

神光 III 激光装置直接驱动内爆靶产生的连续谱 X 光源

王雅琴 胡广月 赵斌 郑坚

Spectrally smooth X-ray source produced by laser direct driven DT implosion target on SG-III laser facility

Wang Ya-Qin Hu Guang-Yue Zhao Bin Zheng Jian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 115202 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.115202

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.115202>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I11>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

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>

甚多束激光直接驱动靶面辐照均匀性研究

Capsule illumination uniformity illuminated by direct laser-driven irradiation from several tens of directions

物理学报.2015, 64(19): 195203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.195203>

球形黑腔辐射输运问题的蒙特卡罗模拟

Monte Carlo simulation of the radiation transport of spherical holraum

物理学报.2015, 64(14): 145203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.145203>

神光III激光装置直接驱动内爆靶产生的连续谱X光源*

王雅琴¹⁾ 胡广月^{1)†} 赵斌²⁾ 郑坚¹⁾³⁾

1)(中国科学技术大学现代物理系, 近地空间重点实验室, 合肥 230026)

2)(南京工程学院数理部, 南京 211167)

3)(上海交通大学, IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

(2017年3月9日收到; 2017年4月5日收到修改稿)

激光驱动的内爆靶通过轫致辐射过程可以产生覆盖1—100 keV能区的小尺寸、短脉冲和高亮度的光滑连续谱X光源, 可用于高密度等离子体的点投影照相和吸收谱诊断等. 本文对30—180 kJ输出能量的神光III激光装置直接驱动氘氟冷冻靶产生的连续谱X光源辐射特性进行了模拟研究, 为优化内爆光源提供物理基础. 采用了美国OMEGA激光装置和美国国家点火装置(NIF)使用的定标率来给出不同驱动能量时的靶参数和激光脉冲参数. 研究发现, 内爆靶丸在停滞阶段瞬时的密度和温度剧增可以产生尺寸约100 μm 、发光时间约150 ps的X光脉冲; X光辐射主要产生于被压缩的氘氟冰壳层内侧、而不是中心的高温气体热斑区; 等离子体的自吸收可以显著降低1—3 keV的较低能区的X光发射, 但对更高能区没有影响; X光辐射主要集中在< 30 keV的较低能区, 氘氟聚变反应可以增强> 30 keV的硬X光辐射、但对< 30 keV的较软的X光辐射没有明显贡献.

关键词: X光源, 内爆靶丸, 轫致辐射

PACS: 52.57.-z, 52.50.Jm, 52.65.-y, 52.25.Os

DOI: 10.7498/aps.66.115202

1 引言

宽带光滑连续谱X光源在惯性约束核聚变^[1]和高能量密度物理^[2]实验中有重要的应用. 具有代表性的是K壳层X射线吸收谱诊断^[3-11]和K边扩展X射线吸收精细结构(extended X-ray absorption fine structure, EXAFS)诊断^[12-18]. 这两种诊断技术需要使用光滑连续谱的X光源作探针, 通过测量X光穿越物质后产生的吸收谱结构来诊断物质的温度、密度参数或相变等过程. 目前常用的产生光滑连续谱X光源的办法是使用激光烧蚀高Z物质^[3-8](例如钐(Sm)、金(Au)、铋(Bi)或铀(U)), 产生的M带、N带及其之间的轫致辐射谱作为光滑

连续谱X光源, 但即使使用原子序数很高的铀元素(U, $Z = 92$)作靶材料, 产生的M带连续谱往高能方向也只能推进3.5 keV左右, 仅能满足原子序数 $Z < 18$ 的中低Z物质的诊断需求, 原子序数更高的物质的参数诊断需要光子能量大于3.5 keV的光滑连续谱X光源.

最近, 内爆靶或称之为“动力学黑腔”的靶被用于产生0.8—25 keV能区的宽带光滑连续谱X光源^[9-11, 17-19], 它的基本原理是利用压缩至聚心阶段的内爆靶中高温高密度等离子体的轫致辐射过程来产生光滑连续谱X光源, 内爆过程的固有特征决定了产生的X光源是短脉冲(< 200 ps)、小尺寸(< 100 μm)和高亮度的, 轫致辐射的产生过程保

* 国家自然科学基金(批准号: 11105147, 11375197, 11175179, 11275202)、中国科学院战略先导专项项目(批准号: XDB16)、强场激光物理国家重点实验室开放基金和科学挑战计划(批准号: JCKY2016212A505)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: gyhu@ustc.edu.cn

证了产生的 X 光源是高度光滑的宽带连续谱。目前内爆光源已成功应用于高密度物质的 K 壳层吸收谱 [10,11] 和 K 边 EXAFS 诊断 [17,18] 中,但对内爆靶产生 X 光源的专门研究还非常稀少 [9,10,16,19], 其中的物理机制和物理规律还很不清楚。例如最近美国 OMEGA 激光装置的实验结果显示没有填充气体的内爆球壳比填充了氙 (Kr) 气体的球壳在大于 10 keV 能区有更高的 X 光发射效率 [19], 这之前小于 10 keV 的实验测量结果恰好相反 [16]。所以我们需要研究内爆光源的特征, 并以此为基础来优化内爆光源 [20]。

已经建成的神光 III 激光装置 [21] 将是国内未来一段时期内进行内爆光源实验的主要装置, 因此本文针对神光 III 激光装置的 30—180 kJ 驱动能量, 对激光直接驱动冷冻氘氚 (DT) 靶产生的连续谱 X 光辐射进行了模拟研究, 激光参数覆盖了美国 OMEGA 装置 [22] 和国内神光 III 激光装置 [21] 的实验参数范围。我们利用辐射流体程序计算了辐射的时空演化、壳层对 X 光的自吸收以及 DT 聚变反应对辐射的影响, 为 1—100 keV 能区的内爆光源优化提供理论参考。在高于 100 keV 能区, 皮秒拍瓦超短脉冲激光有明显的优势, 这不在本文的研究范围内 [23]。

