

准球形电磁内爆动力学研究及能量定标关系浅析

张扬 孙顺凯 丁宁 李正宏 束小建

Basic dynamic and scale study of quasi-spherical Z-pinch implosion

Zhang Yang Sun Shun-Kai Ding Ning Li Zheng-Hong Shu Xiao-Jian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 105203 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.105203

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.105203>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I10>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

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 箍缩动态黑腔动力学及辐射特性初步实验研究

Preliminary experimental study on implosion dynamics and radiation character of Z-pinch dynamic hohlraum

物理学报.2013, 62(15): 155203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.155203>

同轴圆柱形磁绝缘传输线前沿损失与工作电压关系

Pulse loss front in coaxial cylinder vacuum magnetically insulated transmission lines under different voltages

物理学报.2012, 61(24): 245203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.245203>

准球形电磁内爆动力学研究及能量定标关系浅析*

张扬¹⁾ 孙顺凯¹⁾ 丁宁^{1)†} 李正宏²⁾ 束小建¹⁾

1) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

2) (中国工程物理研究院核物理与化学研究所, 绵阳 621900)

(2016年12月6日收到; 2017年3月9日收到修改稿)

通过改变Z箍缩负载的初始形状和/或质量密度分布, 可以实现等离子体的准球形聚心内爆. 同柱形箍缩相比, 准球形电磁内爆可以将内爆动能集中加载至负载中心较小的空间区域内, 获得更高的能量密度, 从而在驱动Z箍缩动态黑腔实现聚变点火方面具有潜在优势. 准球形电磁内爆的负载和电极结构比柱形Z箍缩更复杂, 球面收缩的几何特点使其内爆动力学过程和能量定标关系显著区别于柱形内爆. 本文利用解析的薄壳模型推导并分析了理想条件下准球形电磁内爆的动力学行为和能量定标关系, 并同二维磁流体力学模拟结果进行了比较. 与柱形Z箍缩内爆相比, 准球形电磁内爆的动能不仅与驱动电流有关, 而且敏感地依赖于负载的初始尺寸. 在不显著降低驱动电流和内爆品质的前提下, 适当增加负载的初始半径和最大纬度, 有利于获得更多的内爆动能和能量加载密度.

关键词: 准球形电磁内爆, Z箍缩, 动态黑腔, 薄壳模型

PACS: 52.58.Lq, 28.52.av

DOI: 10.7498/aps.66.105203

1 引言

20世纪80年代, 100 ns级脉冲功率技术的发展以及丝阵负载的使用, 使得电磁驱动的Z箍缩(Z pinch)内爆作为一种高效的强X光辐射源再次得到人们的广泛关注^[1-5]. 1997年, 美国圣地亚实验室(the Sandia National Laboratory, SNL)在峰值电流20 MA的Z装置上, 利用单层钨丝阵负载获得了功率约200 TW、能量接近2 MJ的X光辐射, 插头能量转化效率(辐射总能量/驱动器电储能)超过15%^[1]. 此后不久, 借助双层丝阵对磁瑞利泰勒(magneto-Rayleigh-Taylor, MRT)不稳定性的有效抑制, 圣地亚实验室显著改善了丝阵的内爆品质, X光辐射脉宽减小约30%, 辐射功率提高到 (280 ± 40) TW^[2,3].

作为实验室条件下的强X光辐射源, Z箍缩目前已被广泛应用于包括实验室天体物理、高能量

密度物理和材料科学等研究领域. 得益于较高的辐射总能和能量转换效率, Z箍缩还成为继激光和重离子束之后第三种可用于驱动惯性约束聚变(inertial confinement fusion, ICF)实现点火的能量加载源. 根据能量加载方式的不同, Z箍缩驱动ICF主要分为利用Z箍缩黑腔辐射场烧蚀ICF靶丸的间接驱动和利用Z箍缩内爆压缩聚变燃料的直接驱动两类. 目前, 我们关心的“动态黑腔”(dynamic hohlraum, DH)就是一种高效的间接驱动设计^[6-14]. 其利用高速内爆的Z箍缩等离子体与泡沫转换体相互作用, 借助激波加热将大部分内爆动能转化为泡沫内能, 进而形成辐射. 在Z箍缩等离子体高Z材料的约束下, 辐射温度不断升高, 烧蚀压缩靶丸实现聚变点火. 圣地亚实验室曾经在该领域开展了大量的实验研究, 并且取得了令人鼓舞的研究结果: Z装置动态黑腔的平均辐射场温度超过200 eV^[15], 驱动ICF靶丸(CH泡沫烧蚀层包裹氘气)内爆获得的热核聚变中子产额超过 3×10^{11} ^[16].

* 国家自然科学基金(批准号: 11405012, 91330107, 11275030, 11675025)、国防基础科研计划(批准号: B1520133015)和中国工程物理研究院院长基金(批准号: 2014-1-042)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ding_ning@iapcm.ac.cn

在圣地亚哥实验室提出的惯性聚变能 (inertial fusion energy, IFE) 研究计划中, Z 箍缩驱动的动态黑腔被列为一种可能实现靶丸聚变点火的重要技术途径. 另一方面, 尽管动态黑腔概念的技术可行性已被广泛接受, 但其仍对脉冲功率技术的发展提出了极高的要求. 计算结果显示, 为了获得足够的聚变能量增益, 驱动动态黑腔的电流水平至少应达到 60 MA 级^[17]. 显然, 包括 ZR 装置^[18,19] (峰值电流 28 MA) 在内的现有实验平台均无法满足上述要求^[20].

为了降低驱动器的建造成本和技术风险, 人们着手探索能够进一步提高动态黑腔辐射场温度和能量转换效率的方法. 准球形动态黑腔 (Quasi-spherical DH) 正是在这一背景下提出的. 传统的动态黑腔内爆中, 丝阵能量通过柱形内爆加载在与其高度相等的泡沫转换体上. 如果能将内爆能量聚心加载在体积更小的泡沫转换体上, 则有望在相同的驱动条件下获得更高的黑腔辐射场温度. 基于该思想, 美国和俄罗斯学者提出了一种基于 (准) 球形 Z 箍缩内爆的动态黑腔设计^[20–22]. Smirnov 等^[20] 的模拟结果显示, 28 MA 级 ZR 装置驱动的准球形动态黑腔平均辐射场温度约 270 eV, 已能满足点火所需温度条件. 如果将电流峰值进一步上升至 40 MA, 辐射场照射功率高达 3380 TW/cm², 相应的辐射场温度约 425 eV^[21], 远高于相同条件下的柱形黑腔. 而在 Nash 等^[22] 给出的 28 MA ZR 装置驱动条件下球形金壳压缩低密度泡沫的一维磁流体动力学 (1D MHD) 模拟结果中, 泡沫中心区域的平均辐射场温度达到了 400 eV 量级. 这些结果展示了准球形动态黑腔的良好应用前景, 目前该构形是俄罗斯“贝加尔湖”计划开展 Z 箍缩聚变点火研究的重要技术路线之一^[23].

