

文章编号: 1001-4322(2009)09-1339-04

辐射驱动气体靶丸压缩过程数值模拟*

高耀明, 李运生

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

摘 要: 利用整形脉冲驱动内爆是实现燃料高收缩比压缩的有效方法。单脉冲辐射驱动冲击波压缩气体靶动力学过程可分为冲击波压缩、近等熵压缩、压缩降温和膨胀降温 4 个阶段, 其中近等熵压缩阶段是获得燃料高密度的关键。通过改变第一个台阶结束时间, 可找到合适的双台阶辐射整形脉冲驱动内爆, 获得比单一脉冲驱动更高的压缩密度。数值模拟结果显示, 利用第 1 个台阶产生的冲击波多次压缩燃料, 同时逐步提高燃料区压强, 这样第 2 个冲击波传入燃料区时的强度很弱, 几乎不引起熵增, 但能进一步压缩燃料。同样的原理可推广到多台阶整形脉冲驱动内爆压缩研究中。

关键词: 气体靶; 冲击波; 等熵压缩; 整形脉冲

中图分类号: O532 **文献标志码:** A

惯性约束聚变(ICF)内爆过程可以分为烧蚀增压、聚心压缩和点火燃烧几个阶段。在辐射烧蚀过程中, CH 材料向外飞散的同时, 根据火箭模型, 未烧蚀部分(推进层)向内运动, 在气体燃料中产生强冲击波, 即 $\Delta p/p_b \gg 1$ (Δp 为压强的跃变值, p_b 为波前压强)。该冲击波到达球心形成向外反射波^[1-2], 运动到推进层-燃料界面形成向内反射波, 此时推进层速度达到最大值, 称为阻滞阶段^[3]。之后该冲击波在燃料区多次反射, 燃料压强、温度和密度不断提高, 每次从推进层-燃料界面反射后, 冲击波强度变弱, 即 $\Delta p/p_b < 1$ 。在这个聚心压缩过程中, 推进层的动能逐步转换为燃料的内能, 当推进层无法约束燃料时, 整个内爆压缩过程结束, 燃料系统向外飞散。辐射驱动点火靶设计中, 采用 DT 固体靶^[4], 调节辐射源整形脉冲形状, 产生的 4 个冲击波在 DT 固体-气体界面附近汇聚后产生一个很强的冲击波, 最后形成中心热斑点火结构, 即中心为高温低密的热斑区, 外面为低温高密的主燃料区。由此可见, 整形脉冲目的是要同时满足两项功能, 即燃料芯部高熵压缩, 而外面低熵压缩。在激光器能量较小时, 通常用充气靶丸研究气体燃料高密度压缩过程^[5], 和固体 DT 点火靶设计思想不同之处在于不希望在燃料区产生高熵热斑。因此, 利用整形辐射脉冲驱动产生冲击波压缩气体时, 除了第 1 个冲击波产生的强熵增外, 后续冲击波进入燃料区时尽可能弱, 即不产生额外的熵增, 实现高密度压缩。本文首先分析单一冲击波压缩气体燃料过程, 然后根据结果分析双台阶辐射驱动源的时间匹配问题, 为今后研究多台阶辐射驱动压缩气体靶奠定基础, 也可为整形脉冲实验设计提供参考数据。

1 燃料压缩密度-温度曲线

内爆靶为半径 100 μm 的玻璃靶, 玻璃厚度 2 μm , 外层涂 16 μm 的 CH 材料, 内充密度 $8 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ 氘气。用 1 维辐射输运流体力学程序 RDMG^[6] 模拟辐射烧蚀内爆压缩过程, 利用辐射驱动源产生单一冲击波压缩气体燃料。假设燃料压缩过程可用单温模型, 且满足理想气体方程, 则能量方程简化为^[7]

$$c_v \frac{dT}{dt} = \frac{d}{dm} (R^2 \kappa \frac{dT}{dR}) - (p + q) \frac{d}{dt} (\frac{1}{\rho}) \quad (1)$$

式中: T 为燃料温度; R 为空间坐标; m 为流体质量; κ 为热传导系数; p 为压力; q 为人为粘性压; ρ 为燃料密度; c_v 为燃料比热容; t 为时间。

对整个燃料区积分式(1), 整理后可得

$$c_v \frac{dT}{dt} = -\bar{p} \frac{d}{dt} (\frac{1}{\rho}) (1 + \bar{q}/\bar{p} - F_r/W) \quad (2)$$

