

神光 III 主机上球腔辐射场实验的三维数值模拟与分析

李树 陈耀桦 姬志成 章明宇 任国利 霍文义 闫威华 韩小英 李志超 刘杰 蓝可

Three-dimensional simulations and analyses of spherical hohlraum experiments on SGIII laser facility  
Li Shu Chen Yao-Hua Ji Zhi-Cheng Zhang Ming-Yu Ren Guo-Li Huo Wen-Yi Yan Wei-Hua Han Xiao-Ying Li Zhi-Chao Liu Jie Lan Ke

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 025202 (2018) DOI: 10.7498/aps.20170521

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.20170521>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I2>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[神光 III 激光装置直接驱动内爆靶产生的连续谱 X 光源](#)

Spectrally smooth X-ray source produced by laser direct driven DT implosion target on SG-III laser facility  
物理学报.2017, 66(11): 115202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.115202>

[基于光束参量优化实现直接驱动靶丸均匀辐照](#)

Uniform irradiation of a direct drive target by optimizing the beam parameters  
物理学报.2017, 66(10): 105202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.105202>

[气相沉积法制备聚酰亚胺薄膜不同单体配比的表征及其性能影响](#)

Characterization and properties of polyimide films prepared in different monomer ratios by vapor deposited polymerization  
物理学报.2016, 65(3): 035203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.035203>

[黑腔冷冻靶传热与自然对流的数值模拟研究](#)

Numerical simulation of heat transfer and natural convection of the indirect-driven cryogenic target  
物理学报.2015, 64(21): 215201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.215201>

[氙气-塑料靶丸变收缩比内爆物理实验研究](#)

Variations of implosion performance with compression ratio in plastic DD filled capsule implosion experiment  
物理学报.2015, 64(12): 125203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.125203>

# 神光III主机上球腔辐射场实验的 三维数值模拟与分析\*

李树<sup>1)†</sup> 陈耀桦<sup>1)</sup> 姬志成<sup>1)</sup> 章明宇<sup>1)</sup> 任国利<sup>1)</sup> 霍文义<sup>1)</sup> 闫威华<sup>1)</sup>  
韩小英<sup>1)</sup> 李志超<sup>2)</sup> 刘杰<sup>1)3)4)</sup> 蓝可<sup>1)3)4)</sup>

1)(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

2)(中国工程物理研究院, 激光聚变中心, 绵阳 621900)

3)(北京大学, 应用物理与技术中心, 北京 100871)

4)(上海交通大学, 聚变科学与应用协同创新中心, 上海 200240)

(2017年3月16日收到; 2017年9月1日收到修改稿)

2015年在神光III激光装置上开展了两孔球腔物理实验. 利用三维隐式蒙特卡罗数值模拟程序模拟两孔球腔中的辐射输运问题, 研究辐射场分布及其动态演化过程. 数值模拟结果大多数与实验结果符合较好, 但局部位置存在明显差异. 分析了产生差异的可能原因, 提出解决措施及未来发展方向. 综合数值模拟结果及其与实验结果的对比可知, 三维隐式蒙特卡罗数值模拟程序具备较好的黑腔三维辐射输运数值模拟能力.

**关键词:** 球型黑腔, 激光聚变, 间接驱动, 隐式蒙特卡罗

**PACS:** 52.57.-z, 52.65.Pp, 28.52.Av, 95.30.Jx

**DOI:** 10.7498/aps.67.20170521

## 1 引言

激光间接驱动惯性约束聚变(ICF)的原理是: 将激光束入射到一个内装靶丸的高Z元素构成的黑腔内壁上, 内壁吸收激光能量并以很大的份额转换为X射线, 然后通过输运使黑腔内部的X射线尽可能均匀烧蚀靶丸表面, 驱动靶丸实现球形内爆, 进而聚变点火、燃烧放能<sup>[1]</sup>. 因此, 间接驱动研究中的一重要课题是黑腔辐射场研究. 对于靶丸内爆而言, 理想的条件是黑腔能够提供温度足够高且分布均匀的辐射场, 因此, 设计出激光-X光耦合效率足够高、均匀性足够好的黑腔是黑腔研究及激光聚变研究的重点之一<sup>[2,3]</sup>.

间接驱动惯性约束聚变概念提出至今已有四十多年, 其间美国主要致力于柱型黑腔的理论与

实验研究<sup>[3]</sup>. 为开展激光聚变研究, 美国建造了迄今世界上最大的激光装置——国家点火装置(NIF)<sup>[4]</sup>, 当时计划于2012年实现点火, 但实验未能获得成功<sup>[5]</sup>, 其中一个重要原因是柱腔中难以获得足够均匀的辐射场<sup>[6]</sup>. 近年, 我国ICF黑腔团队提出一种六孔球型黑腔并开展了系统的理论研究, 给出了六孔球腔的概念、设计、创新构型和皮实度分析<sup>[7-11]</sup>. 初步理论研究表明, 六孔球腔具有高辐照均匀度优势, 在无需任何辅助技术手段的情况下, 该型黑腔拥有全维度高辐照均匀度、高能量耦合效率、高皮实度三大特性<sup>[12]</sup>.

六孔球腔具有显著的三维特性, 因此需要三维程序才能开展合适的数值模拟研究. 近年, 我国研究人员发展了基于隐式蒙特卡罗(implicit Monte Carlo, IMC)方法<sup>[13]</sup>的三维辐射输运数值模拟程序IMC3D<sup>[14]</sup>, 目前可以初步应用于黑腔物理研究.

