

谐波分离和光束取样集成光学元件强激光 近场调制及损伤特性研究^{*}

姚 欣 高福华[†] 温圣林 张怡霄 李剑峰 郭永康

(四川大学物理科学与技术学院, 成都 610064)

(2007 年 4 月 16 日收到, 2007 年 7 月 5 日收到修改稿)

针对惯性约束聚变(ICF)终端光学系统对元件数量及厚度的限制,利用衍射光学元件(DOE)易于集成的优点,可将终端光学系统中实现不同功能的DOE元件集成于一体,以优化系统的结构和性能.为了对ICF终端光学系统集成光学元件在强激光条件下的正常运行提供分析的依据,采用傅里叶模式理论分别对色分离光栅(CSG)和色分离光栅-光束取样光栅(CSG-BSG)集成光学元件内部的近场调制特性进行了模拟计算.计算发现,将CSG与BSG集成以后其每一层的最大调制度比集成以前小10%—47%,但其激光诱导损伤风险和单个CSG一样仍然较多地存在于光学元件分界面附近.另外,通过对CSG和CSG-BSG集成光学元件出射面后 $1\mu\text{m}$ 近场区域的光场分布和出射后 0.001 和 $0.8\mu\text{m}$ 横截面光场分布情况进行比较分析得出,集成光学元件在实现谐波分离和光束取样功能的同时,几乎没有改变出射光场分布的情况,能较好满足ICF驱动器的要求.

关键词:色分离光栅-光束取样光栅集成光学元件,激光诱导损伤,惯性约束聚变,傅里叶模式法

PACC:4225F

1. 引 言

在惯性约束聚变(ICF)激光驱动器的终端光学系统中,衍射光学元件(DOE)有着重要的应用^[1],例如谐波分离^[2,3]、光束取样^[4]、光束匀滑^[5,6]等.因为在ICF系统中激光束具有非常高的能量和峰值功率(如美国NIF激光器的能量达到 1.8MJ),所以这些光学元件抗激光诱导损伤^[7]的能力已经成为限制系统进一步提高脉冲激光功率密度输出的重要因素之一.光学元件激光诱导损伤是一个十分复杂的问题,涉及元件的材料性质、表面状况等诸多因素.但是,元件激光诱导损伤的概率与元件内以及表层区域的电磁场强度有着最为直接的联系.场强越大损伤的可能性越大,场强越小损伤的可能性越小.因为衍射光学元件表面的微细结构会对入射激光产生调制,使得元件内和表面附近的电磁场重新分布,在某些区域形成电场强度增强,从而造成这些区域强激光损伤的概率增大.因此,深入研究衍射光学元件近场

调制特性,分析微细结构对元件强激光诱导损伤的影响规律,对于降低衍射光学元件强激光损伤风险、提高光学元件使用寿命、减小系统运行成本具有十分重要的意义.

在ICF驱动系统中,强激光束在通过光学元件时会与元件介质相互作用表现出自聚焦等光学非线性效应.此外,ICF系统中使用的光学元件的数量很大,每增加一个反射面其反射损失的能量都会增加,所以在ICF终端光学系统中减少光学元件个数、缩短光束在元件介质中的传播距离,对提高聚焦光斑质量和光能利用率以及减少制作成本都有重要意义.而DOE具有易于集成的优点,所以可将终端光学系统中实现不同功能的DOE元件集成于一体,在实现优化系统结构的同时提高其性能^[8].

国内外对单个衍射光学元件的激光诱导损伤的研究已有报道^[9-11],但大多是实验研究或用标量衍射理论进行分析,而对于色分离光栅(CSG)和光束取样光栅(BSG)集成元件激光损伤特性的研究还未见报道.本文利用严格模式理论计算和模拟了CSG

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10376019)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: mender_gao@263.net

和 CSG-BSG 集成光学元件在强激光作用下元件体内和表面区域光场分布及其内部的最大调制度,对两种光学元件近场区域光场分布的特性做了比较研究,并对 CSG-BSG 集成光学元件及其近场区域强激光诱导损伤风险进行了初步分析.

2. 理论分析模型

一般情况下,衍射光学元件的设计及其对入射光束的变换性能可采用标量衍射理论进行分析.由于 CSG-BSG 集成光学元件 BSG 结构的最小带宽较接近入射光波长,而且需要分析元件体内以及近场区域光场的分布,标量衍射理论的假设和近似不再成立,而必须采用更为精确的矢量衍射理论^[12-14].对各向同性介质光栅而言,模式法是目前被广泛使

用的一种矢量衍射计算方法.相对其他方法而言,模式法理论规范简单、数值计算简洁且计算难度相对较小,它将相位调制区(光栅区域)的电磁场按本征模式展开,建立起本征矩阵方程,然后利用边界条件求解本征模式的系数,从而求得整个电磁场的分布.

本文采用傅里叶模式法分析强激光在集成光学元件中的电场振幅和相位分布及其近场调制特性,并与单个 CSG 进行对比,可为避免激光诱导损伤的发生提供分析依据.

