

惯性约束聚变中氘氚燃料整体点火与燃烧条件研究

赵英奎 欧阳碧耀 文武 王敏

Critical value of volume ignition and condition of nonequilibrium burning of DT in inertial confinement fusion

Zhao Ying-Kui Ouyang Bi-Yao Wen Wu Wang Min

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 045205 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.045205

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.045205>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I4>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

玻璃微球内氘结晶行为研究

[Crystallization behaviors of deuterium in glass microsphere](#)

物理学报.2015, 64(1): 015202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.015202>

基于焦斑空间频率全域优化的偏振匀滑设计

[Polarization smoothing design for improving the whole spatial frequency at focal spot](#)

物理学报.2014, 63(21): 215202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.215202>

基于神光III原型装置的激光加载条件下准等熵压缩实验研究进展

[Experimental progress of quasi-isentropic compression under drive condition of Shen Guang-III prototype laser facility](#)

物理学报.2014, 63(18): 185202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.185202>

小收缩比内爆实验初步研究

[Experimental studies of low-convergence-ratio implosions](#)

物理学报.2014, 63(12): 125211 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.125211>

针对神光II升级装置的直接驱动快点火集成实验靶的初步设计

[Preliminary target design for integrated direct-drive fast ignition experiments on Shenguang-II upgrade facility](#)

物理学报.2014, 63(12): 125205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.125205>

# 惯性约束聚变中氘氚燃料整体点火与燃烧条件研究\*

赵英奎<sup>†</sup> 欧阳碧耀 文武 王敏

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

(2014年6月18日收到; 2014年9月11日收到修改稿)

在局域热动平衡近似下, 利用能量平衡关系, 建立热核系统整体点火能量平衡方程, 对该方程求解得到热核反应系统点火阈值. 在计算和分析的基础上给出参数空间的点火关系, 以及该条件受装量、核子数比以及返照率等因素的影响情况. 点火时刻面密度越大, 则对应的点火温度越低, 并且电子-辐射温度脱离越小, 越接近三温平衡的点火状态; 反之则在点火时刻对应较大温度脱离. 更重要的是, 该分析方法还可以根据点火时刻系统的物理状态, 通过线性稳定性分析方法, 描述出系统的后续行为, 也就是说, 可以判断出这样的热核系统能否继续升温并实现深度燃烧.

**关键词:** 惯性约束聚变, 整体点火, 热核反应, 点火条件

**PACS:** 52.58.-c, 25.60.Pj, 52.57.-z

**DOI:** 10.7498/aps.64.045205

## 1 引言

高增益惯性约束聚变相关的物理问题是当今研究的热点, 其中点火靶聚变燃料的点火和燃烧是该研究领域的核心问题之一. 许多研究都围绕惯性约束条件下热核燃料的点火而展开. 目前, 惯性约束聚变主要的点火方式有中心点火 (central ignition)<sup>[1]</sup>、整体点火 (volume ignition)<sup>[2]</sup>、快点火 (fast ignition)<sup>[3]</sup> 及冲击点火 (shock ignition)<sup>[4,5]</sup> 等. 中心点火是当前研究最多的, 较为成熟的点火方式<sup>[6,7]</sup>, 其物理思想是通过加热中心区氘氚 (DT) 燃料, 使之温度达到 $\sim 48$  MK (理论最低条件), 同时燃料面密度 $\rho R$  大于 $0.3$  g/cm<sup>2</sup>, 密度大于 $30$  g/cm<sup>3</sup>, 从而中心区内的氘氚燃料先达到点火条件并充分燃烧. 主燃料区需要面密度达到 $3$  g/cm<sup>2</sup>, 而密度 $\rho$ 则需要达到 $\sim 200$  g/cm<sup>3</sup>. 中心区域 $\sim 1\%$  的燃料通过传播燃烧点燃外层的主燃料区, 实现更高的放能和增益.

