

## 辐射驱动内爆最大压缩时刻芯部状态的研究\*

董建军<sup>†</sup> 丁永坤 曹柱荣 张继彦 陈伯伦 杨正华 邓博 袁铮 江少恩

(中国工程物理研究院, 激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2012年4月26日收到; 2012年5月30日收到修改稿)

辐射驱动内爆最大压缩时刻芯部的状态的研究是惯性约束聚变 (ICF) 研究中的核心的研究内容. 芯部的状态是指温度和密度. 利用 Multi1D 模拟的芯部温度和密度的空间分布, 通过局域热平衡模型计算了芯部区域归一化的发射强度的空间分布, 提出了芯部的温度和密度的空间分布满足高斯分布的假设, 采用参数最优化算法, 可以推断芯部的温度和密度空间分布的峰值和半高宽. SGIII 原型装置上的内爆芯部发射实验处理结果表明, 芯部的温度峰值为 1.7 keV, 密度峰值为  $1.2 \text{ g/cm}^3$ , 温度和密度分布的半高宽分别为  $20 \mu\text{m}$  和  $18 \mu\text{m}$ .

**关键词:** 辐射驱动内爆, 芯部, 局域热平衡, 高斯分布

**PACS:** 52.70.-m

## 1 引言

内爆压缩的最终目标是芯部物质达到高的面密度和高的离子温度<sup>[1,2]</sup>. 芯部的面密度和离子温度是聚变点火的重要判据<sup>[3,4]</sup>. 面密度表征内爆压缩程度, 离子温度反映了壳层动能转化为芯部的内能的程度. 点火现象的发生依赖于燃料的面密度和离子温度, 面密度越高则  $\alpha$  粒子被约束的时间越长, 燃料获得的能量也越多, 离子温度是产生聚变反应所需的条件, 只有达到一定的温度, 聚变反应才可能发生. 所以最大压缩所产生的芯部发射区的物理状态是研究聚变点火的关键. 此外芯部燃料物质和壳层内界面物质在最大压缩时刻由于 RT 不稳定性会造成芯部区混入冷壳层物质, 使得芯部的温度降低<sup>[5-7]</sup>, 混合的份额决定了点火的概率, 混入的冷物质越多则点火概率越低, 所以对于最大压缩后形成的芯部成分做定量研究是评估点火概率的一个重要方面.

芯部的状态主要由温度和密度表征, 为了测量芯部的温度和密度, 通常在芯部掺杂少量的中高  $Z$  元素, 以增强芯部的发射强度, 通过测量芯部发射谱线的线强比来推断芯部的温度, 通过谱线的形状

来推断芯部的密度<sup>[8-12]</sup>. 内爆压缩芯部的温度具有一定的空间分布, 芯部中心温度高, 边缘温度低, 而密度则相反. 特征谱线测量给出的是空间平均的温度和密度, 没有提供温度和密度的梯度信息, 而对校核理论模拟程序更重要的是温度和密度的梯度信息.

国外研究者利用对芯部掺杂元素发射的线谱成像, 获得掺杂元素的若干个单色图像, 利用两个单色图像强度比的空间分布可以给出芯部温度的空间分布. Welser-Sherrill, Golovkin 和 Koch 等<sup>[13-15]</sup> 对于温度和密度的空间分布的推断做了大量开创性的工作. Welser-Serrill<sup>[16]</sup> 发展了一种结合理论模型和遗传算法的优化搜索算法给出芯部的温度和密度梯度信息. 国内在 2005 年也作了类似的实验<sup>[17,18]</sup>, 给出芯部的平均温度, 分析了芯部区混合的问题, 对于温度和密度的梯度等更有助于校核程序的问题未见报道.

本文利用 Multi1D 模拟的芯部温度和密度的空间分布, 对最大压缩区域的发射强度分布做了定性分析. 在芯部高温区的发射主要考虑韧致辐射, 在低温区的壳层物质主要考虑韧致辐射和复合辐射. 依据芯部的状态分布信息对芯部的温度作了高斯分布假设, 对芯部边缘密度的分布也作了高斯分

\* 国家自然科学基金 (批准号: 10905050) 和中国工程物理研究院科学技术发展基金 (批准号: 2010B0102015) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: d.dragonfly@sina.com

布的假设,通过和实验测量的芯部发射强度分布的比较获得了芯部温度梯度和密度梯度的信息.本文提出了一种从内爆最大压缩时刻芯部的归一化强度分布推断芯部的温度和密度空间分布的方法,对进一步深化芯部区域物理状态的认识具有一定的意义.