\* 中国工程物理研究院科学技术发展重点基金(批准号: 2013A0102002, 2012A0102005)和国家自然科学基金(批准号: 11475033)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: li\_shu@iapcm.ac.cn

六孔球腔的实验尚未开展,但先期已在我国的神光系列激光装置上开展了一些两孔球型黑腔的相关实验<sup>[15]</sup>.本文针对2015年在神光III激光装置上实施的一次实验开展数值模拟研究,比对分析数值模拟结果与实验结果,检验黑腔辐射场数值模拟能力.

## 2 两孔球型黑腔实验概述

神光III上两孔球腔如图1(a)所示.黑腔形状为球形,半径1.8 mm,腔壁材料为金,壁厚50 μm.

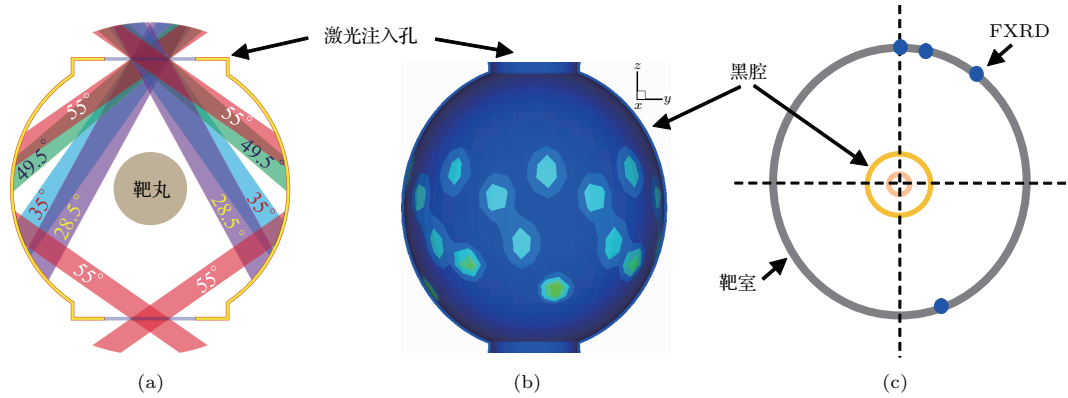


图1 (a) 激光注入黑腔示意图; (b) 光斑分布示意图; (c) FXRD位置示意图

Fig. 1. (a) Laser beams in hohlraum; (b) spots on the wall of hohlraum; (c) locations of FXRDs.

## 3 数值模拟方法与程序

两孔球腔的结构为二维旋转对称,但是考虑激光光斑的分布时,辐射场分布将不具备二维旋转对称性,用三维结构来描述整个系统才更加合理.本文利用三维辐射输运数值模拟程序IMC3D进行模拟.IMC3D采用隐式蒙特卡罗方法求解辐射输运问题.单一离散时间步 $[t_n, t_{n+1}]$ 内,求解如下IMC辐射输运方程<sup>[14]</sup>及物质温度方程:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{c} \frac{\partial I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \nu, t)}{\partial t} + \boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla I + \sigma_{a,n} I \\ &= \frac{1}{4\pi} \sigma_{ea,n} b_n c U_{r,n} + \frac{1}{4\pi} \zeta_n \iint \sigma_{es,n} I d\boldsymbol{\Omega}' d\nu' \\ &+ Q_n, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} T_{n+1}(\mathbf{r}) &= T_n(\mathbf{r}) + \frac{f_n}{c_{v,n}} \left[ \int_{t_n}^{t_{n+1}} dt \right. \\ &\quad \times \iint \sigma_{a,n} I(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}', \nu', t) d\boldsymbol{\Omega}' d\nu' \\ &\quad \left. - (t_{n+1} - t_n) \sigma_{p,n} c U_{r,n} \right], \end{aligned} \quad (2)$$

黑腔上下端(北极、南极)开有激光注入孔(LEH),孔半径0.6 mm,激光由两个LEH分别注入并在腔内壁形成若干光斑,光斑在腔内壁的分布(纵剖面图)如图1(b)所示.实验中共有32路(上24下8)激光在3 ns时间范围内均匀注入,激光总能量86.4 kJ.黑腔中心分为两种情况:布置靶丸和不布置靶丸.靶丸为半径0.48 mm的CH小球.黑腔放置在半径为3 m的球形靶室中心,靶室上布置若干平板响应式X射线探测器(flat response X-ray detector, FXRD),如图1(c)中蓝点所示.

式中 $I = ch\nu n(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \nu, t)$ 为辐射强度, $n(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \nu, t)$ 为相空间 $(\mathbf{r}, \boldsymbol{\Omega}, \nu, t)$ 的光子数密度, $c$ 为光速, $h$ 为普朗克常数, $\mathbf{r}$ 为光子位置, $\boldsymbol{\Omega}$ 为光子飞行方向, $\nu$ 为光子频率, $t$ 为时间;其他所有带有下标 $n$ 的物理量均表示离散时间步 $[t_n, t_{n+1}]$ 起始时刻 $t_n$ (或初始时刻 $t_0$ )的物理量,且均为已知量: $T_n$ 为物质温度, $b_n$ 为归一辐射普朗克函数, $Q_n$ 为独立辐射外源, $c_{v,n}$ 为物质比热, $f_n$ 为fleck因子, $\sigma_{a,n}$ 为吸收不透明度系数, $\sigma_{ea,n} = f_n \sigma_{a,n}$ 为有效吸收系数, $\sigma_{es,n} = (1 - f_n) \sigma_{a,n}$ 为有效散射系数, $\sigma_{p,n}$ 为普朗克平均吸收截面, $U_{r,n}$ 为辐射能量密度, $\zeta_n$ 为局域再发射谱.(1)式和(2)式中辐射强度 $I$ 和物质温度 $T_{n+1}$ 为待求未知变量.

