

Z箍缩动态黑腔驱动靶丸内爆动力学

肖德龙 戴自换 孙顺凯 丁宁 张扬 邬吉明 尹丽 束小建

Numerical studies on dynamics of Z-pinch dynamic hohlraum driven target implosion

Xiao De-Long Dai Zi-Huan Sun Shun-Kai Ding Ning Zhang Yang Wu Ji-Ming Yin Li Shu Xiao-Jian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 025203 (2018) DOI: 10.7498/aps.20171640

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.20171640>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[基于 MULTI2D-Z 程序的 Z 箍缩动态黑腔形成过程模拟](#)

Simulation of forming process of Z-pinch dynamic hohlraum based on the program MULTI2D-Z
物理学报.2017, 66(12): 125202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.125202>

[准球形电磁内爆动力学研究及能量定标关系浅析](#)

Basic dynamic and scale study of quasi-spherical Z-pinch implosion
物理学报.2017, 66(10): 105203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.105203>

[Z 箍缩动态黑腔冲击波辐射图像诊断](#)

Shock X-ray emission image measurement in Z-pinch dynamic hohlraum
物理学报.2016, 65(7): 075201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.075201>

[Z 箍缩动态黑腔形成过程和关键影响因素数值模拟研究](#)

Numerical studies on the formation process of Z-pinch dynamic hohlraums and key issues of optimizing dynamic hohlraum radiation
物理学报.2015, 64(23): 235203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.235203>

[Xe 介质极紫外光源时间特性及最佳条件研究](#)

Time behavior and optimum conditions for the Xe gas extreme ultraviolet source
物理学报.2013, 62(24): 245204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.245204>

Z箍缩动态黑腔驱动靶丸内爆动力学*

肖德龙 戴自换 孙顺凯 丁宁† 张扬 邬吉明 尹丽 束小建

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2017年7月17日收到; 2017年9月17日收到修改稿)

利用Z箍缩动态黑腔驱动靶丸内爆是实现惯性约束聚变可能的技术途径之一. 聚龙一号装置已开展的动态黑腔实验初步表明形成了有效的动态黑腔辐射场, 为驱动靶丸内爆研究奠定了重要基础. 针对聚龙一号装置驱动条件, 通过建立包含柱形动态黑腔与球形靶丸的柱球耦合物理模型, 利用二维辐射磁流体力学程序, 对Z箍缩动态黑腔驱动靶丸内爆动力学过程进行了数值模拟研究, 获得了丝阵等离子体内爆、丝阵等离子体与泡沫转换体相互作用、冲击波产生和黑腔辐射传输、辐射烧蚀和燃料压缩的完整过程. 在此基础上, 研究了靶丸赤道面和两极的辐射源均匀性及燃料压缩对称性. 结果表明, 由于在泡沫转换体中的辐射传输以及黑腔-靶能量耦合过程, 靶丸赤道面与两极辐射波形存在一定的时间差和峰值差, 造成燃料压缩不对称. 若减小靶丸半径, 可以提高燃料压缩的对称性, 但靶丸半径很小时聚变产额也较低; 靶丸半径较大时, 由于靶丸赤道面和两极辐射场时间和温度峰值的较大差异, 燃料压缩呈现更为明显的不对称性.

关键词: Z箍缩, 动态黑腔, 辐射驱动靶丸内爆, 惯性约束聚变

PACS: 52.58.Lq, 52.59.Qy

DOI: 10.7498/aps.67.20171640

1 引言

快Z箍缩过程可以实现驱动器电储能到负载动能^[1]和X光辐射能^[2,3]的高效率能量转换, 在驱动惯性约束聚变(ICF)方面具有广泛的应用前景^[1,4-6]. 利用Z箍缩动态黑腔辐射驱动靶丸内爆是实现惯性约束聚变的技术途径之一, 其主要原理如下^[7,8]: 柱形丝阵等离子体在Z箍缩内爆加速过程中获得较高的内爆速度, 当高速运动的丝阵等离子体冲击放置在轴心的低密度泡沫转换体时, 产生强冲击波和强辐射, 强辐射很快传输到泡沫中心并迅速均匀化, 因此在冲击波波阵面以内形成物质未受扰动而辐射温度较高的黑腔环境. 在泡沫中心放置包含烧蚀层和燃料的聚变靶丸, 可以在冲击波作用到燃料之前, 利用黑腔辐射场压缩靶丸内爆实现聚变点火. 俄罗斯和美国分别在Angara-5-1装置^[9], Sandia实验室的Saturn装置^[10]和Z装置^[11]

上, 开展了动态黑腔实验研究. 特别是在20 MA的Z装置上开展了动态黑腔驱动DD靶丸内爆的集成实验^[12,13], 获得了动态黑腔形成、辐射驱动靶丸内爆以及内爆出中子的完整物理过程, 最高获得了 3.5×10^{11} 的聚变中子产额^[14]. 在此基础上, 美国Stygar等^[15]提出建造大电流装置, 以验证动态黑腔以及磁化套筒惯性聚变构型下的点火和高增益问题. 俄罗斯也提出建造50 MA的贝加尔装置, 以研究动态黑腔辐射间接驱动的聚变点火物理问题^[16].

