

部分相干平顶激光组束投射腔壁光强的分布特性

陈明玉 李小燕* 陈子阳 蒲继雄 林志立

华侨大学信息科学与工程学院福建省光传输与变换重点实验室, 福建 厦门 361021

摘要 建立了间接驱动过程中激光组束通过透镜在黑腔柱体中传输的模型。利用柯林斯公式,将各个锥环所有激光束投射到腔壁上的所有焦斑光强进行非相干叠加,研究其光强分布。详细分析了空间相干度、透镜聚焦 F 数、离焦距离对靶壁上焦斑光强分布均匀性的影响。空间相干度增大时,非相干叠加得到的亮斑光强度增大,光强起伏更剧烈,顶部光强分布均匀性变差;增大透镜聚焦 F 数,焦斑光场增强,光强振荡程度加深,光场分布更不均匀;而离焦量变大时,靶腔壁上的光强度降低,其振荡程度也减弱,光强峰值差值变小,顶部光强分布变得均匀。

关键词 激光光学; 叠加光强分布; 广义惠更斯-菲涅耳衍射原理; 间接驱动聚变; 部分相干平顶激光束

中图分类号 O436 文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP53.041404

Intensity Distribution Characteristics of Partially Coherent Flat-Topped Beam Combination Projected on Cavity Wall

Chen Mingyu Li Xiaoyan Chen Ziyang Pu Jixiong Lin Zhili

Fujian Provincial Key Laboratory of Light Propagation and Transformation, College of Information Science and Engineering, Huaqiao University, Xiamen, Fujian 361021, China

Abstract A model is established to study the propagation of the lens-focused laser beam combination in the hohlraum in the progress of laser indirect driving. As for all laser beams in cone rings projected on the hohlraum wall, the incoherent superposition characteristics of intensity distribution of focal spots are investigated based on the Collins formula. The effects of relative spatial coherence degree, lens focusing F number and defocusing amount on the intensity distribution uniformity of focal spots projected on the target wall are discussed in detail. As the spatial coherence degree increases, the spot intensity of incoherent superposition increases, the light intensity fluctuation becomes more apparent, and the uniformity of the top light intensity distribution deteriorates. The spot intensity also increases with the increase of focusing F number, the intensity fluctuation is more violent, and the uniformity of the top light intensity distribution deteriorates. As the defocusing amount increases, the light intensity on the target chamber surface is reduced, the volatility degree and the difference of light intensity peak are smaller while the top intensity distribution becomes more homogenous.

Key words laser optics; superposition of intensity distribution; generalized Huygens-Fresnel diffraction principle; indirect drive fusion; partially coherent flat-topped beam

OCIS codes 140.3430; 260.1960; 350.5500

1 引言

在强激光的一些实际应用中,例如X射线激光产生、激光等离子体相互作用和激光惯性约束核聚变(ICF)等,为了可靠地实现对聚变靶丸的压缩和点火,必须尽可能抑制靶丸压缩过程中产生的不稳定性^[1](主要包括瑞利-泰勒不稳定性和等离子体不稳定性)。不稳定性强弱和靶丸照明的均匀程度密切相关,激光

收稿日期: 2015-11-02; 收到修改稿日期: 2015-11-26; 网络出版日期: 2016-03-29

基金项目: 国家自然科学基金(61178015, 11304104)、福建省杰出青年科学基金(2015J06015)、中国科学院高功率激光物理重点实验室开放研究基金(SGKF201305)

作者简介: 陈明玉(1990—),女,硕士研究生,主要从事激光传输与光束变换等方面的研究。

E-mail: mychen0208@foxmail.com

导师简介: 蒲继雄(1962—),男,教授,主要从事光束传输与非线性光学等方面的研究。E-mail: jixiong@hqu.edu.cn

*通信联系人。E-mail: xiaoyanli@siom.ac.cn

对靶丸辐照的不均匀会导致这些不稳定性的产生和增长,因此,靶面均匀辐照是实现 ICF 必不可少的条件之一。同时,靶面均匀辐照还有利于提高靶丸压缩比,降低对激光能量的要求^[2-4]。影响靶面辐照均匀性的因素很多,如光束数、光束的空间排布、光束的光强分布、聚焦位置和靶面的完善程度等^[5]。在激光加热初期,靶环的激光在靶腔内壁叠加,使靶腔内壁的辐照均匀性具有一定分布,进而对球靶面的光强分布产生影响,靶腔内壁的辐照强度分布可通过非相干叠加的方式来模拟计算。