对两孔球腔问题进行模拟的步骤如下:

- 1) 对球腔作空间离散,制成三维网格模型,作时间离散;
- 2) 按离散时间步,将与时间相关的激光能量分别加在腔壁光斑区对应网格上,求解能量(温度)方程,得到网格温度(升高),各网格按照温度及发射(吸收)系数产生相应的辐射光子源(Planck谱);
- 3) 利用蒙特卡罗方法模拟跟踪光子输运过程,

包括飞行、碰撞吸收、散射等物理过程;

4) 统计计数光子能量沉积(交给物质)、现存及漏失光子的能谱和角度谱分布等, 并按照能量方程计算新的物质温度, 开始下一离散时间步计算;

5) 完成所有离散时间步计算后, 根据统计计数结果处理其他物理量, 如黑腔、激光注入孔平均辐射温度, 靶丸表面辐射流等效温度, 靶室内表面等效辐射温度, 探测器等效辐射温度等.

黑腔平均辐射温度计算公式为

$$T_{r,Hoh} = \left( \frac{E_{r,H}}{aV} \right)^{0.25}, \quad (3)$$

式中  $a$  为辐射常数,  $V$  为黑腔体积,  $E_{r,H}$  为黑腔现存光子总能量. 如果  $E_{r,H}$  为黑腔中某网格的现存光子总能量,  $V$  为黑腔中某网格的体积, 则计算得到该网格体的平均温度.

LEH 平均辐射温度为

$$T_{r,LEH} = \left( \frac{4E_{r,L}}{acS_{LEH}\Delta t} \right)^{0.25}, \quad (4)$$

式中  $c$  为光速,  $\Delta t$  为时间步长,  $S_{LEH}$  为 LEH 面积,  $E_{r,L}$  为当前时间步从 LEH 漏失的光子能量.

靶丸表面辐射流等效温度为

$$T_{r,Cap} = \left( \frac{4E_{r,C}}{acS_{Cap}\Delta t} \right)^{0.25}, \quad (5)$$

式中  $S_{Cap}$  为靶丸表面积,  $E_{r,C}$  为当前时间步从靶丸外表面流入、流出的光子能量.

FXRD 等效辐射温度为

$$T_{r,D} = \left( \frac{4\pi L^2 E_{r,D}}{ac \cos \theta_D S_{LEH} S_D \Delta t} \right)^{0.25}, \quad (6)$$

式中  $S_D$  为 FXRD 探头面积(接收光子面积),  $\theta_D$  为 FXRD 探头瞄准方向与 LEH 外法向夹角,  $L$  为 FXRD 与 LEH 之间的距离,  $E_{r,D}$  为当前时间步进入 FXRD 的光子能量. (6) 式中将 FXRD 处的实际辐射温度与 LEH 处的平均辐射温度进行了可比等效转换.

#### 4 数值模拟结果及与实验结果的对比

利用 IMC3D 辐射输运程序模拟两孔球腔实验, 由于 IMC3D 程序目前暂时未实现与流体程序的耦合, 因此激光能量只能转化成辐射能和物质的内能两部分. 然而实际过程中有一部分(约 25%)激光能量会转化为物质的动能, 另外还有约 5% 的背反激光能量损失. 将这两个因素考虑在内, 因而在

实际模拟过程中将加在网格上的激光能量减小了 30%. 下面分别给出带靶丸模型和不带靶丸模型的数值模拟结果并作定性分析, 同时将模拟结果与实验结果进行比较.

对于带靶丸的模型, 至激光注入结束时刻(3 ns 时刻), 由 IMC3D 模拟得到的能量分配情况如下: 注入激光能量为  $3.2 \times 10^{17}$  MeV, 物质内能为  $2.549 \times 10^{17}$  MeV, 现存辐射能为  $5.482 \times 10^{17}$  MeV, 总漏失辐射能为  $5.959 \times 10^{17}$  MeV.

激光能量大约有 20% 转化为辐射能, 其他约 80% 被物质吸收后转化为物质内能. 另外, 从计算结果可知, 至 3 ns 时刻, 靶丸净吸收能量为  $4.18 \times 10^{16}$  MeV, 约占注入激光总能量的 13%, 这与已有的认知基本一致.

图 2(a) 所示为黑腔、注入孔辐射温度及靶丸入流、出流等效辐射温度随时间的演化情况, 黑腔平均辐射温度在 3 ns 时刻达到最高值, 为 230 eV. 图 2(b) 所示为靶丸表面出射辐射流与入射辐射流之比(反照率)随时间的演化情况. 图 3 所示为 3 和 4 ns 时刻的黑腔辐射温度场(纵剖面). 从图 2 和图 3 可以看出, 在激光注入阶段, 黑腔温度与靶丸

