

压缩氘氚球的热核燃烧特性研究^{*}

吴俊峰[†] 叶文华 张维岩

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

(2009 年 5 月 19 日收到; 2009 年 7 月 3 日收到修改稿)

本文利用 LARED-S 程序模拟了等密度和等压力条件下压缩氘氚球的热核反应燃烧过程. 对于等密度模型, 模拟了两个具体算例, 与国外计算结果进行了比较, 验证了程序的可靠性. 对于等压力模型, 利用数值模拟给出了热核反应燃烧与压缩氘氚球初始状态之间的关系曲线, 分析发现, 氘氚装量、压力和主燃料密度的增加有利于提高热核反应放能和燃耗, 中心热斑的温度和面密度分别达到 70—80 MK 和 3—4 kg · m⁻² 时热核反应才有显著的放能, 提高主燃料密度, 可以适当放宽对中心热斑的点火要求. 最后对实际点火靶进行了数值模拟并且与等压力模拟计算结果进行了比较分析.

关键词: 压缩氘氚球, 等密度模型, 等压力模型, 热核反应聚变

PACC: 2852C, 5255M

1. 引言

惯性约束聚变(ICF)点火靶^[1,2]的内爆过程分为两个阶段:内爆压缩过程和氘氚燃料的热核反应燃烧过程. 内爆压缩过程主要利用激光源或辐射源作为驱动烧蚀推动靶丸产生向内的加速, 在速度达到最大值后, 通过减速将推进层的动能转化为氘氚燃料的内能, 形成高温中心热斑. 热核反应燃烧过程是指达到点火条件的中心热斑区通过热核反应放能加热周围的高密度低温氘氚燃料, 从而形成可持续的、向外传播的热核燃烧波. 本文将研究压缩氘氚球的热核反应燃烧过程, 压缩氘氚球的初始状态是预先给定的, 至于压缩氘氚球的某个初始状态如何到达, 这里假设利用相应的内爆压缩过程实现. 这种方式具有极大的好处, 不考虑内爆压缩过程, 可以大大减少计算量, 例如给定压缩氘氚球的初始状态进行计算通常只需要十几分钟, 而实际点火靶全过程的计算时间是它的几十倍. 利用这种方式, 通过大量的计算, 给出压缩氘氚球的初始状态与热核反应燃烧特征的关系曲线, 从而为将来点火靶的设计提供了很好的参考.

国外通常利用定标关系研究 ICF 点火规律, 这里通过数值模拟研究压缩氘氚球的热核反应燃烧过程, 这样做不仅最接近真实的点火情况, 而且可以避免以往定标关系推导中引入的各种假设条件. 我们使用的模拟程序是 LARED-S 程序^[3,4]. LARED-S 是一个多维、多介质辐射流体力学 Euler 程序, 目前应用于 ICF 和高能量密度物理(HEDP)研究中, 程序包括五个主要模块: 流体计算, 电子和离子热传导计算, 辐射多群扩散输运计算, 带电粒子多群扩散输运计算以及热核聚变反应计算.

在本文中, 我们考虑等密度模型(isochoric model)^[5]和等压力模型(isobaric model)^[6]情况下压缩氘氚球的热核反应过程. 这些物理模型被广泛地应用于 ICF 点火物理的分析中. 对于等密度模型, 我们对两个不同的具体算例进行了数值模拟, 并且与国外的结果进行了比对, 对 LARED-S 程序的可靠性进行验证; 对于等压力模型, 我们选择三个不同氘氚装量的点火靶设计, 对各种初始状态的压缩氘氚球进行了一系列数值模拟, 分析了压缩氘氚球初始状态与热核反应燃烧的关系. 最后, 利用 LARED-S 程序对实际点火靶进行全过程计算, 与等压力模型给出的结果进行了比较.

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10775020)和国家重点基础研究发展计划(批准号:2007CB814802)资助的课题.

[†] E-mail: wu_junfeng@iapcm.ac.cn

2. 等密度模型

2.1. 不带中心热斑的均匀压缩氘氚球

该模型中压缩氘氚球的总装量为 10^{-9} kg, 初始密度和温度分别为 $3 \times 10^6 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 和 200 MK, 如图 1 所示. 利用 LARED-S 程序进行了数值模拟, 图 2 给出了各个时刻密度、电子和离子温度的分布变化. 电子和离子温度随着热核反应放能逐步地增加, 在整个过程的后期, 电子和离子温度发生显著

地脱离, 外边界是自由面, 稀疏波向内传播使得热核反应中止.