2.1. CSG-BSG 集成光学元件结构模型和分层方法

本文研究的 CSG-BSG 集成光学元件是双面刻蚀的元件,基片的一面是 CSG,另一面是 BSG,激光由 CSG 一面斜入射,如图 1 所示.根据这个结构,我们可以把集成光学元件从上到下分为 6 层,第一层

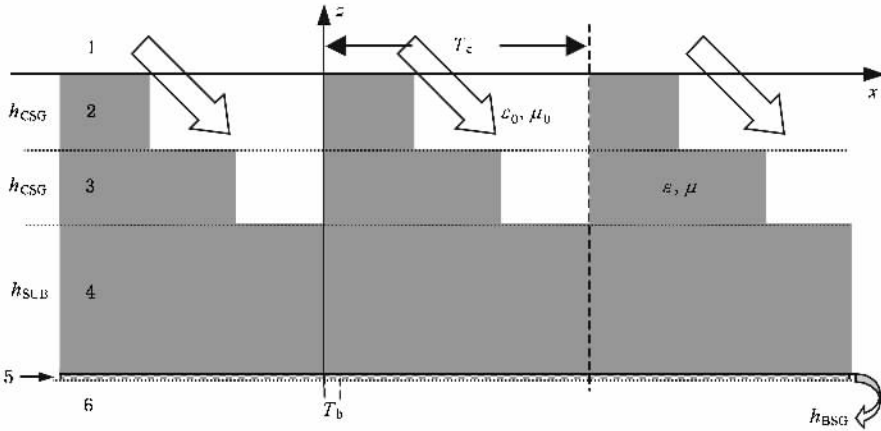


图 1 CSG-BSG 集成光学元件分层结构示意图

和第二层为空气层,第二层和第三层为 CSG 结构层,其厚度为 h_{CSG} ,第四层为基底,其厚度为 h_{SUB} ,第五层为 BSG 结构层,其厚度为 h_{BSG} .在 x 方向上,上层 CSG 结构以周期 T_c 重复变化,下层 BSG 结构近似看成以周期 T_b 变化.光栅槽沿 y 方向,入射平面平行于 $x-z$ 平面.在 CSG 与 BSG 的一个公共周期内第 n 层中的介电常数 ϵ_n 和磁导率 μ_n 分别表示为

$$\epsilon_n, \mu_n = \begin{cases} \epsilon_0 \epsilon_r, \mu_0 \mu_r & (x \in (T_{n1}, T_{n2})), \\ \epsilon_0, \mu_0 & (x \in (0, T_{n1}) \cup (T_{n2}, T_c \text{ 或 } T_b)), \end{cases} \quad (1)$$

式中 ϵ_0 和 μ_0 分别为真空中的介电常数和磁导率, T_{n1} 和 T_{n2} 分别表示第 n 层光栅介质沿 x 轴方向与空

气在左边和右边的分界面坐标, T_c 和 T_b 分别表示 CSG 和 BSG 的周期.

2.2. 各层中的基本模式场和本征值

当单位振幅的单色平面波以任意角度入射到集成光学元件上,在每一分层中的电磁场必须满足麦克斯韦方程组

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \end{aligned} \quad (2)$$

因为我们所研究的元件具有周期性,为求解每一层中的电磁场,将第 n 层中电磁基本模式场用傅里叶模级数展开为

$$[\sigma \mathbf{E}, \mathbf{H}]_n = [E_{xm}, E_{ym}, E_{zn}; -H_{xm}, H_{ym}, H_{zn}]_n \times \exp\{ik_0[\alpha_n x + \beta_0 y + \gamma(z - z_n)]\} \quad (3)$$

式中 n 代表层号; m 代表傅里叶模式编号; γ 是待求参量, 它对应于波矢量的 z 分量;

$$\alpha_m = \alpha_0 + m\lambda/T \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm M),$$

其中 M 为计算所取的模式数, M 当然取越大越好, 但是 M 过大又会大大增加计算量, 所以根据收敛判断条件 M 应取一个合适的值。

将 (3) 式代入 (2) 式, 经化简后得到矩阵方程并消去 E_z, H_z 得

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} [\mu_r] - \alpha[\epsilon_r]^{-1} & -\alpha[\epsilon_r]^{-1}\beta \\ -\beta[\epsilon_r]^{-1}\alpha & \left[\frac{1}{\mu_r}\right]^{-1} - \beta[\epsilon_r]^{-1}\beta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_y \\ H_x \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_y \\ H_x \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \gamma, \quad (4) \\ & \begin{bmatrix} \left[\frac{1}{\epsilon_r}\right] - \beta[\mu_r]^{-1}\beta & \beta[\mu_r]^{-1}\alpha \\ \alpha[\mu_r]^{-1}\beta & [\epsilon_r] - \alpha[\mu_r]^{-1}\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \end{aligned}$$

$$AB = \begin{bmatrix} [\mu_r] \left[\frac{1}{\epsilon_r}\right] - \alpha[\epsilon_r]^{-1} \left[\frac{1}{\epsilon_r}\right] - \beta^2 & 0 \\ \beta \left(\alpha - [\epsilon_r]^{-1} \alpha \left[\frac{1}{\epsilon_r}\right] \right) & \left[\frac{1}{\mu_r}\right] [\epsilon_r] - \left[\frac{1}{\mu_r}\right] \alpha [\mu_r]^{-1} \alpha - \beta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & 0 \\ C_{21} & C_{22} \end{bmatrix}.$$