## 2 空间划分的局域热平衡模型

对于内爆芯部区域可以将其划分为若干区域,且假定芯部的温度和密度分布是球对称的.此外我们假定芯部的等离子体满足局域热平衡(LTE)模型,即认为芯部的某个小区域内物质的温度和辐射场的温度达到平衡,具有统一的温度.图1为芯部空间划分的示意图,在每个圆环区域的发射系数和吸收系数是常数,不同的圆环区域对应不同的发射和吸收系数,发射系数和吸收系数与该区域的温度和密度相关.

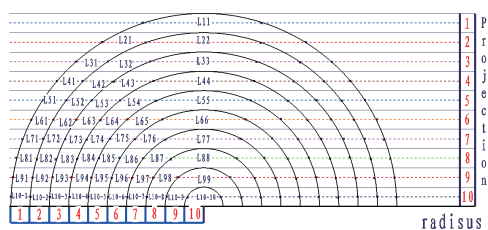


图1 芯部区域的空间划分示意图

水平方向的编号代表了不同的径向划分区域,垂直方向的编号则代表了投影方向即观测方向的不同区域.  $L$  表示各个区域的截弦,代表辐射传播的路径,编号代表不同的区域,第一组编号代表垂直方向即投影方向的划分编号,第二组编号代表水平方向即半径方向的划分编号,例如  $L21$  就表示第二个垂直投影方向,第一个半径划分区域的传播路径.由局域热平衡辐射运输方程(1)<sup>[19]</sup>可以推出每个圆环区域的沿观测方向的强度方程(2),芯部每个空间区域在投影方向上的强度分布可以依次推出,方程(3)—(5)代表了投影方向1,2和3这几个区域对应的发射强度.其中  $B_\nu(1)$  表示区域1的黑体辐射强度,它只与电子温度有关,  $\alpha_\nu(1)$  表示区域1的吸收系数,  $L$  代表相应区域的截弦长度,其它依次类推.

$$\frac{d(I_\nu/n^2)}{d\tau} = \frac{I_\nu}{n^2} - \frac{1}{n^2} \times \eta_\nu \alpha_\nu, \quad (1)$$

$$I_\nu = B_\nu(T_e) \times (1 - e^{-\tau}), \quad (2)$$

$$I_\nu(1) = B_\nu(1) \times (1 - e^{-\alpha_\nu(1)L11}), \quad (3)$$

$$I_\nu(2) = B_\nu(1)(1 - e^{-\alpha(1)L21}) \times [1 + e^{-(\alpha(1)L22+\alpha(1)L21)}] + B_\nu(2)(1 - e^{-\alpha(2)L22})e^{-\alpha(0)L21}, \quad (4)$$

$$I_\nu(3) = B_\nu(1)(1 - e^{-\alpha(1)L31}) \times [1 + e^{-(2\alpha(1)L32+\alpha(1)L21+\alpha(3)L33)}] + B_\nu(2)(1 - e^{-\alpha(2)L32})e^{-\alpha(1)L31} \times (1 + e^{-(\alpha(3)L33+\alpha(2)L32)}) + B_\nu(3)(1 - e^{-\alpha(3)L33}) \times e^{-(\alpha(2)L32+\alpha(1)L31)}. \quad (5)$$

## 3 芯部区域吸收系数的计算

芯部由于采用了局域热平衡模型,每个局部区域的辐射认为达到了平衡态,所以该区域的辐射满足黑体辐射,则求解观测方向的芯部发射强度需要知道该区域的吸收系数,吸收系数与该区域的温度和密度相关,利用 Multi1D<sup>[20]</sup>模拟程序对内爆靶球最大压缩时刻的温度和密度分布做了模拟,模拟结果如图2所示,横坐标代表径向坐标,纵坐标代表电子温度和密度,其中密度以  $50 \text{ g/cm}^3$  为单位.内爆靶球的内径为  $112.5 \mu\text{m}$ ,球壳为 CH 材料,厚度为  $15 \mu\text{m}$ ,靶球内部充  $10 \text{ atm}$  ( $1 \text{ atm} = 1.01325 \times 10^5 \text{ Pa}$ ) 的氩气气体,密度为  $1.8 \text{ mg/cm}^3$ ,黑腔为标准内爆腔  $\Phi 800 \mu\text{m}$ (直径)  $\times L1350 \mu\text{m}$ (长度),八路驱动激光  $2000 \text{ J}$ ,脉冲宽度  $1 \text{ ns}$ ,激光波长为  $351 \text{ nm}$ ,获得的峰值辐射温度约  $170 \text{ eV}$ .