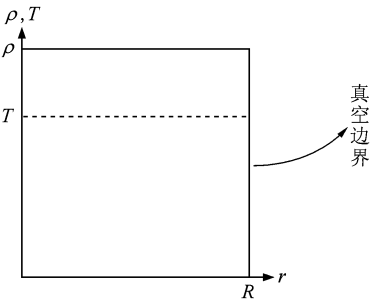


图 1 不带中心热斑的均匀压缩氘氚球

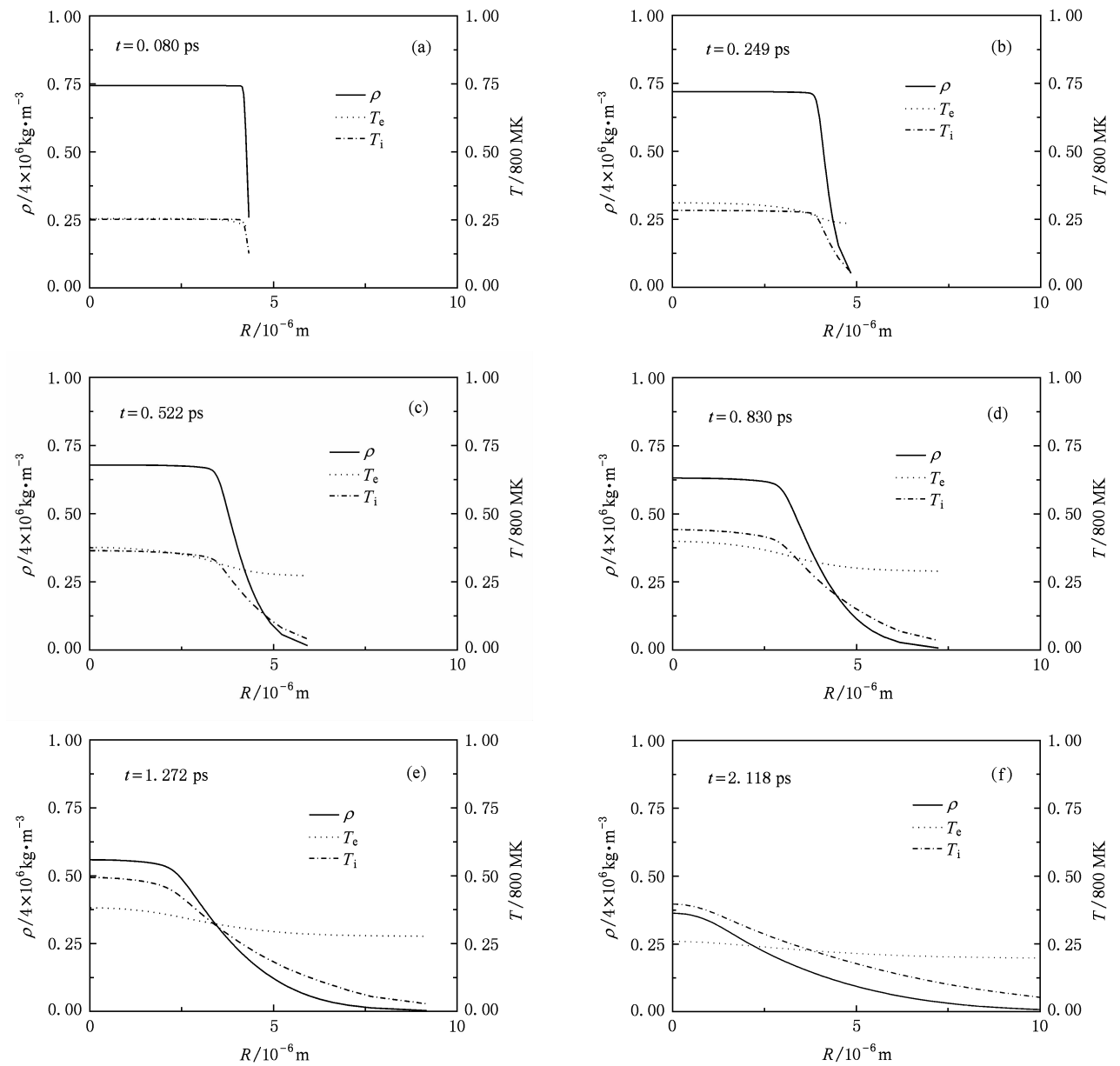


图 2 各个时刻密度、电子和离子温度分布变化

在表 1 中,给出了图 2 中各个时刻的热核反应放能 Y ,LARED-S 程序的计算结果与文献[7]中提供的数据进行了比较,对于不带中心热斑的均匀压缩氘氚球,各个时刻热核反应的放能基本符合得很好。

2.2. 带中心热斑的均匀压缩氘氚球

氘氚球的总装量为 10^{-8} kg,初始密度为 6×10^6 kg · m⁻³,中心热斑的温度为 200 MK,周围燃料的温度为 10 MK,热斑所占质量份额为 10%,该模型如图 3 所示。