直接解本征方程 (6) 求得本征值 γ^n 和本征矢量矩阵 W_e^n , 然后由 (4) 式求出磁本征矢量矩阵 W_h^n , 这样各分层电磁模式场就完全确定了。求得电磁模式场后, 电磁场的通解就是这些模式场的线性叠加。第 n 层电磁场的横向 x, y 分量表示为

$$\begin{aligned} E_{x,y}^n &= W_e^n \exp[ik_0(ax + \beta y)] \\ &\times \{ \exp[i\gamma^n(z - z_n)]u_+^n \\ &+ \exp[-i\gamma^n(z - z_n)]d_+^n \}, \\ H_{x,y}^n &= W_h^n \exp[ik_0(ax + \beta y)] \\ &\times \{ \exp[i\gamma^n(z - z_n)]u_+^n \\ &- \exp[-i\gamma^n(z - z_n)]d_+^n \}, \quad (7) \end{aligned}$$

式中 u_+^n 和 d_+^n 分别表示模式场的上行波和下行波在第 n 层上界面 z_n 处的振幅系数的列矩阵。而在实际的数值求解过程中, 为使得数值计算结果稳定、可靠和收敛, 必须选择优秀的递推算法。我们利用物理意义清晰的反射透射系数阵递推 (RTCM) 算法^[16, 17],

$$\begin{aligned} &= \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{21} & B_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} H_y \\ H_x \end{bmatrix} \gamma, \quad (5) \end{aligned}$$

式中 α, β, γ 分别是由 $(\alpha_0, \alpha_{\pm 1}, \dots, \alpha_{\pm M})$ $(\beta_0, \beta_0, \dots, \beta_0)$ $(\gamma_0, \gamma_{\pm 1}, \gamma_{\pm M})$ 所组成的 $(2M+1) \times (2M+1)$ 对角阵, $E_x, E_y, E_z, H_x, H_y, H_z$ 均为 $(2M+1) \times 1$ 列阵。再把 (5) 式代入 (4) 式消去 H_x 和 H_y , 其中 ϵ_r, μ_r 利用校正傅里叶因式分解原理^[15]按照两种不同的展开形式展开后可得

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{21} & B_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} C_{11} & 0 \\ C_{21} & C_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \gamma^2. \quad (6) \end{aligned}$$

这里

可求出各层的透射振幅系数阵和反射振幅系数阵 u_+^n 和 d_+^n , 从而电磁场分布可以完全确定。

当偏振态为 TE 的单位振幅单色平面波在 $x-z$ 平面内以入射角为 0° 正入射到集成光学元件上的时候, α_0 和 β_0 都等于零, 因此 (3)–(7) 式可以分别简化为

$$\begin{aligned} [\sigma E \ H]_{\pm}^n &= [E_{x_n} \ E_{y_n} \ E_{z_n}; -H_{x_n} \ H_{y_n} \ H_{z_n}]_{\pm}^n \\ &\times \exp\{ik_0[(m\lambda/T)x + \gamma(z - z_n)]\}, \quad (8) \\ & \begin{bmatrix} [\mu_r] - \alpha[\epsilon_r]^{-1} & 0 \\ 0 & \left[\frac{1}{\mu_r}\right]^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_y \\ H_x \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} A_{11} & 0 \\ 0 & A_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_y \\ H_x \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \gamma, \quad (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \begin{bmatrix} \left[\frac{1}{\epsilon_r} \right]^{-1} & 0 \\ 0 & [\epsilon_r] - \alpha [\mu_r]^{-1} \alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} B_{11} & 0 \\ 0 & B_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} H_y \\ H_x \end{bmatrix} \gamma. \quad (10)
 \end{aligned}$$

$$AB = \begin{bmatrix} [\mu_r] \left[\frac{1}{\epsilon_r} \right] - \alpha [\epsilon_r] \alpha & \left[\frac{1}{\epsilon_r} \right] \\ 0 & \left[\frac{1}{\mu_r} \right] [\epsilon_r] - \left[\frac{1}{\mu_r} \right] \alpha [\mu_r]^{-1} \alpha \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & 0 \\ 0 & C_{22} \end{bmatrix}.$$

同样求得本征值 γ^n 和本征矢矩阵 W_e^n 和磁本征矢矩阵 W_h^n . 模式场的线性叠加后, 第 n 层电磁场的横向 x, y 分量表示为

$$\begin{aligned}
 E_{x,y}^n &= W_e^n \exp[i k_0 \alpha x] \\
 &\quad \times \{ \exp[i \gamma^n (z - z_n)] u_+^n \\
 &\quad + \exp[-i \gamma^n (z - z_n)] d_+^n \}, \\
 H_{x,y}^n &= W_h^n \exp[i k_0 \alpha x] \\
 &\quad \times \{ \exp[i \gamma^n (z - z_n)] u_+^n \\
 &\quad - \exp[-i \gamma^n (z - z_n)] d_+^n \}. \quad (12)
 \end{aligned}$$

仍然利用 RTCM 算法求出各层的透射振幅和反射振幅系数阵, 从而完全确定电磁场分布.