事实上,完全相干光并不存在,所有的激光光束都属于部分相干光或非相干光。理论证明,部分相干光在大气中传输时受到的扰动比完全相干光小得多^[6-8],光强比较均匀,对散斑灵敏度比较低,且能消除干涉条纹的影响,因此被广泛应用于激光核聚变、激光热处理等领域^[9-10]。在实验中,理想平顶激光束产生的焦斑光强剖面呈矩形分布,即顶部平坦,边缘陡峭,目前各国研究人员开展了很多关于部分相干平顶激光束传输的研究^[11-16]。本文研究了神光-III 靶环上的部分相干平顶激光组束打靶在腔壁上非相干叠加得到的光强分布特性。利用广义惠更斯-菲涅耳衍射积分^[17]计算得到部分相干平顶高斯光束通过激光注入孔辐射到靶腔壁交叉谱密度,将来自不同锥环上的激光组束在腔壁上的焦斑强度非相干叠加得到总光强分布。

2 数学理论模型

国内外多数大型 ICF 装置都是按间接驱动模式设计的,本文在建立仿真模型时保持神光-III 靶室光束排布的结构及束数不变,并在数值计算时认为入射部分相干平顶激光束间是非相干叠加的。

按照图 1 所示间接驱动打靶方式,靶室球上共有 48 个开孔,在上半球排布 2 个锥环,分为内锥环(29°环,34°环)和外锥环(40°环,55°环),在下半球同样排布 2 个锥环,分为内锥环(151°环,146°环)和外锥环(140°环,125°环)。同纬度上的激光束经度均分,上下半球的激光束被旋转错开一定的经度,可避免光束间的交叉互穿,减小重叠区域。

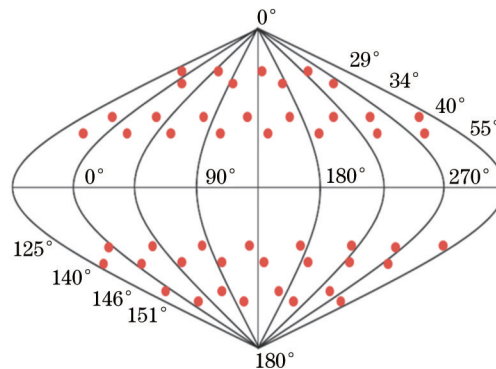


图 1 神光-III 主机的真空靶室开孔排布图

Fig.1 Hole distribution on vacuum target chamber of Shenguang-III facility

部分相干方形激光组束分 8 组从神光-III 主机靶室球壳上下两端的 48 个激光注入孔 (LEH) 注入到图 2(a) 所示竖直放置、两端开孔的圆柱形黑腔内,如此可在腔壁内侧形成均匀且上下对称的 8 组方形激光光斑,每侧各形成两个环带,环带间距在绕柱轴旋转的方向上相等。以靶腔上端注入孔中心 O 为原点、沿腔轴的方向为 Z 轴、垂直于腔轴向外的方向为 Y 轴,建立靶腔三维直角坐标系坐标 (X, Y, Z) ,并设激光束 1 所在坐标系坐标为 (X_1, Y_1, Z_1) 。如图 2(b) 所示,沿着靶腔圆柱面建立一个特殊的二维曲面坐标系 $xo'y$, (x, y) 对应一定矢径 R 下腔壁曲面所在的坐标系坐标。注入的激光束 1 所在坐标 (X_1, Y_1, Z_1) 与靶腔直角坐标系坐标 (X, Y, Z) 的转换关系式为

$$\begin{cases} X_1 = X \cos \theta - Z \sin \theta \\ Y_1 = Y \\ Z_1 = X \sin \theta + Z \cos \theta + Z_1 + f \end{cases}, \quad (1)$$

靶腔直角坐标系 (X, Y, Z) 与腔壁曲面坐标 (x, y) 的转换关系式为

$$\begin{cases} X = R \cos \frac{y}{R} \\ Y = R \sin \frac{y}{R} \\ Z = x + L \end{cases}, \quad (2)$$