2 靶丸设计与光谱计算模型

这里使用冷冻 DT 球形靶, 如图 1 所示, DT 冰壳层内充 DT 气体, 最外面覆盖碳氢 (CH) 烧蚀层。经过整形的激光脉冲均匀辐照靶丸使其压缩, 并在停滞阶段产生 X 光。为了简化设计过程, 我们以 OMEGA 激光 30 kJ 驱动能量的实验参数为基础, 参考美国国家点火装置 (NIF) 和 OMEGA 装置的缩比方法 [24], 来对更高驱动能量的靶丸尺寸和激光脉冲波形进行设计。为保证球形靶表面激光强度相同, 对于不同的靶丸, 其激光总能量 E 、脉冲加载时间 t 、激光功率 P 以及靶丸半径 R 有以下变换尺度 [24]: $E \sim R^3$, $t \sim R$, $P \sim R^2$ 。30 kJ 激光能量的 OMEGA 装置靶丸半径为 0.46 mm, 其中包括 100 μm 的 DT 冰和 360 μm 的 DT 气体, 外面覆盖 1 μm 的 CH 烧蚀层 [24]; 使用的 2.5 ns 的激光脉冲包含 0.75 TW 的基底脉冲和 32 TW 的峰值脉冲。由于神光 III 装置可以产生 60—180 kJ 的激光能量, 根据上述变换尺度, 靶丸尺寸是 OMEGA 靶丸的

1.26—1.82 倍。图 1 给出了 30, 60 和 180 kJ 的激光波形和相应的靶丸结构。DT 气体、DT 冰和 CH 烧蚀层的初始密度分别为 0.5, 0.224 和 0.94 g/cm^3 。

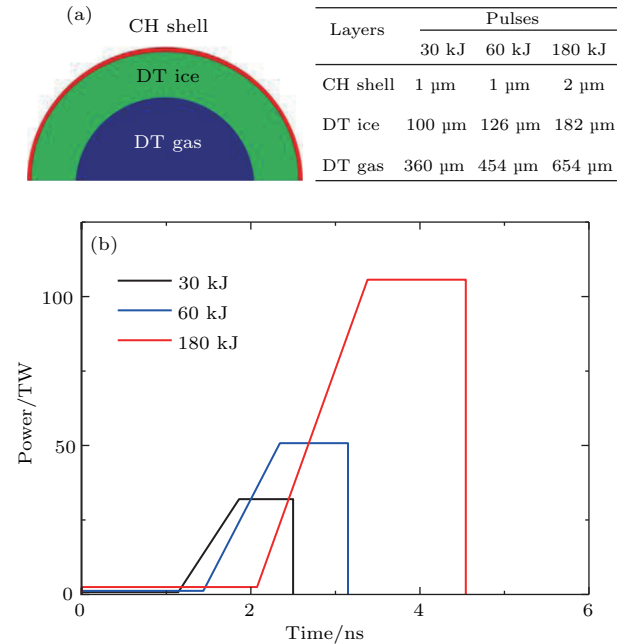


图 1 (网刊彩色) 30, 60, 180 kJ 驱动激光能量时的 DT 靶结构 (a) 和激光波形 (b)

Fig. 1. (color online) The DT target (a) and laser pulse (b) profiles designed for 30, 60, and 180 kJ laser energy.

使用一维辐射流体程序 Multi-1D 计算内爆靶的时空演化过程 [25], DT 和 CH 的状态方程取自 SESAME 数据库, 并使用列表不透明度数据。Multi-1D 程序对激光传输过程进行了理想化处理, 使得靶丸聚心时激光强度无限制的增高, 导致 30 kJ 驱动能量时模拟的激光吸收率 (0.67) 高于 OMEGA 激光装置类似研究的一维模拟结果 (0.4) [24], 产生的中子产额 (6×10^{14}) 也高于 OMEGA 激光装置类似研究的中子产额 (1.8×10^{14})。为了使本文的模拟结果尽可能真实地评估聚变反应的影响, 需要采用一些处理方法来降低中子产额, 这可以通过人为改变激光吸收率、改变靶丸结构或者改变物理模型来实现。这里通过降低激光吸收率来达到这一目的, 我们将激光波形乘上统一的比例系数, 使得 30 kJ 时激光吸收率降至 0.45, 这样中子产额和压缩比与 OMEGA 模拟结果一致; 但是因为冲击波调速不是理想情况, 压缩之后靶丸面密度相比 OMEGA 类似研究的一维模拟结果降低了 30%。本文也没有考虑复杂的非理想过程如流体不稳定性等的影响, 因为我们的目的是做

规律性研究, 为优化内爆 X 光源提供物理基础, 而不是追求精确的定量化研究.

Multi 1D 程序给出靶丸内爆过程的温度密度分布模拟结果, 再利用后处理程序计算 X 光光谱, 计算 X 光光谱的模型如图 2 所示. 靶丸被分成多个均匀壳层, 靶丸每个体积元发射的 X 光穿出等离子体时会被部分吸收, 我们沿着某一探测方向对单个体积元辐射的 X 光的吸收过程进行计算, 再对所有体积元求和来得到整个靶丸的辐射能谱.

X 光的辐射率 ϵ_ν 可用以下公式描述 [26,27]:

$$\epsilon_\nu = 6.37 \times 10^{-47} \frac{N_e}{T_e^{1/2}} \times \int n_i z_i^2 e^{-h/T_e} \text{W} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{Hz}^{-1}, \quad (1)$$

其中 N_e, T_e, n_i, z_i, h 和 ν 分别代表电子密度、电子温度、离子密度、电离度、普朗克常数和光子频率. 等离子体自吸收主要包括自由态-自由态吸收和束缚态-自由态吸收过程, 本文算例中 DT 和 CH 都基本全部电离, 所以只考虑自由态-自由态吸收过程 [26,27], 吸收率 κ_{ff} 为

$$\kappa_{\text{ff}} = 3.43 \times 10^6 \frac{N_e}{T_e^{1/2}} \times \int n_i z_i^2 \frac{1}{\nu^3} (1 - e^{-h\nu/T_e}) \text{cm}^{-1}. \quad (2)$$