近年来, 我国研究人员也广泛开展了Z箍缩动态黑腔的理论和实验研究. 在强光一号装置上, 开展了丝阵/泡沫低质量比条件下的丝阵填充泡沫内爆动力学研究^[17-19], 也在Angara-5-1装置上开展了丝阵填充泡沫内爆动力学实验研究^[20], 对丝阵等离子体与泡沫转换体相互作用过程获得了较为丰富的认识. 2013年, 我国最大的脉冲功率驱动器聚龙一号装置建成, 65 kV充压条件下其

* 国家自然科学基金(批准号: 11105017, 11275030, 11775032)和中国工程物理研究院科学技术发展基金重点课题(批准号: B1520133015)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ding_ning@iapcm.ac.cn

典型丝阵内爆实验中电流峰值达到7—8 MA, 上升时间为60—70 ns (10%—90%峰值)^[21]. 我们首先在理论上对7—8 MA条件下的动态黑腔过程进行了理论分析, 提出利用丝阵/泡沫质量比和半径比两个宏观参量对动态黑腔进行初步优化^[22]. 2015—2016年, 在聚龙一号装置上开展了动态黑腔实验研究, 实验中观测到冲击波的传播以及辐射的超声速传输, 初步表明在聚龙一号驱动条件下可以有效地形成动态黑腔^[23,24]. 这为进一步利用动态黑腔开展辐射驱动靶丸内爆实验研究奠定了重要基础.

在动态黑腔中放入靶丸, 由于靶丸吸能以及黑腔体积的变化, 黑腔辐射波形会发生变化. 与此同时, 动态黑腔形成过程中产生的强冲击波也可能对靶丸内爆动力学过程产生显著影响. 这种黑腔-靶的耦合变化关系与靶参数密切相关, 并影响燃料压缩对称性和最终压缩状态, 需要进行深入研究. 本文针对聚龙一号装置驱动电流条件, 建立柱形动态黑腔与靶球耦合的物理模型, 开展动态黑腔驱动靶丸内爆整体过程的二维数值模拟研究, 初步分析典型参数下的黑腔形成及其与靶球耦合内爆的动力学过程. 在此基础上通过改变靶丸参数, 对黑腔-靶耦合以及靶丸内爆动力学变化趋势进行研究, 为今后的实验设计提供参考.

2 物理模型

首先建立描述动态黑腔驱动靶丸内爆动力学过程的简化物理模型, 如图1所示. 其中, I区为丝阵等离子体, 材料为W; II区为低密度泡沫转换体, 材料为 $C_{15}H_{20}O_6$; III区为靶丸烧蚀层, 材料为 C_8H_8 ; IV区为靶丸燃料区, 材料为DT. I区和II区为柱对称结构, 是Z箍缩动态黑腔形成的区域. III区和IV区为球形靶丸, 在动态黑腔辐射烧蚀作用下聚心内爆. 为方便讨论, 图1中靶丸中间位置定义为赤道面(图1中虚线所在的 $z = h/2$ 平面, h 为负载高度), 靶丸上下定义为两极($r = 0$), 两极完全对称.

在已有数值模拟和实验研究工作的基础上^[22,24], 选择相对优化的黑腔设计参数, 即丝阵半径10 mm, 线质量1.24 mg/cm, 泡沫转换体半径2.3 mm, 密度10 mg/cm³, 负载高度15 mm. 在模拟中采用初始丝阵等离子体壳假设. 由于实验中可以采用的W丝阵丝根数为168, 丝间隙小于

0.4 mm, 因此采用壳等离子体假设描述W丝阵等离子体的主体运动具有较好的适应性^[25]. 同时, 在丝阵和泡沫转换体中间的真空区填充低密度W等离子体, 不会明显影响丝阵等离子体主体的内爆动力学, 这一做法已广泛应用于Z箍缩数值模拟研究中^[7,8]. 此外, 没有考虑丝阵等离子体内爆过程中的磁瑞利泰勒(MRT)不稳定性发展, 对黑腔辐射场的精确计算将带来一定偏差. Lemke等^[26]针对Z箍缩装置实验的数值模拟研究表明, 尽管丝阵等离子体内爆过程中不稳定性发展导致较为严重的轴向不均匀性分布, 但当其与泡沫转换体相互作用后, 对冲击波产生和黑腔辐射场形成的影响相对较小, 实验中获得的冲击波宽度小于200 μm 也有力地证明了这一基本判断^[12,13,27]. 因此在研究黑腔形成以及黑腔驱动靶丸内爆物理过程中, 暂时不考虑MRT不稳定性具有一定的合理性和适用性. 选择简化的双层靶球(烧蚀层+燃料层), 以研究黑腔与靶的耦合过程. 所有计算中烧蚀层密度固定为1 g/cm³, 燃料层密度固定为3 mg/cm³. 通过改变烧蚀层厚度和半径, 分析动态黑腔与靶耦合过程的变化趋势.