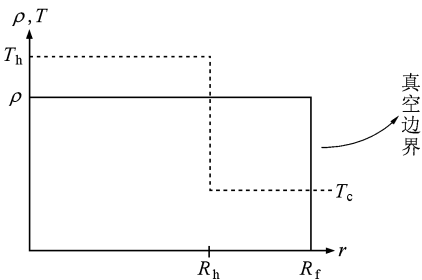


图 3 带有中心热斑的均匀压缩氘氚球

利用 LARED-S 程序进行数值模拟,给出了各个时刻密度、电子和离子温度分布的变化,如图 4 所示。

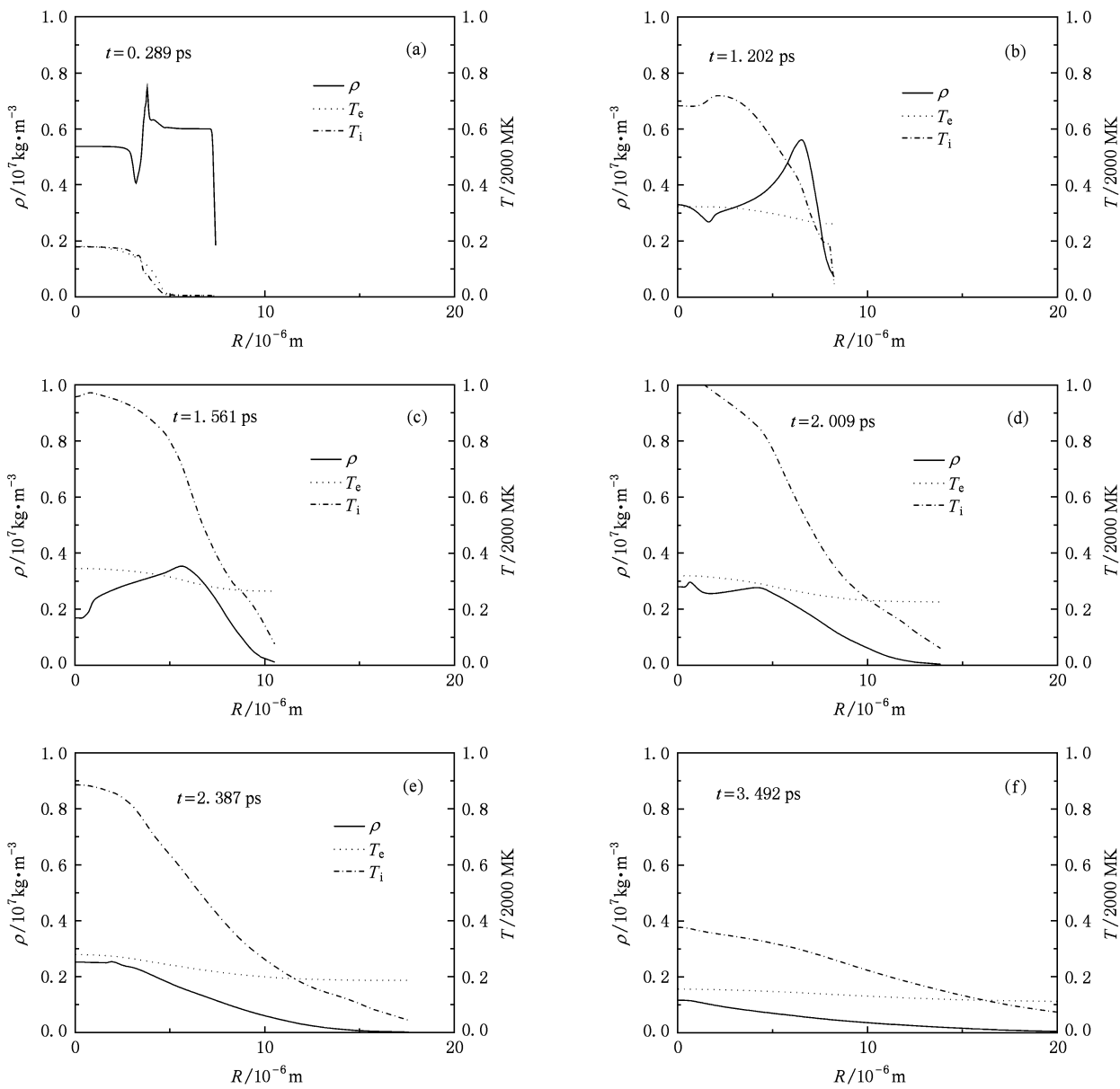


图 4 各个时刻密度、电子和离子温度分布变化

示. 开始时, 中心热斑的压力高于周围区域, 因此形成向外的冲击波, 同时中心热斑热核反应放能增加了中心热斑的温度, 进一步加强了向外传播冲击波的强度, 周围低温燃料在冲击波和中心热斑热核反应放能加热的双重作用下, 温度迅速升高产生热核反应放能, 同时电子和离子温度很快发生脱离, 外边界自由面向外飞散形成的向内传播的稀疏波, 稀疏波所到之处燃料的密度和温度迅速降低, 热核反应立即停止, 最终将使得整个区域的热核放能停止.

在表 2 中, 给出了图 4 中各个时刻的热核反应放能 Y , LARED-S 程序的计算结果与文献[7]提供

的数据进行了比较. 对于带有中心热斑的压缩氘氚球, LARED-S 程序的计算结果与文献[7]的结果存在较大区别, 在整个过程的早期阶段, 特别在 1.202 ps ($1\text{ ps} = 10^{-12}\text{ s}$) 附近, LARED-S 程序计算给出的热核反应放能比文献[7]的结果大一倍, 在后面的时刻, LARED-S 程序计算给出的热核反应放能速度减慢, 文献[7]的结果逐渐地赶上来, 在反应中止后, 两个计算结果基本接近. 造成这一差别的具体原因暂时不清楚, 最大可能是两个计算所使用的物理模型不同, LARED-S 程序使用多群扩散近似方法, 文献[7]的计算使用离散纵标方法 (S_n).

表 1 各个时刻热核反应放能(单位: kJ)

时间/ps	0	0.080	0.249	0.522	0.830	1.272	2.118	3.315
文献[7]	0	4.00	12.00	24.00	36.10	48.00	56.60	58.00
LARED-S	0	4.04	12.06	24.32	36.31	48.20	57.29	58.98

表 2 各个时刻热核反应放能(单位: kJ)

时间/ps	0	0.289	1.202	1.561	2.009	2.387	3.492	5.415
文献[7]	0	29	313	619	917	1048	1200	1245
LARED-S	0	35	725	992	1154	1230	1322	1348

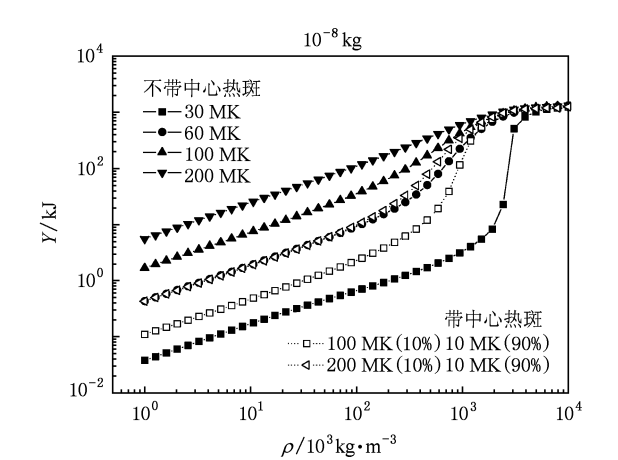


图 5 10^{-8} kg 氘氚球在各种密度条件下的热核反应放能

最后, 图 5 中给出了装量为 10^{-8} kg 的均匀压缩氘氚球在各种密度和温度条件下的热核反应放能, 图中实线表示不带中心热斑的情况, 虚线表示带中心热斑的情况, 其中热斑所占质量份额为 10%, 周围氘氚燃料的温度为 10 MK. 在低密度情况下, 热核反应放能与氘氚密度符合定标关系 $Y \sim \rho^{2/3}$. 当氘氚密度的增加超过大约 $7 \times 10^5\text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 时, 热核反应产生的能量显著地沉积到氘氚燃料中, 氘氚燃料迅速地升温继而产生剧烈的热核反应, 热核反应放

能明显偏离了上述定标关系. 当氘氚密度进一步增加时, 氘氚燃料趋于耗尽, 因此热核反应放能渐渐地趋向饱和状态. 另外, 带有中心热斑的均匀压缩氘氚球与不带中心热斑的情况相比具有很大的优势, 在点火能量相同的情况下, 可以产生更多的热核反应放能, 这意味着产生中心热斑有助于实现点火和提高增益.

3. 等压力模型

在 ICF 点火靶理论分析中, 等压力模型经常被使用, 等压模型的示意图如图 6 所示. 在等压力模型

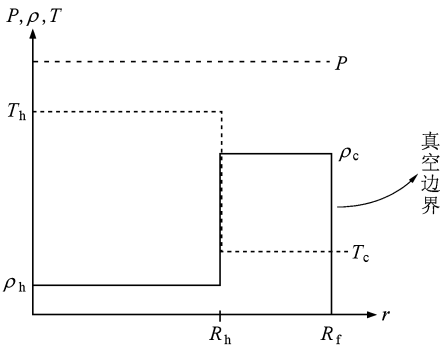


图 6 等压力模型示意图

中,高温低密度中心热斑区和周围低温高密度主燃料区处于压力平衡,中心热斑区的物理量以下标“h”表示,主燃料区的物理量以下标“c”表示.