整体点火是燃料全区同时达到点火条件, 从而使燃料区同时点火的一种方式, 其点火的基本判据是热核放能大于燃料边界的能量漏失, 使燃料自持升温并深度燃烧. 氘氚燃料在中高 $Z$  介质包裹条件下, 可以减少辐射漏失, 使燃料在较低温度下实现整体点火和非平衡燃烧<sup>[1,8]</sup>, 最终系统达到较高的燃烧效率. 该过程对靶球压缩的对称性要求较低, 同时对辐射脉冲的时间行为也无苛刻要求, 因此这是一种较“皮实”的方式, 具有广阔的应用前景. 所以氘氚燃料整体点火阈值及相关物理问题的研究具有十分重要的意义.

快 $Z$  箍缩产生的X 辐射源可以为氘氚燃料实现整体点火提供驱动能. 用这种箍缩形式产生的X 光源驱动惯性约束聚变是一种非常有潜力的项目, 由于其具有很高的能量转换效率 (从电能转换成X 光效率达 $15\%$  或更高), 可以实现驱动能的低成本、高产额、高效费比<sup>[9-11]</sup>. 快 $Z$  箍缩驱动聚变成为能源的前景, 关键取决于高性能聚变靶的设计, 这就需要对氘氚燃料点火原理及点火阈值问题进行深

\* 中国工程物理研究院科学技术基金 (批准号: 2012B0102009, 2011A0102008) 和国家自然科学基金 (批准号: 11205018, 11175026) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: zhaoyingkuai@iapcm.ac.cn

入的研究. 快Z箍缩驱动的金属丝阵撞靶产生的强X光辐射源烧蚀靶表面材料, 使其膨胀产生向心压缩进而在黑腔区产生高温辐射, 高Z材料在该驱动条件下向氦氖燃料做功, 可以降低氦氖燃料升温造成的辐射漏失, 保证燃料区比较均匀的加热和密度升高. 当温度和面密度达到一定条件、氦氖反应放能速率大于表面辐射漏失时, 便可实现氦氖区的平衡整体点火并进入自持燃烧阶段, 随着燃烧的深入, 氦氖区离子温度上升到上千MK, 最终实现氦氖的深度燃烧.

关于整体点火及其燃烧的研究相对较少, Fraley等<sup>[12]</sup>和Caruso<sup>[13]</sup>曾经讨论过氦氖裸球在光厚极限下燃料的点火问题, 但该问题对于实验室条件下的惯性压缩并不适用. 文献<sup>[14, 15]</sup>在局域热动平衡假设下利用惯性约束整体点火时刻的能量平衡关系, 对挡光介质包裹的惯性约束靶球的点火和燃烧过程进行分析, 认为整体点火一般先经过整体平衡点火, 再通过自持燃烧进一步过渡到非平衡点火临界点, 这样的两极点火过程是充分燃烧的关键, 其理论结果对于整体点火过程的分析具有重要的意义. 我们对三温方程进行分析并求解, 发现在燃料区温度、密度处处相等的假设条件下, 系统的点火状态与燃料边界挡光物质的返照率关系非常大, 但点火过程不是必然经过平衡点火过程, 也无明显的二级点火临界点, 系统达到点火点后能否达到深度燃烧, 也完全由点火时刻系统的状态决定. 总之, 通过理论计算和分析, 我们清楚地给出了参数点火区域, 形成整体点火过程比较新的物理图像, 有助于理解和分析整体点火过程.

局域热动平衡条件下, 本文讨论三温近似下氦氖燃料整体点火的能量平衡关系, 并进一步推出其点火条件及燃烧规律, 并给出阈值计算方法和燃烧规律分析方法. 本文详细地讨论了与整体点火结构相关的点火及燃烧物理问题, 通过三温能量方程研究热核系统的能量平衡关系, 并给出系统的整体点火条件和点火点附近系统的动态发展方向. 研究内容主要围绕以下问题展开: 热核系统点火点的物理景象, 挡光条件下点火条件, 是不是必然先平衡点火, 然后非平衡燃烧的两极点火? 靶丸深度燃烧的条件是什么?