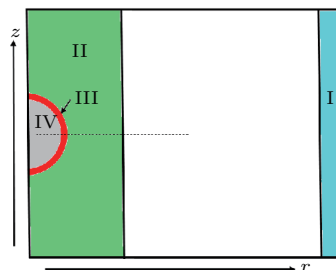


图1 柱形Z箍缩动态黑腔驱动球形靶丸内爆集成模拟示意图

Fig. 1. Schematic of integrated simulation of cylindrical Z-pinch dynamic hohlraum driven spherical capsule implosion.

采用MARED程序, 针对图1所示模型进行整体计算. MARED程序是二维拉氏辐射磁流体力学程序^[28—30], 采用三温物理建模, 在几何上可以描述动态黑腔与靶耦合的柱球结构. 采用聚龙一号装置的简化电路模型^[31], 计算流过负载的驱动电流, 模拟整个Z箍缩内爆过程.

3 Z箍缩动态黑腔驱动靶丸内爆动力学过程

固定丝阵和泡沫转换体参数不变, 首先以靶丸烧蚀层初始外半径0.77 mm, 厚度40 μm (即燃料

层外半径0.73 mm)为例,分析动态黑腔形成以及辐射烧蚀靶丸内爆动力学过程.在这一负载条件下,利用简化电路模型计算得到的驱动电流峰值为7.76 MA,上升时间(10%—90%峰值)为65.7 ns,改变靶丸参数不会明显改变负载电流.

图2所示为赤道面位置丝阵等离子体壳、泡沫转换体、靶丸烧蚀层和燃料层外界面径向运动轨迹.可以看到,在整个内爆的140 ns时间段内,约125 ns之前主要是丝阵等离子体的内爆加速过程,此时丝阵等离子体仅与泡沫转换体表面发生弱的能量交换,靶丸几乎不受影响.在之后的几纳秒

时间尺度内,丝阵等离子体与泡沫转换体发生强烈的能量交换,动能转化为内能并产生局部高压区,进而产生强辐射和强冲击波.强辐射首先传输到靶丸赤道面,开始加热烧蚀层.因此可以看到在135.1 ns靶丸烧蚀层外界面开始向外膨胀.与此同时,丝阵等离子体碰撞泡沫转换体产生的强冲击波也会向轴心传播.当冲击波传播到径向位置1.03 mm时,与赤道面烧蚀等离子体外界面相碰,进而压缩赤道面烧蚀等离子体向中心运动.由于辐射烧蚀形成的高密度飞层在135.7 ns左右开始压缩燃料,燃料在138.3 ns时被压缩至最小.

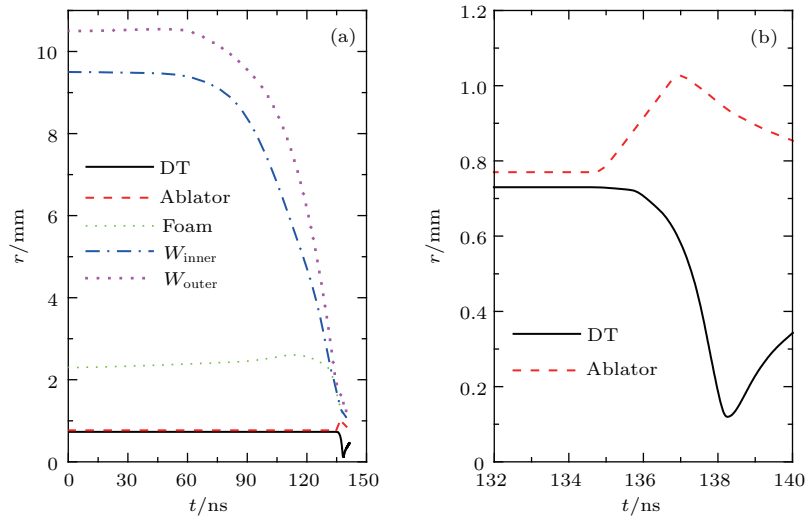


图2 (a)赤道面位置W等离子体壳、泡沫转换体以及靶丸烧蚀层、燃料层外界面径向运动轨迹; (b)132—140 ns时间段内的靶丸烧蚀层、燃料层外界面径向运动轨迹

Fig. 2. (a) Radial trajectories of the tungsten plasma shell, the outer boundaries of the CHO converter, CH ablator and DT fuel at the equator; (b) radial trajectories of the outer boundaries of the CH ablator and DT fuel at the time interval of 132–140 ns.

为了分析动态黑腔驱动靶丸内爆动力学典型特征,图3—图5分别给出动态黑腔形成、辐射烧蚀以及燃料压缩过程中的赤道面等离子体参数径向分布.图3所示为丝阵等离子体与泡沫转换体发生强碰撞相互作用时的参数分布.由于W丝阵等离子体动能热化,在丝阵/泡沫界面附近产生了高温高压区.这一局部高温区产生的强辐射向轴心传播,辐射热波传输到约1.4 mm处.与此同时,在局部高压力区会逐渐产生强冲击波,也将向轴心传播.由于辐射未传输到靶丸表面,靶丸几乎不受影响.