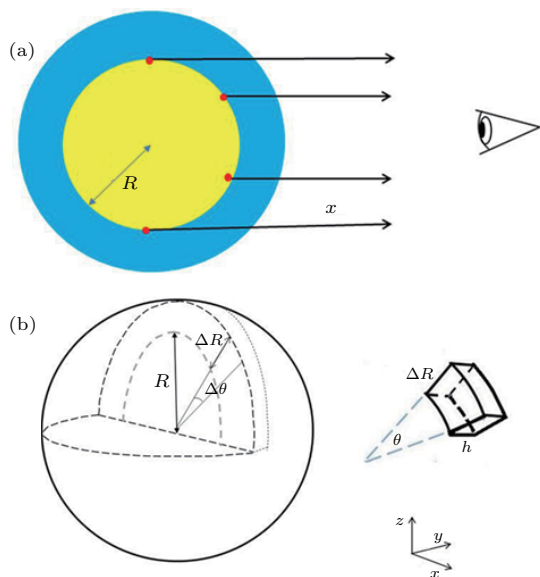


图 2 计算辐射光谱的模型示意图 (a) 靶丸被分为多层, X 光沿着探测方向传输; (b) 单个发射 X 光的体积元
Fig. 2. Schematic illustration of the model used to calculate the radiation spectrum: (a) Multi-layer uniform spherical shells and radiation transport integrated along x direction; (b) individual element on the shell that emits X-rays.

3 模拟结果与内爆光源特征分析

3.1 内爆靶的温度密度分布

Multi-1D 程序可以模拟激光驱动的靶丸内爆过程, 并给出温度密度分布. 60 kJ 驱动激光能量时等离子体温度密度分布如图 3 所示, CH 层和约 50 μm 厚的 DT 冰被激光烧蚀形成大尺度的高温低密度的冕区等离子体, 剩余物质约在 3.4 ns 时达到最大压缩, 此时大部分动能转换成热能, 在停滞时刻等离子体形成 25 μm 半高全宽 (FWHM) 的中心热斑, 等离子体密度最大区域位于 DT 冰内侧半径约 50 μm 处, 压缩状态维持了约 150 ps 后靶丸开始稀疏膨胀.

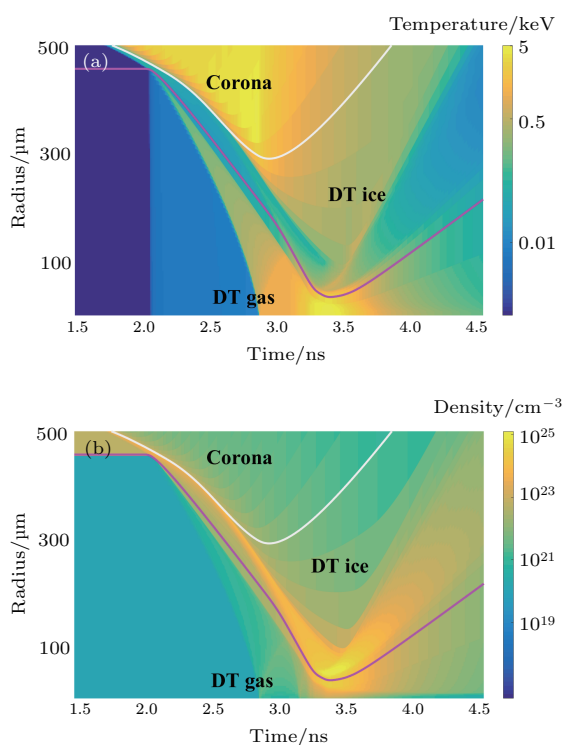


图 3 (网刊彩色) 60 kJ 驱动激光能量时 DT 靶丸的温度 (a) 和密度 (b) 的时空演化
Fig. 3. (color online) The temporal histories of the density (a) and temperature (b) profiles of the DT ice capsule driven by a 60 kJ laser beam.

3.2 辐射的时空分布

由 (1) 式可知, 等离子体密度或温度的升高都可以增强韧致辐射. 内爆靶的中心气体热斑区和最外侧的冕区等离子体的温度高但密度低, 而压缩后的 DT 冰壳层的密度高但温度低, 这使得辐射的空间分布变得复杂. 图 4 给出了中心 DT 气体热斑区、压缩后的 DT 冰壳层和最外侧的冕区等离子体产生