## 2 理论模型

由于驱动能量的限制, 在实验室条件下无法实现大质量裸氦氖球的整体点火, 而使小质量的氦氖

球实现整体点火则需要满足以下条件: 1) 燃料填充在中高Z介质中, 这样可以避免辐射漏失并实现燃料整体加热; 2) 惯性约束, 一方面压缩燃料区使之达到更高的密度, 提高热核反应率, 另一方面在燃烧时可提供惯性, 提高箍缩时间, 达到更好的燃烧. 这样整体点火靶的结构为中心填充氦氖(气态或固态), 外面为高Z(或者中Z)材料的球形结构. 为了实现有效能量驱动, 在外面还有烧蚀层, 最终形成双壳层结构<sup>[16]</sup>. 本文只以氦氖燃料区作为研究对象, 而外边的介质只提供系统的边界条件. 燃料区物质满足以下能量方程关系:

$$\begin{aligned} & \int_0^R C_{Vi} \frac{\partial T_i}{\partial t} \rho r^2 dr \\ &= \int_0^R \left[ \dot{Y}_i - \omega_{ei}(T_i - T_e) \right] \rho r^2 dr \\ & \quad + \dot{W}_i S_R + \dot{F}_i S_R, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} & \int_0^R C_{Ve} \frac{\partial T_e}{\partial t} \rho r^2 dr \\ &= \int_0^R \left[ \dot{Y}_e + \omega_{ei}(T_i - T_e) - \omega_{er}(T_e - T_r) \right] \rho r^2 dr \\ & \quad + \dot{W}_e S_R + \dot{F}_e S_R, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \int_0^R C_{Vr} \frac{\partial T_r}{\partial t} \rho r^2 dr \\ &= \int_0^R \left[ \omega_{er}(T_e - T_r) \right] \rho r^2 dr + \dot{W}_r S_R + \dot{F}_r S_R, \end{aligned} \quad (3)$$

其中, 脚标  $a = i, e, r$  分别代表离子、电子和辐射相关的物理量;  $T_a$  为离子、电子和辐射对应的温度;  $C_{Va}$  为氦氖材料的比热容;  $\rho$  和  $R$  分别为系统内物质的密度和氦氖燃料球外半径;  $S_R$  为球表面积;  $\dot{Y}_a$  为热核反应能量沉积速率,  $\omega_{ie}$  和  $\omega_{er}$  分别是离子电子和电子辐射能量交换系数;  $\dot{W}_{pa}$  分别为离子压、电子压和辐射压在边界单位面积的做功速率, 而  $\dot{F}_a$  则是边界离子、电子和辐射热传导产生的单位面积能量耗散率. 对于整体点火而言, 可以假设氦氖区内气体密度和温度均匀且处处相等, 这样区域内各物理量便成为氦氖装量  $m_{DT}$  的函数. 假设  $\alpha$  粒子就地沉积并忽略氦氖反应, 则热核反应放能速率为  $\dot{Y}_t = \rho n_i n_e \langle \sigma V \rangle_{DT} Q_{DT}$ , 其中  $\langle \sigma V \rangle_{DT}$  为反应率, 可采用如下拟合形式<sup>[17]</sup>:

$$\langle \sigma V \rangle_{DT} = C_1 \zeta^{-5/6} \xi^2 \exp\left(\zeta^{1/3} \xi\right), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \zeta &= 1 - \frac{C_2 T_i + C_4 T_i^2 + C_6 T_i^3}{1 + C_3 T_i + C_5 T_i^2 + C_7 T_i^3}, \\ \xi &= C_0 / T_i^{1/3}, \end{aligned} \quad (5)$$