式中: $W = -\bar{p} \frac{d}{dt} (\frac{1}{\rho})$ 表示对单位质量燃料做功率; $F_r = -\frac{R^2 \kappa}{M_i} \frac{dT}{dR} \Big|_r$ 表示单位质量燃料能量损失率, M_i 为燃料

* 收稿日期: 2009-01-13; 修订日期: 2009-06-30

基金项目: 国家高技术发展计划项目

作者简介: 高耀明(1964—), 男, 博士, 研究员, 从事 ICF 内爆物理理论研究; gao-ym@iapcm.ac.cn。

质量; $\bar{T}, \bar{\rho}, \bar{p}, \bar{q}$ 为燃料区加权平均值。

把 $\bar{p} = 2/3c_v\bar{\rho}\bar{T}$ 代入式(2)得到

$$\frac{d\bar{T}}{dt} = \frac{2d\bar{T}}{3d\bar{\rho}} \frac{d\bar{\rho}}{dt} [1 - (F_r/W - \bar{q}/\bar{p})] \quad (3)$$

式(3)简写为

$$\frac{d\bar{T}}{\bar{T}} = \frac{2}{3}(1 - \alpha) \frac{d\bar{\rho}}{\bar{\rho}} \quad (4)$$

由式(4)得到燃料温度和密度关系式

$$\bar{T} = A\bar{\rho}^{2(1-\alpha)/3} \quad (5)$$

式中: 熵增因子 $\alpha = F_r/W - \bar{q}/\bar{p}$; A 是与初始状态有关的积分常数。

如果燃料压缩过程中, 没有能流 F_r 和内部耗散(\bar{q}), 即 $\alpha = 0$, 则式(5)退化为理想气体绝热方程。

分析内爆压缩过程的密度-温度曲线(图 1)和燃料能量损失率时间演化过程(图 2)可知, 燃料压缩过程可以分为 4 个阶段:

(1) 冲击波压缩升温阶段(OA)。高能光子直接加热燃料(在此阶段, 能量流入燃料, $F_r < 0$, 图 2 中没有画出), 由于能量较少, 平均离子温度只上升了约 30%。冲击波到达燃料界面后(约 0.75 ns), 人为粘性压远大于燃料物质压($\bar{q} \gg \bar{p}$), 而此时燃料温度还很低, 做功功率远大于能量漏失率($W \gg F_r$), 使得熵增因子 α 远小于 0, 根据式(5)可知温度-密度曲线斜率很大。随着冲击波压缩的燃料增加, 燃料温度增加, 导致辐射流增加, 物质平均压力增加, 熵增因子减小, 在约 1.27 ns 时冲击波到达球心, 熵增因子 $\alpha \approx 0$ (图 2 中 A 点), 此时燃料平均密度 0.05 g/cm^3 (约增加 7 倍), 平均温度 $0.6 \times 10^6 \text{ K}$ (提高约 2 000 倍)。因此为了控制燃料的熵增或升温, 第 1 个冲击波强度的控制是关键。

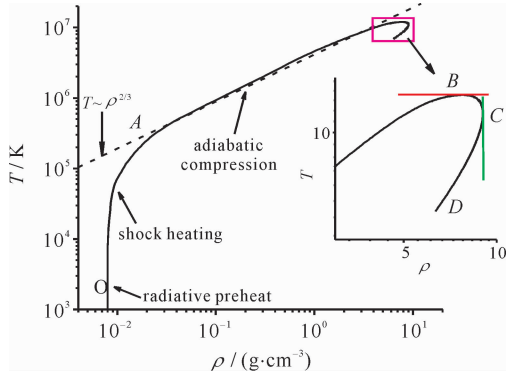


Fig. 1 Trajectory in the density-temperature plane of gas fuel

图 1 燃料密度-温度曲线

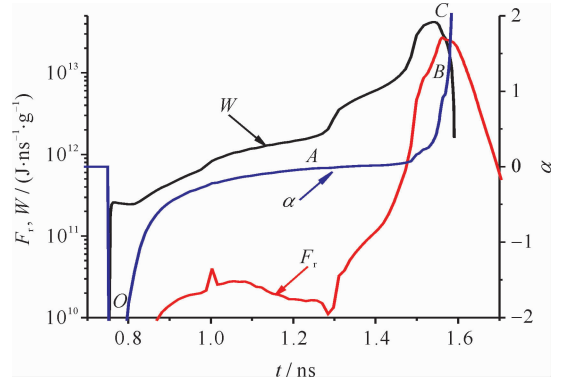


Fig. 2 Energy loss rates of heat conduction, hydrodynamic work per unit mass and factor of entropic increment vs time