由(1)式和(2)式推导得到光传输方向坐标 (X_1, Y_1, Z_1) 与腔壁曲面坐标 (x, y) 的转换关系式为

$$\begin{cases} X_1 = R \cos \frac{y}{R} \cos \theta - (x + L) \sin \theta \\ Y_1 = R \sin \frac{y}{R} \\ Z_1 = Z_1 + f + (x + L) \cos \theta + R \cos \frac{y}{R} \sin \theta \end{cases}, \quad (3)$$

式中离焦距 Z_1 表示注入孔与光轴相交的点到透镜焦点的距离,注入角 θ 表示入射光束传输方向与光轴之间夹角, f 为透镜焦距, L 为柱形黑腔腔长, R 为圆柱靶腔半径。

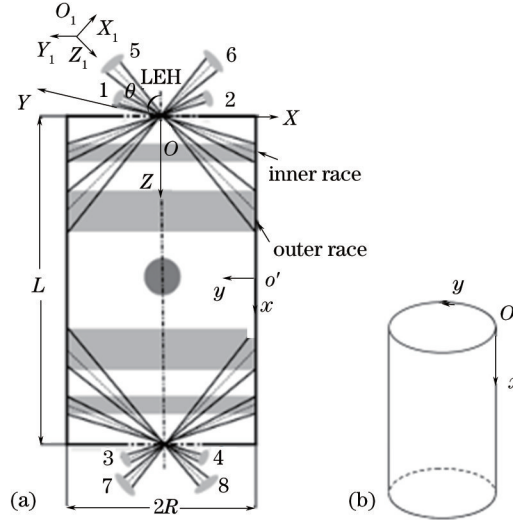


图2 靶环激光辐照的靶腔装置示意图。(a) 竖直放置的束-靶-腔结构;(b) 腔柱曲面坐标设置

Fig.2 Schematic diagram of hohlraum target irradiated by circular laser beams. (a) Upright configuration of laser-hohlraum-target structure; (b) coordinate setting in cylindrical cavity surface

在直角坐标系中,根据Li^[18]提出的平顶光束模型,以及描述部分相干光的谢尔模型,可推出源平面处部分相干平顶光束的交叉谱密度函数表达式为

$$\begin{aligned} W'(x_1, x_2, y_1, y_2, 0) = \langle E(x_1, y_1, 0) E^*(x_2, y_2, 0) \rangle = \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \frac{(-1)^{m+n}}{N^2} \binom{N}{m} \binom{N}{n} \exp \left\{ - \left[m \frac{x_1^2}{w_0^2} + n \frac{x_2^2}{w_0^2} + \frac{(x_1 - x_2)^2}{2\sigma^2} \right] \right\} \times \\ \sum_{m_1=1}^N \sum_{n_1=1}^N \frac{(-1)^{m_1+n_1}}{N^2} \binom{N}{m_1} \binom{N}{n_1} \exp \left\{ - \left[m_1 \frac{y_1^2}{w_0^2} + n_1 \frac{y_2^2}{w_0^2} + \frac{(y_1 - y_2)^2}{2\sigma^2} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

式中 N 为部分相干平顶光束的阶数, $\binom{N}{m}$ 、 $\binom{N}{n}$ 为二项式系数, w_0 为光束腰半径, σ 为空间相干长度, (x_1, y_1) 、 (x_2, y_2) 为入射光束的任意两点在透镜平面的坐标。当 $N=1$ 时,(4)式就退化为描述高斯光束的表达式,当 $\sigma \rightarrow \infty$ 时,部分相干平顶光束转化为完全相干平顶光束。

由于激光光源到接收面的距离与光轴到接收面的距离相比要大很多,所以部分相干平顶激光束通过位于靶室上的透镜聚焦在黑腔内并传输到达靶腔壁的传输过程由广义惠更斯-菲涅耳衍射积分公式来描述:

$$\begin{aligned} W(x'_1, x'_2, y'_1, y'_2, z) = G_0 \left(\frac{k}{2\pi B} \right)^2 \iiint W(x_1, x_2, y_1, y_2, 0) \cdot \\ \exp \left\{ - \frac{ik}{2B} \left[A(x_1^2 + y_1^2) - 2(x_1 x'_1 + y_1 y'_1) + D(x_1^2 + y_1^2) - [A(x_2^2 + y_2^2) - 2(x_2 x'_2 + y_2 y'_2) + D(x_2^2 + y_2^2)] \right] \right\} dx_1 dx_2 dy_1 dy_2, \end{aligned} \quad (5)$$