3. 衍射光学元件近场衍射数值模拟计算结果及分析

3.1. CSG 近场衍射数值模拟

采用上述傅里叶模式法模拟了单个 CSG 一个周期 $74 \mu\text{m}$ 范围内元件内部及其表面区域的光场分布. CSG 主要工作参数如下: 工作波长 $\lambda = 0.351 \mu\text{m}$,

再把 (10) 式代入 (9) 式消去 H_x 和 H_y 后可得

$$\begin{aligned}
 & \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{21} & B_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} C_{11} & 0 \\ 0 & C_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \gamma^2. \quad (11)
 \end{aligned}$$

这里

激光正入射入射角 $\theta = 0^\circ$, 偏振态为 TE, 周期 $T_c = 74 \mu\text{m}$, 熔石英折射率 $n = 1.4715$, 空气折射率 $n_0 = 1$. 第二层厚度 $h_2 = 0.744 \mu\text{m}$, 第二层占空比 $\sigma_2 = 1/3$, 第三层厚度 $h_3 = 0.744 \mu\text{m}$, 第三层占空比 $\sigma_3 = 2/3$, 基底层(第四层)厚度 $h_4 = 10 \text{ mm}$. 同时为了分析评价光场被调制的大小, 定义调制度 $R = I_{\max}/I_{\text{avg}}$, 其中 I_{\max} 为光强最大值, I_{avg} 为光强平均值.

由计算得到 CSG 一个周期 $74 \mu\text{m}$ 范围内上、下表面近场区域光场电矢量振幅和相位的空间分布情况, 如图 2 所示. 图 2 的横坐标标识与图 1 的 x 轴相同. 图 2(a)(b) 和 (c)(d) 的纵坐标零点分别在距离 CSG 上表面 $0.5 \mu\text{m}$ 的空气层和厚度为 9.9995 mm 的基底处, 右侧的灰度条表示元件内光场电矢量振幅或相位的相对值, 图中白色实线分别表示 CSG 与空气以及基底与空气的分界面. 各层最大调制度及其位置列于表 1. 由于 CSG 光栅刻槽对入射激光的调制, 光栅体内和表面区域的电场分布不均匀, 在某些位置电场强度值远大于其他区域, 从而增大了这些位置激光损伤的风险. 基于图 2 并结合表 1 可以方便地分析最容易发生激光诱导损伤的位置.

表 1 CSG 各层最大调制度及其位置

位 置	最大调制度 R	横向位置 (x 方向) μm	纵向位置 (z 方向) μm
第一层(上表面)	3.2459	11.1000	-0.9440
第三层(上表面)	6.5549	29.6000	-1.8970
第四层(上表面)	5.4000	28.9830	-2.4880
第四层(下表面)	5.8128	32.0670	-0.2660
基底层下界面附近	4.6730	35.1500	-0.4920

