

神光- II 和神光- III 原型内爆对称性实验的模型分析*

景龙飞 黄天暄[†] 江少恩 陈伯伦 蒲昱东 胡峰 程书博

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2011 年 4 月 17 日收到; 2011 年 7 月 2 日收到修改稿)

内爆靶丸的 X 光辐射驱动对称性分析和控制能力演示是惯性约束聚变 (ICF) 研究最重要的课题之一, 目前国内已展开许多实验和模拟研究. 建立了一种 ICF 内爆对称性分析的简化模型, 利用该模型分析了神光 - II 和神光 - III 原型激光装置上的内爆对称性实验. 与实验结果比较表明, 计算最佳腔长与实验值基本相符; 靶丸压缩变形因子计算结果也与实验测量值接近. 模型的有效性得到验证, 可为即将开展的神光 - III 主机内爆对称性实验参数设计和结果分析提供参考.

关键词: 惯性约束聚变, 视角因子, 内爆对称性, 变形因子

PACS: 52.57.-z, 52.57.Fg

1 引言

在激光间接驱动惯性约束聚变 (inertial confinement fusion, 简记为 ICF) 研究中, 激光束从黑腔两侧的注入孔注入黑腔, 与黑腔内壁材料相互作用产生 X 射线, 再由 X 射线烧蚀位于黑腔中部的靶丸表面烧蚀层, 利用等离子体飞散产生的反作用力压缩中心燃料进而实现中心点火. 因此, 如何在靶丸表面获得良好的辐射场是通过内爆压缩实现中心点火的关键^[1]. 在 Nova 激光装置实验中, 数值模拟和实验测量结果表明^[1], 在低收缩比 (8—10) 时若气体靶压缩变形度好于 2 : 1 (两极和赤道压缩半径比), 要求辐射流不均匀度小于 7%. Lindl^[2] 指出, 为了达到收缩比为 25—45 的点火靶设计要求, 靶丸表面辐射流不均匀度时间积分值要小于 1%—2%. 因此如何控制激光和腔靶参数, 使得黑腔内辐射场能满足对称性要求, 成为理论和实验研究的重要内容. 但影响靶丸压缩不对称性的因素有很多, 如束 - 腔 - 靶结构、腔壁材料、光斑移动、锥环间功率分配及激光束瞄准偏差和功率不平衡等不确定因素. 目前国外已对各参数的影响展开各种实验和模拟

研究^[3-5], 而国内在神光 - II 和神光 - III 原型对称性调节实验中, 主要通过改变黑腔的长度, 即调整激光光斑与靶丸的相对位置, 再通过靶丸成像分析其压缩对称性^[6].

本文在一些简化和假设的基础上建立了一种 ICF 内爆对称性实验的分析模型, 并结合在神光 - II 和神光 - III 原型激光装置上开展的对称性调节实验结果进行有效性验证, 希望为即将开展的神光 - III 主机内爆对称性实验参数设计和实验结果分析提供参考.

2 计算模型

在神光 - II 和神光 - III 原型内爆对称性实验中, 8 路激光分两组分别从柱形黑腔两端的激光注入孔 (LEH) 注入黑腔, 在黑腔内侧形成近似呈环带分布的激光光斑. 不同的是在神光 - II 实验中黑腔水平放置, 而在神光 - III 原型中黑腔竖直放置, 但基本结构相似. 图 1 给出了黑腔水平放置单环辐照束 - 腔 - 靶结构示意图, 其中环带中的椭圆代表激光光斑.

* 高温高密度等离子体物理国防科技重点实验室基金 (批准号: 9140C6801021002) 资助的课题.

[†] E-mail: huangtx2002@yahoo.com.cn

该模型将用到一些简化和假设,具体说明如下: 1) 椭圆拟合黑腔内侧激光光斑边界(最后再分析其他边界拟合影响)、环带辐照模型计算,但考虑环带内光斑占空比; 2) 假设黑腔辐照环境左右(神光-II)或上下(神光-III原型)对称,暂不考虑光斑移动和靶丸晃动、激光束瞄准偏差及激光束间功率不平衡等不确定因素; 3) 所有黑腔壁元视为 Lambertian 发射体^[7],黑腔内能流真空辐射传输,不考虑几何自由程问题^[8,9]; 4) 假设光斑区、非光斑区能流处处均匀,用总功率平衡关系计算光斑区、非光斑区能流密度比,并将能流从诊断开口泄漏的因素平均分配到柱腔对应环带上^[7]; 5) 视角因子方法计算靶丸表面接收能流^[10-13], Legendre 函数展开进行靶丸表面辐照不均匀度分析^[14,15].