式中 G_0 为常量, $(x'_1 + y'_1)$ 、 $(x'_2 + y'_2)$ 分别为 (x_1, y_1) 、 (x_2, y_2) 在靶腔内传输后所在点的坐标, $k=2\pi/\lambda$ 为波数。 A 、 B 、 D 满足一维光学传输矩阵:

$$A = 1 - \frac{l}{f}, \quad B = l, \quad D = 1, \quad (6)$$

将(4)式代入(5)式中,并利用积分公式

$$\int_{-\infty}^{\infty} \exp(-s^2 x^2 \pm qx) dx = \frac{\sqrt{\pi}}{s} \exp\left(\frac{q^2}{4s^2}\right), \quad (7)$$

式中 s, q 为与 x 无关的系数。通过积分推导运算后,得到激光束注入黑腔后辐照在靶腔壁上的交叉谱密度解析表达式为

$$\begin{aligned} W(x'_1, x'_2, y'_1, y'_2, z) = & G_0 \left(\frac{k}{2B}\right)^2 \exp\left[-\frac{ikD}{2B}(x'_1 - x'_2)\right] \exp\left[-\frac{ikD}{2B}(y'_1 - y'_2)\right] \cdot \\ & \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \frac{(-1)^{m+n}}{N^2} \frac{\binom{N}{m} \binom{N}{n}}{\beta_1 \beta_2} \exp\left(-\frac{k^2 x_1'^2}{4B\beta_1^2}\right) \exp\left\{-\left[\frac{k(x'_2 - \eta x'_1)}{2B\beta_2}\right]^2\right\} \cdot \\ & \sum_{m_1=1}^N \sum_{n_1=1}^N \frac{(-1)^{m_1+n_1}}{N^2} \frac{\binom{N}{m_1} \binom{N}{n_1}}{\beta_1 \beta_2} \exp\left(-\frac{k^2 y_1'^2}{4B\beta_1^2}\right) \exp\left\{-\left[\frac{k(y'_2 - \eta y'_1)}{2B\beta_2}\right]^2\right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

η, β_1, β_2 满足

$$\eta = \frac{1}{2\sigma^2 \beta_1^2}, \quad (9)$$

$$\beta_1^2 = -\frac{ikA}{2B} + \frac{1}{2\sigma^2} + \frac{m}{w_0^2}, \quad (10)$$

$$\beta_2^2 = \frac{ikA}{2B} + \frac{1}{2\sigma^2} + \frac{n}{w_0^2} - \eta^2 \beta_1^2, \quad (11)$$

令 $x_1 = x_2 = X_1, y_1 = y_2 = Y_1$, 可得靶腔内表面上单个焦斑光强分布为

$$\begin{aligned} I(X_1, Y_1, Z_1) = & G_0 \left(\frac{kD}{2B}\right)^2 \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \frac{(-1)^{m+n-2} \binom{N}{m} \binom{N}{n}}{N^2 \beta_1 \beta_2} \exp\left[-\left(\frac{kX_1}{2B\beta_1 \beta_2 w_0}\right)^2 (m+n)\right] \times \\ & \sum_{m_1=1}^N \sum_{n_1=1}^N \frac{(-1)^{m_1+n_1-2} \binom{N}{m_1} \binom{N}{n_1}}{N^2 \beta_1 \beta_2} \exp\left[-\left(\frac{kY_1}{2B\beta_1 \beta_2 w_0}\right)^2 (m_1+n_1)\right]. \end{aligned} \quad (12)$$

将(3)式和(6)式代入(12)式中,得到腔壁曲面坐标的光强分布关系式为

$$\begin{aligned} I_1(x, y) = & G_0 \left[\frac{kD}{2B(x, y)}\right]^2 \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \frac{(-1)^{m+n-2} \binom{N}{m} \binom{N}{n}}{N^2 \beta_1 \beta_2} \exp\left\{-\left[\frac{kX_1(x, y)}{2B(x, y)\beta_1 \beta_2 w_0}\right]^2 (m+n)\right\} \times \\ & \sum_{m_1=1}^N \sum_{n_1=1}^N \frac{(-1)^{m_1+n_1-2} \binom{N}{m_1} \binom{N}{n_1}}{N^2 \beta_1 \beta_2} \exp\left\{-\left[\frac{kY_1(x, y)}{2B(x, y)\beta_1 \beta_2 w_0}\right]^2 (m_1+n_1)\right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