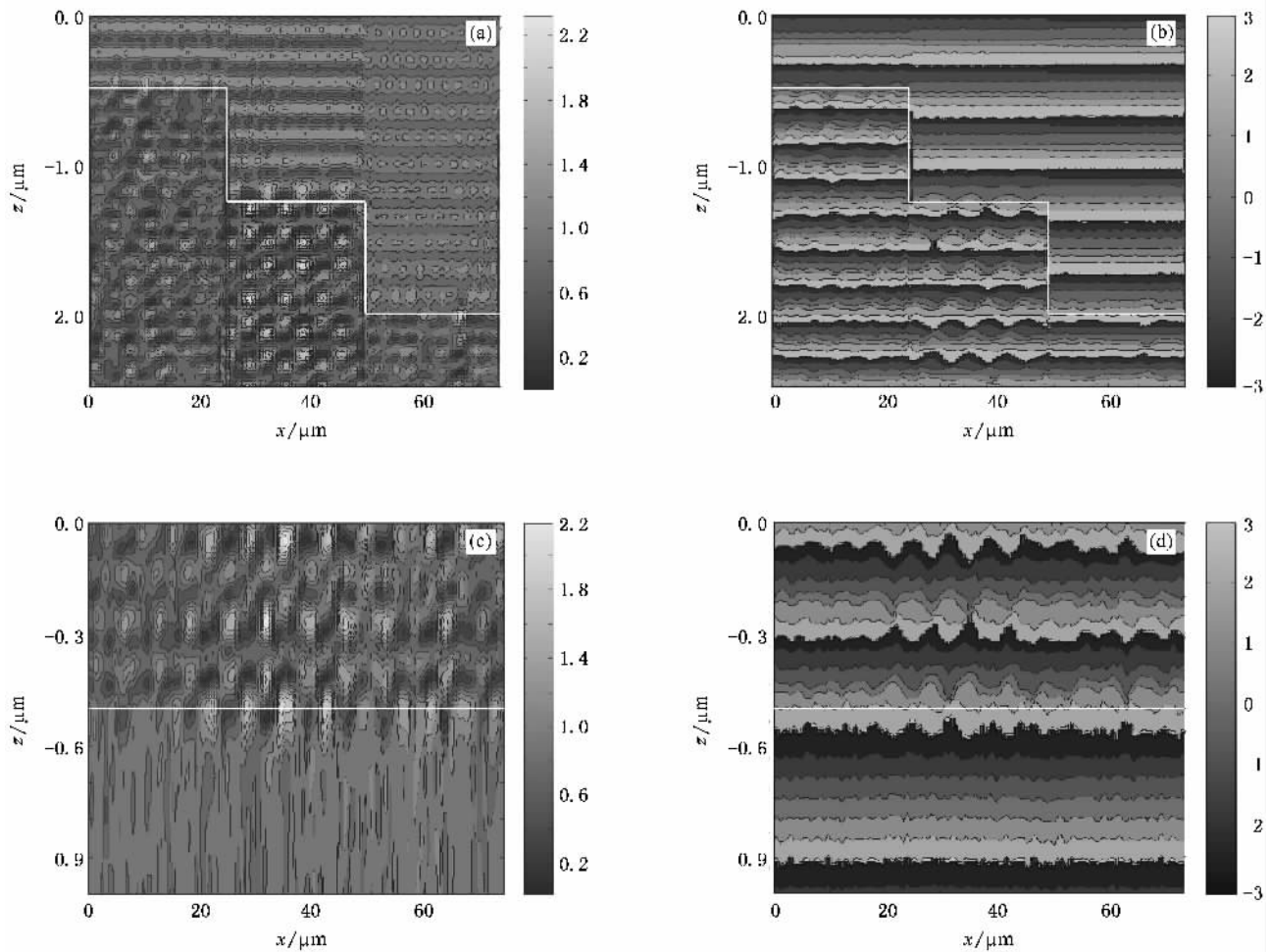


图2 CSG上(光栅面)下(基底面)表面近场区域光场电矢量振幅和相位分布 右侧灰度条分别表示振幅和相位的相对值。(a)上表面光场电矢量振幅 (b)上表面光场电矢量相位 (c)下表面光场电矢量振幅 (d)下表面光场电矢量相位

3.2. CSG-BSG 集成光学元件近场数值模拟

对于 CSG-BSG 集成光学元件的数值计算,工作参数如下:CSG 参数与上述相同,第五层 BSG 厚度 $h_5 = 20 \text{ nm}$,BSG 周期 $T_b = 2 \mu\text{m}$ 。

由计算得到 CSG-BSG 集成光学元件一个公共周期 $74 \mu\text{m}$ 范围内上、下表面近场区域电场振幅和

相位的空间分布情况,如图 3 所示。图 3 的纵横坐标表示的物理意义同图 2,右边的灰度条深浅仍代表元件内光场振幅或相位的相对值,白色实线分别表示 CSG 与空气以及基底与 BSG,BSG 与空气的分界面。各层最大调制度及其位置列于表 2。由表 1 和表 2 对比可以得出:由于 BSG 结构的影响使集成光学元件中每一层最大调制度比单个 CSG 小 10%—

表 2 CSG-BSG 集成光学元件各层最大调制度及其位置

位置	最大调制度 R	横向位置(x 方向) μm	纵向位置(z 方向) μm
第二层(上表面)	2.9150	21.583	-1.0040
第三层(上表面)	3.4704	25.900	-1.2570
第四层(上表面)	3.9078	24.667	-2.4110
第四层(下表面)	3.7735	70.917	-0.3070
基底层下界面附近	2.8797	30.217	-0.4830
第五层(下表面)	2.6228	39.467	-0.5190

47%, 因而前者比后者激光诱导损伤的风险要小. 另外从图 3 可以看出, 集成光学元件和单个 CSG 一样, 由于光栅刻槽对入射激光的调制, 光栅体内和表面区域的光场分布不均匀, 且在每一层

分界面附近某些位置还是存在光场强度值远大于其他区域的情况, 因而激光损伤的风险和 CSG 一样仍然较多地存在于光学元件分界面附近.