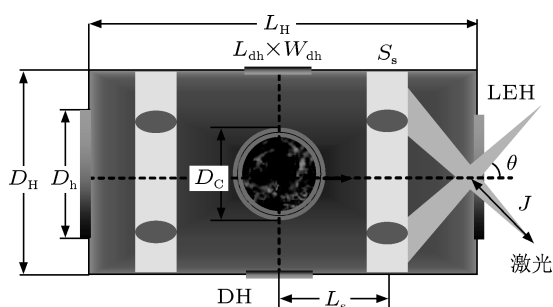


图1 ICF内爆黑腔单环辐照束-腔-靶结构示意图(水平放置)
 L_H 为黑腔长度, D_H 为黑腔直径, D_C 为靶丸直径, D_h 为 LEH 直径, L_s 为光斑中心到黑腔中点距离, $L_{dh} \times W_{dh}$ 为黑腔中部对穿诊断方孔 (DH) 尺寸, J 为离焦量 (焦点到 LEH 中心距离, 定义焦点在黑腔外为正, 反之为负), θ 为激光入射角

2.1 黑腔内侧光斑参数及占空比计算

在激光加热初期,腔壁温度很低,靶丸表面的辐照不均匀度主要由腔壁的激光光斑决定^[10,15]. 文献[16,17]分别就单锥环(即每边一个环带)和光斑辐照模型下靶丸辐照不均匀度进行了讨论,环带模型适于光斑排列紧密的情况,否则光斑模型虽较精确,计算却较为复杂. 本文综合考虑两种模型,通过计算黑腔内侧光斑参数进而计算光斑在环带中的占空比.

利用几何光学及腔靶位形,得到环带中心到黑腔中点的距离 L_s 为

$$L_s = \frac{L_H}{2} - \frac{D_H}{2 \tan \theta}, \quad (1)$$

其中 L_H 为黑腔长度, D_H 为黑腔直径, θ 为激光入射角. 利用文献[18]给出的光斑参数计算公式,黑腔内侧光斑在腔轴方向的长度 A 和黑腔旋转方向

的长度 B 分别为

$$\begin{aligned} A &= F \sin \alpha (1/\sin(\theta - \alpha) + 1/\sin(\theta + \alpha)), \\ B &= D_H \Delta \varphi / 2, \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $F = D_H/2 \sin \theta + J$ 为焦点到光斑中心的距离, $\alpha = \arctan(1/2f)$, f 为聚焦透镜 F 数, $\Delta \varphi = 2 \arcsin(F/fD_H)$. 在进行占空比计算时,将带宽为 $W_s (W_s = A)$ 的环带划分为若干宽为 dz 的小环带(划分个数记为 N),小环带中点坐标为 z_i ,定义占空比为该环带光斑面积与整条环带面积之比,即

$$f_i = 2N_L f(z_i) dz / \pi D_H dz \quad (i = 1, 2, \dots, N), \quad (3)$$

其中 N_L 为该环带中激光光斑数目, D_H 为黑腔直径, $f(z)$ 为椭圆拟合光斑上半边界方程 $f(z) = \frac{B}{2} \sqrt{1 - \left(\frac{2z}{A}\right)^2}$, A, B 分别为光斑轴向、环向长度,对应椭圆长轴、短轴长,如图2所示. 这样得到的占空比即为一个 $1 \times N$ 的系数矩阵,对于光斑覆盖全部环带情况, $f \equiv 1$. 对于后面我们假设的均匀环带能流密度,乘以该占空比矩阵,即可得到每条环带相应的能流密度.

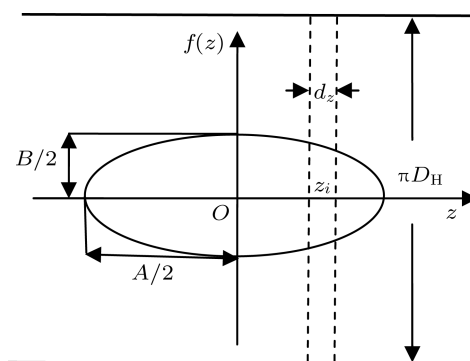


图2 黑腔内侧光斑占空比计算示意图

2.2 靶丸表面辐射能流计算

为了计算靶丸表面接收的辐射流,需要知道腔壁上的辐射能流分布,包括初级源(激光等离子体发射的 X 光辐射区,在此指光斑区)和次级源(腔壁再发射的 X 光辐射区,在此指非光斑区). 引用文献[7]的计算模型,用总功率平衡关系计算光斑区和非光斑区能流密度.

为了计算方便,将所有壁元统一考虑 (LEH, DH 按负源处理),而光斑壁元单独考虑. 取所有壁元 (包

括光斑壁元和非光斑壁元) 吸收外来 X 光辐射后再发射能流密度为 S_R , 内外环光斑壁元单独向外辐射能流密度为 $S_s = (1 + \alpha_W/2) S_{s0}$, α_W 为腔壁内侧反照率, S_{s0} 为环带光斑初始能流密度. 这样非光斑区壁元向外发射能流密度为 $S_W = S_R$, 光斑区壁元向外发射能流密度为 $S_R = (1 + \alpha_W/2) S_{s0}$. 假设初始能流平均分配到激光光斑中, 则有

$$S_{s0} \cdot \frac{\pi AB}{4} \cdot N_{Lt} = \eta P_L, \quad (4)$$

其中 A, B 为椭圆拟合光斑长轴、短轴长度, η 为激光-X 光转换效率, P_L 为入射激光总功率, N_{Lt} 为激光束数目 (对应黑腔内侧激光光斑总数).