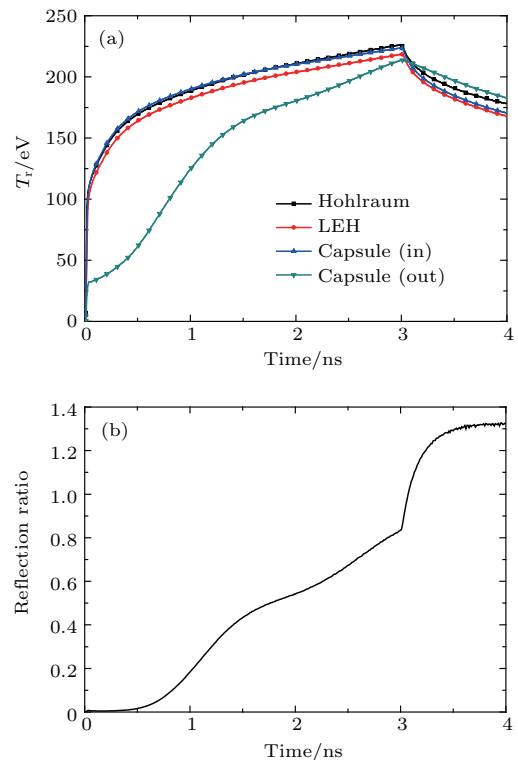


图 2 (a) 黑腔、注入孔及靶丸表面出入流辐射温度时间演化; (b) 靶丸反照率时间演化

Fig. 2. (a) Temporal evolution of average radiation temperatures of hohlraum, LEH, and capsule; (b) temporal evolution of capsule reflection ratio.

入流温度基本一致, 靶丸出流温度低于黑腔温度, 原因在于开始阶段靶丸温度较低, 进入靶丸的辐射能被CH材料吸收后主要转化为物质内能, 靶丸向外辐射的能量低于吸收能量; 同时, 靶丸质量较大, 需要加热的时间较长, 到3 ns时物质温度与辐射温度未能达到平衡, 入射辐射流大于出射辐射流(反照率约为0.83). 激光停止注入后, 黑腔温度先有短暂的快速下降过程, 然后下降速度减缓, 靶丸出流温度高于黑腔温度及入流温度, 原因在于金壁被激光加热的质量较小, 且其吸收发射能力很强, 在没有激光源的情况下很快与黑腔辐射场达到平衡, 而黑腔有开口, 辐射温度快速下降使得金壁温度也下降较快, 当温度下降到低于靶丸物质温度后, 靶丸成为辐射源的净提供者, 出射辐射流大于入射辐射流(反照率超过1.0), 而靶丸被加热的质量较大且吸收发射能力比金弱得多, 因此黑腔辐射温度缓慢降低. 整个过程中注入口等效温度略低于黑腔平均温度, 原因在于注入口不是X光转换区, 而是黑腔辐射场的壑, 从图3可清楚看到. 另外, 图3(a)中的部分腔壁及附近温度明显更高, 原因是该腔壁位置存在激光光斑; 图3(b)中由于激光注入已经结束, 腔壁温度十分均匀.

图4所示为从激光注入口外4个角度观测到的腔内辐射温度随时间演化的模拟与实验结果的对

比. 图中黑色实线为数值模拟结果, 红色实线为实验中FXRD探测到的结果. 图4(a)为探测器布置

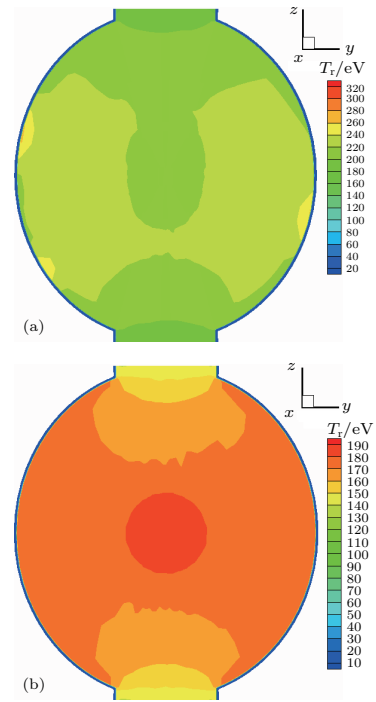


图3 (a) 黑腔辐射温度场分布(3 ns时刻); (b) 黑腔辐射温度场分布(4 ns时刻)

Fig. 3. (a) Radiation temperature distribution of hohlraum at 3 ns; (b) radiation temperature distribution of hohlraum at 4 ns.