尽管理论上准球形动态黑腔在提高辐射场温度、降低点火驱动条件方面具有技术优势, 但如何在实验中形成高品质的准球形内爆仍面临很大挑战. 长久以来, 人们试图借鉴磁化靶研究中使用的“质量调节”方法, 通过精确调整负载的初始密度空间分布, 获得内爆速度各向相同的球形内爆. 但是, 该方法对负载制备的要求过于苛刻, 难以在现有的短脉冲平台用丝阵负载实现^[21,24]. 近年来, 我们根据丝阵的制备特点提出了一种新的准球形内爆方法, 并在“强光一号”装置上获得了成功^[25,26]. 该方法通过对丝阵初始形状的精确设计及调节, 控制内爆等离子体的飞行速度和形状变化, 使其在到达

泡沫表面时具有较高的时空一致性. 由于不需要对负载进行精细的质量调节, 这种“形状调节”方法特别适合丝阵负载和现有的短脉冲实验平台.

在初步掌握丝阵负载的准球形内爆方法后, 内爆加载源和泡沫转换体之间的参数匹配和能量转换效率问题逐渐成为现阶段研究的重点. 已有的结果表明, 准球形内爆的动力学行为与熟知的柱形 Z 箍缩不同, 由此产生的能量定标关系变化值得人们关注.

本文从基本的薄壳模型出发, 解析分析了准球形电磁内爆的基本动力学特点, 以及影响内爆动能变化的关键因素. 通过同柱形 Z 箍缩比较, 提出无初始扰动的理想条件下, 适合准球形电磁内爆的负载优化设计建议, 并利用 2D MHD 模拟结果加以验证. 需要说明的是, 尽管“形状调节”方法在实验中取得了成功, 但基于以下两方面的考虑, 本文仍以“质量调节”方法为基础展开讨论. 首先, 相同驱动条件下两种方法获得的准球形内爆具有相近的内爆动力学行为和能量定标关系^[25], 基于“质量调节”方法的分析讨论在一定程度上能够代表准球形内爆动力学的普遍特征和规律. 其次, “质量调节”方法理论上具有各向一致的运动速度和轨迹, 负载始终保持球形结构, 可以用一维运动方程描述, 物理图像更为直观、清晰.

2 薄壳模型

当负载厚度远小于内爆运动空间尺度时, 可以近似为厚度无限薄的薄壳. 图 1 给出了初始半径为 r_0 , 最大纬度为 θ_0 的准球形负载示意图, 阴阳两极通过锥形导流电极和半径为 R_{ret} 的球形回流罩与驱动器相连.

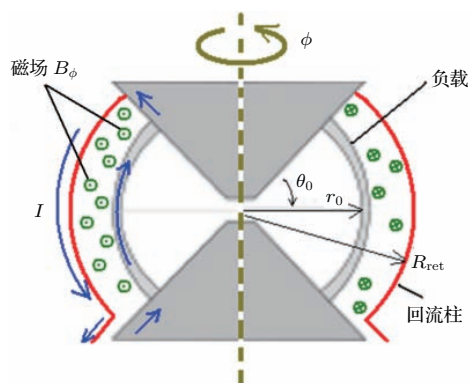


图 1 准球形负载示意图

Fig. 1. Quasi-spherical load configuration.

当驱动电流 I 沿负载外表面通过时, 感生角向磁场 $B_\phi = \mu I / 2\pi r \cos \theta$ 随纬度 θ 的升高而逐渐增大^[22]. 在电磁力的作用下, 负载的运动方程可以写为

$$\rho_s \frac{dv}{dt} = -\frac{\mu I^2}{8\pi^2 r^2 \cos^2 \theta}, \quad (1)$$

其中 ρ_s 为质量面密度, μ 为磁导率. 如果负载的初始面密度 $\rho_s \propto 1/\cos^2 \theta$, 则运动与纬度无关, 理论上可以获得各向一致的球形聚心内爆. 这种“质量调节”方法最早应用于毫米级厚度准球形固体套筒的内爆实验, 并被证明是可行的^[27].

负载内爆过程中, 其电参数的变化会影响驱动器的运行状态, 进而改变电流波形, 因此有必要建立能够正确反映“驱动器-负载”耦合关系的等效电路模型. 图2给出了一种简单的集总等效电路, 其中驱动器部分由电压源 V_0 , 电阻 R_0 和等效电感 L_0 描述. 等离子体负载被视为纯电感性阻抗, 其电感 L 同负载的几何结构和尺寸有关, 且在内爆过程中不断变化. 将其代入等效电路方程 $R_0 I + \frac{d}{dt}(L_0 I + L I) = V_0$, 可以获得负载的运动速度、轨迹以及内爆动能随时间的变化关系, 为理解内爆动力学过程以及优化负载设计提供帮助.

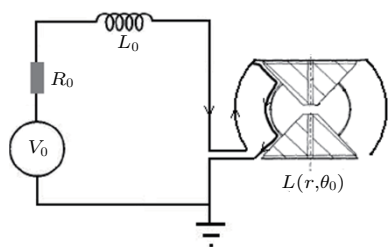


图2 准球形电磁内爆等效电路图

Fig. 2. Effective circuit for quasi-spherical implosion simulation.