令初级源功率与腔壁功率损失、开口漏失率和靶丸吸收率之和平衡, 则总功率平衡关系式为 [7]

$$\begin{aligned} \eta P_L = & \frac{1 + \alpha_W}{2} \eta P_L [f_h + f_C (1 - \alpha_C)] \\ & + (1 - \alpha_W) \frac{\eta P_L}{2} \\ & + S_R A_t (1 - f_h) [f_h + f_C (1 - \alpha_C)] \\ & + \frac{1 - \alpha_W}{\alpha_W} S_R A_t (1 - f_h), \end{aligned} \quad (5)$$

其中 $f_h = A_h + A_{dh}/A_t$ 为黑腔开孔 (包括 LEH 和 DH) 面积占黑腔内侧总表面积的比例, $f_C = A_C/A_t$ 为靶丸表面所占份额, A_h, A_{dh}, A_C, A_t 分别为 LEH 面积、DH 面积、靶丸表面积和黑腔内侧总面积, α_W, α_C 分别为腔壁内侧和靶丸表面反照率.

由于靶丸表面辐照不均匀度只与其表面接收辐射能流相对值有关, 在计算中几何参数用黑腔半径 R_H 归一, 各处能流密度用环带单独贡献能流密度 S_s 归一:

$$\begin{aligned} l_H &= L_H/R_H, r_{h,C} = R_{h,C}/R_H, \\ w_s &= W_s/R_H, a = A/R_H, \\ b &= B/R_H, l_{dh} = L_{dh}/R_H, w_{dh} = W_{dh}/R_H, \\ \tilde{S}_s = 1, \tilde{S}_W = \tilde{S}_R &= \frac{n_R a b N_{Lt}}{4(1 + \alpha_W)(1 + l_H)}, \quad (6) \\ n_R &= \frac{(1 + \alpha_W)[1 - f_h - f_C(1 - \alpha_C)]}{2(1 - f_h) \left[f_h + f_C(1 - \alpha_C) + \frac{1 - \alpha_W}{\alpha_W} \right]}, \end{aligned}$$

其中 R_H 为黑腔半径, R_h, R_C 分别为 LEH、靶丸半径, W_s 为环带宽度, L_{dh}, W_{dh} 分别为 DH 轴向、环向长度, $n_R \equiv S_R/\bar{S}$ 定义为平衡时再发射能流密度与平均初级源能流密度比, $\bar{S} = \eta P_L/A_t$ 为平均初级源功率密度.

利用视角因子方法即可计算靶丸表面 \mathbf{r} 处面元接收到的辐射能流, 即

$$S_C(\mathbf{r}) = \int S(\mathbf{r}') V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\sigma', \quad (7)$$

式中 $S(\mathbf{r}')$ 为辐射源面元 $d\sigma'$ 处能流密度, 包括初级源 (光斑区)、次级源 (非光斑区) 和负源 (LEH 和 DH), $V(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 定义为其他面元和靶丸表面元之间的视角因子, 计算式为 [10]

$$V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \equiv \frac{\cos \varphi \cos \varphi'}{\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^2}, \quad (8)$$

式中 φ, φ' 分别为靶丸 \mathbf{r} 处表面元和腔壁 \mathbf{r}' 处面元法线与两面元中心连线的夹角. 这里实际上用到了壁元是 Lambertian 发射体的假设 [7], 即所有壁元发射的 X 光角分布都近似为 $f(\chi) = \cos \chi/\pi$. 关于柱形黑腔中视角因子的计算, 国内外已经有人做了很多工作 [10-13], 这里不再叙述.

这样, 靶丸表面接收到的相对辐射能流为

$$\begin{aligned} S_C(\mathbf{r}) = & \tilde{S}_W + \int_{A_s} \tilde{S}_s f_s(\mathbf{r}') V(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\sigma' \\ & - \int_{A_h} \tilde{S}_R V(\mathbf{r}, \mathbf{r}'') d\sigma'' \\ & - \int_{A_{dh}} \tilde{S}_R f_{dh}(\mathbf{r}''') V(\mathbf{r}, \mathbf{r}''') d\sigma''', \end{aligned} \quad (9)$$

等式右边四项分别代表整个封闭黑腔贡献、环带贡献、LEH 泄漏和诊断开口 DH 泄漏, V 为前面定义的视角因子, f_s, f_{dh} 为考虑占空比的结果.

2.3 辐射驱动对称性分析

利用上节计算的靶丸表面辐射能流分布就可以进行辐射驱动对称性分析, 主要用靶丸表面辐照不均匀度和靶丸压缩变形因子两个参数衡量.