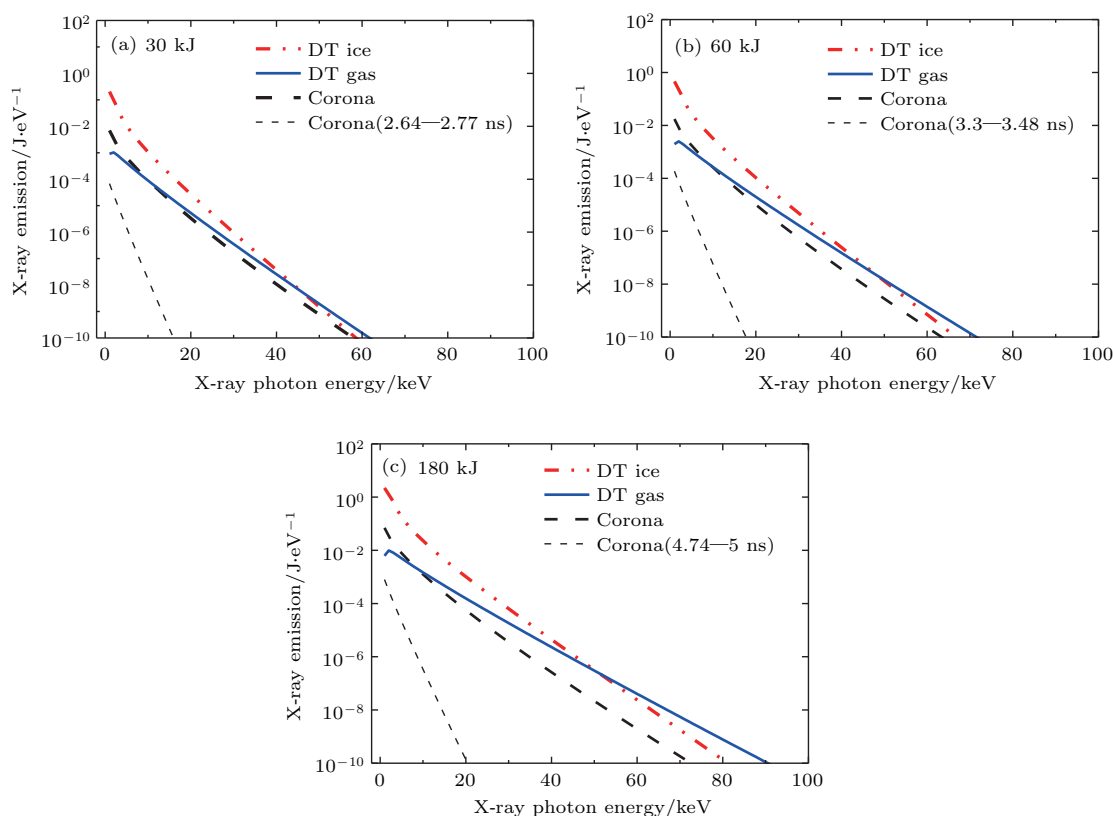


图4 (网刊彩色) 30—180 kJ (a)—(c) 驱动激光能量时, 内爆 X 光源不同壳层区域贡献的辐射能谱 (红色点虚线表示被压缩的 DT 冰层, 蓝色实线表示 DT 气体层, 粗黑色虚线和细黑色虚线分别表示全时刻积分和靶丸停滞阶段积分的冕区等离子体辐射的 X 光能谱)

Fig. 4. (color online) Spectra emitted by the compressed DT ice shell (red dotted line), the DT gas core (blue line), the coronal plasma at stagnation time (thin black dashed line), and the coronal plasma integrated in the whole time (thick black dashed line) in the range 1–100 keV for laser energies of 30–180 kJ (a)–(c).

的 1—100 keV 能区的轫致辐射谱, 这三个区域都可以产生 X 光发射且均呈指数衰减趋势. 由高温的中心 DT 气体热斑和较冷的 DT 冰壳层产生的点状 X 光源出现在激光结束后的停滞阶段 (见图 5), 而大尺度的冕区等离子体辐射的 X 光产生于激光作用期间, 因此可以使用带门控的探测器将二者分开. 点状光源的 X 光辐射主要产生于温度低但密度高的 DT 冰壳层, 高温中心 DT 气体热斑的辐射只在大于 45 keV 的高能区占优势. 为了优化内爆靶 X 光源的辐射, 应该优先尝试改善压缩壳层的等离子体参数.

图 5(a) 中 X 光辐射功率的时空演化图可以进一步将内爆光源的 X 光辐射区域精确定位于压缩后的 DT 冰壳层的内侧. 图 5(a)—图 5(d) 都是 60 kJ 激光驱动下的结果, 图 5(e) 给出了不同能量驱动的内爆光源尺寸比较. 由图 5(a) 与图 3 对比可以发现, X 光辐射主要产生在等离子体温度和密度

最高的 3.37 ns 时刻左右, 持续约 150 ps. 图 5(b) 显示 X 射线主要产生于等离子体密度高、但温度比热斑区稍低的压缩壳层, 最亮的 X 射线产生于 DT 冰壳层的内侧, 这使得 X 光辐射的空间分布表现为中空的辐射球结构, 如图 5(c) 所示. 但在实验中观察不到空心球结构, 成像探测器记录的 X 光空间分布沿着视线方向进行了一维积分, 如图 5(d) 所示, 因此测量到的 X 光源呈现为均匀的发光盘结构, 这与大多数实验结果一致 [28]. 辐射球的内外径与驱动能量有关, 如图 5(e) 所示, 在 30 kJ, 光源内外直径为 50 和 90 μm , 而在 180 kJ, 它们为 100 和 170 μm , 辐射球的外径大小决定了点投影成像的空间分辨率. 我们发现, 如果使用理想的准等熵内爆靶, 辐射区域外侧的旁瓣将被抑制, 只有压缩壳内层有很薄的 X 光发射峰, 并且此时靶丸面密度更高、压缩得更致密, 空心辐射球会变得更小 [29].