钨等离子体与泡沫相互作用的热化过程将持续几纳秒,并最终产生强冲击波.但强辐射会很快传输到靶丸表面,开始辐射烧蚀靶丸内爆.图4所示为135.42 ns时辐射烧蚀过程中的参数分布.可

以看到,由于辐射烧蚀,烧蚀层向外膨胀,与此同时,形成高密度飞层向心运动.此时,丝阵等离子体与泡沫转换体碰撞产生的强冲击波已经形成,传播到径向位置1.45 mm处.在波阵面位置,电子温度明显高于辐射温度.冲击波远离靶丸燃料层和烧蚀层,不会对靶丸产生明显影响.

当辐射烧蚀产生的高密度飞层传播到烧蚀层/燃料层界面时开始压缩燃料.图5所示为137.5 ns时燃料压缩过程中的参数分布.可以看到,此时燃料已经由初始的0.73 mm压缩到0.41 mm.与此同时,动态黑腔形成过程中产生的柱形冲击波已经传播进入烧蚀等离子体中,在径向位置0.92 mm处.可以从图2看到,赤道面位置的烧蚀层外界面开始被压缩.需要注意的是,当冲击波传播进入烧蚀等离子体之后,由于烧蚀压力的作用,

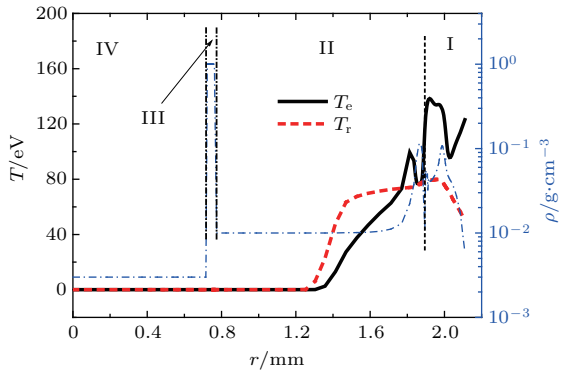


图3 动态黑腔形成过程中(134.05 ns时)赤道面位置电子温度 T_e 、光子温度 T_r 和质量密度 ρ 的径向分布

Fig. 3. Radial profiles of electron temperature T_e , radiation temperature T_r , and mass density ρ at the equator at 134.05 ns.

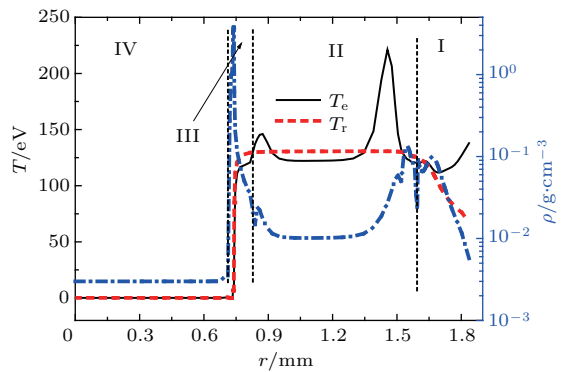


图4 黑腔辐射烧蚀靶丸过程中(135.42 ns时)赤道面位置电子温度 T_e 、光子温度 T_r 和质量密度 ρ 的径向分布

Fig. 4. Radial profiles of electron temperature T_e , radiation temperature T_r , and mass density ρ at the equator at 135.42 ns.

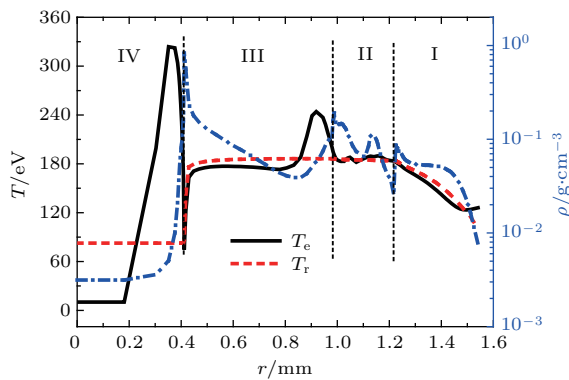


图5 燃料压缩过程中(137.53 ns时)赤道面位置电子温度 T_e 、光子温度 T_r 和质量密度 ρ 的径向分布

Fig. 5. Radial profiles of electron temperature T_e , radiation temperature T_r , and mass density ρ at the equator at 137.53 ns.

冲击波强度和速度都明显减小. 此外, 冲击波波阵面也远离燃料外表面, 并不会对燃料进行直接压缩. 也就是说, 柱形冲击波不会对燃料球对称压缩

产生直接的影响. 这是之前讨论的烧蚀等离子体膨胀与柱形冲击波相互作用有利于实现柱形Z箍缩内爆与靶丸球对称压缩分离的物理机理^[29].

之后, 高密度飞层会进一步压缩燃料, 达到较高温度密度.

4 靶丸尺寸对燃料压缩对称性的影响

如前所述, 在靶丸赤道面, 一方面燃料由于辐射烧蚀而被压缩, 另一方面, 丝阵等离子体碰撞泡沫产生的强冲击波会传播通过泡沫转换体/烧蚀层界面, 进入烧蚀等离子体, 可能直接压缩燃料. 而在靶丸两极, 只存在辐射烧蚀导致的燃料压缩. 与此同时, 由于辐射传输的差异, 靶丸赤道面和两极的黑腔辐射波形并不完全一致, 因此燃料压缩有可能呈现一定的不对称性, 并影响最终的压缩状态.