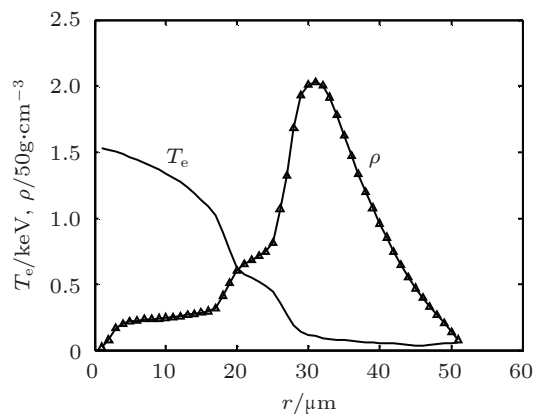


图2 Multi1D 模拟的最大压缩时刻温度和密度分布

从图 2 可以看出, 内爆最大压缩时刻, 芯部的温度中心高, 边缘低; 密度则是中心低, 边缘高. 因为芯部中心的物质主要是气体燃料, 边缘主要是被压缩的 CH 壳层物质, 依据芯部温度和密度分布的特征, 认为, 芯部中心物质的吸收以自由电子跃迁的吸收为主导, 边缘物质的吸收以自由电子跃迁 (ff) 和自由束缚跃迁 (bf) 吸收为主导. 具体计算这两种情况的吸收系数为方程 (6)<sup>[21]</sup> 和方程 (7)<sup>[22]</sup>, 式中

$$\alpha_{\nu}^{\text{ff}} = \frac{2.78Z^3\rho^2}{\sqrt{kT_e}(h\nu)^3}, \quad (6)$$

$$f = \left[ 1 + 0.61 \times 1.278 \times 10^3 (kT_e)^{3/2} \times e^{-0.328/kT_e/\rho} \right] \times \left[ 1 + 1.278 \times 10^3 (kT_e)^{3/2} \times e^{-0.328/kT_e/\rho} + 4.083 \times 10^5 (kT_e)^3 \times e^{-0.8882/kT_e/\rho} \right]^{-1},$$

$$g = f(\rho, kT_e) + \frac{\rho}{529\sqrt{kT_e}},$$

$$\alpha_{\nu}^{\text{ff+bf}} = 1.91 \times 10^3 g(\rho, kT_e)/(h\nu)^3. \quad (7)$$

$\alpha_{\nu}^{\text{ff}}$  为自由跃迁吸收系数,  $\alpha_{\nu}^{\text{ff+bf}}$  是自由跃迁和自由束缚跃迁总的吸收系数, 单位都是  $\text{cm}^{-1}$ ;  $kT_e$  代表电子温度,  $h\nu$  是光子能量, 单位都是 keV;  $\rho$  是物质密度, 单位是  $\text{g/cm}^3$ .

#### 4 芯部发射强度分布的计算

在 LTE 模型的情况下, 只要知道了物质的吸收系数和温度, 则可以通过 LTE 模型得出的辐射输运方程 (3)—(5) 计算芯部不同区域的发射强度分布. 为了比较不同能量 X 射线的发射强度分布, 对发射强度作归一化处理, 归一化的系数取芯部中心位置的发射强度, 其他区域的发射强度用该系数作归一. 图 3 是四个能量 X 射线相对发射强度的计算结果. 其中,  $r$  代表径向坐标, 纵坐标表示归一化的芯部发射强度. 图 3 计算的结果利用了 Multi1D 模拟的芯部的温度和密度分布的结果. 从图 3 可以看出, 记录面观测到的高能 X 射线 (7.8 keV) 的发射区域比观测到的低能 (1.4 keV) 的发射区域小, 能量为 2.6 keV 和 3.8 keV 的 X 射线的发射区域比 1.4 keV 的发射区大, 说明 1.4 keV 的 X 射线在传输过程中吸收较大, 被吸收的份额比中高能 X 射线要大. 从芯部发射的高能 X 射线由于在传输过

程中被吸收的份额较小, 所以更能反映芯部发射区的大小, 这是诊断芯部形状要利用高能 X 射线进行诊断的原因.

为了考察芯部发射强度与密度和温度分布的定量关系, 我们提出了将芯部的温度和密度的分布采用高斯分布近似, 这样对数据的处理比较容易, 而且也容易把握物理实质, 反映物理规律. 图 4 是 Multi1D 模拟的芯部的温度和密度分布利用高斯分布拟合的比较, 从图 4 可以看出, 芯部的温度和密度分布可以较好的利用高斯分布进行拟合, 从物理上分析<sup>[21]</sup>, 这样的假设也是合理的.