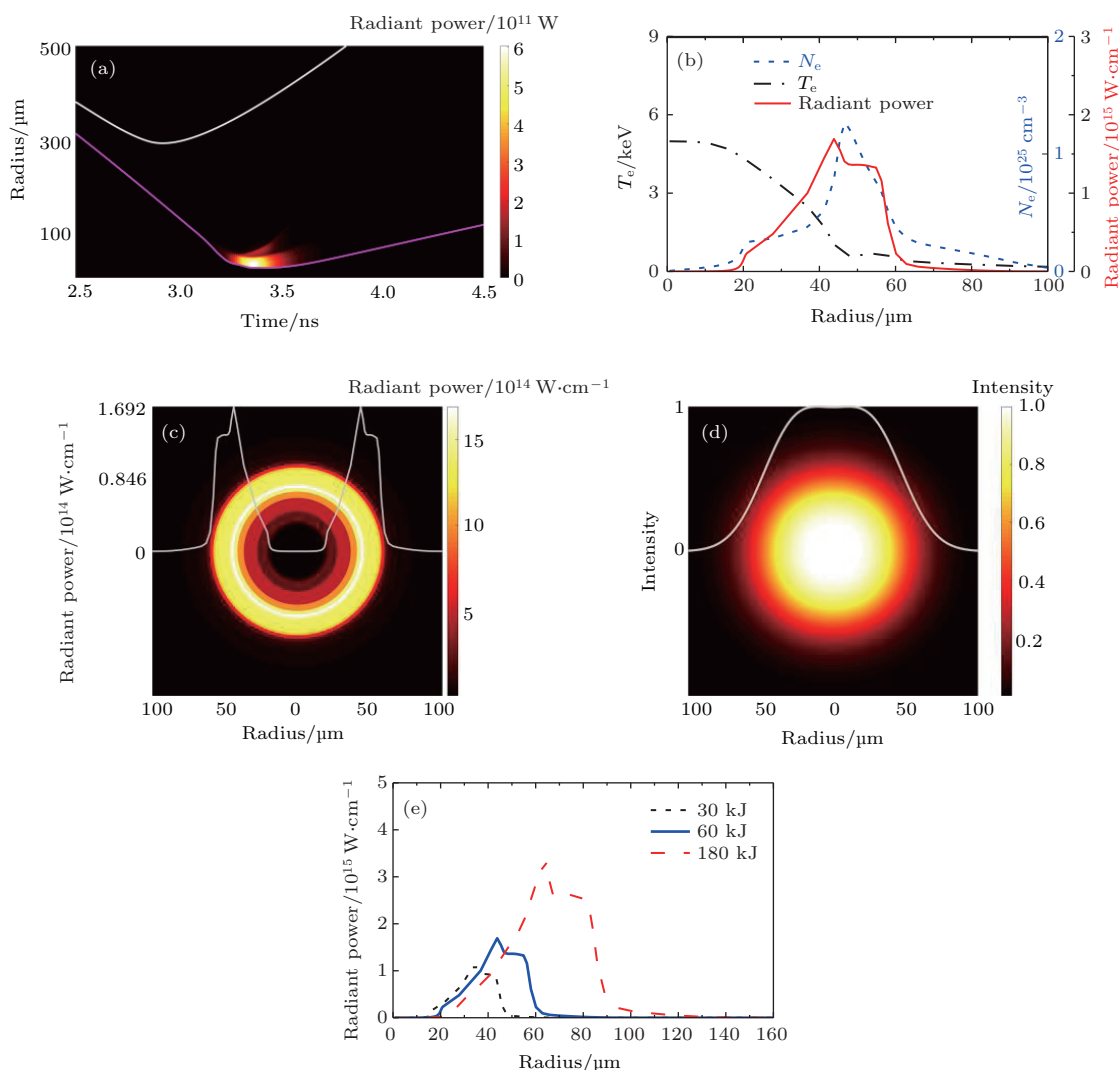


图5 (网刊彩色) (a) 谱积分后的X光辐射时空演化, 红线表示DT冰和DT气体分界面, 白线表示DT冰和冕区的分界面; (b) 内爆靶在3.37 ns时刻的径向密度分布(蓝色虚线)、温度分布(黑色点线)和辐射分布(红色实线); (c) 3.37 ns时刻辐射功率空间分布的二维截面; (d) 20 μm空间分辨率的探测器测量到的X光源图像, (a)—(d)均为60 kJ驱动激光能量; (e) 30—180 kJ驱动激光能量的内爆光源尺寸变化

Fig. 5. (color online) (a) Spatial and temporal evolutions of the spectrally integrated x -radiation using a 60 kJ laser driver, inset curves are the interfaces of the corona and compressed DT ice (red line), and the DT ice and DT gas (white line); (b) radial density (blue dashed line), temperature (black dotted line), and radiation (red line) profile at 3.37 ns with a 60 kJ driver; (c) 2D cross sectional spatial distribution of X-ray power at 3.37 ns, again at 60 kJ; (d) X-ray spot seen by the imaging detector with 20-μm spatial resolution at 60 kJ driver; (e) size comparison of implosion sources driven by 30–180 kJ laser beams.

3.3 自吸收效应的影响

如图4和图5所示, X光的辐射主要产生于压缩壳层内侧, X光穿越壳层等离子体时的自吸收过程可能会明显改变辐射光谱结构. 图6给出了三种驱动能量时, 自吸收效应对内爆光源的X光光谱的影响特征. 发现等离子体的自吸收效应在低于3 keV的较软X光能区时比较明显; 激光能量越高,

压缩靶丸面密度越大, 自吸收效应越显著, 但自吸收只是减少1—3 keV能区范围内的软X射线发射, 对更硬的X光影响很小. 如前所述, 我们模拟的压缩靶丸的面密度只有准等熵压缩时的2/3, 如果采用理想的准等熵内爆, 更高的压缩靶丸面密度将使自吸收效应更强, 影响的能区范围可能会延伸到1—5 keV区域.

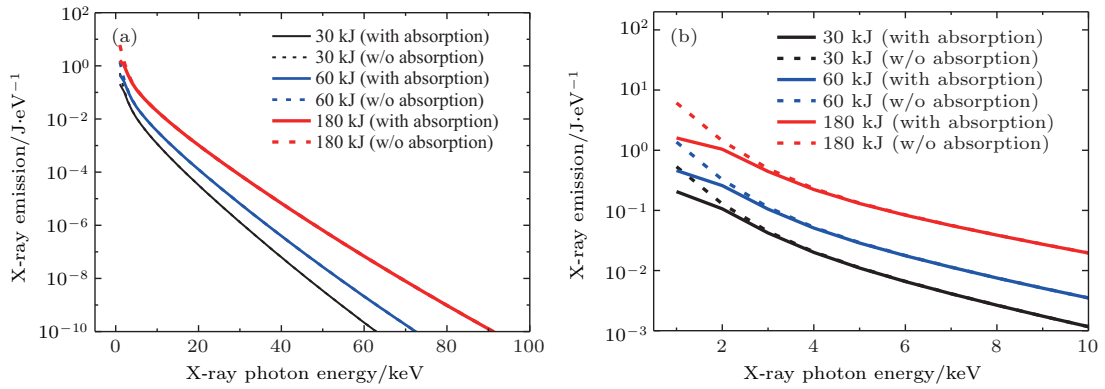


图6 (网刊彩色) 是否考虑自吸收效应的辐射光谱(不包括冕区), 其中实线表示考虑了自吸收效应, 虚线表示不考虑自吸收效应 (a) 1—100 keV 能谱; (b) 1—10 keV 能谱

Fig. 6. (color online) The observed emission spectra with/without (w/o) considering the self-absorption (solid curves/dotted curves), X-rays emitted by the coronal plasma are excluded: (a) Spectrum in the range 1–100 keV; (b) spectrum in the range 1–10 keV.