对于氘氚系统, 拟合系数可取为  $C_0 = 15.0807 \text{ MK}^{1/3}$ ,  $C_1 = 6.4341 \times 10^{-20} \text{ cm}^3/\mu\text{s}$ ,  $C_2 = 1.3043 \times 10^{-3} \text{ MK}^{-1}$ ,  $C_3 = 6.4790 \times 10^{-3} \text{ MK}^{-1}$ ,  $C_4 = 3.4204 \times 10^{-5} \text{ MK}^{-2}$ ,  $C_5 = 1.0024 \times 10^{-4} \text{ MK}^{-2}$ ,  $C_6 = -6.8302 \times 10^{-8} \text{ MK}^{-3}$ ,  $C_7 = 8.7401 \times 10^{-9} \text{ MK}^{-3}$ . 单位时间内离子和电子获得的热核反应能为  $\dot{Y}_i = \eta \dot{Y}_t$ ,  $\dot{Y}_e = (1 - \eta)\dot{Y}_t$ . 离子和电子能量交换系数为  $\omega_{ie} = C_{ie} n_e \bar{n}_i^3 \bar{m}_i^{-1} T_e^{-3/2} \rho \ln \Lambda_{ei}$ , 其中,

$$C_{ei} = 0.8254378 \times 10^{10} \text{ g}^2 \cdot \text{cm}^5 \cdot \text{MK}^{1/2} \cdot \mu\text{s}^{-1},$$

$$A'_{ei} = 0.116495 \times 10^{10} \text{ cm} \cdot \text{MK}^{-1},$$

$$\lambda_D = A_{\lambda_D} \left[ \rho \left( \frac{n_e}{T_e} + \frac{\bar{n}_i}{T_i} \right) \right],$$

这里,  $n_e$  为电子数密度,  $n_i$  为平均离子数密度.

在我们讨论的整体点火阈值范围内, 电子温度:  $10 \text{ MK} < T_e < 100 \text{ MK}$ , 辐射温度:  $10 \text{ MK} < T_r < 60 \text{ MK}$ , 密度:  $20 \text{ g/cm}^3 < \rho < 400 \text{ g/cm}^3$ . 对于氘氚燃料来说, 已经完全电离, 因此其光电过程和谱线过程不用考虑, 而辐射温度比较低, Compton 能量交换还不是主要过程, 因此只计算电子辐射之间的韧致能量交换过程即可, 这样电子和辐射之间的能量交换系数:  $\omega_{er} = A_{bf} G (T_r/T_e) T_e^{-1/2} \rho$ , 其中  $A_{bf} = 0.142526 \times 10^7 (10^{12} \text{ erg}) / (\mu\text{s} \cdot (10^6 \text{ K})^4)$ .

对于整体点火过程, 可以假设系统内密度处处均匀, 且温度在空间上处处相等, 这样我们只需考虑燃料区与外边界之间的能量传导问题. 在三温近似下, 燃料与边界的能量耗散有离子、电子和辐射热传导三项. 在点火点附近, 假设  $\alpha$  粒子就地沉积, 离子热导非常小, 可以忽略. 而在我们研究的参数范围内, 电子热传导系数一般比辐射热传导系数小很多, 这样边界的辐射热传导就是能量耗散的主要过程. 对于辐射热传导, 目前还没有很好的模型来描述这种惯性压缩燃料边界处燃料和外包裹层之间的能量传导, 不过我们可以简单假设边界辐射流漏失为  $\dot{F}_r = (1 - \theta) acT_r^4$ , 其中  $\theta$  为返照率, 它是外面高  $Z$  介质内边界温度、密度和加热时间的函数,  $\theta \sim f(\rho_{\text{high-Z}}, T_{\text{high-Z}}, t)$ .

### 3 整体点火条件判断

整体点火点的基本判断依据为系统热核反应放能大于边界能量漏失, 也就是说, 在不借助外界

做功的情况下, 系统仍然能够自持升温. 因此假设燃料外边界运动速度为零 (停滞时刻), 也就是体系不受外界做功影响的情况下来判断其点火条件. 点火时刻体系能量关系满足以下方程:

$$F_i (m_{DT}, \rho R, T_i, T_e, T_r) = m_{DT} \left[ \dot{Y}_i - \omega_{ei}(T_i - T_e) \right] = 0, \quad (6)$$

$$F_e (m_{DT}, \rho R, T_i, T_e, T_r) = m_{DT} \left[ \dot{Y}_e + \omega_{ei}(T_i - T_e) + \omega_{er}(T_e - T_r) \right] - S_R \dot{F}_e = 0, \quad (7)$$

$$F_r (m_{DT}, \rho R, T_i, T_e, T_r) = m_{DT} \omega_{er}(T_e - T_r) - S_R \dot{F}_r = 0. \quad (8)$$