其他激光束光强可类似求出。激光束在光学系统的传输过程中客观地存在非相干叠加过程。此外,非相干叠加还可以反映出光束能量在靶面上的沉积趋势。来自靶场的各路非相干激光组束叠加的光强为

$$I(x, y) = \sum_{i=1}^{48} I_i(x, y). \quad (14)$$

以不均匀度来衡量靶面上焦斑光强剖面的均匀性,定义靶面顶部光强分布的不均匀度 η' 为

$$\eta' = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (15)$$

式中 I_{\max}, I_{\min} 分别为可计算区域输出光强顶部的最大值和最小值。 η' 表示输出光斑光强峰谷值的悬殊程度,其取值范围为 $0 \leq \eta' \leq 1$, η' 值越小表示顶部光强分布越均匀, $\eta' = 0$ 表示光束为完全均匀分布。

3 数值计算结果和理论分析

基于 Matlab 数学软件平台,对(6)式进行数值仿真计算,并详细讨论非相干组束的归一化光强分布特性。部分相干平顶激光束的波长 $\lambda = 351 \text{ nm}$, 束腰半径 $w_0 = 0.3 \text{ m}$, 平顶阶数 $N = 10$, 假设靶室上的透镜为方形, 聚焦透镜的焦距 $f = 4 \text{ m}$, 透镜尺寸大小为 $600 \text{ mm} \times 600 \text{ mm}$, 圆柱形腔柱体的截面圆直径 $2R = 5.75 \text{ mm}$, 腔长

$L=9.425$ mm, 离焦距离取 0.2 mm。

图3为锥环上的非相干激光组束在不同空间相干度 $\alpha(\alpha = \sigma/w_0)$ 下辐照在靶腔壁上的光强分布。图3(a)~(c)中,沿着腔壁曲面的 y 轴展开,得到光强分布的平面图,图3(a)中 $\alpha \rightarrow \infty$,为完全相干平顶激光束,计算得 $\eta'=0.297$ 。图3(b)中 $\alpha=0.002$,计算得 $\eta'=0.265$,图3(c)中 $\alpha=0.0008$,计算其顶部光强的不均匀度 $\eta'=0.106$ 。图3(d)为计算得到的腔壁曲面沿 x 轴方向的光强分布。锥环上部分相干平顶光强叠加投射在腔壁上从上至下形成的环带形态完全相同。完全相干光束在靶腔壁上的焦斑边缘清晰,但尺寸比较小,故激发等离子体的区域比较小,且光斑交叠的地方会产生光强峰值高的干涉条纹,严重破坏光束的均匀性。随着相干度的减小,光斑边界相互融合,光斑间空隙逐渐被填补,整个靶腔光强分布更为均匀,同时激光与靶腔相互作用的区域增大,使激发的等离子体更均匀。此外,空间相干程度的变化也会改变叠加光强度峰值的位置。

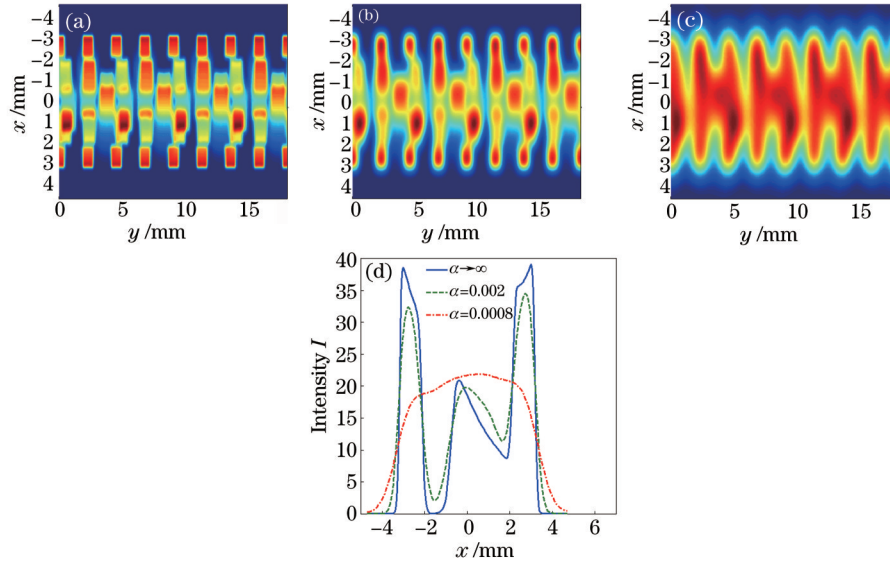


图3 空间相干度对靶面光强分布的影响。(a) $\alpha \rightarrow \infty$ 时的展开平面图;(b) $\alpha=0.002$ 时的展开平面图;
(c) $\alpha=0.0008$ 时的展开平面图;(d) x 轴方向光强曲线