3.4 DT 聚变反应的影响

DT 聚变反应可以释放能量并加热等离子体从而改变 X 光辐射. 在 Multi-1D 模拟程序中, 我们可以打开或关闭聚变反应过程, 来比较 X 光辐射光谱的差异. 如图 7(a) 和图 7(b) 所示, 聚变反应会适当增加电子温度并改变辐射的区域, 升高的电子温度将增强 X 光辐射, 但聚变能的增加主要影响较硬 X 光的辐射. 例如, 对于 180 kJ 激光驱动的光源, 图 7(a) 显示 DT 气体的辐射能谱在光子能量高于 20 keV 时有明显的增强, DT 冰的辐射在高于 10 keV 时增多. 由图 7(b) 给出的 180 kJ 激光驱动的内爆靶辐射空间分布可以发现, 打开聚变反应后, 能量高于 30 keV 的 X 光辐射增强了 61%, 而能量低于 30 keV 的 X 光辐射仅增强了 11%, 基本可以忽略. 这是因为聚变反应速率对离子温度非常敏感, 绝大多数的聚变反应发生在低密度、高温度的中心热斑区, 能量高于 30 keV 的硬 X 光辐射产生在温度较高的中心区域(图 7(b)), 所以聚变反应释放的能量对硬 X 光的辐射影响更大; 但低于 30 keV 的软 X 光辐射产生在密度高但温度稍低的 DT 壳层区域, 在这个区域聚变反应概率很小, 对 X 光辐射

的影响基本可以忽略.

图 7(c) 给出了不同驱动能量下 DT 聚变反应对辐射能谱的影响, 可以看出激光能量越高, 聚变反应对辐射的影响越大. 但聚变反应释放的能量相对于激光驱动能量的比重一直很小, 所以对 X 光辐射的贡献很小. 模拟结果表明, 30, 60 和 180 kJ 的激光驱动时, 聚变反应产生的能量(相对于驱动激光能量的比例)为 0.5 kJ (1.67%), 1.3 kJ (2.17%) 和 6.2 kJ (3.44%). 聚变反应产生的能量大部分是中子的能量, 仅有 20% 能量是 α 粒子携带, 其中更少一部分被等离子体俘获. 所以, 聚变反应导致的等离子体能量增加非常微弱, 驱动能量为 30, 60, 180 kJ 时, 等离子体能量增加分别只为 0.42%, 0.54% 和 0.85%. 由于光源的辐射能主要来自低于 30 keV 的软 X 光, 并且聚变反应产物在等离子体中的能量沉积非常微弱, 所以聚变反应对 X 光的总辐射能量没有明显提升. 表 1 显示, 打开聚变反应仅能使激光到 X 光转换效率提升 3.8%—7.7%. 如果只关注总的辐射能或者低于 30 keV 的 X 光辐射, 则可以忽略 DT 聚变反应对光源的影响. 对激光能量高于 180 kJ 的准等熵内爆光源, 聚变反应可能会成为重要的影响因素.

表 1 是否打开聚变反应时谱积分后的内爆光源辐射能量和转换效率(不包括冕区)

Table 1. Spectrally integrated emission energies and energy conversion efficiencies with the fusion reaction switching on or off. The X-rays emitted by the coronal plasma are excluded.

激光能量/kJ	有聚变反应		无聚变反应	
	辐射能量/kJ	转换效率/%	辐射能量/kJ	转换效率/%
30	0.30	1.00	0.289	0.96
60	0.727	1.21	0.691	1.15
180	2.915	1.62	2.705	1.50

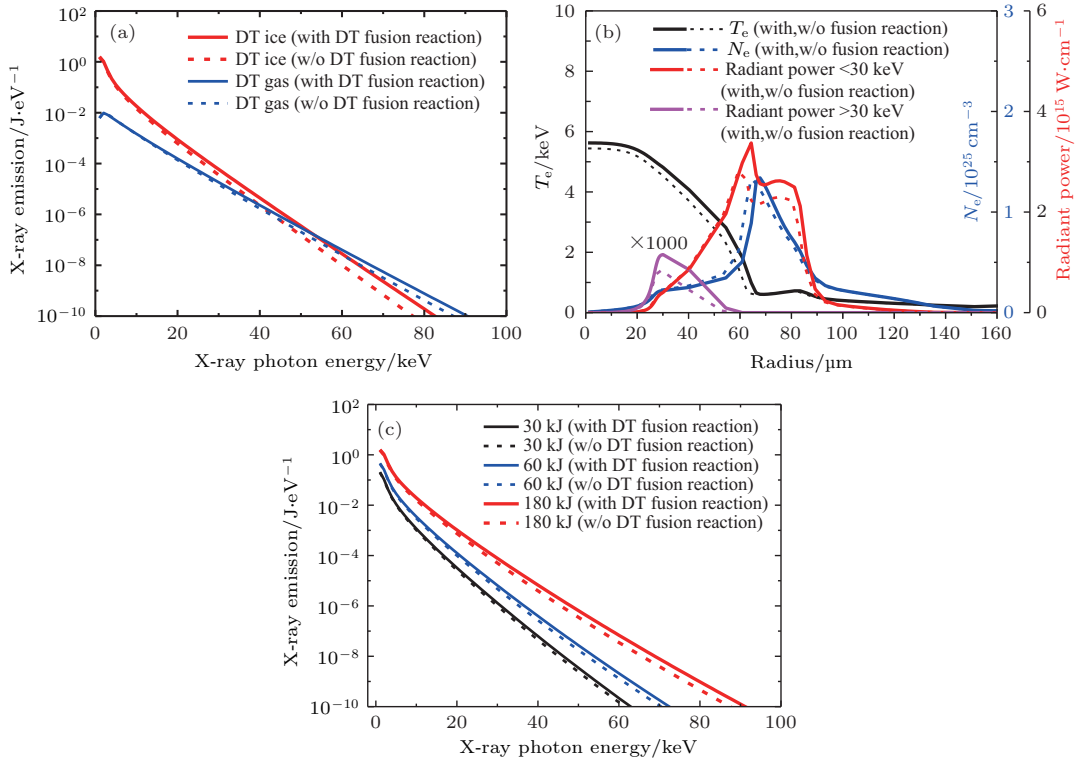


图7 (网刊彩色) (a) 打开(实线)或关闭(虚线)DT聚变反应时, 180 kJ 激光驱动的内爆靶DT冰(红色曲线)和DT气体(蓝色曲线)产生的辐射能谱对比; (b) 打开(实线)或关闭(虚线)DT聚变反应时, 180 kJ 激光驱动的内爆靶在辐射峰值时刻的径向密度分布(蓝色曲线)、温度分布(黑色曲线)和辐射功率分布(红色曲线); (c) 打开(实线)或关闭(虚线)DT聚变反应时, 不同驱动激光能量时的内爆X光谱对比(不包括冕区)