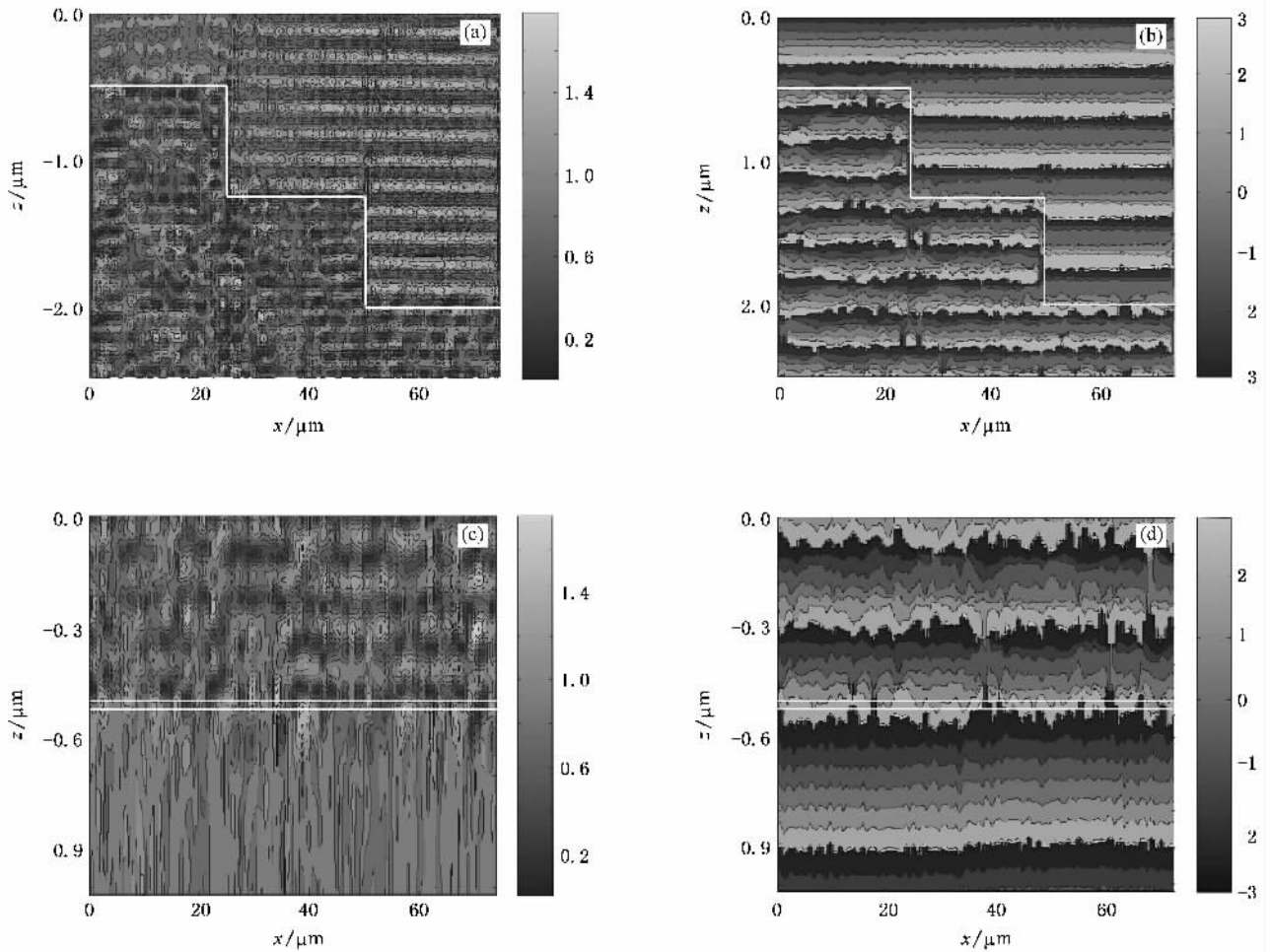


图 3 CSG-BSG 集成光学元件上(光栅面)下(基底面)表面近场区域光场电矢量振幅和相位分布. 右侧灰度条分别表示振幅和相位的相对值.(a)上表面光场电矢量振幅 (b)上表面光场电矢量相位 (c)下表面光场电矢量振幅 (d)下表面光场电矢量相位

3.3. CSG 与 CSG-BSG 集成光学元件出射光场分析比较

下面我们计算 CSG-BSG 集成元件端面出射区域附近光场的变化情况.

首先模拟得出两种光学元件从元件下表面到出射后 $1 \mu\text{m}$ 的范围内光场空间振幅分布, 然后作出两种光学元件从元件下表面出射 0.001 和 $0.800 \mu\text{m}$ 后横向截面处光场电矢量振幅的相对大小分布. 图 4 为 CSG 和 CSG-BSG 集成光学元件出射区域光场电矢量振幅的空间分布. 从图 4 可以看出, 在出射距离 $1 \mu\text{m}$ 范围内总体上 CSG 出射光场电矢量振幅分

布较 CSG-BSG 集成光学元件均匀. 图 5 为 CSG 和 CSG-BSG 集成光学元件出射后 $0.001 \mu\text{m}$ 处光场电矢量振幅的横向分布. 从图 5(a)(b) 比较可以看出, CSG 在出射 $0.001 \mu\text{m}$ 处的最大振幅比 CSG-BSG 集成光学元件稍大. 但是由图 6 可知, 在传播了一段距离以后光强横向分布较 CSG-BSG 集成光学元件均匀, 且最大振幅和 CSG-BSG 集成光学元件的最大振幅差值变小. 这是因为 BSG 刻槽深度仅仅只有 20 nm , 与 CSG 单个台阶深度 $0.744 \mu\text{m}$ 相比大约相差一个数量级, 所以 BSG 刻槽对紧接表面附近的元件出射场有一定影响, 而在稍远处其影响变得很小.