4.1 辐射均匀性与压缩对称性

仍以第3节所述的负载内爆过程为例分析辐射源的均匀性和靶丸压缩的对称性问题. 图6所示为靶丸赤道面和两极(由于两极对称, 只给出一个极向位置参数, 下同)烧蚀层外表面的黑腔辐射温度波形. 可以看到辐射波形的两个典型特征. 首先, 当碰撞过程产生的强辐射传输到靶丸赤道面位置时, 靶丸赤道面辐射温度首先上升. 强辐射传输到轴线时, 靶丸两极辐射温度才明显上升. 赤道面和两极的辐射温度上升有很小的时间间隔. 其次, 由于钨等离子体的径向辐射漏失, 辐射温度沿径向逐渐减小, 即轴线处的辐射温度(对应靶丸两极)最高.

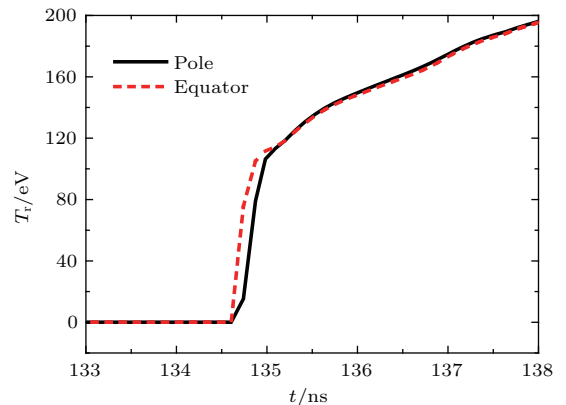


图6 赤道面和两极的靶丸烧蚀层外表面辐射温度的时间演化

Fig. 6. Time evolution of radiation temperature at the outer boundaries of the CH ablator at the equator and the poles.

因此, 当辐射传输到整个泡沫转换体中并近似均匀后, 赤道面的辐射温度会略低于两极, 即赤道面和两极的峰值辐射温度存在差异. 为讨论方便, 定义这两个时间差异和温度差异分别为 Δt_D 和 ΔT_r .

图 7 所示为靶丸赤道面、两极烧蚀层外界面和燃料外界面的运动轨迹. 可以看到, 由于赤道面辐射首先升温, 因此赤道面烧蚀层首先膨胀, 之后两极开始膨胀. 在 136.9 ns 时, 柱形冲击波传播进入烧蚀等离子体, 烧蚀层赤道面开始被压缩. 但在两极, 烧蚀等离子体会一直向外膨胀. 与此同时, 燃料赤道面和两极在 135.7 ns 开始被压缩, 在燃料被压缩到最小之前保持了较好的对称性, 这表明柱形冲击波并没有对燃料产生直接的压缩和影响. 由于图 6 中辐射源的差异, 燃料赤道面和两极的最小半径略有差异.

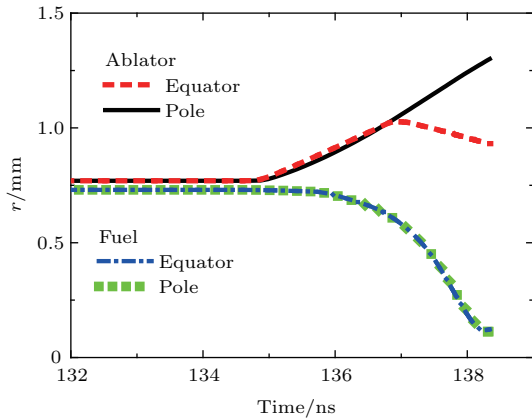


图 7 靶丸赤道面和两极的烧蚀层和燃料层外界面运动轨迹

Fig. 7. Trajectories of the outer boundaries of the CH ablator and DT fuel at the equator and the poles.

4.2 改变靶丸尺寸时的变化趋势

上述讨论中泡沫转换体与靶丸的初始半径比为 3.0. 在这一条件下, 燃料被压缩到最小前呈现较好的压缩对称性. 但由于辐射温度的时间差异, 燃料被压缩到最小时在赤道面和两极仍然有一定的差异. 如果改变靶丸尺寸, 一方面会影响靶丸吸能, 导致燃料最终压缩状态的变化; 另一方面, 也会改变压缩过程中的不对称性. 时间差 Δt_D 使得靶丸赤道面更早被压缩, 峰值差 ΔT_r 则导致靶丸两极被压缩得更紧. 随着靶丸尺寸的增加, Δt_D 和 ΔT_r 逐渐增加, 靶丸赤道面和两极压缩的不对称性也会发生改变.

为了定性分析这一变化关系, 保持烧蚀层和燃料层密度不变, 同时保持烧蚀层厚度不变 (40 μm), 仅改变靶丸外半径. 图 8 所示为靶丸外半径分别为 0.6 和 1.24 mm 时烧蚀层外界面在赤道面和两极的辐射温度变化. 可以看到, 靶丸半径为 0.6 mm 时, ΔT_r 几乎为 0, 燃料压缩不对称主要是由 Δt_D 的存在引起的. 靶丸半径为 1.24 mm 时, Δt_D 和 ΔT_r 都显著增加, 从而引起燃料压缩的不对称性.