Fig.3 Influence of spatial coherence degree on intensity distribution on hohlraum wall. Expansion plans when (a) $\alpha \rightarrow \infty$,
(b) $\alpha=0.002$ and (c) $\alpha=0.0008$; (d) intensity curves along the x axis

图4中,分析透镜 F 数的变化对腔壁上光强分布的影响,仿真计算时 σ 取值为 1 mm。图4(a)~(c)为其靶

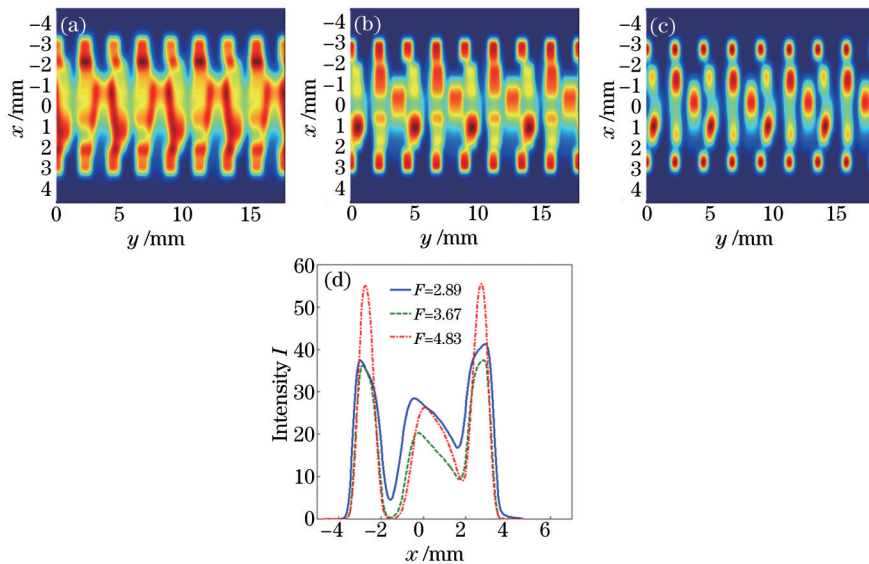


图4 透镜 F 数对靶壁光强分布的影响。(a) $F=2.89$ 时的展开平面图;(b) $F=3.67$ 时的展开平面图;
(c) $F=4.83$ 时的展开平面图;(d) x 轴方向光强曲线

Fig.4 Influence of lens focusing F number on intensity distribution on hohlraum wall. Expansion plans when (a) $F=2.89$,
(b) $F=3.67$ and (c) $F=4.83$; (d) intensity curves along the x axis

腔面展开的平面图,图4(a)中透镜焦距 $f=2.2\text{ m}$,透镜尺寸为 $760\text{ mm}\times 760\text{ mm}$,则透镜 F 数为2.89,对应 $\eta'=0.194$;图4(b)中 $f=2.2\text{ m}$,透镜尺寸为 $600\text{ mm}\times 600\text{ mm}$,透镜聚焦 F 数为3.67,此时 $\eta'=0.288$;图4(c)中, $f=2.9\text{ m}$,透镜尺寸为 $600\text{ mm}\times 600\text{ mm}$,透镜聚焦 F 数为4.83,经计算得 $\eta'=0.347$ 。由图4可见,增大聚焦 F 数会使光强起伏更剧烈,顶部光强分布均匀性变差,且靶腔内表面上叠加光强度峰值的位置会随着聚焦 F 数的变化而变化,这是由于入射平顶激光束的频谱存在许多高频成分而引起较强衍射造成的。但不同的是,当聚焦 F 数增大时,各激光焦斑形态由类似梯形逐渐变为接近椭圆状,亮斑强度表现出加强的趋势。