我们以国外 3 个典型的点火靶设计为例,如图 7 所示,其氘氚装量分别为 8×10^{-8} , 2×10^{-7} 和 3.9

$\times 10^{-7}$ kg. 这里只考虑压缩氘氚球的热核燃烧特征,压缩氘氚球的初始状态由一组物理量表征,包括:氘氚球的装量 m_f 和半径 R_f , 压力 p , 中心热斑的密度 ρ_h 、温度 T_h 和面密度 $\sigma_h = \rho_h R_h$, 主燃料区的密度 ρ_c 和温度 T_c . 这些量具有下列关系:

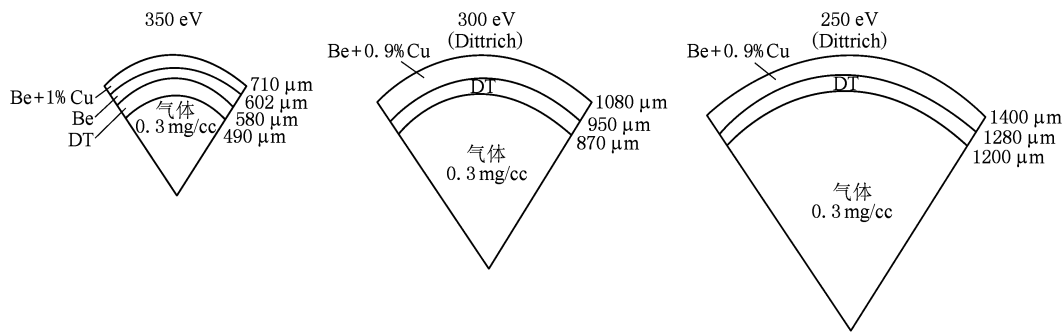


图 7 氘氚装量分别(从左至右)为 8×10^{-8} , 2×10^{-7} 和 3.9×10^{-7} kg 的点火靶

$$m_f = \frac{4\pi}{3} \frac{\sigma_h^3}{\rho_h^2} + \frac{4\pi}{3} \rho_c (R_f - R_h)^3, \tag{1}$$

$$p = p(\rho_h, T_h) = p(\rho_c, T_c), \tag{2}$$

对于理想气体, $p = 2\rho_s k_B T_s / \mu_{DT} = 2\rho_c k_B T_c / \mu_{DT}$, 其中 $\mu_{DT} \approx 4 \times 10^{-27}$ kg 是氘氚的平均原子质量. 总共有八个物理量描述压缩氘氚球的初始状态,但是只有其中 5 个物理量是可以自由改变的,其余三个物理量可以通过上面三个方程确定,为了下面讨论方便,我们选择氘氚装量 m_f 、压力 p 、主燃料密度 ρ_c 、中心热斑温度 T_h 和面密度 σ_h 作为自由变量,研究热核反应放能 Y 和燃耗 f_r 与它们的关系. 这里分三种情形进行了讨论.

1) 在给定中心热斑 $T_h = 70$ MK 和 $\sigma_h = 3$ kg $\cdot$ m⁻² 的条件下,考虑热核反应放能 Y 和燃耗 f_r 分别与氘氚总装量 m_f 、压力 p 和主燃料密度 ρ_c 的关系.

图 8 给出了热核反应放能 Y 与主燃料密度 ρ_c 的关系. 图 9 给出了燃耗 f_r 与主燃料密度 ρ_c 的关系. 其中,不同的曲线对应着不同的压力 p . 从图 8 的热核反应放能比较中可以看出,氘氚装量 m_f 的增加,从整体上可以提高热核反应放能 Y . 在给出的图中,装量 8×10^{-8} kg 的靶最大热核反应放能不超过 10 MJ,装量 2×10^{-7} kg 的靶最大热核反应放能可以提高到 30 MJ,装量 3.9×10^{-7} kg 的靶最大热核反应放能可以达到 60 MJ.

主燃料密度 ρ_c 的增加可以提高热核反应放能 Y , ρ_c 值太低会使 Y 显著地下降,进而无法点火,增加

ρ_c 可以提高主燃料区的面密度 σ_c 值,可以更有效地阻滞中心热斑产生的 α 粒子,因而获得更有效的加热.

压力 p 的增加也可以提高热核反应放 Y , 由于中心热斑的温度固定在 70 MK, p 的提高自然会增加中心热斑密度 ρ_h , 而中心热斑的面密度 σ_h 固定在 3 kg $\cdot$ m⁻², 因此 ρ_h 的增加会减小热斑的半径 R_h , R_h 的减小会增加主燃料区的面密度 σ_c 值,因此主燃料区可以更有效地阻滞中心热斑产生的 α 粒子,获得更有效的加热;另外,随着压力 p 的增加,热核反应放能 Y 的增加逐渐地趋于饱和状态,这种饱和不是由于氘氚燃料烧尽造成的,而是由于压力 p 增加会导致热核反应的约束时间减少,因此热核反应放能增加到一定程度后,约束时间的减少会使反应停止,两种因素相互制约出现这种饱和现象.

从图 9 中,可以得到类似上面的结论,这里不再重复叙述.

2) 以氘氚装量为 2×10^{-7} kg 的靶为例,在给定条件 $p = 0.6 \times 10^{17}$ N $\cdot$ m⁻² 和 $T_h = 70$ MK 的情况下,考虑中心热斑面密度 σ_h 和热核反应放能 Y 的关系.