图 2 热传导能量损失率、单位质量机械功率和熵增因子随时间变化关系

(2) 近等熵压缩升温阶段(AB)。冲击波到球心后, 在燃料区多次反射, 压缩燃料, 冲击波强度减弱($\bar{q} \ll \bar{p}$), 燃料的升温主要由做功完成。随着系统温度升高, 向外的辐射流增大, 使得 $0 < \alpha < 1$ (图 2), 系统进入近等熵压缩升温阶段, 图 1 中 AB 段与理想气体绝热过程曲线 $T \propto \rho^{2/3}$ 平行即可说明该过程为近等熵过程。在约 1.57 ns 时, $W = F_r$, 即 $\alpha = 1.0$ (图 2), 对应图 1 中的 B 点, 它是与水平直线的切点, 系统达到最高平均温度 $11.7 \times 10^6 \text{ K}$ (升幅约 20 倍), 密度达到 7.5 g/cm^3 (压缩约 140 倍)。

在这一阶段, 影响系统升温的主要原因是燃料向外流失能量, 如果提高推进层的阻热性能, 如极限条件 $F_r = 0$, 则可实现近等熵压缩同时, 获得更高的压缩温度。

(3) 压缩降温阶段(BC)。单位质量热流损失率大于外界对燃料做功功率, 使得 $\alpha > 1$, 根据式(5)可知, 系统压缩过程中, 温度是降低的。在约 1.59 ns 时, 燃料系统开始对外做功, 此时燃料平均压缩密度达到最大值为 9.0 g/cm^3 。由此可见, 在系统压缩过程中, 一定是先达到最大平均温度, 然后才达到最大平均密度。

(4) 膨胀降温阶段(CD)。燃料因对外做功和能流损失能量而开始崩溃。如果系统在 B 点或 C 点之前不能点火, 没有足够补偿漏失能量的热核反应放能率, 系统的温度和密度将迅速下降而导致系统解体, 从而结束内爆压缩过程。反之, 若在系统开始崩溃之前实现了点火, 则系统的热核反应放能使系统温度进一步升高, 即使系统开始膨胀, 由于热核反应放能速率相对于流体运动速率非常大, 系统仍然将由内爆压缩过程转向热核

反应过程。

从分析可知,单一冲击波内爆压缩过程需要关注两个重要过程,冲击波压缩升温阶段(OA 阶段)和近等熵压缩阶段(AB 阶段),燃料密度增加主要在 AB 阶段。

2 双台阶辐射驱动内爆压缩分析

为了获得等熵高密度压缩,在燃料边界所加压力随时间连续光滑变化^[8],没有跃变。然而实际中辐射烧蚀很难产生满足这样要求的压力,一般采用多个台阶压力曲线实现高密度压缩。利用多台阶整形辐射脉冲源,通过辐射烧蚀产生符合压缩 D₂ 要求的压力,因此整形脉冲的时间匹配问题成为关键。

双台阶整形脉冲形状需要多个参数才可完全描述,比如驱动温度的高度、上升沿宽度、台阶的起始时间和持续时间等,固定靶球参数时,上述各参数的变化都会影响燃料的压缩状态。为了分析问题方便,选取如下整形脉冲参数:第 1 个台阶高度为 1.16×10^6 K,第 2 个台阶高度为 2.0×10^6 K,台阶上升时间全部为 0.3 ns,第 2 个台阶持续时间为无穷($t_2 \rightarrow \infty$),唯一改变的参数为第 1 个台阶结束时间 t_1 ,当 $t_1 \rightarrow \infty$ 时,实际上是强度为 1.16×10^6 K 单一台阶驱动源。为了对比,给出非整形脉冲辐射源曲线(标识为 Normal),其最大辐射温度为 2.0×10^6 K(见图 3)。