3 内爆速度及轨迹

利用电流峰值 I_{peak} 、电流上升时间 τ 和负载初始半径 r_0 对物理量进行归一化, 可以将准球形电磁内爆的运动方程写为如下无量纲形式:

$$\ddot{\tilde{r}} = -\Pi \cdot \tilde{I}^2, \quad \Pi = \mu I_{\text{peak}}^2 \tau^2 / (4\pi m r_0^2), \quad (2)$$

其中, ‘ $\sim$ ’表示归一化物理量, m 为负载的初始线质量(赤道位置), Π 为无量纲化的箍缩常数, 仅同负载的初始参数和电流参数有关. 柱形Z箍缩内爆的归一化运动方程由Ryutov等^[28]给出:

$$\ddot{\tilde{r}} = -\Pi \cdot \tilde{I}^2 / \tilde{r},$$

$$\Pi = \mu I_{\text{peak}}^2 \tau^2 / (4\pi m r_0^2). \quad (3)$$

比较(2)式和(3)式发现, 两种内爆的动力学过程差别明显: 由于准球形内爆的负载面密度增长反比于半径的平方, 与磁压随半径的变化关系一致, 因此(2)式中的加速度仅与电流波形有关; 柱型内爆的负载面密度与半径的一次方呈反比, 低于磁压的增长速度, 其加速度不仅同电流波形相关, 还随半径的减少而增加. 因此, 驱动条件相同、负载线质量和半径相近的条件下, 柱形Z箍缩具有更高的内爆速度和更短的内爆到心时间. 我们利用薄壳模型计算了峰值3.2 MV、脉宽137 ns的电压驱动条件下, 线质量密度1.4 mg/cm、半径2.0 cm的柱形和准球形负载的内爆动力学过程, 如图3所示. 计算中使用的准球形负载电感具有如下形式:

$$L = \frac{\mu}{\pi} (r_0 - r) f(\theta_0), \quad (4)$$

其中 $f(\theta_0) = \ln[\tan(\pi/4 + \theta_0/2)]$ 为与纬度角 θ_0 相关的几何因子. 值得注意的是, 尽管受负载电感

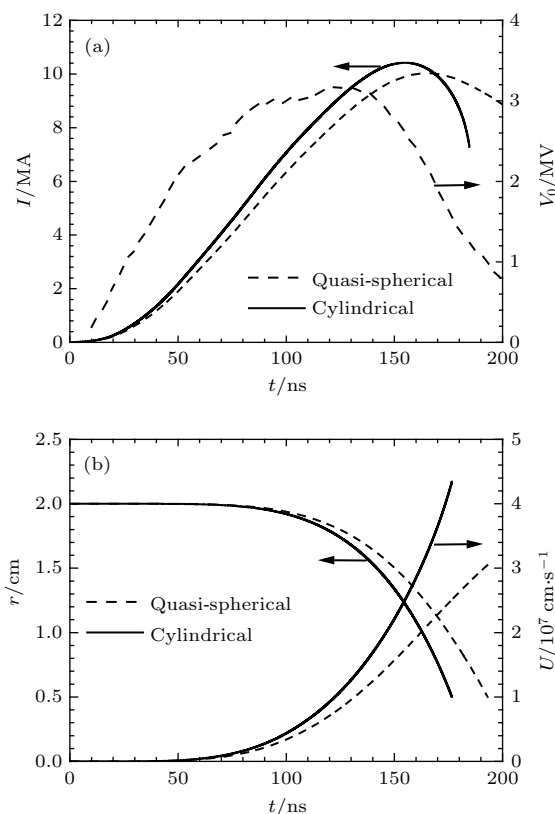


图3 相同电压驱动条件下薄壳模型计算获得的准球形及柱形内爆动力学过程 (a) 电压及负载电流随时间的变化; (b) 内爆速度及运动轨迹随时间的变化

Fig. 3. With same voltage drive, the (a) voltage and current, (b) velocity and radius of cylindrical and quasi-spherical loads simulated from the thin shell model.

表1 相同驱动电压下空间尺寸相似的准球形和柱形负载内爆参数

Table 1. With same voltage drive, implosion parameters of quasi-spherical loads and cylindrical loads with similar geometric size.

	$m/\text{mg}\cdot\text{cm}^{-1}$	r_0/cm	h/cm	$\theta_0/(\circ)$	$I_{\text{peak}}/\text{MA}$	$U_{\text{max}}/10^7\text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$	E_k/kJ	$\rho_{E_k}/\text{kJ}\cdot\text{cm}^{-1}$
柱形	1.4	2.0	2.0	—	10.4	4.34	264.2	132.1
准球形	1.4*	2.0	—	30	10.0	3.05	143.3	286.6

*: 此处为准球形赤道位置线质量.

影响, 柱形Z箍缩内爆的峰值电流略高于准球形负载(分别为10.4 MA和10 MA), 但引起内爆动力学差异的最主要原因仍来源于收缩几何效应. 当负载运动到距离对称轴5 mm时, 柱形负载的内爆速度为 $4.3 \times 10^7\text{ cm/s}$, 约为准球形内爆($3.0 \times 10^7\text{ cm/s}$)的1.4倍, 内爆时间较准球形负载提前17 ns.

较高的内爆速度使得等离子体内爆滞止时剥离到较高的能级状态, 有利于提升高能X射线($> 1\text{ keV}$)产额, 是辐射源优化设计的重要指标. 但是当被用于驱动动态黑腔时, 加载过程中内爆所具有的能量密度大小以及转换效率如何则成为比内爆速度和总能量更值得关注的物理量. 准球形内爆区别于柱形Z箍缩的重要特点在于能够通过等离子体的聚心运动将大部分能量集中加载到中心体积较小的泡沫转换体上, 从而显著提高能量的加载密度, 为获得更高的黑腔辐射场温度创造条件. 以上述计算为例(见表1), 尽管准球形内爆的速度更慢且总动能偏低, 但能量线密度更高. 用于驱动高度5 mm的泡沫转换体时, 柱形内爆的有效加载能量约为66 kJ, 不足准球形内爆(143 kJ)的50%. 我们在第5部分利用二维数值模拟的方法对两种负载的内爆动能密度进行更为详细的比较和分析.