该方程是一个非常复杂的非线性方程, 有 5 个未知量, 分别为燃料面密度  $\rho R$ 、质量  $M$  和温度  $T_i$ ,  $T_e$ ,  $T_r$  或者燃料密度  $\rho$ 、半径  $R$  和温度  $T_i$ ,  $T_e$ ,  $T_r$ , 只要给定  $(\rho R, m_{DT})$  或者  $(\rho, R)$ , 便可解出对应的温度  $(T_i, T_e$  和  $T_r)$ . 在实数空间内, 该方程存在以下 3 组解:

- 1)  $T_i = T_e = T_r = 0$ , 一组零解, 对应物质的绝对零温, 这不是我们需要的解;
- 2) 极值解, 对应燃烧速率最大状态三温最大值的解, 对应系统燃烧温度的最高时刻;
- 3) 点火解, 对应实数空间的点火条件, 这组解应该在前两组解之间, 并且依赖边界条件和系统状态.

由于该方程比较复杂, 很难给出解析解的形式, 我们通过数值的方法对其进行求解. 对于点火问题只计算点火解, 也就是在温度为 10—100 MK 之间求解. 从以下几方面讨论点火阈值问题: 返照率的影响; 氘氚装量、面密度对点火的影响; 氘和氚的核子数密度之比对点火的影响.

#### 3.1 点火图像

在整体点火过程中, 燃料边界的电子热传导不是主要的物理过程, 忽略电子热传导, 只考虑辐射热传导造成的燃料区能量漏失对点火的影响. 参数空间的点火阈值如图 1 所示, 给出了点火温度随面密度的变化规律, 其中燃料边界的返照率  $\theta$  分别为 0, 0.95 和 0.99, 实线和短划线为离子温度和电子温度, 虚点线代表辐射温度. 对于返照率  $\theta = 0$  的裸球情况, 模型中燃料区本身的辐射光厚可以忽略, 系统产生的辐射很容易从边界漏失掉. 因此  $\theta = 0$  的情况下辐射和电子出现非常严重的脱离, 点火时

刻电子温度和离子温度非常接近, 而辐射温度远低于前两者. 其中面密度  $\rho R = 0.3$  时, 对应的点火温度为  $\sim 48$  MK, 和中心点火靶的理想点火温度相似. 当返照率接近 1 时, 系统辐射漏失减小, 辐射和电子之间的脱离程度也随之降低. 返照率增大时, 一方面使电子和辐射之间的脱离程度减小, 另一方面大幅降低点火温度. 燃料区外的中高  $Z$  介质一般可以提供很好的辐射屏蔽, 高  $Z$  介质会有更好的辐射返照率, 因此这种整体点火靶结构在较高的面密度情况下可以实现较低温度 (20—30 MK) 的整体点火, 降低系统对冲击过程的依赖.

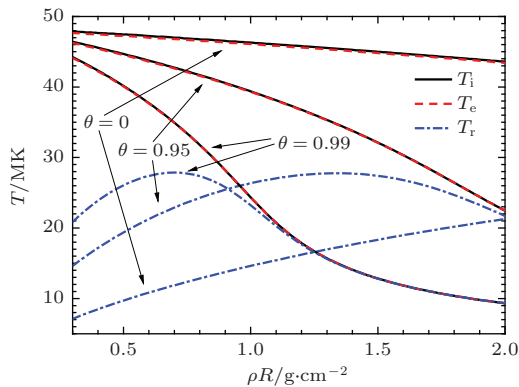


图1 (网刊彩色) 整体点火阈值曲线 固定装量  $m_{DT} = 1$  mg, 返照率  $\theta$  分别为 0, 0.95 和 0.99

由于装量固定, 燃料区满足  $\rho R \sim R^{-2}$ , 这样随着面密度  $\rho R$  的增大, 燃料区密度  $\rho$  也随之增加, 半径  $R$  随之减小, 因此在点火阈值空间出现以下三种现象.