中心热斑温度为 $T_h = 70$ MK 时, α 粒子的自由程为 $\rho \lambda_\alpha = 3.4$ kg $\cdot$ m⁻², 图 10 给出不同中心热斑面密度 σ_h 情况下主燃料密度 ρ_c 与热核反应放能 Y 的关系曲线,可以看出,当 $R_h / \lambda_\alpha > 1$ 时,曲线 Y - ρ_c 的变化比较平缓,并且在很宽的密度变化范围内,热核反应放能都比较大,基本上可以点火;当 R_h / λ_α

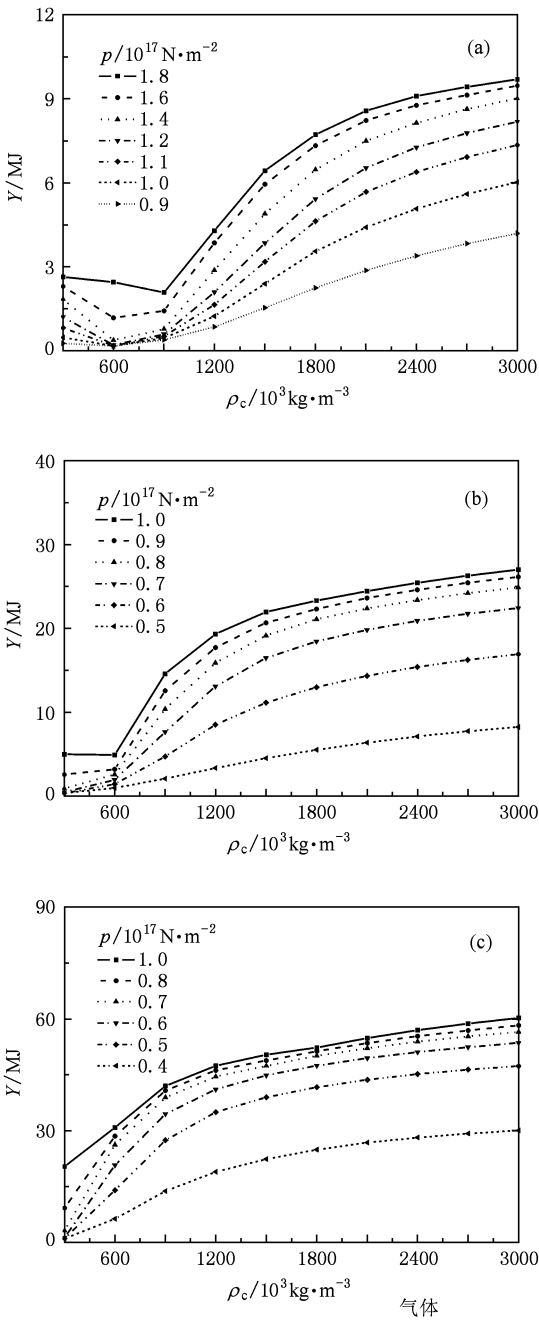


图 8 Y 与 ρ_c 关系曲线 (a) $m_t = 8 \times 10^{-8}$ kg, (b) $m_t = 2 \times 10^{-7}$ kg, (c) $m_t = 3.9 \times 10^{-7}$ kg

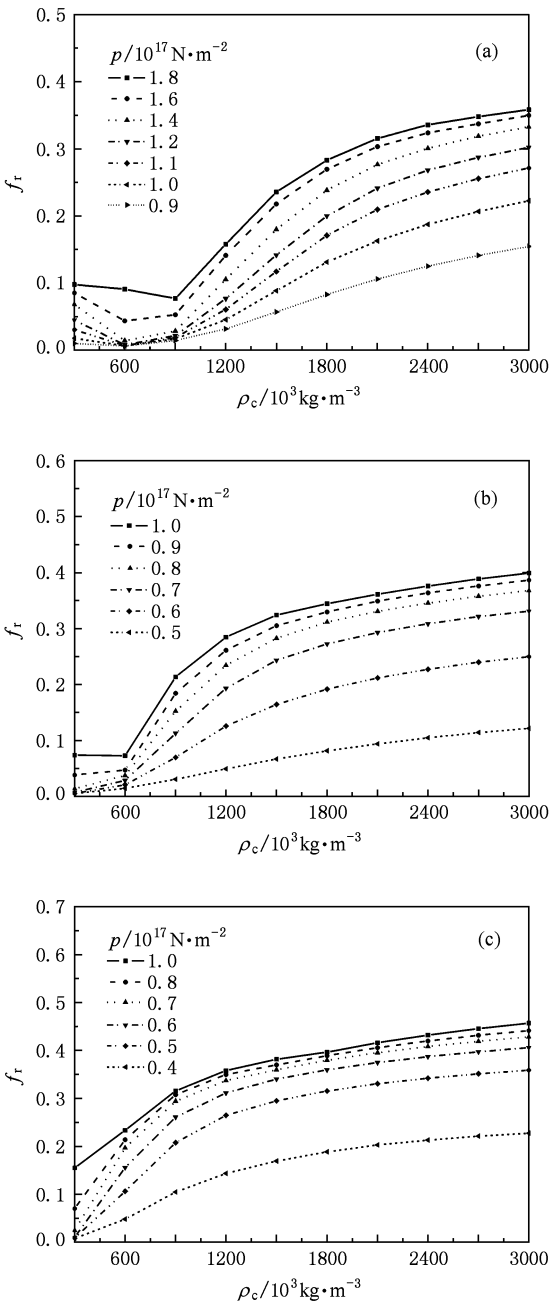


图 9 f_r 与 ρ_c 关系曲线 (a) $m_t = 8 \times 10^{-8}$ kg, (b) $m_t = 2 \times 10^{-7}$ kg, (c) $m_t = 3.9 \times 10^{-7}$ kg

< 1 时,对于不同 σ_h 值的曲线,存在相应的分界点 ρ_0 , $\rho_c > \rho_0$ 的曲线段具有很大的热核反应放能,显然是点火区,而对于 $\rho_c < \rho_0$ 的曲线段,热核反应放能随密度 ρ_c 下降迅速减少,很明显是不能点火的. 在实际 ICF 内爆中存在各种流体力学不稳定性及混合过程,这些过程有可能使中心热斑的尺寸减小,但是只要内爆压缩达到较高的主燃料密度 ρ_c ,即使 $R_h < \lambda_\alpha$, 点火依然有可能实现,例如当 $\rho_c = 1.2 \times 10^6$

$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 时,中心热斑面密度 σ_h 在 $2\text{--}3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2}$ 的范围内,热核反应放能基本接近 16 MJ ;对于更高的主燃料密度 $\rho_c = 1.8 \times 10^6 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$,中心热斑面密度 σ_h 在 $1.5\text{--}3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2}$ 的范围内,热核反应放能基本接近 21 MJ .