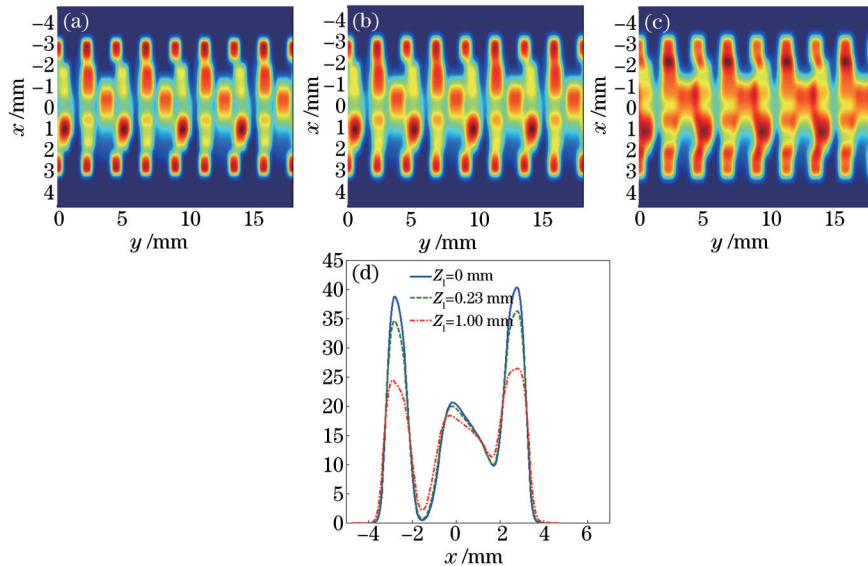


图5 离焦距离 Z_1 对靶面光强分布的影响。(a) $Z_1=0\text{ mm}$ 时的展开平面图;(b) $Z_1=0.23\text{ mm}$ 时的展开平面图;(c) $Z_1=1.00\text{ mm}$ 时的展开平面图;(d) x 轴方向光强曲线

Fig.5 Influence of defocusing amount on intensity distribution on hohlraum wall. Expansion plans when (a) $Z_1=0\text{ mm}$, (b) $Z_1=0.23\text{ mm}$ and (c) $Z_1=1.00\text{ mm}$; (d) intensity curves along the x axis

图5所示为离焦距离 Z_1 对靶面叠加光强度的影响,计算模拟时 $\sigma=0.8\text{ mm}$ 。当 $Z_1=0\text{ mm}$ 时, $\eta'=0.315$; $Z_1=0.23\text{ mm}$ 时, $\eta'=0.270$; $Z_1=1\text{ mm}$ 时, $\eta'=0.162$ 。由图5(a)~(c)可见,增大离焦量可以使腔壁上的多束激光打靶焦斑光强分布更均匀,这是因为离焦量增大,激光传输距离也随之增大,使得投射到腔壁上的激光焦斑尺寸增大。由图5(d)可知,给系统一定的离焦距离会减小焦斑光强,使得光场振荡程度变弱,但是不会改变强度峰值的位置。

4 结 论

从广义惠更斯-菲涅耳衍射积分公式和非相干叠加理论出发,计算出部分相干平顶激光束经由靶室开口注入到腔壁上的光强分布解析表达式,重点讨论了空间相干度、透镜聚焦 F 数和离焦距离对靶壁光强分布均匀性的影响。仿真结果显示,激光辐照到腔内壁上的焦斑分布比较圆滑且没有旁瓣现象,在壁上从上到下分布有4个完全相同的环带。一般情况下,沿着腔轴方向,锥环激光组束辐照在腔壁上的焦斑在上下两侧和中间位置的光强度比较大,呈现一定的高峰。空间相关度和聚焦 F 数的增大会导致叠加得到的亮斑光强度加强,光强起伏也变得更剧烈,使得顶部光强分布的均匀性变差;而离焦量变大时,靶腔面上的光强度降低,其振荡程度也减弱,各位置的光强度差值变小,顶部光强分布变均匀。由此可以初步推测,在ICF间接驱动聚变实验中,采取适当小的相干长度和透镜聚焦 F 数,以及适当大的离焦距离,可得到均匀性较好的腔壁焦斑光强分布,从而在一定程度上实现靶面均匀辐照。

参 考 文 献

- 1 Wang L F, Ye W H, Li J Y. Two-dimensional Rayleigh-Taylor instability in incompressible fluids at arbitrary Atwood numbers [J]. Chinese Physics Letters, 2010, 27(2): 180-183.
- 2 Hinkel D E, Callahan D A, Langdon A B, *et al.*. Analyses of laser-plasma interactions in National Ignition Facility ignition targets[J]. Physics of Plasmas, 2008, 15: 056314.