2.3.1 靶丸表面辐照不均匀度计算

常用方法是將靶丸表面辐射能流展开成球谐函数, 进而计算出其不均匀度均方根和各阶分量 [14,15]. 考虑到该简化模型中黑腔内驱动环境的中心对称和轴向旋转对称, 球谐函数 $Y_l^m(\theta, \varphi)$ 展开部分具有 φ 向对称性, 取 $m = 0$, 于是靶丸表面辐射流分布只与 θ 有关, 将辐射流 $S_C(\theta)$ 按 Legendre 多项式展开:

$$\begin{aligned} S_C(\theta) &= \sum_{l=0}^{\infty} C_l P_l(\cos \theta), \\ C_l &= \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^1 S_C(\theta) P_l(\cos \theta) d(\cos \theta). \end{aligned} \quad (10)$$

靶丸表面辐照不均匀度均方根的计算公式为

$$\sigma_{\text{rms}} = \left\{ \frac{2\pi}{4\pi} \left[\int_{-1}^1 |S_C(\theta) - \langle S_C \rangle|^2 d(\cos\theta) \right] \right\}^{1/2} / \langle S_C \rangle, \quad (11)$$

其中, $\langle S_C \rangle = \frac{2\pi}{4\pi} \int_{-1}^1 S_C(\theta) d(\cos\theta)$ 为靶丸表面辐照能流平均值. 利用 Legendre 多项式的正交特性, 得到 Legendre 展开下的各阶辐照不均匀度均方根计算公式:

$$\sigma_{\text{rms}} = \left(\sum_{l \neq 0} \sigma_l^2 \right)^{1/2}$$

$$\sigma_l = \left\{ \frac{2\pi}{4\pi} \int_{-1}^1 [C_l P_l(\cos\theta)]^2 d(\cos\theta) \right\}^{1/2} / \langle S_C \rangle. \quad (12)$$

2.3.2 靶丸压缩变形因子计算

在分析靶丸压缩对称性问题时可以用变形因子 a/b 来衡量靶丸压缩变形程度, 为了对神光-II (黑腔水平放置) 和神光-III 原型 (黑腔竖直放置) 实验结果统一分析, 在此定义变形因子为靶丸芯部自发光成像图像 (两次实验均从水平方向观察) 纵向长度 a 与横向长度 b 之比, 见图 3. 这里给出 a/b 的两种计算方法.

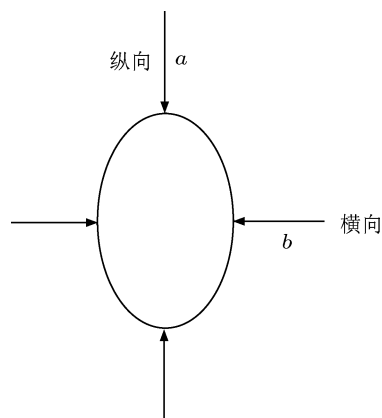


图3 靶丸压缩变形因子计算示意图

第一种方法是直接由靶丸表面辐射流不均匀度计算, 我们称为方法一. 由靶丸表面接收的辐射流不均匀性引起的芯部燃料压缩变形关系可表示为^[4]

$$\frac{\Delta r}{r_f} = \frac{t_{\text{im}} \Delta v}{r_f} = \frac{r_0}{r_f} \frac{\Delta v}{v}$$

$$= C_r \frac{\Delta v}{v} \approx 2C_r \frac{\Delta T_r}{T_r}$$

$$\approx \frac{C_r}{2} \frac{\Delta F}{F} = \frac{C_r}{2} \delta F, \quad (13)$$

式中 r_f 为内爆靶芯压缩最大时刻附近的平均半径; r_0 为最初壳层半径; v 为平均内爆速度, 则内爆时间 $t_{\text{im}} = r_0/v$; 靶丸收缩比 $C_r = r_0/r_f$ (定义为靶丸烧蚀层初始半径与热斑压缩的最终半径之比); T_r 为靶丸表面辐射驱动温度; δF 为靶丸表面相对不对称辐射流, 对靶丸压缩变形度影响通过收缩比 C_r 放大 (在这里, 假设了内爆动能与靶丸吸收能量 E 成正比, 则 $v \propto \sqrt{E} \propto \sqrt{F} \propto T_r^2$).

文献 [19] 给出了利用 (13) 式计算变形因子 a/b 的简单关系式, 并与模拟情况符合. 在这里用 $r_f = (a+b)/2$, $\Delta r = (a-b)/2$ ($a > b$), $\sigma_2 = \delta F$ 代入 (13) 式, 得到靶丸压缩变形因子与靶丸表面辐射不均匀度 2 阶分量的关系:

$$\frac{a}{b} = \frac{1 + 0.5C_r\sigma_2}{1 - 0.5C_r\sigma_2}. \quad (14)$$

另一种方法是文献 [2] 给出的利用靶丸烧蚀面压力不对称性计算 a/b 的方法, 我们称为方法二, 即

$$\frac{a}{b} = \frac{1 - r_n/2r_f}{1 + r_n/r_f} \approx 1 + 3P_n C_r / 2, \quad (15)$$

其中用到 $r_n/r_f \approx -P_n r_0/r_f = -P_n C_r$, r_n 为靶丸压缩球形偏差的 Legendre 分解模, r_f 为靶丸压缩最后半径, C_r 为靶丸收缩比, P_n 为靶丸烧蚀面压力不对称性, 对称性分析中常用到的 2 阶分量 P_2 有符号: $P_2 > 0$, 对应环向赤道辐射流 < 极向辐射流, 则 $a/b > 1$; $P_2 < 0$, 对应环向赤道辐射流 > 极向辐射流, 则 $a/b < 1$).