定义燃料赤道面被压缩到最小时的半径为 R_{equator} , 此时燃料两极的半径为 R_{pole} , 定义两者的比值为燃料压缩非均匀因子 α , $\alpha = R_{\text{pole}}/R_{\text{equator}}$ 定性描述这种不对称变化. 图 9 所示为靶丸半径从 0.6 mm 增加到 1.24 mm 时 α 的变化. 可以看到, 在靶丸半径小于 0.7 mm 时, 靶丸赤道面和两极的辐射温度差 ΔT_r 几乎可以忽略, 燃料

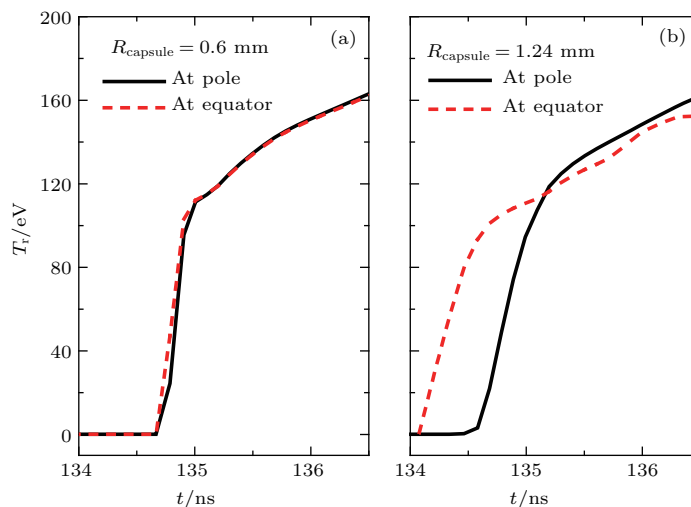


图 8 靶丸初始半径为 (a) 0.6 mm 和 (b) 1.24 mm 时烧蚀层外界面赤道和两极辐射温度时间变化

Fig. 8. Time evolution of radiation temperature at the outer boundary of the CH ablator at the equator and the poles with initial capsule radius of (a) 0.6 mm and (b) 1.24 mm.

压缩的不对称性主要由时间差 Δt_D 决定. 由于赤道面升温更早, 因此赤道面燃料被压缩得更小, 燃料两极半径略大于赤道半径. 当靶丸半径大于 0.7 mm 时, 温度差 ΔT_r 开始起主导作用. 由于赤道面辐射温度低于两极, 压缩相对较弱, α 小于 1; 且靶丸尺寸越大, ΔT_r 越大, α 越小. 需要注意的是, 当靶丸尺寸较大时 (例如超过 1.3 mm 时), 柱形冲击波会直接作用于靶丸, 完全破坏靶丸对称性, 在设计中需要避免.

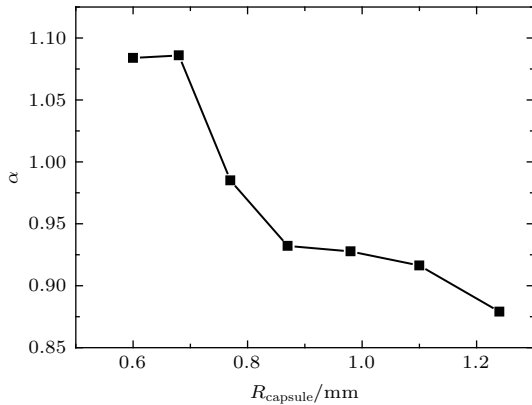


图9 燃料压缩非均匀因子 α 随靶丸初始半径的变化
Fig. 9. Variation in fuel compression asymmetry factor with initial capsule radius.

为了进一步定性评估不同靶丸尺寸下燃料压缩状态的差异, 图 10 给出了归一化中子产额变化. 可以看到, 如果靶丸尺寸较小, 虽然燃料会被压缩到很高的温度和密度, 但是燃料总量较小, 总的中子产额相对较少. 如果靶丸尺寸较大, 燃料很难被压缩到高温高密度状态, 也难以产生较高的聚变增益. 因此, 可以选择一定的靶丸尺寸, 例如泡沫转换体/靶丸半径比为 3, 作为初步负载设计. 当然,

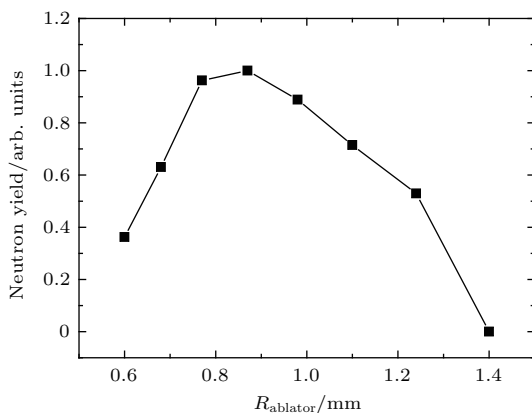


图 10 归一化中子产额与靶丸初始半径的关系
Fig. 10. Variation in normalized neutron yield with initial capsule radius.