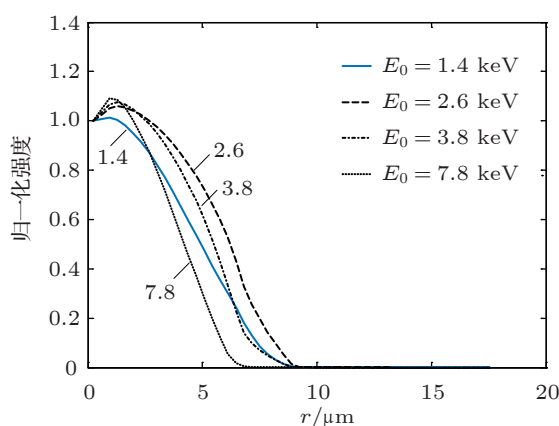


图 3 芯部发射的不同 X 射线能量的相对强度空间分布计算结果

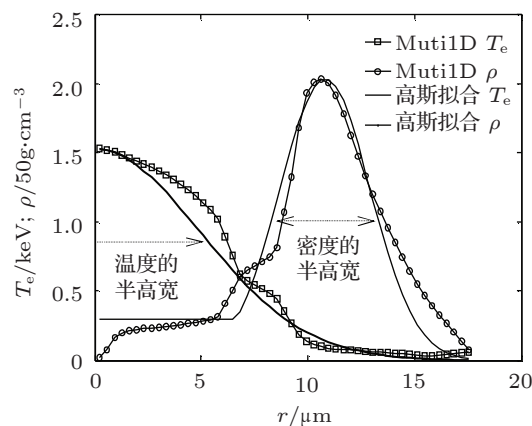


图 4 Multi1D 模拟的温度、密度分布和高斯拟合的分布曲线

为了定量研究芯部的温度和密度分布, 将温度高斯分布的峰值和半高宽、密度高斯分布的峰值、峰值的位置以及半高宽作为变量, 通过改变这些变量来改变温度和密度的分布. 图 5 是改变温度和密度峰值, 保持半高宽不变的计算结果.

从图 5 可以看出, 增大热斑的峰值温度, X 射

线发射区域增大,而且低能 X 射线发射区增大的幅度比高能 X 射线大.增大密度的峰值,高能 X 射线光强度分布变化不大,但低能 X 射线发射强度分布向边缘移动,因为密度增大,增大了吸收,中心的 X 射线被吸收的份额增大了,只有边缘的吸收较弱,发射强度较大,造成的结果是中心强度低于边缘的强度.

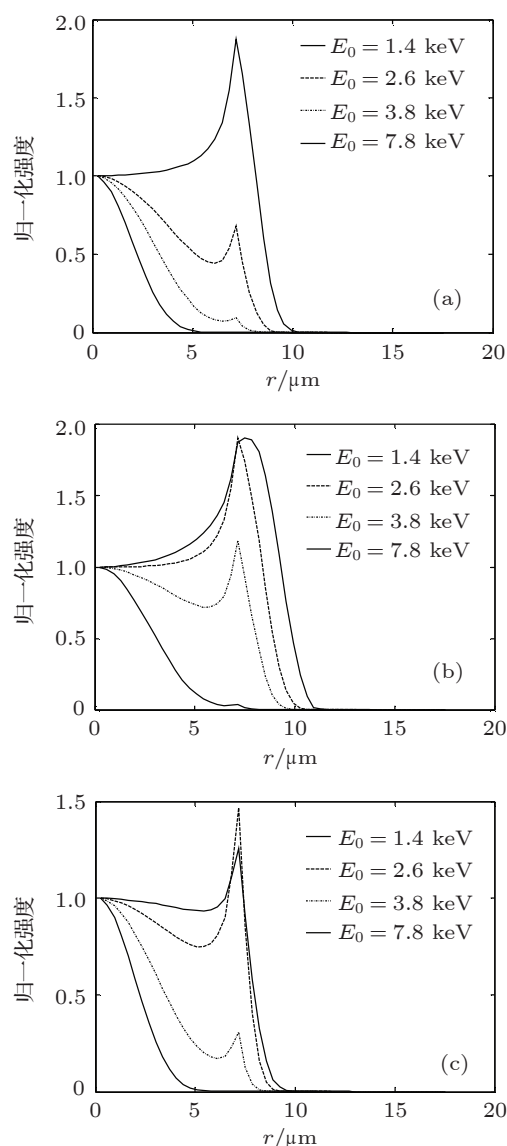


图 5 (a) 温度分布: 峰值 1.0 keV, 半高宽度 5  $\mu\text{m}$ ; 密度分布: 峰值 10.1  $\text{g}/\text{cm}^3$ , 中心位置 12  $\mu\text{m}$ , 半高宽度 5.2  $\mu\text{m}$ . (b) 温度分布: 峰值 1.0 keV, 半高宽度 5  $\mu\text{m}$ ; 密度分布: 峰值 10.1  $\text{g}/\text{cm}^3$ , 中心位置 12  $\mu\text{m}$ , 半高宽度 5.2  $\mu\text{m}$ . (c) 温度分布: 峰值 1.0 keV, 半高宽度 5  $\mu\text{m}$ ; 密度分布: 峰值 50.1  $\text{g}/\text{cm}^3$ , 中心位置 12  $\mu\text{m}$ , 半高宽度 5.2  $\mu\text{m}$ . 芯部发射强度计算结果 (用中心位置的强度作归一化处理)