1) 点火时刻的离子温度和电子温度随  $\rho R$  的增大而降低. 前面讨论过, 点火过程是由燃料区放能和能耗之间的竞争关系决定的, 在燃料区氘氚燃料装量固定的情况下, 系统总的热核反应能速率  $m_{DT}\dot{Y}_t \sim (\rho R)^{3/2}$ , 随着面密度的增大, 核反应速率提高, 这样达到同样的燃烧速率需要的温度更低; 另一方面边界辐射能量漏失和边界面积成正比, 和面密度成反比, 即  $S_R F_r \sim (\rho R)^{-1}$ , 当面密度增加时, 边界辐射流减小, 因此在装量固定的情况下, 比较大的面密度对应的点火温度更低, 更容易达到其点火条件.

2) 点火时刻的辐射温度随  $\rho R$  的增大而升高. 在点火点附近, 电子和辐射之间的能量交换主要由韧致过程实现, 这样辐射温度由韧致辐射过程和边界漏失两者的竞争关系决定. 在装量固定的情况下, 系统总的韧致交换能与面密度的  $3/2$  次方成正

比关系, 即  $m_{DT}\omega_{ff} \sim (\rho R)^{3/2}$ , 而辐射边界漏失与面密度成反比关系, 即  $S_R F_r \sim (\rho R)^{-1}$ , 因此随着面密度的增加, 辐射漏失减小, 韧致可以提供更多的能量给辐射, 点火时刻的辐射温度自然会升高. 因此在装量固定的情况下, 面密度越高点火时刻的辐射温度越高.

3) 面密度  $\rho R$  增大则点火时刻辐射和电子脱离减小. 正如前面的讨论, 在装量固定的情况下, 面密度增加, 点火时刻的离子温度降低, 同时辐射温度升高, 这样辐射和电子之间的温度脱离自然会减小. 另一方面, 这个过程中电子和辐射之间依靠韧致过程实现能量交换, 这样一个能量交换过程也是系统热核放能与边界漏失实现竞争的一个纽带. 当面密度增大时, 点火需要的能量耗散减小, 电子和辐射之间的能量交换也会降低, 进而使得两者的温度差或者非平衡性减小.

从上面的分析来看, 整体点火并不等于平衡点火, 点火时刻辐射和电子温度是否脱离由许多因素决定. 一般而言, 点火时刻密度越高, 对应的点火温度越低, 辐射和电子的脱离越小; 同时外边界返照率也对该过程的影响非常巨大, 返照率越大则越接近平衡点火. 所以就一般整体点火系统而言, 都会伴随辐射与电子温度脱离的非平衡过程. 因此我们认为, 点火过程中非平衡是普适过程, 而辐射温度与电子温度非常接近的所谓平衡点火过程只是其中的极限特例.