4 能量定标关系

薄壳模型中, 磁压做功全部转换为负载动能, 其大小等于负载电感变化消耗的电磁能:

$$E_k = \frac{1}{2} \int I^2 \frac{dL}{dt} dt. \quad (5)$$

由于负载的电感变化关系不同, 准球形内爆将驱动器电磁储能转化为内爆动能的规律与柱形负载有明显区别. 利电感(4)式, 不难证明当电流峰值变化可以忽略时, 准球形内爆的动能线性依赖于负载的初始半径^[21,22]:

$$E_k \propto (r_0 - r_{\text{end}})f(\theta_0)I_{\text{peak}}^2, \quad (6)$$

且与最大纬度 θ_0 呈如图4所示的单调增长关系($\theta_0 \leq 60^\circ$ 时近似线性增长). 因此, 体积更大的准

球形负载在将驱动器储能向内爆动能转化的过程中具有更高的效率. 适当增大负载的初始半径和最大纬度, 理论上可以获得更多的内爆动能并使其加载在中心泡沫转换体上, 提高黑腔的能量密度和辐射场温度. 相对而言, 柱形Z箍缩的内爆动能正比于收缩比的对数, 因而受初始半径的影响较小. 即 $E_k \propto \ln(r_0/r_{\text{end}})hI_{\text{peak}}^2$, 其中 h 为柱形负载的高度. 目前, 准球形负载的制备和安装工艺是限制其半径进一步增大的主要因素. 此外, 大半径负载引起的内爆稳定性问题, 也应引起足够的重视.

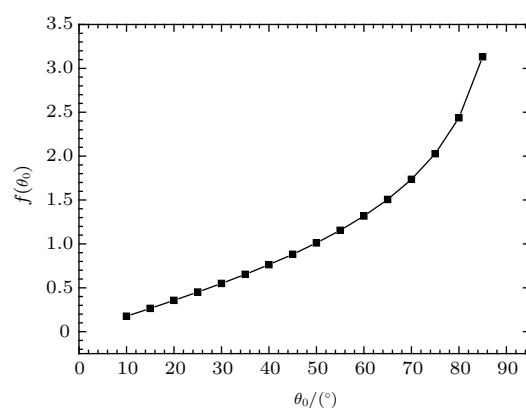
图4 函数 f 随最大纬度 θ_0 的变化

Fig. 4. The relation between function f and the maximum latitude θ_0 .

5 二维模拟分析

我们利用2D MHD程序ZEUS2D-QS模拟了不同驱动和负载条件下的准球形电磁内爆动力学过程, 并对其内爆动能定标关系进行了讨论. 程序改写自天体等离子体模拟程序ZEUS2D^[29], 采用经典的Spitzer等离子体电导率和热传导系数, 以及由More在Thomas-Fermi理论上发展的电离度模型^[30]. 等离子体的状态方程采用MPQEOS模型^[31]. 由于关注的重点是内爆动力学过程, 现有模型中没有考虑等离子体辐射. ZEUS2D-QS程序及其物理建模可参考文献^[25, 26].

表 2 不同驱动及负载参数条件下准球形电磁内爆的速度及动能

Table 2. The implosion velocity and kinetic energy of quasi-spherical implosions with different drive condition and load parameters.

No.	$I_{\text{peak}}/\text{MA}$	$m\text{ /mg}\cdot\text{cm}^{-1}$	r_0/cm	$\theta_0/(\text{^\circ})$	$U_{\text{max}}/10^7\text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$	E_k/MJ
(1)	8.0	1.58	2.0	± 45	4.03	0.10
(2)	20.0	9.52			4.10	0.67
(3)	28.0	17.8			4.15	1.43
(4)	40.0	38.8			4.00	2.88
(5)	26.0	16.7	5.0	± 35	5.41	2.27
(6)	26.8	20.4	4.0		4.53	1.99
(7)	27.7	27.5	3.0		3.61	1.69
(8)	28.9	41.7	2.0		2.58	1.28
(9)	29.7	30.8			2.0	± 35
(10)	28.0	54.5	± 55		2.53	1.59

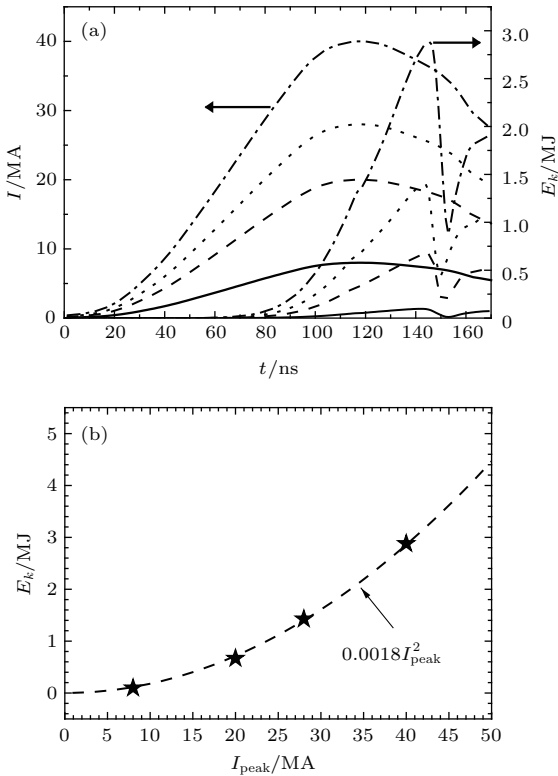


图 5 (a) 峰值不同电条件下准球形负载内爆动能随时间变化; (b) 内爆动能随电流峰值的变化关系, 虚线为拟合曲线
Fig. 5. (a) With different peak drive current, the time-history of kinetic energy of the quasi-spherical implosion; (b) the change of kinetic energy with the current peak value, and the dashed line is fitted with the calculated data.

首先讨论电流波形确定的情况下, 内爆动能随驱动电流峰值的变化关系. 图 5(a) 给出了电流波

形保持不变, 峰值由 8 MA 上升至 40 MA 时内爆动能随时间的变化. 为了便于比较, 保持负载初始半径 $r_0 = 2.0\text{ cm}$ 和最大维度 $\theta_0 = \pm 45^\circ$ 不变, 并对负载线质量进行了优化, 如表 2(1)—(4) 所示. 优化后的负载线质量满足 $m \propto I_{\text{peak}}^2$ 关系, 由此获得的内爆到心时间和内爆速度基本不发生改变, 且最大动能与电流峰值的平方关系符合得很好, 如图 5(b) 所示.