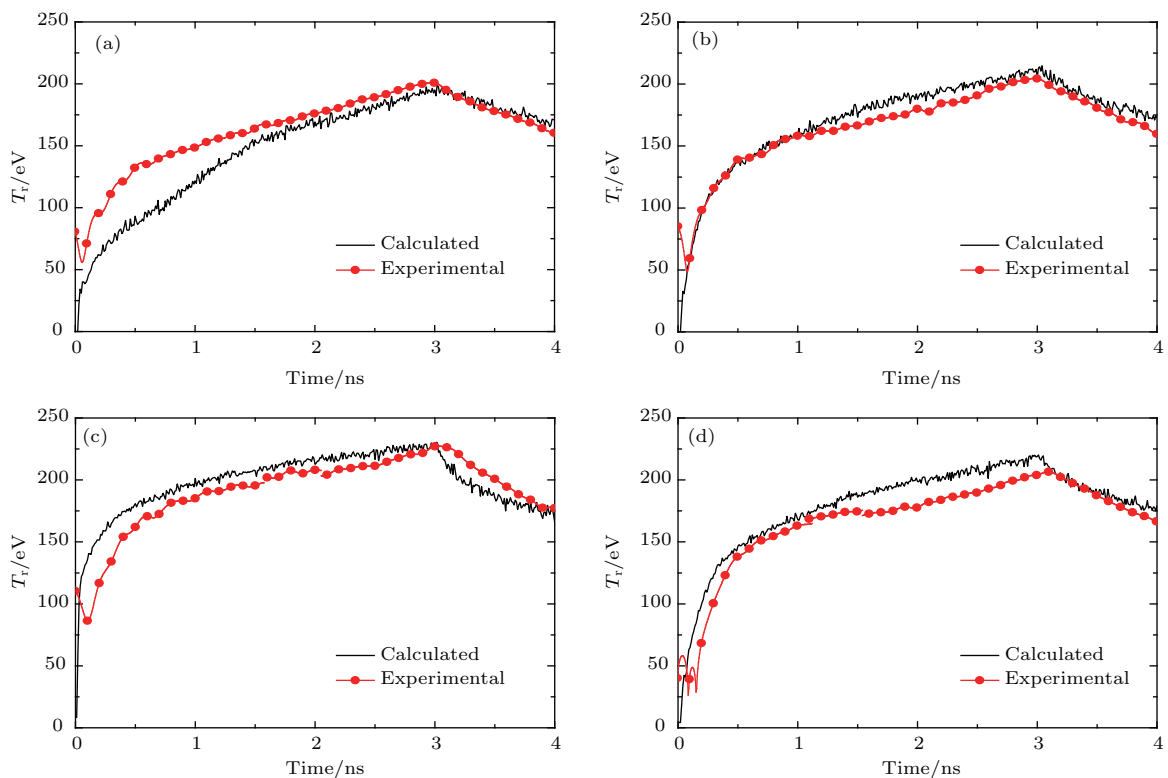


图4 辐射温度随时间的变化 (a) 上0°; (b) 上16°; (c) 上42°; (d) 下20°

Fig. 4. Radiation temperature versus time: (a) Up 0°; (b) up 16°; (c) up 42°; (d) down 20°.

在上部且与LEH外法向夹角为 $0^\circ$  (正对上部LEH)时的结果. 图4(b)和图4(c)分别为探测器与上LEH外法向夹角为 $16^\circ$ ,  $42^\circ$ 的结果, 图4(d)是探测器与下LEH外法向夹角为 $20^\circ$ 的结果. 从图中结果可以看出: 数值模拟结果与实验结果总体上比较接近, 其中 $0^\circ$ 角方向的结果差别较大, 其他三个方向的结果较为符合. 造成 $0^\circ$ 角辐射温度的差异, 尤其是温度较低阶段(0—1.5 ns), 初步分析主要原因如下. 数值模拟没有考虑流体运动, 故上 $0^\circ$ 角FXRD所能接收的辐射光子主要由两部分组成, 一部分由中心靶丸发射, 另一部分由下腔口附近腔壁发射. 但是在实际情况中, 除了这两部分之外, 还有腔壁(尤其是光斑区)向腔内喷射的稀薄金等离子体所发射的光子. 在靶丸温度上升之前(1.5 ns时刻), 喷射入腔内的金等离子体可能起主导作用, 但当靶丸温度足够高后, 靶丸辐射光子占主导地位. 对于其他3个角度方向, FXRD能接收的辐射光子绝大部分来自腔壁, 喷射入腔内的金等离子体发射光子所占份额较小, 而且金等离子体还对腔壁光子存在一定的阻挡、弥散作用, 因此数值模拟结果略小于实验结果, 但总体符合较好.

对于不带靶丸的模型, 至激光注入结束时刻(3 ns时刻), 由IMC3D模拟得到的能量分配情况如下: 注入激光能量为 $3.2 \times 10^{17}$  MeV, 物质内能为 $2.397 \times 10^{17}$  MeV, 现存辐射能为 $6.414 \times 10^{15}$  MeV, 总漏失辐射能为 $7.390 \times 10^{16}$  MeV. 与带靶丸模型的计算结果相比, 转化为辐射能的激光能量多5%, 转化为物质内能的激光能量少5%.

图5所示为不带靶丸和带靶丸的黑腔辐射温度、LEH辐射温度比较, 不带靶丸的黑腔平均辐射

温度在3 ns时刻达到最高值, 为238 eV, 略高于带靶丸情况下的计算结果(230 eV). 这是因为没有靶丸吸能, 更多的激光能量转化为辐射能. 图6所示为3和4 ns时刻的黑腔辐射温度场(纵剖面), 可以看出除光斑区和注入口附近外, 黑腔辐射场比较均匀.

图7所示为不带靶丸情况下FXRD处辐射温度随时间的演化. 与带靶丸情况相似,  $0^\circ$ 角方向的结果差别较大, 其他三个方向的结果符合较好.  $0^\circ$ 角方向的差异(尤其是后期)比带靶丸情况更大, 这是因为数值模拟没有考虑喷射入腔内的金等离子体对FXRD的辐射贡献, 对于不带靶丸的情况, 数值模拟中进入 $0^\circ$ 角FXRD的只有下腔口附近腔壁发射的光子, 由于没有在后起主导作用的靶丸辐射光子, 因此忽略喷射入腔内的金等离子体辐射光子的贡献而引入的相对误差必然更大.

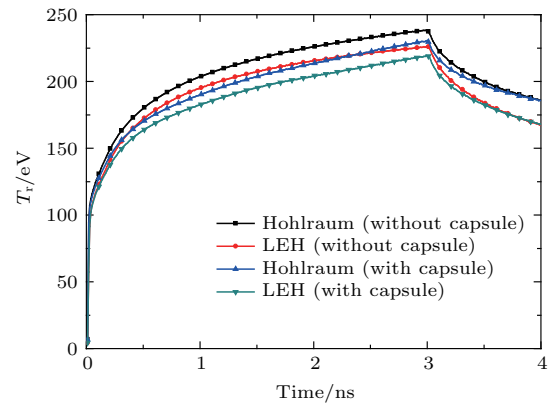


图5 黑腔和激光注入孔辐射温度比较

Fig. 5. Temporal distributions of average radiation temperatures of hohlraum and LEH.