靶丸内爆动力学过程与烧蚀层厚度、燃料的密度也密切相关, 需要今后开展进一步研究. 此外, 在目前的数值模拟中, 中子模型较为简化, 还难以给出精确的聚变中子绝对产额, 这需要进一步改进中子模型, 提高不稳定性数值模拟研究能力.

5 结果与讨论

针对聚龙一号装置驱动条件, 通过建立包含柱形动态黑腔与球形靶丸的柱球耦合物理模型, 利用二维辐射磁流体力学程序, 对 Z 箍缩动态黑腔驱动靶丸内爆动力学过程进行了数值模拟研究. 结果表明, Z 箍缩内爆过程中丝阵等离子体被加速, 当作用到泡沫转换体表面时, 动能热化产生局部高温高压区, 进而产生强辐射和强冲击波. 强辐射首先传输到靶丸表面, 由于辐射烧蚀, 靶丸烧蚀层形成烧蚀等离子体向外膨胀, 与此同时形成高密度飞层向内运动. 当飞层作用到燃料外界面, 开始对燃料进行压缩.

在纯辐射压缩条件下, 动态黑腔驱动靶丸内爆过程中燃料压缩的不对称性主要是辐射源不均匀引起的, 在黑腔参数不变的情况下, 这种不均匀性与黑腔靶耦合过程有关. 一方面, 辐射传输到靶丸赤道面和两极有时间差异, 另一方面, 辐射近似均匀后在赤道面和两极仍然存在一定的峰值温度差异. 靶丸赤道面和两极位置辐射温度的时间差异和峰值差异是决定燃料压缩对称性的关键因素. 当靶丸尺寸较小时, 例如, 泡沫转换体与靶丸半径之比远大于 3 时, 赤道面和两极的辐射波形差异较小, 燃料压缩对称性较好, 仅由于赤道面位置辐射率先升温会导致赤道面被压缩得更小. 当靶丸尺寸较大时, 赤道面和两极位置辐射场的时间和峰值差异较大, 特别是峰值差异导致赤道面燃料压缩明显弱于两极, 产生显著的不对称性. 如果靶丸尺寸更大, 则柱形冲击波可能直接作用于燃料赤道面, 导致完全的不对称压缩.

尽管在第 2 节分析物理近似时, 认为丝阵等离子体壳假设以及不考虑 MRT 不稳定性可以描述动态黑腔驱动靶丸内爆的主体过程, 但在定量研究中仍然会带来一定的偏差, 例如 MRT 不稳定性发展会导致严重的辐射漏失, 降低黑腔温度. 在下一步研究工作中, 需要进一步发展不稳定性数值模拟研究能力. 同时, 需要进一步研究 Z 箍缩早期等离子体形成过程, 以给定更为准确的初始条

件, 进而精确描述动态黑腔形成及其驱动靶丸内爆过程.

参考文献

- [1] Cuneo M E, Herrmann M C, Sinars D B, et al. 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 3222
- [2] Deeney C, Douglas M R, Spielman R B, et al. 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 4883
- [3] Jones M C, Ampleford D J, Cuneo M E, et al. 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 083501
- [4] Mehlhorn T A, Bailey J E, Bennett G, et al. 2003 *Plasma Phys. Control. Fusion* **45** A325
- [5] Vesey R A, Hermann M C, Lemke R W, et al. 2007 *Phys. Plasmas* **14** 056302
- [6] Slutz S A, Vesey R A 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 025003
- [7] Slutz S A, Bailey J E, Chandler G A, et al. 2003 *Phys. Plasmas* **10** 1875
- [8] Slutz S A, Peterson K J, Vesey R A, et al. 2006 *Phys. Plasmas* **13** 102701
- [9] Smirnov V P 1991 *Plasma Phys. Control. Fusion* **33** 1697
- [10] Nash T J, Derzon M S, Allshouse G, et al. 1997 *AIP Conference Proceedings* **409** 175
- [11] Nash T J, Derzon M S, Chandler G A, et al. 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2023
- [12] Bailey J E, Chandler G A, Slutz S A, et al. 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 095004
- [13] Bailey J E, Chandler G A, Mancini R C, et al. 2006 *Phys. Plasmas* **13** 056301
- [14] Rochau G A, Bailey J E, Chandler G A, et al. 2007 *Plasma Phys. Control. Fusion* **49** B591
- [15] Stygar W A, Awe T J, Bailey J E, et al. 2015 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **18** 110401
- [16] Grabovski E V 2013 *IEEE Pulsed Power & Plasma Science Conference* San Francisco, USA, June 16–21, 2013
- [17] Chen F X, Feng J H, Li L B, et al. 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 045204 (in Chinese) [陈法新, 冯璟华, 李林波, 等 2013 物理学报 **62** 045204]
- [18] Jiang S Q, Ning J M, Chen F X, et al. 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 155203 (in Chinese) [蒋树庆, 甯家敏, 陈法新, 等 2013 物理学报 **62** 155203]
- [19] Xiao D L, Ding N, Ye F, et al. 2014 *Phys. Plasmas* **21** 042704
- [20] Xu R K, Li Z H, Yang J L, et al. 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 045208 (in Chinese) [徐荣昆, 李正宏, 杨建伦, 等 2011 物理学报 **60** 045208]
- [21] Deng J J, Xie W P, Feng S P, et al. 2016 *Matter Radiat. Extremes* **1** 48
- [22] Xiao D L, Sun S K, Xue C, Zhang Y, Ding N 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 235203 (in Chinese) [肖德龙, 孙顺凯, 薛创, 张扬, 丁宁 2015 物理学报 **64** 235203]
- [23] Meng S J, Hu Q Y, Ning J M, et al. 2017 *Phys. Plasmas* **24** 014505
- [24] Xiao D L, Ye F, Meng S J, et al. 2017 *Phys. Plasmas* **24** 092701
- [25] Sanford T W L, Allshouse G O, Marder B M, et al. 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 5063
- [26] Lemke R W, Bailey J E, Chandler G A, et al. 2005 *Phys. Plasmas* **12** 012703
- [27] Rochau G A, Bailey J E, Maron J E, et al. 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 125004
- [28] Ding N, Wu J M, Dai Z H, et al. 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8707 (in Chinese) [丁宁, 郇吉明, 戴自换, 等 2010 物理学报 **59** 8707]
- [29] Xiao D L, Sun S K, Zhao Y K, et al. 2015 *Phys. Plasmas* **22** 052709
- [30] Ding N, Zhang Y, Xiao D L, et al. 2016 *Matter Radiat. Extremes* **1** 135
- [31] Xue C, Ding N, Xiao D L, et al. 2016 *High Power Laser and Particle Beams* **28** 125004 (in Chinese) [薛创, 丁宁, 肖德龙, 等 2016 强激光与离子束 **28** 125004]