3) 同样以装量为 $2 \times 10^{-7} \text{ kg}$ 的靶为例,给定条件 $p = 0.8 \times 10^{17} \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$ 和 $\sigma_h = 3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2}$ 的情况下,考虑中心热斑温度 T_h 和热核反应放能 Y 的

关系.

图 11 中给出不同中心热斑温度 T_h 情况下主燃料密度 ρ_c 与热核反应放能 Y 的关系曲线,与情形 2) 的结论类似,当 T_h 高于某个临界值 T_0 (约为 70—80 MK) 时,在很宽的密度变化范围内,热核反应放能都比较大. 当 $T_h < T_0$ 时,对于不同 T_h 值的曲线,存在相应的分界点 $\rho_0, \rho_c > \rho_0$ 的曲线段具有很大的热核反应放能,属于点火区,而对于 $\rho_c < \rho_0$ 的曲线段,热核反应放能随主燃料密度下降迅速减少,是不能点火的. 这里同样证实了达到较高的主燃料密度对于实现点火的重要性,例如当 $\rho_c = 1.2 \times 10^6 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 时,中心热斑的温度 T_h 在 60—80 MK 的范围内,热核反应放能基本接近 15 MJ; 当 $\rho_c = 1.8 \times 10^6 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 时,中心热斑的温度 T_h 在 50—80 MK 的范围内,热核反应放能基本接近 20 MJ.

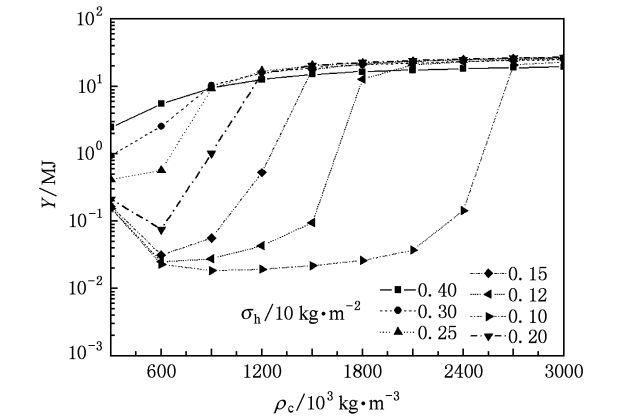


图 10 不同 σ_h 情况下 Y 与 ρ_c 关系曲线 $m_f = 2 \times 10^{-7} \text{ kg}$, $p = 0.8 \times 10^{17} \text{ N} \cdot \text{m}$, $T_h = 700 \text{ MK}$

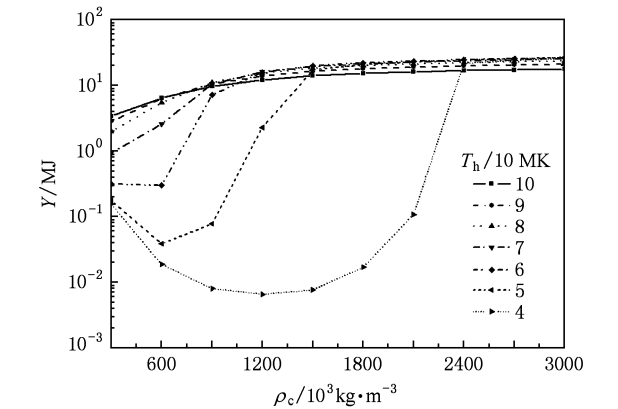


图 11 不同 T_h 情况下 Y 与 ρ_c 关系曲线 $m_f = 2 \times 10^{-7} \text{ kg}$, $p = 0.8 \times 10^{17} \text{ N} \cdot \text{m}$, $\sigma_h = 3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2}$

综上所述,当中心热斑的温度 T_h 和面密度 σ_h 分别达到 70—80 MK 和 3—4 $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2}$ 时,主燃料密度 ρ_c 在很宽的范围内,热核反应放能都比较显著;而当主燃料密度 ρ_c 足够高时,中心热斑的条件,即温度 T_h 和面密度 σ_h ,可以适当向下限放宽.

4. 点火靶的试算结果

这里利用 LARED-S 程序对点火靶进行了全过程试算,然后对该点火靶的热核燃烧特征量与等压力模型给出的计算结果进行比较.

图 12 中给出了辐射驱动源的时间变化. 辐射源存在一系列上升台阶,点火靶丸经过辐射烧蚀后产生一系列向内传播的冲击波,当辐射温度达到最大值(大约为 0.32 MK)后,氘氚燃料开始向内加速,在速度达到最大值($3\text{—}4 \times 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$)时,辐射源停止,氘氚燃料进入减速压缩阶段,中心热斑开始形成,直至最后点火燃烧. 点火靶的结构尺寸如图 13 所示. 氘氚燃料的装量大约为 $2 \times 10^{-7} \text{ kg}$,氘氚气体的密度为 $0.3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$,氘氚冰的密度为 $250 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$,烧蚀层材料为 CH,密度为 $1000 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$.

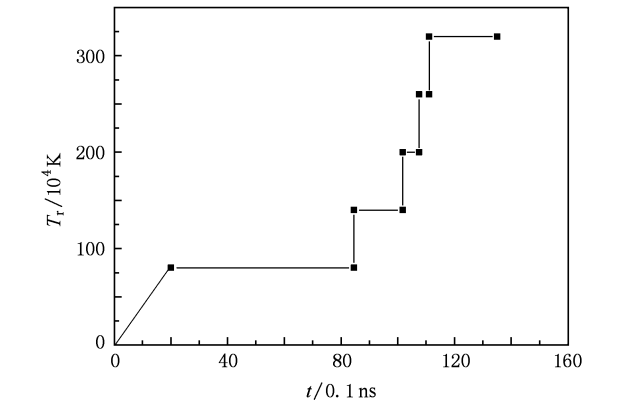


图 12 辐射驱动源

图 14 给出了压缩最大时刻密度 ρ 、压力 p 、电子温度 T_e 和离子温度 T_i 的空间分布,在这个时刻,主燃料密度 ρ_c 达到了最大值,大约为 $1.35 \times 10^6 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$. 从图 14 中可以看出,从中心热斑区到主燃料区,压力是缓变的,大约为 $0.74 \times 10^{17} \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$. 因此等压力模型的使用是合理的. 但是中心热斑区和主燃料区之间的密度和温度变化是连续的,两个区之间不存在明显的界线,同时两个区中密度和温度也不是均匀的. 为了与前面的等压力模型进行比较,首先要确定中心热斑的条件,即中心热斑的面