改变 t_1 ,内爆压缩数值计算结果画在图 4 中。 t_1 越小,越接近非整形单一脉冲驱动结果,中子产额越高,燃料收缩比(初始靶球外半径与最大压缩时刻燃料半径之比)接近 10.9。 t_1 越大,中子产额越低。当 t_1 趋于无穷时,收缩比为 8.93;当 $t_1 = 1.8$ ns 时,气体燃料压缩最好,收缩比达到极大值 13.5。

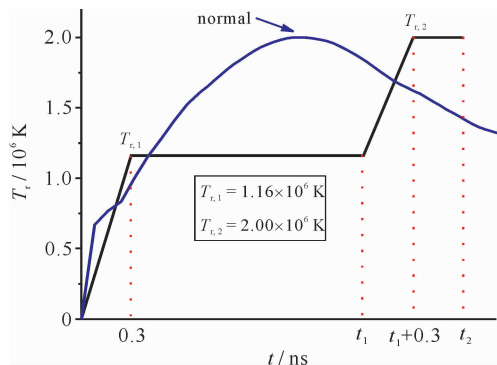


Fig. 3 Time history of the X-ray drive
图 3 辐射驱动源曲线

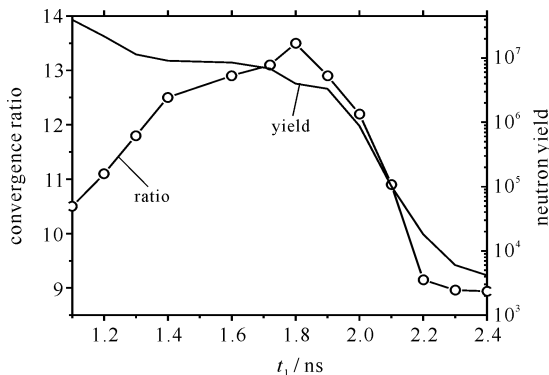


Fig. 4 Variation of the convergence ratio and neutron yield vs end time of first step pulse
图 4 收缩比和中子产额与第 1 个台阶结束时间的关系

当 $t_1 = 1.8$ ns 时,冲击波在燃料区的行为如图 5 所示,第 1 个冲击波两次到心后反射,才与第 2 个冲击波在燃料区相遇,实际上是充分利用第 1 个冲击波的能量,在冲击波压缩后再实现近等熵压缩,同时增加燃料压力。当 $t_1 = 2.49$ ns 时,第 2 个冲击波开始进入燃料区时,强度变弱。从图 6 也可以得出该结论,在密度约 1.5 g/cm³ 处,与单一台阶驱动源($t_1 = \infty$)压缩相比,燃料平均温度存在微小的跳变,然而由于第 2 个冲击波压力增加,使得压缩度最大。

当 $t_1 = 1.3$ ns 时,第 2 个台阶产生的冲击波过早进入燃料区,在燃料中心赶上第 1 个冲击波,即两个冲击波在中心汇聚。从图 6 可以看出,在密度约 0.15 g/cm³ 处,燃料平均温度由于第 2 个冲击波的压缩而存在跳变,引起燃料熵增,导致最后压缩度不高。非整形脉冲虽然产生压力也较大,但由于开始冲击波强度大,导致熵增值过高,最后燃料压缩也不好。

因此为了获得高密度压缩,需要充分利用第 1 个台阶产生的冲击波压缩燃料,即冲击波在燃料区多次反射实现近等熵压缩燃料,同时提高燃料压强,这样减弱第 2 个冲击波进入燃料区时的强度,保持后续的压缩为近等熵状态。

减小第 1 个台阶的高度能有效抑制第 1 个冲击波的熵增,从而获得更高的压缩密度。但第 1 个台阶高度降低,为了获得好的压缩效果,持续时间 t_1 必然延长,会增加黑腔内等离子状态的复杂程度,因此需要在实际设计过程中综合考虑。多个台阶整形脉冲的时间匹配也可以按照高密度压缩的基本原则来分析,即除了第 1 个冲击波在气体燃料产生高熵增外,需要控制后续冲击波产生熵增尽可能小。