Fig. 7. (color online) (a) The emission spectra contributed by the DT ice layer (red curves) and the DT gas core (blue curves) when switching on (solid curves) or switching off (dotted curves) the DT fusion reaction, the laser energy is 180 kJ; (b) spatial profiles of the density (blue curves), temperature (black curves), and radiation power (red curves) from the compressed capsule at the peak emission when switching on (solid curves) or switching off (dotted curves) the DT fusion reaction, the laser energy is still 180 kJ; (c) X-ray spectra at different laser energies, with (solid curves) or without (dotted curves) the fusion reaction, the X-rays from the coronal plasma are excluded.

4 结 论

本文对30—180 kJ能量的神光III激光装置驱动DT冷冻靶产生的内爆连续谱X光源进行了模拟研究,发现内爆X光辐射主要产生于停滞阶段的高密度压缩壳层内侧,对内爆光源进行优化应重点改善壳层内侧等离子体参数;等离子体的自吸收效应会显著减小低于3 keV的较软X光辐射,但对更高能区的X光辐射影响很小;内爆光源的辐射主要集中在<math>< 30\text{ keV}</math>的较软X光能区;聚变反应对X光辐射的贡献很小,可以使用塑料或玻璃靶丸替换冷冻DT靶丸来降低制靶和实验难度。

参考文献

[1] Lindl J D, Amendt P, Berger R L, Glendinning S G, Glenzer S H, Hamm S W, Kauffman R L, Landen O L,

Suter L J 2004 *Phys. Plasmas* **11** 339
 [2] Drake R P 2006 *High-Energy-Density Physics: Fundamental, Inertial Fusion and Experimental Astrophysics* (New York: Springer Science & Business Media) pp237–266
 [3] Zhang J Y, Yang J M, Xu Y, Yang G H, Yan J, Meng G W, Ding Y N, Wang Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 985 (in Chinese) [张继彦, 杨家敏, 许琰, 杨国洪, 颜君, 孟广为, 丁耀南, 汪艳 2008 物理学报 **57** 985]
 [4] Zhang J Y, Xu Y, Yang J M, Yang G H, Li H, Yuan Z, Zhao Y, Xiong G, Bao L H, Huang C W, Wu Z Q, Yan J, Ding Y K, Zhang B H, Zheng Z J 2001 *Phys. Plasmas* **18** 113301
 [5] Zhang J Y, Li H, Zhao Y, Xiong G, Yuan Z, Zhang H Y, Yang G H, Yang J M, Liu S Y, Jiang S E, Ding Y K, Zhang B H, Zheng Z J, Xu Y, Meng X J, Yan J 2012 *Phys. Plasmas* **19** 113302
 [6] Zhang X D, Zhang J Y, Zhao Y, Xiong G, Zhao B, Yang G H, Zheng J, Yang J M 2012 *Phys. Plasmas* **19** 123301
 [7] Sawada H, Regan S P, Radha P B, Epstein R, Li D, Goncharov V N, Hu S X, Meyerhofer D D, Delettrez J A, Jaanimagi P A, Smalyuk V A, Boehly T R, Sangster