以上分析只改变了温度和密度的峰值,未改变温度和密度的半高宽度,图 6 是计算了温度和密度的半高宽度改变后,芯部的发射强度分布曲线的比较.可以看出温度的半高宽度增加,热斑的 X 射线

发射区域也增大,而且能量越低发射强度区域增大得越多,并且对于某些能量的 X 射线在密度峰值之后发射有增强现象,因为密度峰值之前的 X 射线被吸收的较多,在密度峰值之后的 X 射线被吸收的份额相对较小,所以出现峰值之发射强度增强的现象.密度分布半高宽度越小,则 X 射线发射区域增大得越多,而且对于某些能量的 X 射线峰值位置之后发射增强的现象越明显,原因主要是密度峰值之前 X 射线吸收的份额和密度峰值之后的 X 射线被吸收的份额差异变得较明显所致.

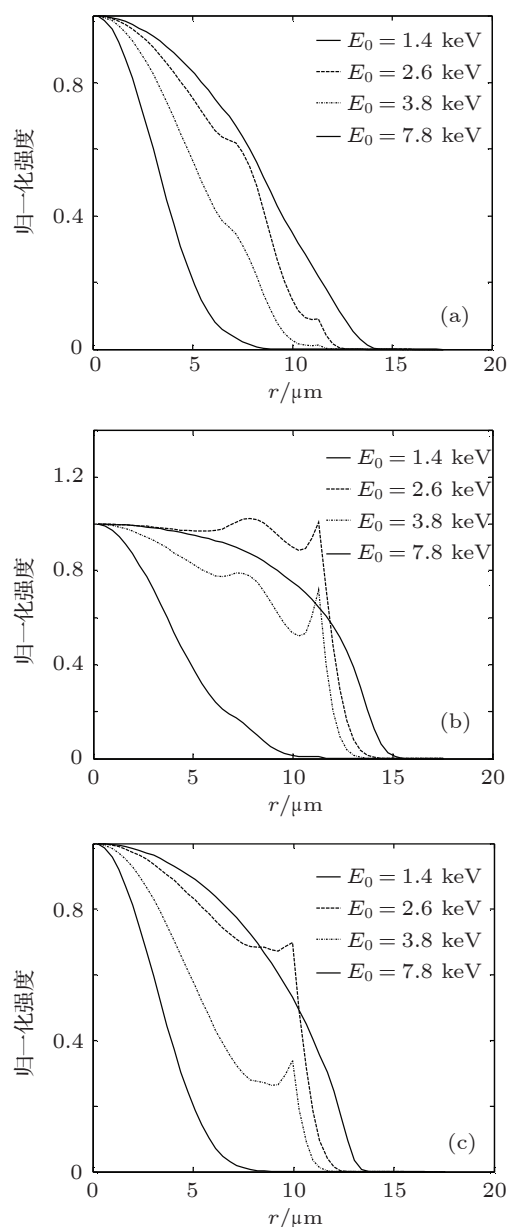


图 6 (a) 温度分布: 峰值 1.5 keV, 半高宽度 8  $\mu\text{m}$ ; 密度分布: 峰值 100.1  $\text{g}/\text{cm}^3$ , 中心位置 12  $\mu\text{m}$ , 半高宽 5.2  $\mu\text{m}$ . (b) 温度分布: 峰值 1.5 keV, 半高宽 9  $\mu\text{m}$ ; 密度分布: 峰值 100.1  $\text{g}/\text{cm}^3$ , 中心位置 12  $\mu\text{m}$ , 半高宽 5.2  $\mu\text{m}$ . (c) 温度分布: 峰值 1.5 keV, 半高宽 8  $\mu\text{m}$ ; 密度分布: 峰值 100.1  $\text{g}/\text{cm}^3$ , 中心位置 12  $\mu\text{m}$ , 半高宽 3  $\mu\text{m}$ . 芯部发射强度分布计算结果 (用中心位置的强度作归一化处理)

### 5 由实验测量的芯部发射图像推断芯部的状态分布

通过上文的分析,我们可以利用芯部的温度和密度分布的特点通过与实验测量的芯部发射结果的比较来推断芯部状态分布,即芯部的温度和密度的空间分布.具体处理方法流程如图7所示.首先,