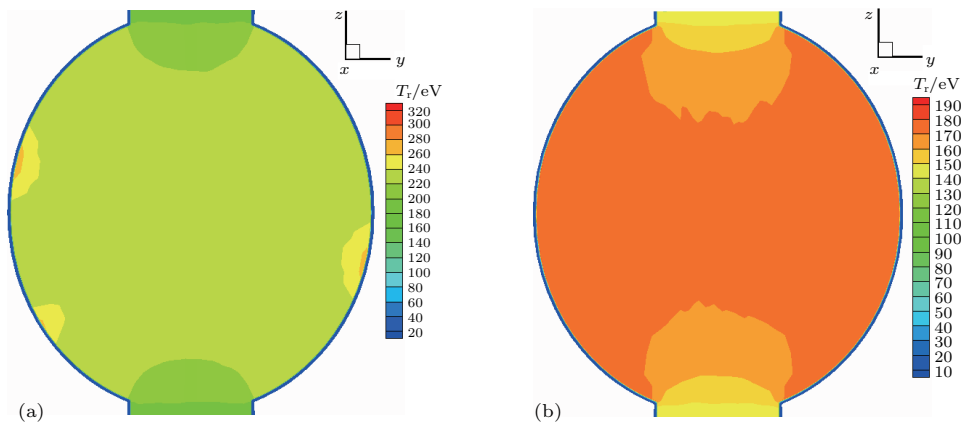


图6 不同时刻的黑腔辐射温度场分布 (a) 3 ns时刻; (b) 4 ns时刻

Fig. 6. Spatial distributions of hohlraum radiation temperatures at different moments: (a) At 3 ns; (b) at 4 ns.

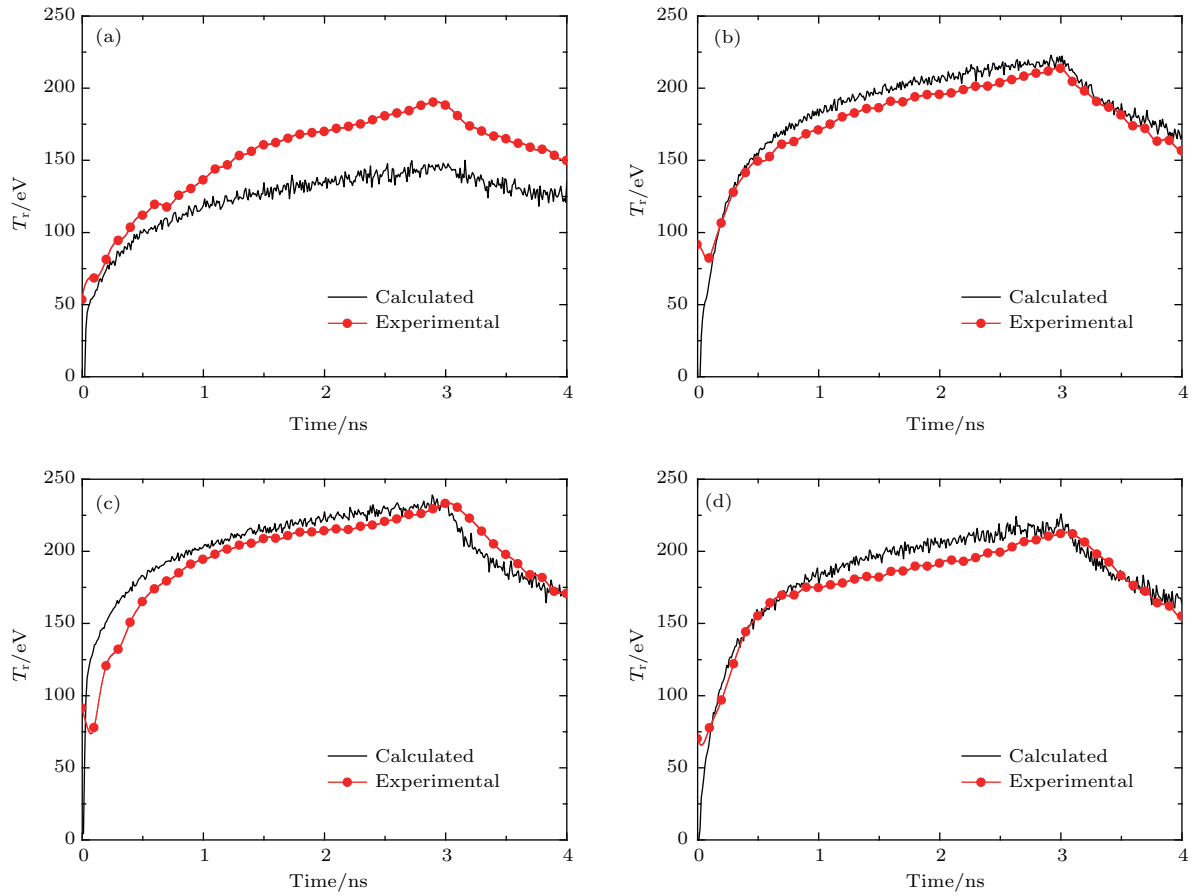


图 7 辐射温度随时间的变化 (a) 上 0°; (b) 上 16°; (c) 上 42°; (d) 下 20°  
 Fig. 7. (a) Radiation temperature versus time: (a) Up 0°; (b) up 16°; (c) up 42°; (d) down 20°.