- 3 Meezan N B, Atherton L J, Callahan D A, *et al.*. National Ignition Campaign Hohlraum energetics[J]. *Physics of Plasmas*, 2010, 17: 0563048.
- 4 Zhong Zheqiang, Li Zelong, Zhou Bingjie, *et al.*. Analysis of depolarizing characteristics on focal spot using a polarization control plate[J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(12): 1214002.
钟哲强, 李泽龙, 周冰洁, 等. 偏振控制板对焦斑消偏振特性的研究[J]. *光学学报*, 2013, 33(12): 1214002.
- 5 Ren Guangsen, Wu Wuming, Ning Yu, *et al.*. Tight focusing of a radially polarized coherent beams array[J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(1): 0102003.
任广森, 吴武明, 宁禹, 等. 径向偏振相干光束阵列的深聚焦[J]. *中国激光*, 2014, 41(1): 0102003.
- 6 Ke Xizheng, Zhang Yu. Scintillation of partially coherent beam in atmospheric turbulence[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(1): 0106001.
柯熙政, 张宇. 部分相干光在大气湍流中的光强闪烁效应[J]. *光学学报*, 2015, 35(1): 0106001.
- 7 Borghi R, Guattari G. Evaluation of the spatial coherence of a light beam through transverse intensity measurements[J]. *Journal of the Optical Society of America*, 2003, 20(9): 1763–1770.
- 8 Dogariu A, Amarande S. Propagation of partially coherent beams: turbulence-induced degradation[J]. *Optics Letters*, 2003, 28(1): 10–12.
- 9 Li Yong, Lü Zhiwei, Zhu Chengyu, *et al.*. Spatial shape the laser beams to achieve the uniform irradiation required for laser direct-driven fusion[J]. *Chinese J Lasers*, 2008, 35(s1): 101–103.
李勇, 吕志伟, 朱成禹, 等. 激光空间整形实现直接驱动惯性约束聚变球靶均匀辐照[J]. *中国激光*, 2008, 35(s1): 101–103.
- 10 Zhou P, Liu Z J, Xu X J, *et al.*. Propagation of coherently combined flattened laser beam array in turbulent atmosphere[J]. *Optics & Laser Technology*, 2009, 41(4): 403–407.
- 11 Zhao C L, Cai Y J, Lu X H, *et al.*. Radiation force of coherent and partially coherent flat-topped beams on a Rayleigh particle [J]. *Optics Express*, 2009, 17(3): 1753–1765.
- 12 Huang Yongping, Duan Zhichun, He Yehuan, *et al.*. Change of turbulence distance for partially coherent flat-topped beams propagation through non-Kolmogorov turbulence[J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(9): 0913002.
黄永平, 段志春, 贺也洹, 等. 部分相干平顶光束在非 Kolmogorov 大气湍流中湍流距离的变化[J]. *中国激光*, 2014, 41(9): 0913002.
- 13 Ge D, Cai Y J, Lin Q. Partially coherent flat-topped beam and its propagation[J]. *Applied Optics*, 2004, 43(24): 4732–4738.
- 14 Alavinejad M, Hadilou N, Taherabadi G. The influence of phase aperture on beam propagation factor of partially coherent flat-topped beams in a turbulent atmosphere[J]. *Optics Communications*, 2013, 311(2): 275–281.
- 15 Wang H Y, Li X Y. Propagation properties of radial partially coherent flat-topped array beams in a turbulent atmosphere [J]. *Optics Communications*, 2010, 283(21): 4178–4189.
- 16 Wang H Y, Zhu X Y, Lu M, *et al.*. Spectral changes of aberrated stochastic electromagnetic flat-topped beams propagating in turbulent atmosphere[J]. *Optics & Laser Technology*, 2012, 44(2): 322–327.
- 17 Lü Baida. *Laser optics*[M]. Beijing: Higher Education Press, 2003: 11–16.
吕百达. *激光光学*[M]. 北京: 高等教育出版社, 2003: 11–16.
- 18 Li Y J. Light beams with flat-topped profiles[J]. *Optics Letters*, 2002, 27(12): 1007–1009.

栏目编辑: 宋梅梅