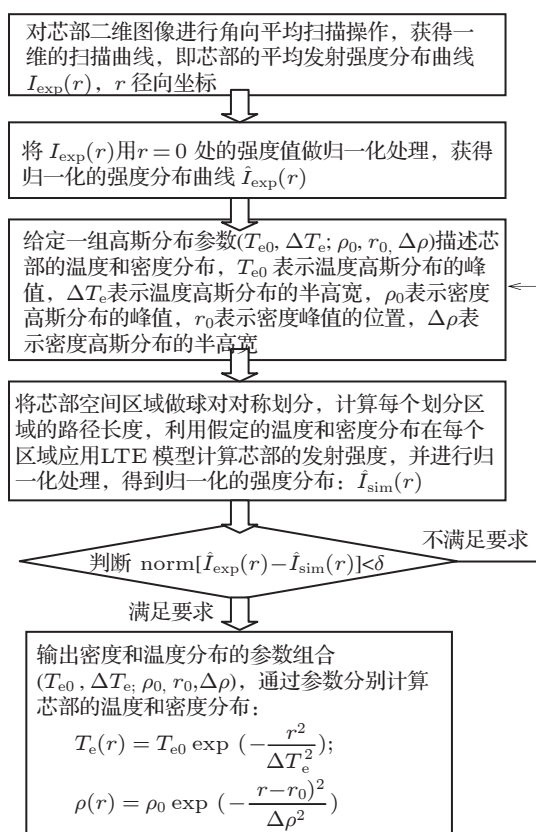


图7 通过芯部发射实验数据推断芯部的温度和密度分布的流程

对芯部的发射二维实验图像结果进行角向平均处理, 获得一维的平均强度曲线, 利用芯部中心位置  $(r = 0)$  的强度值对扫描曲线进行归一化处理, 得到归一化的强度分布曲线, 用高斯分布描述芯部的温度和密度分布, 给定一组参数组合, 分别描述芯部温度的峰值、半高宽度; 芯部密度的峰值、峰值对应的位置和芯部的半高宽度. 之后将芯部的发射看作各向同性的发射, 对芯部的发射空间区域进行球对称划分, 计算每个空间划分区域的传播路径长度, 并在每个空间划分区域应用 LTE 模型计算发射强度, 得到计算的发射强度用  $r = 0$  处的强度值做归一化处理, 将实验测量的归一化强度分布值和计算得到的强度分布值做方差判断, 利

用优化算法寻找描述高斯分布的参数组空间的最有参数组合, 判定的依据是使得实验结果和计算结果的方差达到最小, 此时输出的参数可以计算芯部的温度和密度的分布. 我们对 KB 显微镜测量得到的芯部的发射图像做了如上处理, 获得了芯部的发射强度分布和推断的芯部的温度和密度分布. 实验是在 SGIII 原型装置上实施的. 柱腔的尺寸为直径  $1010 \mu\text{m}$ , 长度  $1700 \mu\text{m}$ , 注入孔直径  $650 \mu\text{m}$ , 诊断口为  $300 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$  的方孔. 靶球的参数是: 球的内径为  $265 \mu\text{m}$ , 球壳材料为 CH, 厚度  $16.5 \mu\text{m}$ , 内充  $10 \text{ atm}$  的氩气体. 记录设备是三层 X 射线胶片, 胶片后为 X 射线 CCD, CCD 像素为  $13.5 \mu\text{m}$ . 八路驱动激光总能量为  $7000 \text{ J}$ , 脉冲宽度为  $1 \text{ ns}$  的方波, 激光波长为  $351 \text{ nm}$ . KB 显微镜表面镀有 W/C 多层膜, 在  $7.8 \text{ keV}$  处具有较高的反射率, 配合厚度为  $120 \mu\text{m}$  的 Be 滤片和  $300 \mu\text{m}$  的 CH, 中心响应能点为  $7.8 \text{ keV}$ , 半高宽  $0.3 \text{ keV}$ . 图 8(a) 是实验结果和计算结果的比较, 图 8(b) 是推断的芯部的温度和密度的分布. 温度的峰值为  $1.7 \text{ keV}$ , 半高宽为  $20 \mu\text{m}$ ; 密度的峰值为  $1.2 \text{ g/cm}^3$ , 半高宽为  $18 \mu\text{m}$ .