若 r_n/r_f 较小 (即低收缩比 $C_r = 7-10$), 压力不对称性可由辐射能流不均匀性近似计算得到, 计算公式为^[14]

$$\sigma_{\text{rms}}(P) = \left\{ \sum (\sigma_l(E) e^{-l\Delta R/R})^2 \right\}^{1/2}, \quad (16)$$

$\Delta R/R$ 为内爆靶丸球形度的相对偏差, 一般取值范围为 0.05—0.1.

由 (16) 式及 Legendre 各阶分量正交性推出 2 阶压力不对称性 P_2 绝对值计算公式

$$|P_2| = \sigma_2(E) e^{-2\Delta R/R}. \quad (17)$$

假设 P_2 是主要的不对性, 将 (17) 式代入 (15) 式, 得到压缩变形因子计算公式为

$$\frac{a}{b} = 1 + 3\sigma_2 C_r e^{-2\Delta R/R} / 2. \quad (18)$$

3 计算结果和讨论

3.1 神光 - II 内爆对称性调节实验结果对比

神光 - II 内爆对称性调节实验采用其他参数不变而改变腔长的方法, 选取 1200, 1350 和 1600 μm 三种腔长黑腔, 实验结果如图 4 所示 [6]. 当腔长较

短 (1200 μm) 时, 激光光斑中心靠近黑腔中部, 靶丸赤道面 (垂直于黑腔轴) 接收辐射流大于极向 (腔轴方向), 靶丸被压缩成“香肠形”, 变形因子 a/b 约为 0.6; 腔长较长 (1600 μm) 时靶丸赤道面压缩变形小于极向, 测得变形因子 a/b 约为 2.2, 呈“薄饼形”; 当腔长为 1350 μm 时, 靶丸压缩近似成球状, $a/b \approx 1$.

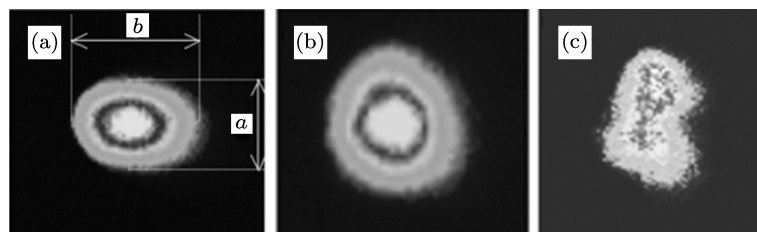


图 4 神光 - II 内爆对称性调节实验结果 (a) $L_H = 1200 \mu\text{m}$, $a/b \approx 0.6$; (b) $L_H = 1350 \mu\text{m}$, $a/b \approx 1$; (c) $L_H = 1600 \mu\text{m}$, $a/b \approx 2.2$ (参考文献 [6])

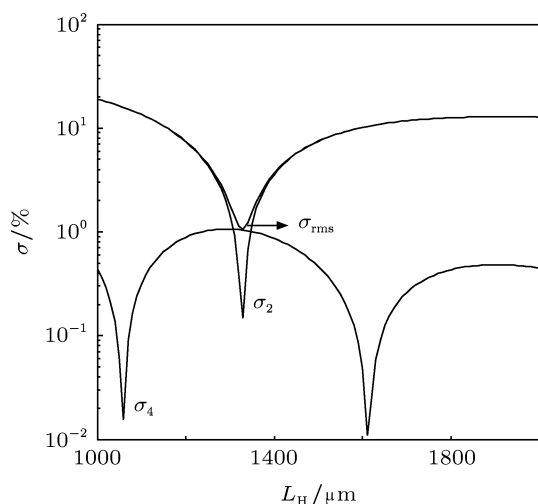


图 5 神光 - II 靶丸表面辐照不均匀度均方根及低阶分量随黑腔长度的变化

计算参数 (参照文献 [6]): 黑腔直径 $D_H = 800 \mu\text{m}$, LEH 直径 $D_h = 380 \mu\text{m}$, 靶丸直径 $D_C = 230 \mu\text{m}$, 对穿诊断方孔 DH 尺寸为 $L_{dh} \times W_{dh} = 330 \mu\text{m} \times 330 \mu\text{m}$, 激光入射角 $\theta = 45^\circ$, 聚焦透镜 F 数为 3, 单激光束数目 $N_{Lt} = 8$, 反照率取文献 [9] 的估算值, 即腔壁反照率 α_W 取 0.8, 靶丸反照率 α_C 暂取为 0.3, 离焦量 $J = 0$ (焦点在 LEH 中心), 不考虑光斑移动. 利用上节介绍的计算模型, 可以得到靶丸表面辐照不均匀度均方根及低阶 Legendre 分量随黑腔长度的变化, 如图 5 所示. 可见 2 阶分量是不均匀度的主要贡献, 同时使 2 阶、4 阶分量最小的解不存在. 在本简化计算模型下, 最佳

腔长为 $L_H = 1330 \mu\text{m}$, 对应靶丸表面辐照不均匀度均方根为 1.1%, 计算得到最佳腔长与实验值基本相符 (偏小 1.5%).