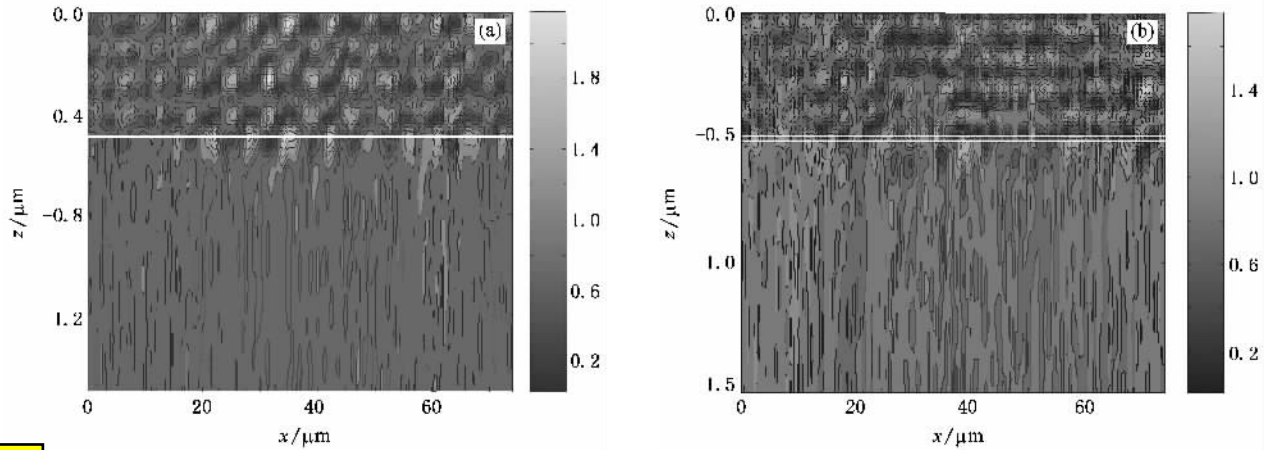


图4 CSG和CSG-BSG集成光学元件出射区域光场电矢量振幅空间分布 右侧灰度条表示振幅的相对值。(a)CSG (b)CSG-BSG集成光学元件

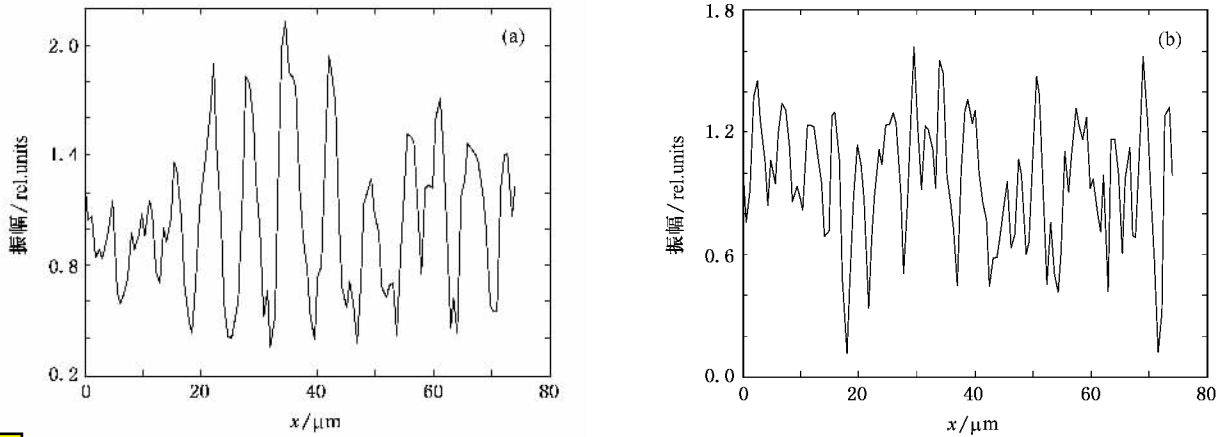


图5 CSG和CSG-BSG集成光学元件出射后 $0.001\ \mu\text{m}$ 处光场电矢量振幅的横向分布 (a)CSG (b)CSG-BSG集成光学元件

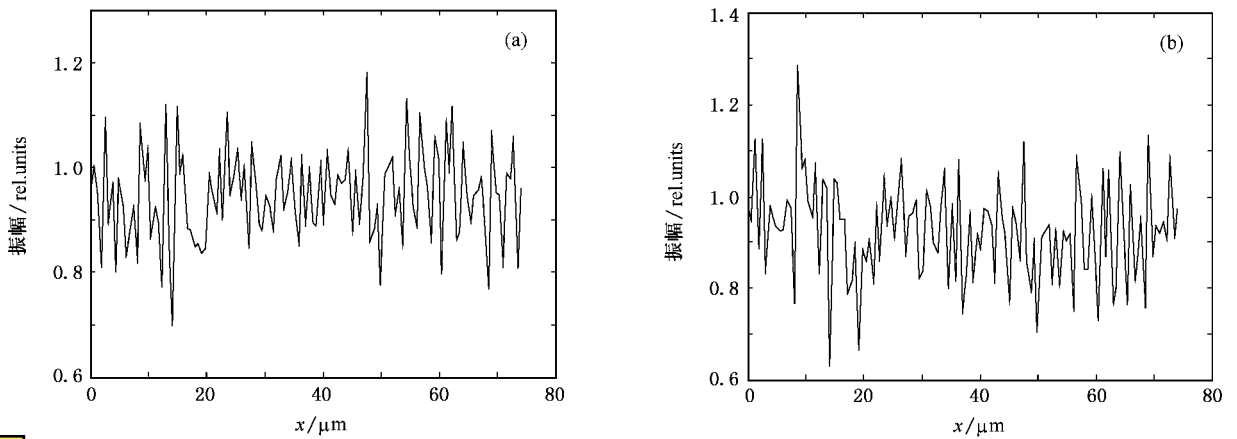


图6 CSG和CSG-BSG集成光学元件出射后 $0.800\ \mu\text{m}$ 处光场电矢量振幅的横向分布 (a)CSG (b)CSG-BSG集成光学元件

4. 结 论

本文采用傅里叶模式法分析了 CSG 和 CSG-BSG 集成光学元件近场调制特性. 研究表明, CSG-BSG 集成光学元件内的调制度总体上比 CSG 有所下降, 其激光损伤的风险位置和 CSG 一样仍然较多地存在

于光学元件分界面附近. 由于集成光学元件中 BSG 结构厚度比 CSG 要小一个数量级, 所以对近场出射区域光场影响不大. 因此, CSG-BSG 集成光学元件能在几乎不改变近场出射区域光场分布的情况下, 较好地实现色分离和光束取样双重功能, 满足 ICF 驱动器的要求.