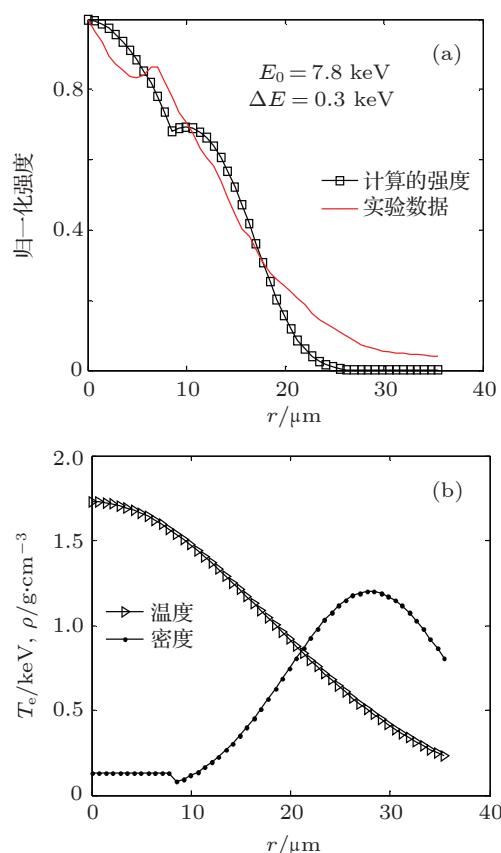


图8 (a) 芯部发射强度实验数据和计算的结果; (b) 由实验数据推断的芯部的温度和密度分布, 温度的峰值为  $1.7 \text{ keV}$ , 半高宽为  $20 \mu\text{m}$ , 密度的峰值为  $1.2 \text{ g/cm}^3$ , 半高宽为  $18 \mu\text{m}$



## 6 结论

本文提出了一种由芯部发射推断芯部温度和密度的空间分布的方法. 利用 LTE 模型对辐射驱动内爆最大压缩时刻芯部的发射分布做了模拟计算. 利用 Multi1D 辐射流体模拟程序计算了内爆最大压缩时刻芯部的温度和密度的空间分布, 模拟的结果表明芯部的温度和密度分布可以较好的利用高斯分布来拟合. 对芯部发射的不同能量的 X 射线的发射强度作了定量计算, 结果表明: 高能 X 射线的发射区域相对低能区域要小, 而且高能 X 射线发射区域由于在芯部传输过程被吸收的量较小, 所以高能 X 射线更能反映芯部的形状. 芯部的温度分布决定了 X 射线发射区域的大小, 温度越高, 观测到的芯部发射区域越大; 密度的分布决定了低能 X 射线发射强度的分布, 密度越高, 观测到的高能 X 射线的发射强度分布的变化较小; 低能 X 射线的分布主要在芯部边缘位置能够观测到较强的发射, 因为芯部中心部分的 X 射线被吸收的份额随密度的增大而增大, 只有芯部边缘的 X 射线才能被探测到.

假定芯部的温度和密度分布满足高斯分布, 通过芯部发射实验数据与计算结果的最小方差的比较来推断芯部的温度和密度分布. 寻找使得计算结

果和实验测量结果的方差最小的参数组合, 此参数组合确定为最优的参数, 由它们确定的密度和温度分布可以反映芯部的温度和密度分布, 在 SGIII 原型八路驱动条件下, 实验数据结果推断的内爆最大压缩时刻芯部的温度分布为: 峰值 1.7 keV, 半高宽 20  $\mu\text{m}$ ; 密度分布为: 峰值 1.2  $\text{g}/\text{cm}^3$ , 半高宽 18  $\mu\text{m}$ . 本文提出的芯部推断方法可以通过改进芯部发射模型来提高芯部的温度和密度分布的精度.

需要特别指出的是在温度不太高的情况下 ( $T < 2 \text{ keV}$ ), 采用 LTE 模型描述芯部等离子体是合适的, 可以认为物质温度和辐射场的温度相同, 但在温度较高的情况, 芯部等离子体一般处于非平衡状态, 这时采用 LTE 模型会造成较大的误差, 所以需要采用更精确的非热平衡模型描述芯部的状态. 此外, 本文提出的芯部温度和密度的空间分布满足高斯分布的假设可以在局域热平衡近似下对实验数据作半定量的粗略估计, 高精度的数据分析需要结合更精确的物理模型和具体的实验条件进行计算.