Numerical studies on dynamics of Z-pinch dynamic hohlraum driven target implosion*

Xiao De-Long Dai Zi-Huan Sun Shun-Kai Ding Ning[†] Zhang Yang Wu Ji-Ming
Yin Li Shu Xiao-Jian

(*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*)

(Received 17 July 2017; revised manuscript received 17 September 2017)

Abstract

The dynamic hohlraum is a possible approach to driving inertial confinement fusion. Recently, dynamic hohlraum experiments on the primary test stand (PTS) facility were conducted, and preliminary results show that a dynamic hohlraum is formed, which can be used for driving target implosion. In this paper, the implosion dynamics of Z-pinch dynamic hohlraum driven target implosion with the drive current of PTS facility is numerically investigated. A physical model is established, in which a dynamic hohlraum is composed of a cylindrical tungsten wire-array and a CHO foam converter, and the target is composed of a high density CH ablator and low density DT fuel. The drive current is calculated by an equivalent circuit model, and the integrated simulations in (r, Z) plane by using a two-dimensional radiation magneto-hydrodynamics code are performed to describe the overall implosion dynamics. It is shown that the wire-array plasma is accelerated in the run-in stage, and in this stage the target keeps almost immobile. As the accelerated wire-array plasma impacts onto the low-density foam converter, a local region with high temperature and high pressure is generated near the W/CHO boundary due to energy thermalization, and this thermalization process will last several nanoseconds. This high temperature region will launch a strongly radiating shock. At the same time, high temperature radiation also appears and transfer to the target faster than the shock. When the high temperature radiation transfers to the surface of the target, the ablator is heated and the ablated plasma will expand outward, and a high-density flying layer will also be generated and propagate inward. After the high-density layer propagates to the ablator/fuel boundary, the DT fuel will be compressed to a high-density and high-temperature state finally. At the same time, the cylindrical shock, which is generated from the impact of the wire-array plasma on the foam converter, will gradually propagate to the ablator plasma. After it propagates over the converter/ablator boundary, it will be decelerated by the ablation pressure, which is beneficial to isolating the fuel compression from the direct cylindrical shock. It is shown that though the trajectories of the outer boundaries of the ablator at the equator and at the poles are completely different due to shock interaction at the equator, the fuel compression is nearly uniform due to radiation compression.

It is shown that the asymmetry of fuel compression is mainly caused by the non-uniformity of the hohlraum radiation at the equator and at the poles. Generally, there are two differences between the radiation temperatures at the equator and at the poles, namely the time difference due to the finite velocity of radiation transfer, and the peak temperature difference due to energy coupling. If the target is small, the peak radiation temperature at the equator is almost the same as at the pole. The fuel at the equator is first compressed just because the radiation first transfers to the target equator. As the size of the target is increased, the difference in peak radiation temperature will be more serious, thus

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11105017, 11275030, 11775032) and the Defense Industrial Technology Development Program of China Academy of Engineering Physics (Grant No. B1520133015).

† Corresponding author. E-mail: ding_ning@iapcm.ac.cn

causing weaker fuel compression at the equator than at the poles. Certainly, if the target size is too large, the cylindrical shock will directly interact on the target at the equator, resulting in complete asymmetry at the equator with respect to the shock at the poles, which should be avoided. Furthermore, it is shown that as the target size is increased, the final neutron yield will first increase and then decrease, which means that there is a relatively optimal size selection for target implosion.

Keywords: Z-pinch, dynamic hohlraum, target implosion driven by radiation, inertial confinement fusion

PACS: 52.58.Lq, 52.59.Qy

DOI: [10.7498/aps.67.20171640](https://doi.org/10.7498/aps.67.20171640)