- [1] Britten J A , Herman S M , Summers L J , Rushford M C , Auyang L , Barton I M , Shore B W , Dixit S N , Parham T G , Hoaglan C R 1999 *Proc. SPIE* **3578** 337
- [2] Dammann H 1978 *Appl. Opt.* **17** 2273
- [3] Farn M W , Stern M B , Veldkamp W B , Medeiros S S 1993 *Opt. Lett.* **18** 1214
- [4] Bett T H , Smith I C 1999 *Proc. SPIE* **3492** 445
- [5] Kato Y , Mima K 1982 *Appl. Phys. B* **29** 186
- [6] Lin Y , Kessler T J 1995 *Opt. Lett.* **20** 764
- [7] Xia Z L , Shao J D , Fan Z X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 400 (in Chinese) [夏志林、邵建达、范正修 2007 物理学报 **56** 400]
- [8] Britten J A , Summers L J 1998 *Appl. Opt.* **37** 7049
- [9] Chai L Q , Xu Q 2004 *High Power Laser and Particle Beams* **16** 745 (in Chinese) [柴立群、许 乔 2004 强激光与粒子束 **16** 745]
- [10] Wen S L , Gao F H , Guo Y K , Zhang Y X , Liu B , Yao X 2005 *Chin. J. Lasers* **32** 1068 (in Chinese) [温圣林、高福华、郭永康、张怡霄、刘 波、姚 欣 2005 中国激光 **32** 1068]
- [11] Camp D W , Kozlowski M R , Sheehan L M , Nichols M A , Dovik M , Raether R G , Thomas I M 1998 *Proc. SPIE* **3244** 356
- [12] Nie Y , Wang Z H , Zhou C H , Zhang Q Z 2000 *J. Opt. Commun.* **21** 229
- [13] Liu M M , Zhang G P , Zou M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4608 (in Chinese) [刘敏敏、张国平、邹 明 2006 物理学报 **55** 4608]
- [14] Liu S J , Shen J , Shen Z C , Kong W J , Wei C Y , Jin Y X , Shao J D , Fan Z X 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4588 (in Chinese) [刘世杰、沈 健、沈自才、孔伟金、魏朝阳、晋云霞、邵建达、范正修 2006 物理学报 **55** 4588]
- [15] Li L 1996 *J. Opt. Soc. Am. A* **13** 1870
- [16] Tang X G , Fu K X , Wang Z H , Liu X C 2002 *Acta Opt. Sin.* **22** 774 (in Chinese) [唐雄贵、傅克祥、王植恒、刘细成 2002 光学学报 **22** 774]
- [17] Zeng Y S , Tang X G , Fu K X , Wang Z H 2003 *Acta Opt. Sin.* **23** 95 (in Chinese) [曾阳素、唐雄贵、傅克祥、王植恒 2003 光学学报 **23** 95]

Near field modulation and laser induced damage of color separation gratings and combined color separation gratings-beam sampling gratings optical elements for use in inertial confinement fusion system *

Yao Xin Gao Fu-Hua[†] Wen Sheng-Lin Zhang Yi-Xiao Li Jian-Feng Guo Yong-Kang

(College of Physics Science and Technology ,Sichuan University ,Chengdu 610064 ,China)

(Received 16 April 2007 ; revised manuscript received 5 July 2007)

Abstract

Aiming at restricting the number and the thickness of elements used in the inertial confinement fusion (ICF) system and utilize the characteristic of easy integration of diffractive optical element (DOE) ,we can integrate different DOEs in one optical element for the system optimization in the final optics assembly. In order to lay a theoretical foundation for normal running of combined elements used in the ICF system under strong laser irradiation , this paper uses Fourier modal method to simulate the modulation characteristics of single color separation gratings (CSG) and the color separation gratings-beam sampling gratings (CSG-BSG) combined optical elements in the near field , respectively. We found that the maximal modulation of every layer of CSG-BSG combined optical element was 10% to 47% smaller than that of single CSG. However , the probability of laser induced risk for CSG-BSG combined optical element is also in the interface of every layer as in single CSG. In addition ,through comparison of the simulated distribution of optical amplitude in the area from exit surface to $1\ \mu\text{m}$ for CSG and CSG-BSG elements with the cross section distribution of optical amplitude after transmitting 0.001 and $0.800\ \mu\text{m}$ for the two optical elements , it was shown that CSG-BSG combined optical element can realize both harmonic separation and beam sampling , but hardly change the exit optical field distribution. So CSG-BSG combined optical element can meet the requirement for the ICF driver.

Keywords : color separation gratings-beam sampling gratings combined optical element , laser induced damage , inertial confinement fusion , Fourier modal method

PACC : 4225F

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10376019).

[†] Corresponding author. E-mail : mender_gao@263.net