图 8 所示为带靶丸和不带靶丸两种情况下 0° 角 FXRD 辐射温度的比较. 在大部分时间范围内, 带靶丸时辐射温度比不带靶丸时高得多, 这是靶丸辐射光子进入 FXRD 所致. 但是, 在前期 (0—1.2 ns) 不带靶丸的辐射温度更高, 原因在于靶丸对 0° 角 FXRD 的辐射流 (温度) 贡献可以分为两部分 (图 9), 其一为正作用, 靶丸上半部辐射的光

子进入 FXRD, 其二为负作用, 靶丸阻挡下腔口附近腔壁辐射的光子进入 FXRD. 在靶丸温度上升之前 (约 1.2 ns 时刻), 靶丸发射光子能力弱, 吸收光子能力强, 故以负作用为主, 计算得到的带靶丸情况下 FXRD 温度低于不带靶丸情况; 之后, 靶丸上半部辐射的光子贡献大于其阻挡作用, 且随着靶丸温度的上升 FXRD 温度差距愈加显著.

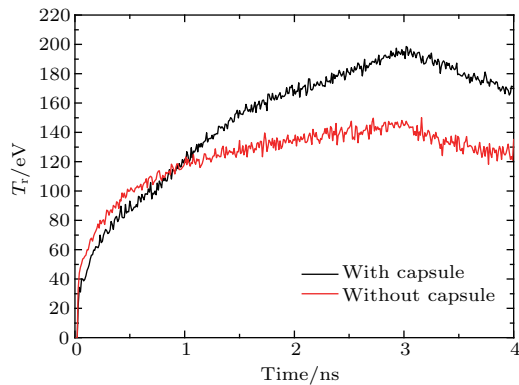


图 8 FXRD 辐射温度比较 (上 0°)

Fig. 8. Temporal distribution of calculated FXRD radiation temperature for up 0°.

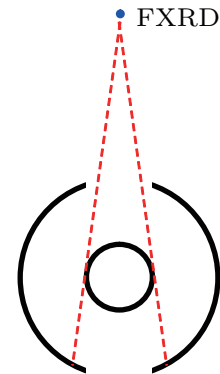


图 9 黑腔、靶丸与 0° 角 FXRD 位置示意图

Fig. 9. Location of hohlraum, capsule and FXRD for up 0°.

## 5 结 论

利用三维IMC辐射输运数值模拟程序模拟神光III实验中两孔球腔辐射场, 模拟结果与实验结果进行比较发现: 带靶丸的黑腔平均辐射温度最高可达230 eV, 靶丸吸能效率约为13%; 不带靶丸的黑腔平均辐射温度最高可达238 eV. 在激光加源时段, 靶丸表面入射辐射流高于出射辐射流, 靶丸反照率逐渐上升至0.83左右; 激光加源结束后, 靶丸表面出射辐射流高于入射辐射流, 靶丸反照率大于1.0, 是辐射源的主要供体. 在靶丸温度上升之前, 带靶丸情况下 $0^\circ$ 角方向的FXRD辐射温度低于不带靶丸的情况, 但在靶丸温度上升之后, 带靶丸情况下 $0^\circ$ 角方向的FXRD辐射温度远高于不带靶丸的情况. FXRD处辐射温度随时间的演化与实验结果总体上较为一致, 其中处于 $16^\circ$ ,  $20^\circ$ 和 $42^\circ$ 三个方位的结果与实验结果符合较好, 而处于 $0^\circ$ 角方位的结果与实验结果差异较大, 这可能是模拟中未能考虑腔壁(主要是光斑区)向腔内喷射稀薄金等离子体的影响所致. 综合数值模拟结果及其与实验结果的对比可知, IMC3D程序具备较好的黑腔三维辐射输运数值模拟能力, 能够给出较为丰富的物理量, 尤其是能够灵活方便地得出实验诊断类物理量, 模拟结果基本可靠. 下一步需要开展的主要工作是与三维辐射流体力学数值模拟程序相耦合, 更加真实、全面地模拟黑腔辐射场的动态演化过程; 还要继续开展计算方法研究, 进一步扩大模拟样本规模, 提高数值模拟精度以增强六孔球腔三维数值模拟置信度, 为黑腔理论研究及实验设计提供参考.

## 参考文献

[1] Zhang J, Chang T Q 2004 *Fundamentals of the Target Physics for Laser Fusion* (Beijing: National Defense In-

dustry Press) (in Chinese) [张均, 常铁强 2004 激光核聚变靶物理基础 (北京: 国防工业出版社)]

[2] Atzeni S, Meyer-ter-Vehn J (Shen B F, Transl.) 2008 *The Physics of Inertial Fusion* (Beijing: Science Press) (in Chinese) [阿蔡塞, 迈耶特费 (沈百飞 译) 2008 惯性聚变物理 (北京: 科学出版社)]

[3] Lindl J D 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3933

[4] Moses E I, Boyd R N, Remington B A, Keane C J, Al-Ayat R 2009 *Phys. Plasmas* **16** 041006

[5] Moses E I, Lindl J D, Spaeth M L, Patterson R W, Sawicki R H, Atherton L J, Baisden P A, Lagin L J, Larson D W, Magowan B J, Miller G H, Rardin D C, Roberts V S, van Wousterghem B M, Wegner P J 2016 *Fusion Sci. Technol.* **69** 1