在对负载初始半径 r_0 及最大纬度 θ_0 进行讨论时, 考虑到负载参数变化可能对驱动电流产生较为明显的影响, 我们采用电压波形 (8 MV, 100 ns) 作为计算输入条件. 表 2(5)—(10) 给出了不同负载参数条件下模拟获得的电流峰值、内爆速度及动能. 如图 6(a) 所示, 在保持负载最大维度不变的条件下, 随着初始半径由 2.0 cm 增加至 5.0 cm, 内爆动能由 1.28 MJ 增加至 2.27 MJ. 负载几何参数的改变不仅会引起电感的变化, 同时还会对驱动电流产生影响. 在图 6 所示的计算中, 随着负载半径的增大, 电流峰值下降 10%—20%, 最大内爆动能略低于 (6) 式给出的线性依赖关系, 且初始半径越大偏离越多. 基于同样的原因, 最大纬度增大时, 如图 6(b) 所示的动能与 θ_0 的依赖关系也逐渐偏离 $f(\theta_0)$. 但总体而言, 在目前关心的参数范围内, 准球形内爆的能量转换效率敏感地依赖于负载的初始几何参数, 相同驱动条件下的内爆动能随负载尺寸的增大而显著增加.

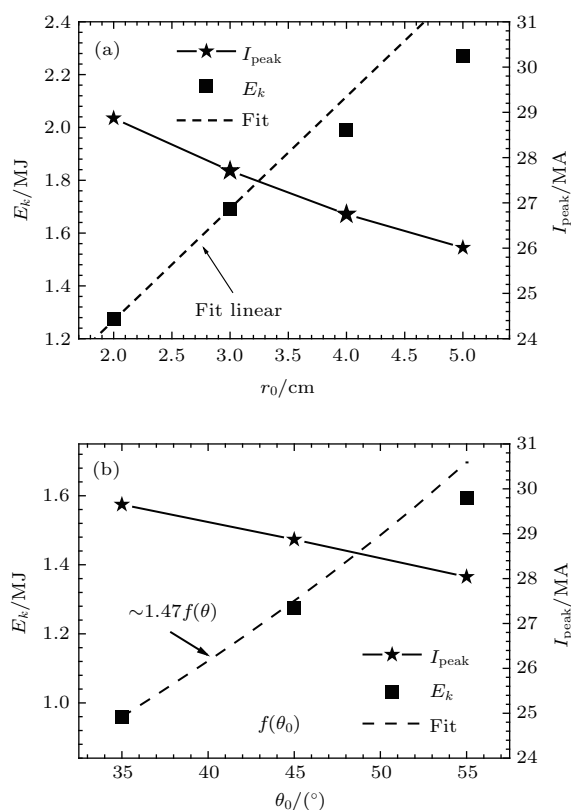


图6 固定电压波形作为驱动条件, 准球形内爆最大动能及电流峰值随负载初始参数的变化 (a) 改变负载初始半径 r_0 ; (b) 改变负载最大纬度 θ_0

Fig. 6. Under the voltage drive condition, the change of quasi-spherical implosion's kinetic energy and peak current value with (a) the initial load radius r_0 , (b) the maximum latitude θ_0 .

图7比较了相同电压驱动条件下不同初始半径准球形负载和柱形负载的最大内爆动能和动能线密度. 两类负载的初始半径均为2.0—5.0 cm, 准球形负载最大纬度 45° , 优化质量16.7—41.7 mg, 柱形负载高2.0 cm, 优化质量6.8—18.4 mg, 模拟获得的电流峰值为26—30 MA. 当内爆至 $r = 5$ mm位置时, 计算中止. 不难发现, 准球形内爆的总动能随 r_0 的增长趋势远大于相同条件下的柱形内爆. 特别是在 $r_0 > 4$ cm后, 负载初始半径对柱形内爆动能的影响几乎可以忽略. 另一方面, 得益于负载等离子体的轴向运动, 准球形内爆可以将能量集中加载在轴线上更小的空间区域, 因而具有较柱形Z箍缩更高的能量密度. 如图8所示, 初始高度4 cm、半径3 cm的准球形负载内爆至 $r = 6$ mm时高度仅约1 cm, 尽管内爆总动能与无轴向压缩的柱形Z箍缩内爆接近, 但等离子体的动能密度更高, 单位高度上的平均动能约为2.4 MJ/cm, 是柱形内爆的2.6倍. 初始半径5.0 cm时, 其动能密度进一步增加至3.2 MJ/cm, 约为柱形负载的三倍. 理论上, 准

球形内爆的这一特点有利于提高泡沫转换体内部的黑腔辐射场温度, 为驱动惯性约束聚变、材料辐射参数、辐射流体动力学研究等应用提供更好的辐射环境.

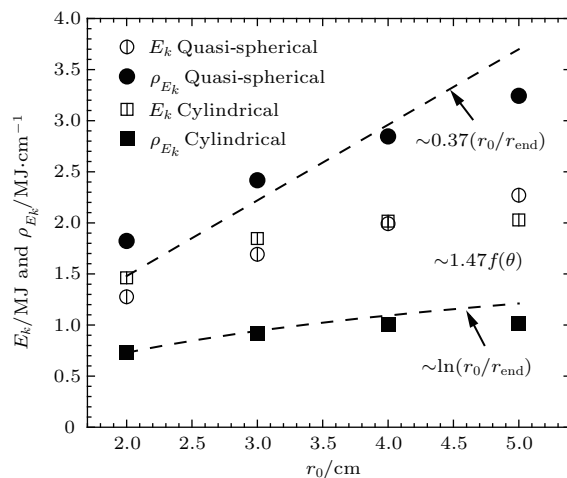


图7 相同电压驱动条件下, 准球形内爆和柱形Z箍缩内爆的最大动能、动能线密度随负载初始半径的变化

Fig. 7. Under the voltage drive condition, the change of total kinetic energy and the kinetic energy density with initial radius of quasi-spherical and cylindrical implosions.

需要注意的是, 上述讨论仅限于无初始扰动的理想情况. 已有的实验结果表明, 受负载制备工艺的影响, 准球形丝阵内爆的稳定性和可重复性低于柱形内爆. 可以预见, 随着负载初始半径以及纬度的增加, MRT不稳定性的发展还将进一步严重, 从而显著降低动态黑腔的能量加载效率. 此外, 更大的初始半径必然匹配较小的负载优化线质量, 为负载的制备制造更大的障碍. 因此, 在设计此类实验时, 应对负载加工工艺、内爆品质、内爆动能等多方面因素进行综合评估. 为了找到内爆稳定性和能量加载效率之间的最佳平衡点, 需要开展更为广泛和深入的讨论.