- T C, Yaakobi B, Mancini R C 2009 *Phys. Plasmas* **16** 052702
- [8] Bailey J E, Rochau G A, Mancini R C, Iglesias C A, MacFarlane J J, Golovkin I E, Blancard C, Cosse P, Faussurier G 2009 *Phys. Plasmas* **16** 058101
- [9] Bailey J E, Rochau G A, Iglesias C A, Abdallah Jr J, MacFarlane J J, Golovkin I, Wang P, Mancini R C, Lake P W, Moore T C, Bump M, Garcia O, Mazevet S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 265002
- [10] Bailey J E, Rochau G A, Mancini R C, Iglesias C A, MacFarlane J J, Golovkin I E, Pain J C, Gilleron F, Blancard C, Cosse P, Faussurier G, Chandler G A, Nash T J, Nielsen D S, Lake P W 2008 *Rev. Sci. Instrum.* **79** 113104
- [11] Hansen J F, Glendinning S G, Heeter R F, Brockington S J E 2008 *Rev. Sci. Instrum.* **79** 013504
- [12] Remington B A, Allen P, Bringa E M, Hawreliak J, Ho D, Lorenz K T, Lorenzana H, McNaney J M, Meyers M A, Pollaine S W, Rosolankova K, Sadik B, Schneider M S, Swift D, Wark J, Yaakobi B 2006 *Mater. Sci. Technol.* **22** 474
- [13] Moses E I, Boyd R N, Remington B A, Keane C J, Al-Ayat R 2009 *Phys. Plasmas* **16** 041006
- [14] Eason R W, Bradley D K, Kilkenny J D, Greaves G N 1984 *J. Phys. C* **17** 5067
- [15] Shiwai B A, Djaoui A, Hall T A, Tallents G J, Rose S J 1992 *Laser Part. Beams* **10** 41
- [16] Yaakobi B, Marshall F J, Boehly T R, Town P R J, Meyerhofer D D 2003 *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 238
- [17] Yaakobi B, Meyerhofer D D, Boehly T R, Rehr J J, Remington B A, Allen P G, Pollaine S M, Albers R C 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 095504
- [18] Yaakobi B, Boehly T R, Meyerhofer D D, Collins T J B, Remington B A, Allen P G, Pollaine S M, Lorenzana H E, Eggert J H 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 075501
- [19] Maddox B R, Park H S, Remington B A, Chen C, Chen S, Prisbrey S T, Comley A, Back C A, Szabo C, Seely J F, Feldman U, Hudson L T, Seltzer S, Haugh M J, Ali Z 2011 *Phys. Plasmas* **18** 056709
- [20] Hammer D 2008 *JASON Report on DTRA National Ignition Facility(NIF)* JSR-08-800
- [21] Zheng W G, Wei X F, Zhu Q H, Jing F, Hu D X, Su J Q, Zheng K X, Yuan X D, Zhou H, Dai W J, Zhou W, Wang F, Xu D P, Xie X D, Feng B, Peng Z T, Guo L F, Chen Y B, Zhang X J, Liu L Q, Lin D H, Dang Z, Xiang Y, Deng X W 2016 *High Power Laser Science and Engineering* **4** 20
- [22] Boehly T R, Brown D L, Craxton R S, Keck R L, Knauer J P, Kelly J H, Kessler T J, Kumpan S A, Loucks S J, Letzring S A, Marshall F J, McCrory R L, Morse S F B, Seka W, Soures J M, Verdon C P 1997 *Opt. Commun.* **133** 495
- [23] Tommasini R, Hatchett S P, Hey D S, Iglesias C, Izumi N, Koch J A, Landen O L, MacKinnon A J, Sorce C, Delettrez J A, Glebov V Y, Sangster T C, Stoeckl C 2011 *Phys. Plasmas* **18** 056309
- [24] Stoeckl C, Chiritescu C, Delettrez J A, Epstein R, Glebov V Y, Harding D R, Keck R L, Loucks S J, Lund L D, McCrory R L, McKenty P M, Marshall F J, Meyerhofer D D, Morse S F B, Regan S P, Radha P B, Roberts S, Sangster T C, Seka W, Skupsky S, Smalyuk V A, Sorce C, Soures J M, Town R P J, Frenje J A, Li C K, Petrasso R D, Séguin F H, Fletcher K, Paladino S, Freeman C, Izumi N, Lerche R, Phillips T W 2002 *Phys. Plasmas* **9** 2195
- [25] Ramis R, Schmalz R, Meyer-ter-Vehn J 1988 *Comput. Phys. Commun.* **49** 475
- [26] Chung H K, Chen M H, Morgan W L, Ralchenko Y, Lee R W 2005 *High Energy Density Physics* **1** 3
- [27] Chung H K, Morgan W L, Lee R W 2003 *J. Quantit. Spectrosc. Radia. Transfer* **81** 107
- [28] Marshall F J, Craxton R S, Delettrez J A, Edgell D H, Elasky L M, Epstein R, Glebov V Y, Goncharov V N, Harding D R, Janezic R, Keck R L, Kilkenny J D, Knauer J P, Loucks S J, Lund L D, McCrory R L, McKenty P W, Meyerhofer D D, Radha P B, Regan S P, Sangster T C, Seka W, Smalyuk V A, Soures J M, Stoeckl C, Skupsky S 2005 *Phys. Plasmas* **12** 056302
- [29] Atzeni S, Meyer-ter-Vehn J 2004 *The Physics of Inertial Fusion* (Oxford: Oxford University Press) pp47–72

Spectrally smooth X-ray source produced by laser direct driven DT implosion target on SG-III laser facility*

Wang Ya-Qin¹⁾ Hu Guang-Yue^{1)†} Zhao Bin²⁾ Zheng Jian¹⁾³⁾

1) (*Key Laboratory of Geospace Environment of Chinese Academy of Sciences, Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

2) (*Department of Mathematics and Physics, Nanjing Institute of Technology, Nanjing 211167, China*)

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

(Received 9 March 2017; revised manuscript received 5 April 2017)

Abstract

Spectrally smooth X-ray sources can be used in point projection radiography and absorption spectrometry diagnostics of dense plasmas. But conventionally they are end at about 3.5 keV, which can only be used to diagnose materials up to $Z = 18$. Spectrally smooth X-ray sources above 3.5 keV are needed to study higher- Z materials. Bremsstrahlung radiation from a laser driven implosion target can produce a small size, short duration and spectrally smooth X-ray source in the range of 1–100 keV. They have been successfully applied in the investigations of middle- Z materials in the 3–7 keV X-ray range. Despite much interest for backlit X-ray studies of middle- and high- Z dense materials, research on implosion X-ray sources are scarce. Characterization of the implosion X-ray source is needed to understand and improve its performance.

To provide a physical basis for optimization, the properties of the deuterium-tritium (DT) implosion target X-ray source driven by 30–180 kJ laser pulses were explored using a radiation hydrodynamics code.

We focus on laser pulse energies of 30–180 kJ at 351 nm wavelength to match the range of the OMEGA laser on the low end and the SG-III laser on the high end. The laser pulse parameters are scaled with the target size in identical fashion to that of the OMEGA laser and the ignition designs of the National Ignition Facility to maintain the same irradiance on the surface of the capsule.

The temporal and spatial evolution of the implosion targets was calculated using Multi-1D, a one-dimensional radiation hydrodynamics code. The emergent X-ray spectrum is calculated by post-processing from the time histories of the temperature and density profiles output by the Multi-1D code. We adjusted the laser absorption fraction to ensure neutron yield in accordance with OMEGA's 1D simulation results.

It shows that the rapid increase of density and temperature at stagnation time develops a 150 ps point X-ray flash with approximately 100 μm size. The dominant X-ray emission comes from the inner layer of the dense compressed shell, which should be the focus of future efforts to improve the X-ray emission. Softer X-rays below 30 keV carry most of the energy due to the exponentially decaying spectral profile of implosion X-ray source. Opacity of the dense compressed shell plasma can markedly reduce the very softer X-ray emission of 1–3 keV. DT fusion reactions can enhance the share of harder X-rays above 30 keV greatly, while show negligible effect on the brightness of the implosion X-ray source. Thus higher- Z plastic target or glass target may be a better choice in generating the implosion X-ray source.

Keywords: X-ray source, implosion target, bremsstrahlung radiation

PACS: 52.57.-z, 52.50.Jm, 52.65.-y, 52.25.Os

DOI: 10.7498/aps.66.115202

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11105147, 11375197, 11175179, 11275202), the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB16), the Open Fund of the State Key Laboratory of High Field Laser Physics (SIOM), and the Science Challenge Project, China (Grant No. JCKY2016212A505).

† Corresponding author. E-mail: gyhu@ustc.edu.cn