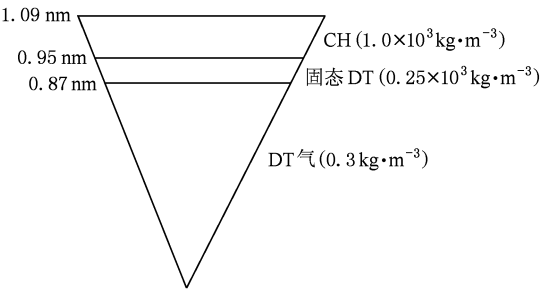


图 13 点火靶结构示意图

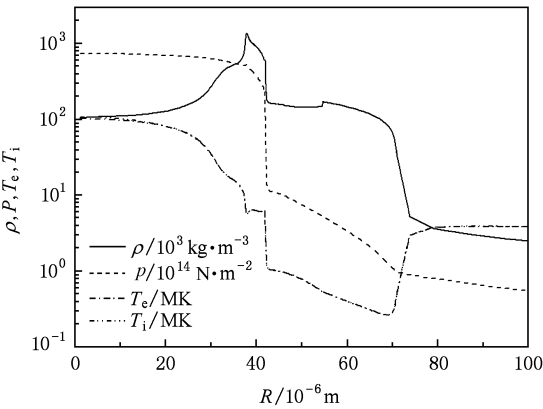


图 14 压缩最大时刻密度 ρ 、压力 p 、电子温度 T_e 和离子温度 T_i 的空间分布

密度和温度. 这里对中心热斑区中各个位置的密度和温度进行了平均, 最后结果如图 15 所示, 给出了面密度 σ 值, 平均密度 $\langle \rho \rangle$ 、平均电子温度 $\langle T_e \rangle$ 、平均离子温度 $\langle T_i \rangle$ 和 α 粒子自由程 $\rho\lambda_\alpha$ 的空间分布, 其中某个位置 R 处的平均密度 $\langle \rho \rangle$ 定义为

$$\langle \rho \rangle = \frac{\int_0^R \rho(r) dV}{\int_0^R dV}, \quad (3)$$

平均温度 $\langle T \rangle$ 可以利用平均密度 $\langle \rho \rangle$ 和平均比内能 $\langle \varepsilon \rangle$ 通过状态方程 $\varepsilon = \varepsilon(\rho, T)$ 求得. 在图 15 中, 我们选择 α 粒子自由程对应的位置, 即 α 粒子自由程 $\rho\lambda_\alpha$ 与氘氚燃料面密度 σ 相交处, 作为中心热斑区与主燃料区的界线, 这时中心热斑的条件为 $\sigma = 3.2 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2}$, $\langle T_i \rangle = 63 \text{ MK}$. 在图 15 中, 我们选择某一段区间, 该区间的面密度 σ 值在 $2.5\text{--}3.5 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2}$ 之间, 平均离子温度 $\langle T_i \rangle$ 在 $72\text{--}57 \text{ MK}$ 之间; 然后利用等压力模型, 计算了该区间内热核反应放能和燃耗, 计算结果如图 16 和 17

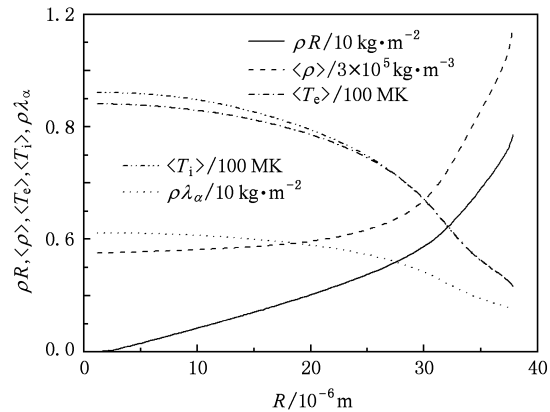


图 15 压缩最大时刻面密度 σ 、平均密度 $\langle \rho \rangle$ 、平均电子温度 $\langle T_e \rangle$ 、平均离子温度 $\langle T_i \rangle$ 和 α 粒子自由程 $\rho\lambda_\alpha$ 的空间分布

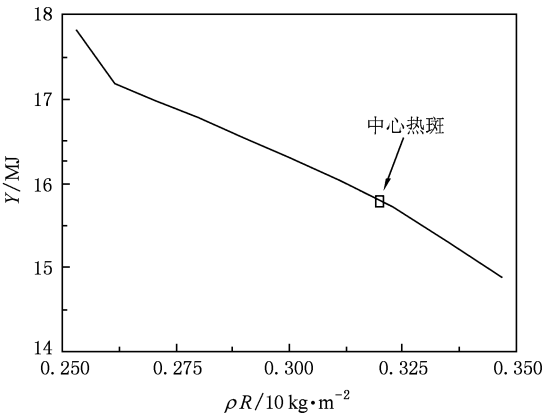


图 16 放能 Y 与面密度 ρR 关系曲线

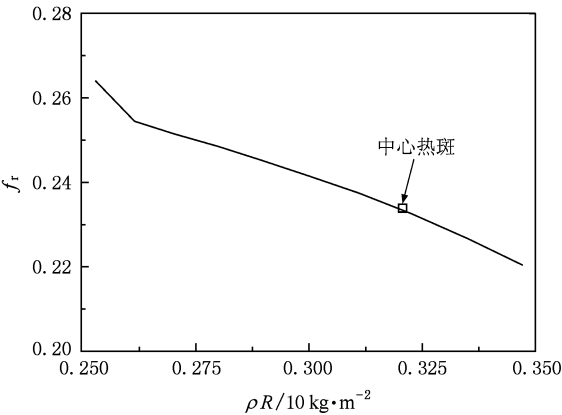


图 17 燃耗 f_r 与面密度 ρR 关系曲线

所示, 其中空心方块表示中心热斑对应的位置. 等压力模型给出的结果为 $Y = 15.8 \text{ MJ}$, $f_r = 0.23$. 图 18 给出了点火靶全过程计算中热核反应放能 Y 和