根据当时实验条件模拟结果显示 [19], 收缩比约为 9.0, 在计算中采用该值. 图 6 给出了不同腔长下的实验值和两种方法计算的靶丸压缩变形因子, 可见两种方法给出的变形因子随腔长的变化趋势是一致的, 方法一给出三种腔长下的变形因子分别为 0.5, 1.1 和 2.7, 方法二则为 0.6, 1.1 和 2.1((18) 式中 $\Delta R/R$ 取为 0.1). 结果显示方法二计算结果与实验值偏差较小, 后面将用该方法进行讨论.

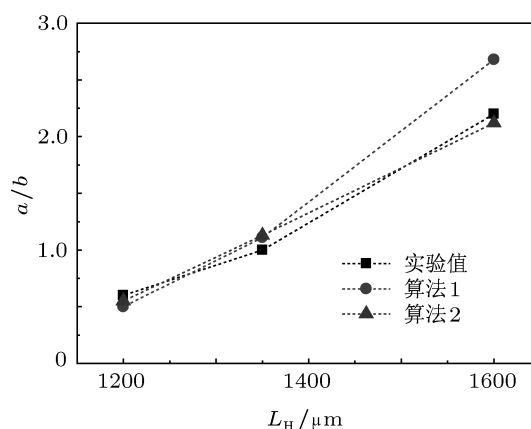


图 6 神光 - II 实验中不同腔长下的靶丸压缩变形因子

3.2 神光 - III 原型内爆对称性调节实验结果对比

神光 - III 原型实验选取的三种腔长分别

为 1600, 1700 和 1800 μm , 实验结果如图 7 所示 [6], 可见 $L_H = 1700 \mu\text{m}$ 是理想的黑腔长度. 需要注意的是, 与神光 - II 黑腔放置方式不同, 神光 - III 原型

实验中黑腔竖直放置, 故靶丸变形随腔长的变化趋势与神光 - II 结果相反, 即靶丸分别被压缩成“香肠形”、“类球形”和“薄饼形”.

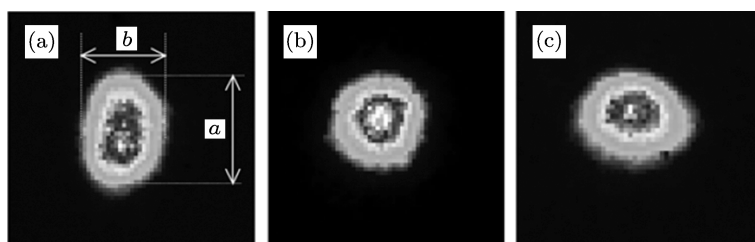


图 7 神光 - III 原型内爆对称性调节实验结果 (a) $L_H = 1600 \mu\text{m}$, $a/b \approx 1.44$; (b) $L_H = 1700 \mu\text{m}$, $a/b \approx 1$; (c) $L_H = 1800 \mu\text{m}$, $a/b \approx 0.76$ (参考文献 [6])

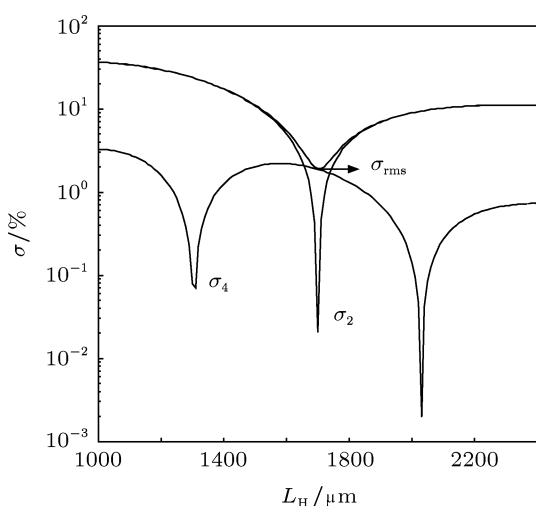


图 8 神光 - III 原型靶丸表面辐照不均匀度均方根及低阶分量随黑腔长度的变化

计算参数 (参照文献 [6]): $D_H = 1000 \mu\text{m}$, $D_h = 700 \mu\text{m}$, $D_C = 320 \mu\text{m}$, $L_{dh} \times W_{dh} = 450 \mu\text{m} \times 450 \mu\text{m}$, $\theta = 45^\circ$, $f = 5.4$, $N_{Lt} = 8$, $\alpha_W = 0.8$, $\alpha_C = 0.3$, $J = 0$, 不考虑光斑移动. 最佳腔长计算结果如图 8 所示. 结果显示, 当黑腔长度 $L_H = 1660 \mu\text{m}$ 时, 靶丸表面辐照均匀性最好, 此时靶丸表面辐照不均匀度均方根为 2.4%, 模拟值较实验结果偏小 2.4%.