6 结 论

本文利用解析的薄壳模型, 推导了准球形内爆的运动方程、电感变化规律、内爆动能的定标关系, 并与柱形内爆进行了对比分析. 结果表明, 准球形内爆的电感变化关系决定了其内爆总动能更为敏感地依赖于负载的初始几何尺寸. 在忽略不稳定性发展的理想条件下, 适当地(不引起驱动电流的显著下降)增加负载的初始半径和最大纬度有利于获得更高的内爆动能. 虽然相同驱动条件下准球形负

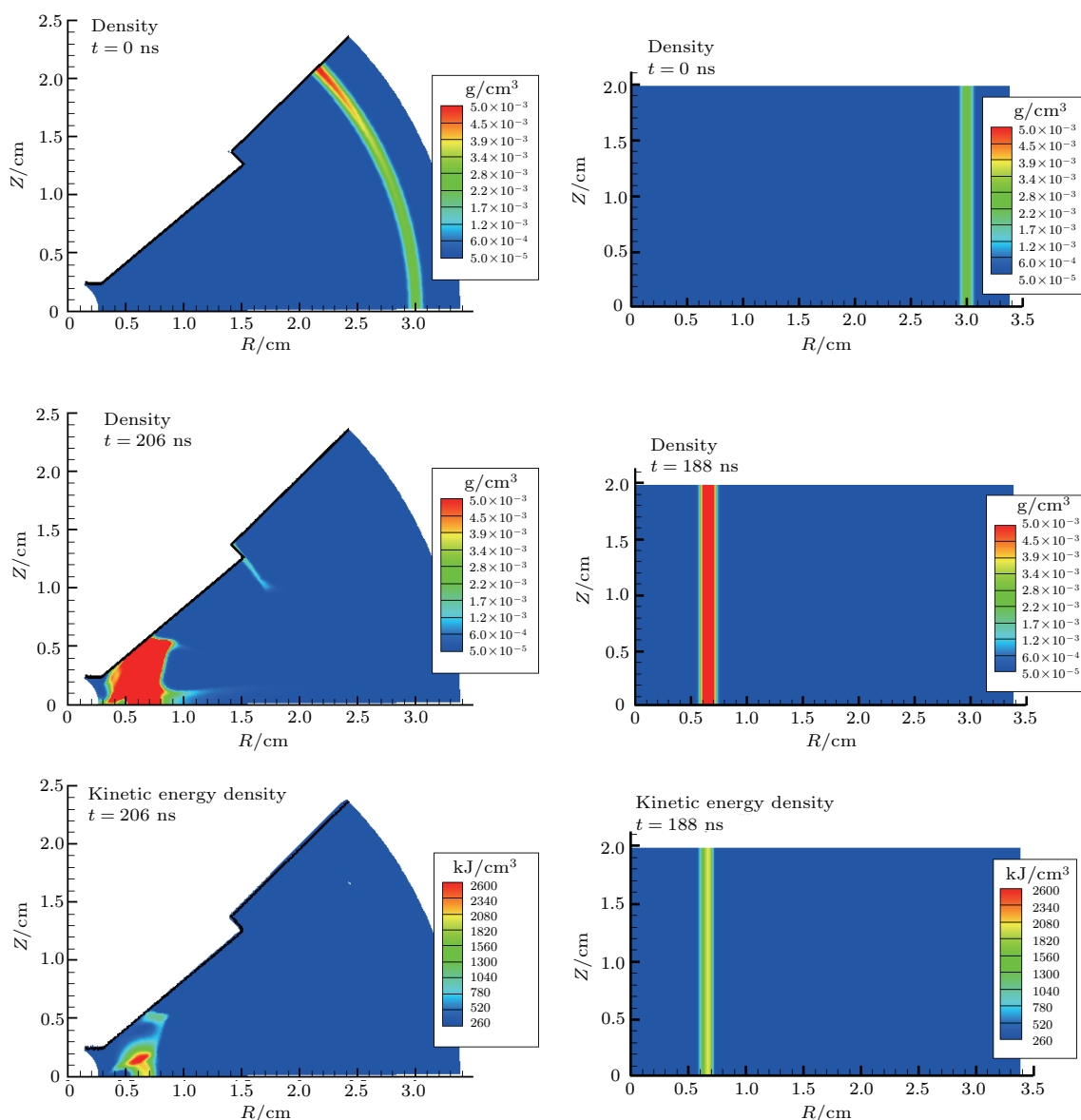


图8 (网刊彩色) 初始半径3 cm的准球形和柱形负载质量密度和动能密度空间分布, 准球形负载计算结果仅显示 0° — 45° 扇形区域

Fig. 8. (color online) The mass and kinetic energy density distribution of quasi-spherical load and cylindrical load with an initial radius of 3 cm. Only the 0° – 45° part of the quasi-spherical load is shown.

载的内爆速度较柱形负载低, 但由于可以将大部分内爆动能汇聚至中心较小的空间区域内, 形成数倍于柱形内爆的能量加载密度, 因而特别适合在动态黑腔等应用中作为内爆能量加载源使用.

二维磁流体力学模拟结果进一步支持了上述内爆动力学规律和定标关系. 在驱动电流不大于 30 MA, 负载半径 2—5 cm, 最大维度角 35° — 55° 的范围内, 内爆动能正比于电流峰值的平方, 且以略低于线性的关系随着初始半径和维度的增大而增加. 以初始半径 5 cm 的准球形 ($\pm 45^\circ$) 和柱形 (高 2 cm) 负载为例, 内爆至距轴 5 mm 时, 前者的内爆动能线密度是后者的三倍以上. 假设两种黑腔

的能量转化效率相等, 则准球形动态黑腔辐射场温度较柱形黑腔提高约 30%.

现有的讨论基于理想的薄壳模型和无初始扰动的二维磁流体力学模拟. 实际上, 受限于现有负载制备方法和工艺的限制, 准球形丝阵的初始均匀性和对称性远低于柱形丝阵. 此外, 独特的内爆动力学行为、“电极-等离子体”相互作用、参数的空间分布, 也使其具有更为复杂多样的扰动增长模式和特征. 不稳定性的发展及其与负载、驱动条件的依赖关系是另一个影响内爆品质及能量加载效率的重要因素, 我们将在后续工作中对其进行讨论. 只有充分结合能量定标关系及不稳定性发展两方面

来认识, 才能形成较为科学的准球形内爆丝阵负载优化设计方法.