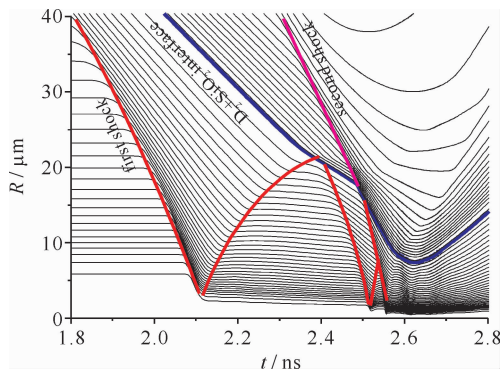


Fig. 5 Enlarged view of the implosion diagram

图 5 内爆压缩流线放大图

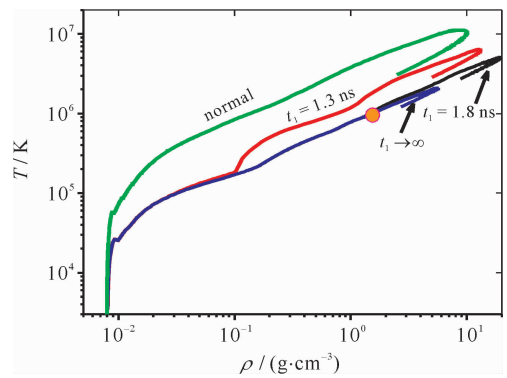


Fig. 6 Trajectories in the density-temperature plane

with different radiative driven temperatures

图 6 不同驱动源条件下的温度-密度曲线

3 结 论

本文详细分析了单一冲击波气体靶内爆压缩过程,它可分为冲击波压缩升温、近等熵压缩、压缩降温 and 膨胀降温等 4 个阶段,其中近等熵压缩阶段是获得高密度压缩的关键。双台阶辐射整形脉冲驱动压缩过程中,需要充分利用第 1 个台阶产生的冲击波压缩燃料,即冲击波在燃料区多次反射实现近等熵压缩燃料,同时提高燃料压强,这样可减弱第 2 个冲击波进入燃料区时的强度,保持后续的压缩为近等熵状态,实现高密度压缩。同样的原理可用于多台阶辐射驱动整形脉冲设计中。

参 考 文 献:

- [1] Betti R, Umansky M, Lobatchev V, et al. Hot-spot dynamics and deceleration phase Rayleigh-Taylor instability of imploding inertial confinement fusion capsules[J]. *Phys Plasmas*, 2001, **8**(12):5257-5267.
- [2] Atzeni S, Meyer-ter-Vehn J. The physics of inertial fusion[M]. Oxford: Oxford University Press, 2004.
- [3] Takabe H, Yamanaka M, Mima K, et al. Scalings of implosion experiments for high neutron yield[J]. *Phys Fluids*, 1988, **31**(10):2884-2893.
- [4] Lindl J. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain[J]. *Phys Plasmas*, 1995, **2**(11):3933-4024.
- [5] Cable M D, Hatchett S P, Caird J A, et al. Indirectly driven, high convergence inertial confinement fusion implosions[J]. *Phys Rev Lett*, 1994, **73**(17):2316-2319.
- [6] Xu Yan, Zhang Jiyun, Yang Jiamin, et al. A clean radiation environment for opacity measurements of radiatively heated material[J]. *Phys Plasmas*, 2007, **14**:052701.
- [7] 张钧,常铁强.激光核聚变靶物理基础[M].北京:国防工业出版社,2004.(Zhang Jun, Chang Tieqiang. Fundamentals of the target physics for laser fusion. Beijing: National Defense Industry Press, 2004)
- [8] Kidder R E. Theory of homogeneous isentropic compression and its application to laser fusion[J]. *Nuclear Fusion*, 1974, **14**(1):53-60.

Numerical simulation of gas capsule compression in radiative driven implosion

Gao Yaoming, Li Yunsheng

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

Abstract: It is an effective way to obtain high convergent compression of fuel with a shaped pulse driven implosion. The hydrodynamic process of the gas capsule compression with a single radiative pulse drive is divided into four phases: shock compression, nearly isentropic compression, compression and expansion with temperature reduction. High density will be achieved mainly through the adiabatic process. By varying the end time of first step pulse, the appropriate two-step shaped pulse drive is found, which will obtain higher density than the single-pulse drive. The simulation shows that the shock produced by the first step pulse compresses the gas fuel many times, meanwhile the pressure in the fuel improves. Hence the second shock into the fuel is so weak that scarcely any entropy increases, and it can further compress the fuel. The above principle can be used in the research of multi-step pulse driven implosion.

Key words: gas capsule; shock wave; isentropic compression; shaped pulse