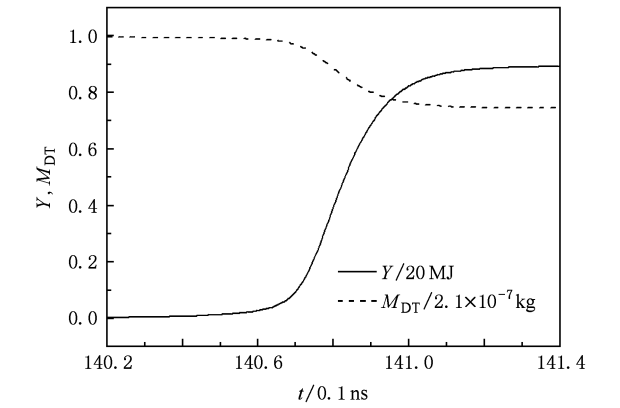


图 18 点火靶放能 Y 和氙氙质量 M_{DT} 的时间变化

氙氙质量 M_{DT} 的时间变化. 压缩最大时刻为 14.02 ns, 整个点火过程持续时间大约为 120 ps, 其中剧烈的反应过程只有 50 ps (即整个热核反应放能的 3%—97% 之间). 点火靶全过程计算给出的结果为 $Y = 17.8 \text{ MJ}$, $f_r = 0.25$. 点火靶全过程的计算结果略微大一些. 经过比较分析我们发现, 点火靶在压缩达到最大的时刻, 烧蚀层没有被完全烧尽, 其质量与整个氙氙的质量相当, 剩余的烧蚀材料作为惰层延长了整个点火燃烧过程的约束时间, 因此得到的热核反应放能和燃耗略微有些增加. 等压力模型给出的预测值与实际计算结果比较接近, 说明等压力模型给出的判断是合理的, 为将来实际 ICF 点火靶的理论设计提供了有益的参考. 另一方面, 为了使等压力模型能够与实际计算进行比较, 确定实际计算中点火热斑的条件也是非常重要的, 这里给出了一个经验的办法, 还需要经过进一步的实践检验.

5. 结 论

我们利用 LARED-S 程序对压缩氙氙球的热核

燃烧过程进行了数值模拟研究, 这里考察了两类压缩氙氙球, 分别用等密度模型和等压力模型描述. 对于等密度模型, 即均匀压缩的氙氙球, 对文献[7]中的两个具体算例进行了数值模拟, 分析了压缩氙氙球的热核反应燃烧过程, 各个时刻的热核反应放能与文献[7]提供的数据进行了比对, 基本符合得很好, 验证了 LARED-S 程序对于点火燃烧过程的计算是可靠的. 对于等压力模型, 我们以国外点火靶为研究对象, 分析了装量分别为 8×10^{-8} , 2×10^{-7} 和 $3.9 \times 10^{-7} \text{ kg}$ 的压缩氙氙球的热核燃烧特性. 这里选择 5 个独立的变量确定压缩氙氙球的初始状态, 分别是氙氙装量、压力、主燃料区的密度、中心热斑的温度和面密度, 然后利用 LARED-S 程序通过数值模拟给出了 5 个变量与热核反应放能及燃耗的关系曲线. 通过定性分析这些关系曲线, 我们发现, 在给定中心热斑 (即中心热斑的温度和面密度) 的条件下, 增加氙氙装量、压力和主燃料区的密度都有助于提高热核反应放能和燃耗; 另外, 我们分析了中心热斑温度和面密度的变化对热核反应放能的影响, 发现只有当中心热斑的温度和面密度分别大于 70—80 MK 和 3—4 $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2}$ 时, 热核反应将有显著的放能, 容易实现点火; 当该条件不满足时, 在主燃料密度足够高的情况下, 中心热斑的条件可以适当向下放宽, 也可以实现点火. 最后, 为了检验等压力模型及其计算结果的合理性, 我们对一个点火靶进行了全过程试算, 确定了点火靶在点火燃烧开始时氙氙燃料的状态, 然后与等压力模型给出计算值进行了比较, 结果符合得很好, 验证了等压力模型计算结果的合理性, 为将来实际 ICF 点火靶的理论设计提供了有益的参考.

[1] Lindl J D 1995 *Phys. Plasma* **2** 3933

[2] Lindl J D, Amendt P, Berger R L, Glendinning S G, Glenzer S H, Haan S W, Kauffman R L, Landen O L, Suter L J 2004 *Phys. Plasma* **11** 340

[3] Wu J F, Ye W H, Zhang W Y 2003 *High Power Laser Part. Beams* **15** 64 (in Chinese) [吴俊峰、叶文华、张维岩 2003 强激光与粒子束 **15** 64]

[4] Wu J F, Ye W H, Zhang W Y 2005 *High Power Laser Part. Beams* **17** 373 (in Chinese) [吴俊峰、叶文华、张维岩 2005 强激光与粒子束 **17** 373]

[5] Kidder R E 1976 *Nucl. Fusion* **16** 405

[6] Meyer-Ter-Vehn J 1982 *Nucl. Fusion* **22** 561

[7] Fraley G S, Linnebur E J, Mason R J, Morse R L 1974 *Phys. Fluids* **17** 474

Thermonuclear burn characteristics of compressed deuterium-tritium microspheres^{*}

Wu Jun-Feng[†] Ye Wen-Hua Zhang Wei-Yan

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

(Received 19 May 2009; revised manuscript received 3 July 2009)

Abstract

The thermonuclear burn characteristics of compressed deuterium-tritium microspheres are simulated with LARED-S code based on the isochoric and isobaric models. Two examples of the isochoric model are simulated and compared with the other present data for validating the LARED-S code. For the isobaric model, numerical results characterizing the thermonuclear burn for a broad range of initial conditions are presented. It is shown that the yield and burn-up fraction increase with the total fuel mass, pressure and main-fuel density. It is necessary for the hot-spot to reach temperatures up to 70 to 80 MK and areal density 3 to 4 $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2}$ to obtain considerable fusion energy. If the main-fuel density is increased high enough, the hot-spot condition for ignition could be broadened to a lower limit. Finally, the results of the isobaric model are compared with those of the actual ignition targets simulated with the LARED-S code.

Keywords: compressed deuterium-tritium microsphere, isochoric model, isobaric model, thermonuclear fusion

PACC: 2852C, 5255M

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10775020) and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2007CB814802).

[†] E-mail: wu_junfeng@iapcm.ac.cn