感谢原型激光器运行人员和制靶人员的辛勤工作

- 
- [1] Betti R, Zhou C, Anderson K, Perkins L, Theobald W, Solodov A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 155001
- [2] Sangster T, Goncharov V, Radha P, Smalyuk V, Betti R, Craxton R, Delettrez J, Edgell D, Glebov V, Harding D, Jacobs-Perkins D, Knauer J, Marshall F, McCrory R, McKenty P, Meyerhofer D, Regan S, Saka W, Short R, Skupsky S, Soures J, Stoeckl C, Yaakobi B 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 185006
- [3] Chang P, Betti R, Spears B, Anderson K, Edwards J, Fatenejad M, Lindl J, McCrory R, Nora R, Shvarts D 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 135002
- [4] Lafon M, Ribeyre X, Schurtz G 2010 *Phys. Plasmas* **17** 052704
- [5] Welser L, Haynes D, Mancini R, Cooley J, Tommasini R, Golovkin I, Sherrill M, Haan S 2009 *High Energy Density Physics* **5** 249
- [6] Hammel B, Scott H, Regan S, Cerjan C, Clark D, Edwards M, Epstein R, Glenzer S, Haan S, Izumi N, Koch J, Kyrala G, Landen O, Langer S, Peterson K, Smalyuk V, Suter L, Wilson D 2011 *Phys. Plasmas* **18** 056310
- [7] Welser L, Mancini R, Haynes D, Haan S, Golovkin I, MacFarlane J, Radha P, Delettrez J, Regan S, Koch J, Izumi N, Tommasini R, Smalyuk V 2007 *Phys. Plasmas* **14** 072705
- [8] Welser L, Mancini R, Nagayama T 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 10E320
- [9] Izumi N, Barbee T, Koch J 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 083504
- [10] MacFarlane J, Golovkin I, Mancini R, Welser L, Bailey J, Koch J, Mehlhorn T, Rochau G, Wang P, Woodruff P 2005 *Phys. Rev. E* **72** 066403
- [11] Welser L, Mancini R, Koch J, Izumi N, Tommasini R, Haan S, Haynes D, Golovkin I, Delettrez J, Marshall F, Regan S, Smalyuk V 2007 *High Energy Density Physics* **3** 287
- [12] Regan S, Delettrez J, Epstein R, Jaanimagi P, Yaakobi B, Smalyuk V, Marshall F, Meyerhofer D, Seka W 2002 *Phys. Plasmas* **9** 1357
- [13] Welser L, Mancini R, Koch J, Izumi N, Tommasini R, Haan S, Haynes D, Golovkin I, MacFarlane J, Delettrez J, Marshall F, Regan S, Smalyuk V, Kyrala G 2007 *Phys. Rev. E* **76** 056403
- [14] Golovkin I, Mancini R, Louis S, Ochi Y, Fujita K, Nishimura H, Shirga H, Miyanaga N, Azechi H, Butzbach R, Uschmann I, Forster E, Delettrez J, Koch J, Lee R, Klein L 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 045002
- [15] Koch J, Haan S, Mancini R 2004 *Journal Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* **88** 433
- [16] Welser L 2006 *Ph. D. Dissertation* (Reno: University of Nevada)
- [17] Duan B, Wu Z Q, Wang J G 2009 *Science in China G* **39** 43 (in

- Chinese) [段斌, 吴泽清, 王建国 2009 中国科学 G 辑39 43]
- [18] Duan B, Wu Z Q, Wang J G 2009 *Science in China G* 39 241 (in Chinese) [段斌, 吴泽清, 王建国 2009 中国科学 G 辑39 241]
- [19] Xiang Z L, Yu C X 1982 *Diagnostic of High Temperature Plasmas* (Vol. 1) (Shanghai: Shanghai Science & Technology Education Press) p57–73 (in Chinese) [项志遯, 俞昌旋 1982 高温等离子体诊断技术 (上卷)(上海: 上海科学技术出版社) 第 57—73 页]
- [20] <http://server.faiia.upm.es/multi/>[Muti1D 网址]
- [21] Atzeni S, Meyer-ter-vehn J Sheng B F 2008 *The Physics of Inertial Fusion*(Beijing: Science Press) p276–321 (in Chinese) [ Atzeni S, Meyer-ter-vehn J 著, 沈百飞译 2008 惯性聚变物理 (北京: 科学出版社) 第 276—321 页]
- [22] Marshall F, Delettrez J, Epstein R, Yaakobi B 1994 *Phys. Rev. E* 49 4381

## Core condition analysis of radiation driven implosion for maximum compression\*

Dong Jian-Jun<sup>†</sup> Ding Yong-Kun Cao Zhu-Rong Zhang Ji-Yan Cheng Bo-Lun  
Yang Zheng-Hua Deng Bo Yuan Zheng Jiang Shao-En

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

( Received 26 April 2012; revised manuscript received 30 May 2012 )

### Abstract

Core condition studies of radiation driven implosion for maximum compression time are the key contents of inertial confinement fusion research. Core conditions refer to the electron temperature and mass density in core region. The spatial distribution of core emission is calculated based on local thermal equilibrium by Multi one-dimensional simulation of core temperature and density. Assumption is made that the core temperature and density distributions each meet a Gauss distribution. Peak values and full widths at half maximum of temperature and density spatial distribution can be inferred by parameter optimization. The data-processing for implosion experiment on Sheng-GuangIII prototype facility indicates that the peak values of temperature and density are 1.7 keV and 1.2 g/cm<sup>3</sup> respectively. The full widths at half maximum of temperature and density distribution are 20 μm and 18 μm respectively.

**Keywords:** radiation driven implosion, core region, local thermal equilibrium, Gauss distribution

**PACS:** 52.70.–m

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10905050), and the Science Foundation of China Academy of Engineering Physics, China (Grant No.2010B0102015).

<sup>†</sup> E-mail: d.dragonfly@sina.com