[6] Lindl J D 2014 *Phys. Plasmas* **21** 020501

[7] Lan K, Liu J, Lai D X, Zheng W D, He X T 2014 *Phys. Plasmas* **21** 010704

[8] Lan K, He X T, Liu J, Zheng W D, Lai D X 2014 *Phys. Plasmas* **21** 052704

[9] Lan K, Zheng W D 2014 *Phys. Plasmas* **21** 090704

[10] Huo W Y, Liu J, Zhao Y Q, Zheng W D, Lan K 2014 *Phys. Plasmas* **21** 114503

[11] Li S, Lan K, Liu J 2015 *Laser Part. Beams* **15** 263

[12] Lan K, Liu J, Li Z C, Xie X F, Huo W Y, Chen Y H, Ren G L, Zheng C Y, Yang D, Li S W, Yang Z W, Guo L, Li S, Zhang M Y, Han X Y, Zhai C L, Hou L F, Li Y K, Deng K L, Yuan Z, Zhan X Y, Wang F, Yuan G H, Zhang H J, Jiang B B, Huang L Z, Zhang W, Du K, Zhao R C, Li P, Wang W, Su J Q, Deng X W, Hu D X, Zhou W, Jia H T, Ding Y K, Zheng W G, He X T 2016 *Matter Radiat. Extremes* **1** 8

[13] Fleck J A, Cummings J D 1971 *J. Comput. Phys.* **8** 313

[14] Li S, Li G, Tian D F, Deng L 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 249501 (in Chinese) [李树, 李刚, 田东风, 邓力 2013 物理学报 **62** 249501]

[15] Huo W Y, Li Z C, Yang D, Lan K, Liu J, Ren G L, Li S W, Yang Z W, Guo L, Hou L F, Xie X F, Li Y K, Deng K L, Yuan Z, Zhan X Y, Yuan G H, Zhang H J, Jiang B B, Huang L Z, Du K, Zhao R C, Li P, Wang W, Su J Q, Ding Y K, He X T, Zhang W Y 2016 *Matter Radiat. Extremes* **1** 2

# Three-dimensional simulations and analyses of spherical hohlraum experiments on SGIII laser facility\*

Li Shu<sup>1)†</sup> Chen Yao-Hua<sup>1)</sup> Ji Zhi-Cheng<sup>1)</sup> Zhang Ming-Yu<sup>1)</sup>  
 Ren Guo-Li<sup>1)</sup> Huo Wen-Yi<sup>1)</sup> Yan Wei-Hua<sup>1)</sup> Han Xiao-Ying<sup>1)</sup>  
 Li Zhi-Chao<sup>2)</sup> Liu Jie<sup>1)3)4)</sup> Lan Ke<sup>1)3)4)</sup>

1) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China*)

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

3) (*Center for Applied Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China*)

4) (*Collaborative Innovation Center of IFSA, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

( Received 16 March 2017; revised manuscript received 1 September 2017 )

## Abstract

A new type of laser fusion indirect drive octahedral spherical hohlraum has been built up by Chinese researchers in recent years. The hohlraum with 6 laser entrance holes (LEHs) has superiority over other hohlraum configurations in both robust inherent high symmetry and high coupling energy efficiency from laser to hotspot for inertial confinement fusion study. Recently, an experimental investigation on radiation emission from the spherical hohlraum with two LEHs has been performed on the SGIII laser facility. In this experiment, 32 laser beams (24 beams from the top, 8 beams from the bottom) are injected into the hohlraum within 3 ns, and the total laser energy is 86.4 kJ. The hohlraum radius is 1.8 mm, and the radius of laser entrance hole is 0.6 mm. The experiments are conducted under two conditions: one is that a 0.48-radius capsule is located at the center of the hohlraum, and the other is that nothing is located in the hohlraum. Some flat response X-ray detectors (FXRDs) are installed at different angles on the target wall to collect the radiation energy. We carry out three-dimensional (3D) simulations of the experiment by using our 3D radiation implicit Monte Carlo code IMC3D. This code was developed in recent years based on fleck and Cumming's ideas. The hydrodynamics is not taken into consideration in the simulations, so we deduct 30% laser energy lost to hohlraum wall movements and back scattered by laser plasma instabilities. Based on the approximation, the simulation results are reasonable in principle. As a result, the radiation temperature of the hohlraum with capsule is 230 eV, and the radiation temperature of the hohlraum without capsule is 238 eV. At the end of laser injection, the capsule reflection ratio is 0.83. Compared with the experimental data, most of the simulation data agree well with the detector observations, except the data at 0° angle. The possible reasons for the difference are analyzed. The flux at 0° angle is more sensitive to the wall plasma movements than at the other angles. So if we ignore this phenomenon, then the witch will occur both in experiment and in simulation, yielding obvious differences for those quantities which strongly relate to the hydrodynamics of wall plasma. Finally, the methods of eliminating the difference are proposed and the prospect of IMC3D is presented.

**Keywords:** spherical hohlraum, laser fusion, indirect driving, implicit Monte Carlo

**PACS:** 52.57.-z, 52.65.Pp, 28.52.Av, 95.30.Jx

**DOI:** 10.7498/aps.67.20170521

\* Project supported by the Technology Development Key Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant Nos. 2013A0102002, 2012A0102005) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11475033).

† Corresponding author. E-mail: [li\\_shu@iapcm.ac.cn](mailto:li_shu@iapcm.ac.cn)