诚挚感谢北京应用物理与计算数学研究所 Z 箍缩课题组、中国工程物理研究院 Z 箍缩联合实验队以及西北核技术研究所“强光一号”装置运行团队的鼎力支持.

参考文献

- [1] Spielman R B, Deeney C, Chandler G A, Douglas M R, Fehl D L, Matzen M K, McDaniel D H, Nash T J, Porter J L, Sanford T W L, Seamen J F, Stygar W A, Struve K W, Breeze S P, McGurn J S, Torres J A, Zagar D M, Gilliland T L, Jobe D O, McKenney J L, Mock R C, Vargas M, Wagoner T, Peterson D L 1998 *Phys. Plasmas* **5** 2105
- [2] Deeney C, Douglas M R, Spielman R B, Nash T J, Peterson D L, L'Éplattenier P, Chandler G A, Seamen J F, Struve K W 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 4883
- [3] Sanford T W L, Allshouse G O, Marder B M, Nash T J, Mock R C, Spielman R B, Seamen J F, McGurn J S, Jobe D, Gilliland T L, Vargas M, Struve K W, Stygar W A, Douglas M R, Matzen M K, Hammer J H, de Groot J S, Eddleman J L, Peterson D L, Mosher D, Whitney K G, Thornhill J W, Pulsifer P E, Apruzese J P, Maron Y 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 5063
- [4] Ding N, Zhang Y, Ning C, Shu X J, Xiao D L 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3027 (in Chinese) [丁宁, 张扬, 宁成, 束小建, 肖德龙 2008 物理学报 **57** 3027]
- [5] Xu R K, Li Z H, Guo C, Yang J L, Li L B, Song F J, Ning J M, Xia G X, Xu Z P 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1203 (in Chinese) [徐荣昆, 李正宏, 郭存, 杨建伦, 李林波, 宋凤军, 宁佳敏, 夏广新, 许泽平 2003 物理学报 **52** 1203]
- [6] Matzen M K, Sweeney M A, Adams R G, Asay J R, Bailey J E, Bennett G R, Bliss D E, Bloomquist D D, Brunner T A, Campbell R B, Chandler G A, Coverdale C A, Cuneo M E, Davis J P, Deeney C, Desjarlais M P, Donovan G L, Garasi C J, Haill T A, Hall C A, Hanson D L, Hurst M J, Jones B, Knudson M D, Leeper R J, Lemke R W, Mazarakis M G, McDaniel D H, Mehlhorn T A, Nash T J, Olson C L, Porter J L, Rambo P K, Rosenthal S E, Rochau G A, Ruggles L E, Ruiz C L, Sanford T W L, Seamen J F, Sinars D B, Slutz S A, Smith I C, Struve K W, Stygar W A, Vesey R A, Weinbrecht E A, Wenger D F, Yu E P 2005 *Phys. Plasmas* **12** 55503
- [7] Nash T J, Derzon M S, Chandler G A, Leeper R, Fehl D, Lash J, Ruiz C, Cooper G, Seaman J F, McGurn J, Lazier S, Torres J, Jobe D, Gilliland T, Hurst M, Mock R, Ryan P, Nielsen D, Armijo J, McKenney J, Hawn R, Hebron D, MacFarlane J J, Petersen D, Bowers R, Matuska W, Ryutov D D 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2023
- [8] Peterson D L, Bowers R L, Matuska W, McLenithan K D, Chandler G A, Deeney C, Derzon M S, Douglas M, Matzen M K, Nash T J, Spielman R B, Struve K W, Stygar W A, Roderick N F 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2178
- [9] Sanford T W L, Lemke R W, Mock R C, Peterson D L 2003 *Phys. Plasmas* **10** 3252
- [10] Bailey J E, Chandler G A, Mancini R C, Slutz S A, Rochau G A, Bump M, Buris-Mog T J, Cooper G, Dunham G, Golovkin I, Kilkenny J D, Lake P W, Leeper R J, Lemke R, MacFarlane J J, Mehlhorn T A, Moore T C, Nash T J, Nikroo A, Nielsen D S, Peterson K L, Ruiz C L, Schroen D G, Steinman D, Varnum W 2006 *Phys. Plasmas* **13** 056301
- [11] Matzen M K 1997 *Phys. Plasmas* **4** 1519
- [12] Lindl J 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3933
- [13] Hammer J H, Tabak M, Wilks S C, Lindl J D, Bailey D S, Rambo P W, Toor A, Zimmerman G B, Porter Jr J L 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2129
- [14] Cuneo M E, Sinars D B, Waisman E M, Bliss D E, Stygar W A, Vesey R A, Lemke R W, Smith I C, Rambo P K, Porter J L, Chandler G A, Nash T J, Mazarakis M G, Adams R G, Yu E P, Struve K W, Mehlhorn T A, Lebedev S V, Chittenden J P, Jennings C A 2006 *Phys. Plasmas* **13** 056318
- [15] Sanford T W L, Lemke R W, Mock R C, Chandler G A, Leeper R J, Ruiz C L, Peterson D L, Chrien R E, Idzorek G C, Watt R G, Chittenden J P 2002 *Phys. Plasmas* **9** 3573
- [16] Rochau G A, Bailey J E, Chandler G A, Cooper G, Dunham G S, Lake P W, Leeper R J, Lemke R W, Mehlhorn T A, Nikroo A, Peterson K J, Ruiz C L, Schroen D G, Slutz S A, Steinman D, Stygar W A, Varnum W 2007 *Plasma Phys. Control. Fusion* **49** B591
- [17] Olson C, Rochau G, Slutz S, Morrow C, Olson R, Cuneo M, Hanson D, Bennett G, Sanford T, Bailey J, Stygar W, Vesey R, Mehlhorn T, Struve K, Mazarakis M, Savage M, Pointon T, Kiefer M, Rosenthal S, Cochrane K, Schneider L, Glover S, Reed K, Schroen D, Farnum C, Modesto M, Oscar D, Chhabildas L, Boyes J, Vigil V, Keith R, Turgeon M, Cipiti B, Lindgren E, Dandini V, Tran H, Smith D, McDaniel D, Quintenz J, Matzen M K, van Devender J P, Gauster W, Shephard L, Walck M, Renk T, Tanaka T, Ulrickson M, Meier W, Latkowski J, Moir R, Schmitt R, Reyes S, Abbott R, Peterson R, Pollock G, Ottinger P, Schumer J, Peterson P, Kammer D, Kulcinski G, El-Guebaly L, Moses G, Sviatoslavsky I, Sawan M, Anderson M, Bonazza R, Oakley J, Meekunasombat P, de Groot J, Jensen N, Abdou M, Ying A, Calderoni P, Morley N, Abdel-Khalik S, Dillon C, Lascar C, Sadowski D, Curry R, McDonald K, Barkey M, Szaroletta W, Gallix R, Alexander N, Rickman W, Charman C, Shatoff H, Welch D, Rose D, Panchuk P, Louie D, Dean S, Kim A, Nedoseev S, Grabovsky E, Kingsep A, Smirnov V 2005 *Fusion Sci. Tech.* **47** 633
- [18] Peterson K J, Sinars D B, Yu E P, Herrmann M C, Cuneo M E, Slutz S A, Smith I C, Atherton B W, Knudson M D, Nakhleh C 2012 *Phys. Plasmas* **19** 092701
- [19] Slutz S, Vesey R 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 025003