图 9 给出了用方法二计算的靶丸压缩变形因子随收缩比的变化关系. 可见靶丸变形被收缩比放大, 在收缩比 $C_r = 7-10$ 时, 三种腔长下的变形因子分别为 1.42—1.61, 1 和 0.74—0.67, 与实验测量

值基本符合.

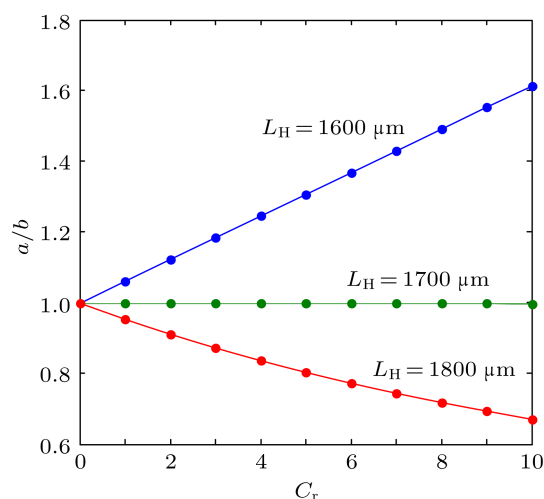


图 9 神光 - III 原型实验靶丸压缩变形因子随收缩比的变化 ($\Delta R/R = 0.1$)

3.3 简化和假设对计算结果的影响分析

在引言部分介绍了该模型中用到的简化和假设, 现分析这些简化和假设对计算结果的影响, 以分离出影响计算结果的主要物理模型, 从而为今后进一步的深入研究打下牢固的基础. 由于其他简化和假设与实验条件相近及在理论分析中普遍采用 [2,5,7], 这里主要分析光斑边界拟合方式及离焦量对计算结果的影响, 见表 1.

表 1 光斑边界拟合方式对最佳腔长计算结果的影响

实验装置	实验值/ μm	椭圆边界/ μm	圆形边界/ μm	不考虑占比/ μm
神光 - II	1350	1330	1334	1360
神光 - III 原型	1700	1704	1688	1662

从表 1 可见, 用椭圆或者圆拟合光斑边界对神光 - II 和神光 - III 原型计算结果偏差均小于 1% (相对椭圆拟合结果), 即使不考虑占空比 (即呈环带辐照), 对计算结果影响也较小 (相对椭圆拟合结果, 偏差小于 2.4%.

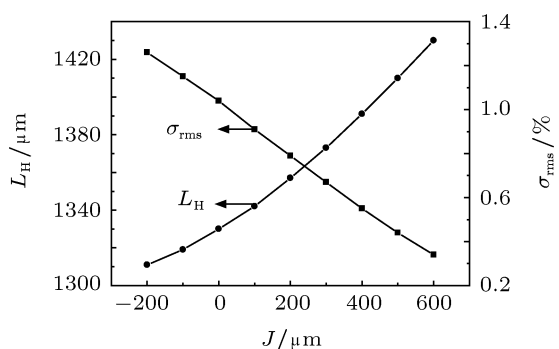


图 10 离焦量对神光 - II 最佳腔长和均匀度的影响

以神光 - II 内爆对称性实验参数为例分析离焦量对计算结果的影响, 如图 10 所示. 可见对一般内

爆对称性实验采用的离焦量范围 (0—500 μm), 模型计算得到的最佳腔长为 1330—1410 μm , 对计算结果影响也较小, 而不均匀度随着离焦量的增加而线性减小, 也显示了离焦注入的优势.

4 结论

利用编写的 ICF 内爆黑腔对称性分析程序, 计算了神光 - II 和神光 - III 原型内爆黑腔最佳腔长和靶丸压缩变形因子, 并与在神光 - II 和神光 - III 原型激光装置上已开展的对称性调节实验结果进行了对比. 结果表明, 计算结果与实验结果基本符合, 并且模型用到的简化和假设对计算结果影响较小, 模型的有效性得到验证. 希望对将来的神光 - III 主机内爆腔靶设计和实验结果分析提供参考, 并结合实验结果对模型参数进行修正, 进一步将考虑“双锥环”辐照模型及对称性时变和不确定性分析.

