fusion Science and Technology*, 2016, 69(1): 366-394.
- [8] Walraet F, Riazuelo G, Bonnaud G. Propagation in a plasma of a laser beam smoothed by longitudinal spectral dispersion [J]. *Physics of Plasmas*, 2003, 10(3): 811-819.
- [9] Zhang R, Jia H T, Tian X C, *et al.* Research of beam conditioning technologies using continuous phase plate, multi-FM smoothing by spectral dispersion and polarization smoothing [J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2016, 85: 38-47.
- [10] Marozas J A, Collins T J B, Zuegel J D, *et al.* Continuous distributed phase-plate advances for high-energy laser systems [J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2016, 717: 012107.
- [11] Yang C L, Yan H, Wang J, *et al.* A novel design method for continuous-phase plate [J]. *Optics Express*, 2013, 21(9): 11171-11180.
- [12] Wen S L, Yan H, Zhang Y H, *et al.* Calculation and experiment of the focal spot caused by continuous phase plate with incident wavefront distortion [J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(3): 0314001. 温圣林, 颜浩, 张远航, 等. 波前畸变下连续相位板焦斑的计算与实验 [J]. *光学学报*, 2014, 34(3): 0314001.
- [13] Wen S L, Tang C X, Zhang Y H, *et al.* Effects of least spatial period on the fabrication and performance of continuous phase plate [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2015, 42(9): 0908001. 温圣林, 唐才学, 张远航, 等. 最小空间周期对连续相位板加工和性能的影响 [J]. *中国激光*, 2015, 42(9): 0908001.
- [14] Skupsky S, Short R W, Kessler T, *et al.* Improved laser-beam uniformity using the angular dispersion of frequency-modulated light [J]. *Journal of Applied*

- Physics, 1989, 66(8): 3456-3462.
- [15] Jiang X J, Tang Y F, Wang L, *et al.* Performance of smoothing by spectral dispersion with consideration of the gain characteristic of Nd : glass amplifier[J]. Acta Physica Sinica, 2017, 66(12): 124204.
江秀娟, 唐一凡, 王利, 等. 考虑钕玻璃放大器增益特性的光谱色散匀滑系统性能研究[J]. 物理学报, 2017, 66(12): 124204.
- [16] Miyaji G, Miyanaga N, Urushihara S, *et al.* Three-directional spectral dispersion for smoothing of a laser irradiance profile[J]. Optics Letters, 2002, 27(9): 725-727.
- [17] Hohenberger M, Shvydky A, Marozas J A, *et al.* Optical smoothing of laser imprinting in planar-target experiments on OMEGA EP using multi-FM 1-D smoothing by spectral dispersion [J]. Physics of Plasmas, 2016, 23(9): 092702.
- [18] Li B, Liu Z J, Hao L, *et al.* Accomplishment of numerical simulation for a SSD beam propagation in a large scale plasma [J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(12): 1201004.
李斌, 刘占军, 郝亮, 等. 谱色散匀滑化光束空间大尺度传输过程的模拟实现 [J]. 中国激光, 2017, 44(12): 1201004.
- [19] Dixit S N, Munro D, Murray J R, *et al.* Polarization smoothing on the National Ignition Facility[J]. Journal de Physique IV France, 2006, 133: 717-720.
- [20] Li Z L, Zhong Z Q, Zhang B. Study on multi-beam superposition using complementary polarization control plates[J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63(9): 095204.
李泽龙, 钟哲强, 张彬. 基于互补型偏振控制板的多光束叠加特性研究 [J]. 物理学报, 2014, 63(9): 095204.
- [21] Montgomery D S. Two decades of progress in understanding and control of laser plasma instabilities in indirect drive inertial fusion [J]. Physics of Plasmas, 2016, 23(5): 055601.
- [22] Li J Z, Yan J X. Fundamentals of optoelectronics [M]. Beijing: Beijing Institute of Technology Press, 1998: 61-62.
李家泽, 阎吉祥. 光电子学基础 [M]. 北京: 北京理工大学出版社, 1998: 61-62.
- [23] Spaeth M L, Manes K R, Kalantar D H, *et al.* Description of the NIF laser[J]. Fusion Science and Technology, 2016, 69(1): 25-145.
- [24] Zheng T R, Zhang Y, Geng Y C, *et al.* Smoothing by spectral dispersion technology based on bundle multiple-frequency modulation[J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(12): 1205003.
郑天然, 张颖, 耿远超, 等. 基于集束多频调制的光谱色散匀滑技术 [J]. 中国激光, 2017, 44(12): 1205003.
- [25] Li F Q, Han W, Wang F, *et al.* Research status of final optics assembly in high-power laser facility[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2013, 50(6): 060002.
李富全, 韩伟, 王芳, 等. 高功率激光驱动器终端光学组件研究现状 [J]. 激光与光电子学进展, 2013, 50(6): 060002.