- [20] Smirnov V P, Zakharov S V, Grabovskii E V 2005 *JETP Letters* **81** 442
- [21] Smirnov V P, Grabovskii E V, Zakharov S V 2012 *Nukleonika* **57** 215
- [22] Nash T J, McDaniel D H, Leeper R J, Deeney C D, Sanford T W L, Struve K, DeGroot J S 2005 *Phys. Plasmas* **12** 052705
- [23] Grabovski E V 2012 *CAEP Annual Conference on Science and Technology* Mianyang, China, August 17–24, 2012
- [24] Lebedev S V, Ampleford D J, Bland S N, Bott S C, Hall G N 2006 *Proceeding of 6th International Conference on Dense Z-pinch* **69** Cp808
- [25] Zhang Y, Ding N, Li Z, Xu R, Sun S, Chen D, Xue C 2012 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **40** 3360
- [26] Zhang Y, Ding N, Li Z, Xu R, Chen D, Ye F, Zhou X, Chen F, Chen J, Li L, Xiao D, Sun S, Xue C, Shu X, Wang J 2015 *Phys. Plasmas* **22** 020703
- [27] Degnan J H, Alme M L, Austin B S, Beason J D, Coffey S K, Gale D G, Graham J D, Havranek J J, Hussey T W, Kiuttu G F, Kreh B B, Lehr F M, Lewis R A, Lileikis D E, Morgan D, Outten C A, Peterkin Jr R E, Platts D, Roderick N F, Ruden E L, Shumlak U, Smith G A, Sommars W, Turchi P J 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 2681
- [28] Ryutov D D, Derzon M S, Matzen M K 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 167
- [29] Stone J M, Norman M L 1992 *Astrophys. J. Suppl. Series* **80** 753
- [30] More R M 1981 *Atomic Physics in Inertial Confinement Fusion*, LLNL Report No UCRL-84991
- [31] Kemp A J, Meyer-ter-Vehn J 1999 *MPQeos A New Equation of State Code for Hot, Dense Matter, Short Documentation* (version 20)

Basic dynamic and scale study of quasi-spherical Z-pinch implosion*

Zhang Yang¹⁾ Sun Shun-Kai¹⁾ Ding Ning^{1)†} Li Zheng-Hong²⁾ Shu Xiao-Jian¹⁾

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

2) (Institute of Nuclear Physics and Chemistry, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 6 December 2016; revised manuscript received 9 March 2017)

Abstract

Unlike cylindrical Z pinch, a quasi-spherical implosion enables load plasma to implode inward spherically and concentrate its kinetic energy toward the center. This helps to improve the energy-transport efficiency and increase the shock-induced radiation intensity of the foam convertor, when the quasi-spherical implosion is used to drive a dynamic hohlraum (DH). In previous work, it has been proved that a spherical metal shell with an exact mass-distribution can implode spherically by the nonuniform magnetic field, whose magnitude increases with the load latitude, $B_\phi \sim \cos^{-1} \theta$. However, this ‘mass-redistribution’ method is hard to realize on the fast pulse power generator widely used in today’s Z-pinch study. The rise time of the facility is only ~ 100 ns, and the load is wire arrays with typical weight about 1 mg/cm. We develop a method of gaining quasi-spherical implosion with wire arrays by adjusting their initial shape, and it proves feasible on the 1.5 MA Qiangguang-I facility. Recently, we try to realize the quasi-spherical dynamic hohlraum (QSDH) implosion on generator with higher current, such as the 4.5 MA Angara5-I or the 8 MA PTS facility, and to make a direct compare with its cylindrical equivalence. But first of all, a basic but relatively comprehensive study on the quasi-spherical implosion dynamics is necessary and useful for the future QSDH load design and optimization.

Comparing with the device for classical cylindrical Z-pinch implosions, the load and electrodes structures of quasi-spherical implosions are complex, which leads to distinct implosion dynamics and scale rules. In this paper, we develop a thin shell model for the quasi-spherical implosion, from which the movement equation, as well as the energy scale relation is derived analytically. It is found that under the same drive condition, the implosion velocity and total kinetic energy of cylindrical load are higher than those of quasi-spherical one. However, as we expected, the quasi-spherical implosion has larger kinetic energy density, which is important for the applications such as driving a dynamic hohlraum. Besides the peak current, the kinetic energy of quasi-spherical implosion also depends on the initial size of the load. By increasing the initial radius and maximum latitude angle moderately, one can obtain higher kinetic energy and energy density of the implosion, which is crucial for the load design. The theoretical study is supported by simulation results. It is found that under a drive condition close to that of the ZR facility, a quasi-spherical load with an initial radius of 5 cm will reach a peak kinetic energy density of 3.2 MJ/cm, which is about 3 times those from the cylindrical ones.

Keywords: quasi-spherical implosion, Z-pinch, dynamic hohlraum, thin shell model

PACS: 52.58.Lq, 28.52.av

DOI: 10.7498/aps.66.105203

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11405012, 91330107, 11275030, 11675025), the Defense Industrial Technology Development Program, China (Grant No. B1520133015), and the Foundation of President of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 2014-1-042).

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