- [1] Hauer A, Delamater N, Ress D, Hsing W, Suter L, Powers L, Landen O, Harris D, Thiessen R, Magelssen G, Lindman E, Phillion D, Amendt P, Watt R, Hammel B 1995 *Rev. Sci. Instrum.* **66** 672
- [2] Lindl J D, Amendt P, Berger R L, Glendinning S G, Glenzer S H, Haan S W, Kauffman R L, Landen O L, Suter L J 2004 *Phys. Plasmas* **11** 339
- [3] Dewald E L, Thomas C, Milovich J, Edwards J, Sorce C, Kirkwood R, Meeker D, Jones O, Izumi N, Landen O L 2008 *Rev. Sci. Instrum.* **79** 10E903
- [4] Hoffman N M, Wilson D C, Edwards M J 2008 *J. Phys. Conf. Ser.* **112** 022075
- [5] Kirkwood R K, Milovich J, Bradley D K, Schmitt M, Goldman S R, Kalantar D H, Meeker D, Jones O S, Pollaine S M, Amendt P A, Dewald E, Edwards J, Landen O L, Nikroo A 2009 *Phys. Plasmas* **16** 012702
- [6] Jiang S E, Ding Y K, Miao W Y, Liu S Y, Zheng Z J, Zhang B H, Zhang J Y, Huang T X, Li S W, Chen J B, Jiang X H, Yi R Q, Yang G H, Yang J M, Hu Y, Cao Z R, Huang Y X 2009 *Sci. China Ser. G* **39** 1571 (in Chinese) [江少恩, 丁永坤, 缪文勇, 刘慎业, 郑志坚, 张保汉, 张继彦, 黄天暄, 李三伟, 陈家斌, 蒋小华, 易荣清, 杨国洪, 杨家敏, 胡昕, 曹柱荣, 黄翼翔 2009 中国科学 G 辑 **39** 1571]
- [7] Huang T X 2001 *Ph. D. Dissertation* (Mianyang: China Academy of Engineering Physics) (in Chinese) [黄天暄 2001 博士学位论文 (绵阳: 中国工程物理研究院)]
- [8] Jiang S E, Zheng Z J, Cheng J X, Sun K X, Yang J M, Miao W Y, Wang H B 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1101 (in Chinese) [江少恩, 郑志坚, 成金秀, 孙可煦, 杨家敏, 缪文勇, 王红斌 2000 物理学报 **49** 1101]
- [9] Jiang S E, Sun K X, Huang T X, Cheng J X, Ding Y K, Hu Y, Cui Y L, Chen J S, Yu Y N, Zheng Z J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1425 (in Chinese) [江少恩, 孙可煦, 黄天暄, 成金秀, 丁永坤, 胡昕, 崔延莉, 陈久森, 于艳宁, 郑志坚 2004 物理学报 **53** 1425]
- [10] Tsakiris G D 1992 *Phys. Fluids* **B 4** 992
- [11] Srivastava M K, Kumar V, Menon S V G 2000 *Phys. Plasmas* **7** 2616
- [12] Zhou J Y, Huang T X, Meng L, Jiang W 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1913 (in Chinese) [周近宇, 黄天暄, 蒙林, 蒋伟 2010 物理学报 **59** 1913]
- [13] Zhou J Y, Huang T X, Meng L, Jiang W, Li H, Zhang H Y 2010 *High Power Laser and Particle Beams* **22** 1053 (in Chinese) [周近宇, 黄天暄, 蒙林, 蒋伟, 黎航, 张海鹰 2010 强激光与粒子束 **22** 1053]
- [14] Skupsky S, Lee K 1983 *J. Appl. Phys.* **54** 3662
- [15] Nakamura M, Kondo K, Nishimura H, Endo T, Shiraga H, Miyamoto S, Kato Y, Nakai S 1992 *Laser and Particle Beams* **10** 421
- [16] Xu Y, Lai D X 1996 *High Power Laser and Particle Beams* **8** 291 (in Chinese) [许琰, 赖东显 1996 强激光与粒子束 **8** 291]
- [17] Lai D X, Feng T G 1996 *High Power Laser and Particle Beams* **8** 455 (in Chinese) [赖东显, 冯庭桂 1996 强激光与粒子束 **8** 455]
- [18] Xiao J, Lü B D, Zhai Q 1998 *High Power Laser and Particle Beams* **10** 62 (in Chinese) [肖竣, 吕百达, 翟群 1998 强激光与粒子束 **10** 62]
- [19] Gao Y M, Dai Z H 2010 *High Power Laser and Particle Beams* **22** 1021 (in Chinese) [高耀明, 戴自换 2010 强激光与粒子束 **22** 1021]

Model analysis of experiments of implosion symmetry on Shenguang- II and Shenguang- III prototype laser facilities*

Jing Long-Fei Huang Tian-Xuan[†] Jiang Shao-En Chen Bo-Lun Pu Yu-Dong
Hu Feng Cheng Shu-Bo

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

(Received 17 April 2011; revised manuscript received 2 July 2011)

Abstract

The analysis and control of implosion symmetry of fuel capsule is one of the most important issues in inertial confinement fusion (ICF), and many experiments and simulations on it have been done. Here we use a simple model on implosion symmetry in ICF to analyze the best lengths of the hohlraum and distortions of capsule on Shenguang- II and Shenguang-III prototype laser facility. It is shown that the calculated best lengths agree with the ones obtained in experiment and the calculated capsule distortions are also close to experimental measurements. The validated model may give some references to the future experiments of implosion symmetry on Shenguang- III laser facility.

Keywords: inertial confinement fusion, view-factor, implosion symmetry, distortion

PACS: 52.57.-z, 52.57.Fg

* Project supported by the Science and Technology Foundation of State Key Laboratory of Plasma Physics, China (Grant No. 9140C6801021002).

[†] E-mail: huangtx2002@yahoo.com.cn