### 3.2 不同装量对整体点火阈值的影响

对于不同装量的点火靶, 需要与之匹配的驱动能. 一般而言, 装量越大, 则需要的驱动能越大. 下面我们分析不同装量条件下点火的状态. 图 2 给出

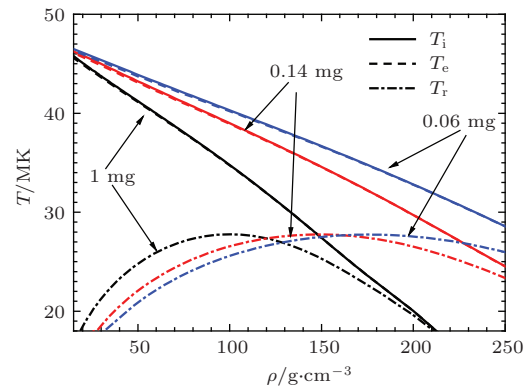


图2 (网刊彩色) 点火温度随密度的变化. 返照率  $\theta = 0.95$ , 装量对整体点火阈值的影响, 装量为 1, 0.14 和 0.06 mg

了不同装量对整体点火阈值的影响, 装量分别为 1, 0.14 和 0.06 mg. 随着密度的增大(面密度也增大), 点火温度将下降. 对于相同的密度, 比如  $\rho = 150 \text{ g/cm}^3$ , 装量  $m_{\text{DT}} = 1 \text{ mg}$  时需要的点火温度约为 28 MK, 而当装量  $m_{\text{DT}} = 0.14 \text{ mg}$  时对应的点火温度约为 35 MK. 从图 2 可以看出, 装量越大对应的点火温度条件会降低. 当然得到这个结论的前提是面密度必须满足  $\rho R > 0.3$ , 这样  $\alpha$  粒子就地沉积的假设成立.

### 3.3 D 和 T 核子数比对点火阈值的影响

相对于其他反应道, 氘和氚的聚变反应过程截面最大, 而且该过程中两者损耗为 1 : 1. 因此两种同位素核子数密度相等的情况下点火阈值最低, 最容易实现点火. 但有些情况下我们并不希望两者有相同的核子数密度, 比如某些装量非常大的靶型, 由于燃烧温度很高, 氘氚反应会非常剧烈, 这样到反应后期氘会相对匮乏, 反而降低其燃烧效率. 还有氚的制备需要更高的成本, 而自然界中氘相对来说丰富得多. 因此我们研究了不同氘氚核子数比对点火阈值的影响.

图 3 给出了氘氚核子数比分别为 1, 2 和 4 时点火时刻离子温度随面密度的变化, 其中装量  $m_{\text{DT}} = 0.14 \text{ mg}$ , 返照率  $\theta = 0.95$ .  $N_{\text{D}} : N_{\text{T}} = 2 : 1$  与两者同装量 ( $N_{\text{D}} : N_{\text{T}} = 1 : 1$ ) 时相比, 点火特征非常接近, 而且随着面密度的增加, 这样的影响在逐渐降低. 而当  $N_{\text{D}} : N_{\text{T}} = 4 : 1$  时, 点火状态差异比较明显, 点火温度上升超过 10%. 通过这样的比较可以认为氘和氚核子数之比小于 2 时, 对点火阈值影响非常小, 而且对于点火时刻面密度比较大的靶型, 这样的核子数变化造成的差异可以忽略. 这是一个非常好的现象, 对于利用惯性聚变能的能源靶, 如果装量比较大, 压缩过程很容易达到其点火

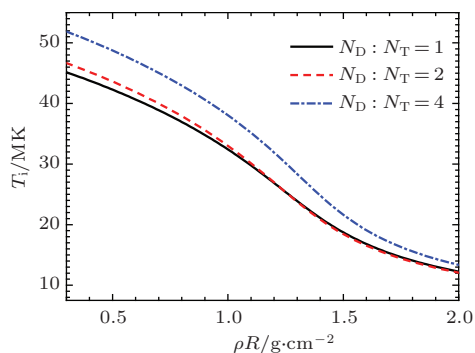


图 3 (网刊彩色) 氘和氚核子数比对点火阈值的影响 返照率  $\theta = 0.95$ , 装量  $m_{\text{DT}} = 0.14 \text{ mg}$

所需的面密度, 这样可以适当降低氘的成分, 而对点火条件影响不大, 从而可降低燃料成本.

## 4 点火条件的深入判断

我们已经从能量平衡的角度讨论了点火条件, 该条件是以能量方程的定态解为基础. 而实际的点火过程中往往伴随流体的运动、温度的变化和剧烈的热核反应, 所有这些变化的过程都会对点火解造成影响. 在数值模拟中, 我们发现在某些情况下系统已经超过了使用能量平衡关系得到的点火条件, 但很快又会熄火. 研究其物理过程发现熄火的主要原因是点火时刻系统的箍缩状态不好, 无法使系统进入深度燃烧过程, 下面我们将深入分析此类问题.

就本文建立的模型而言, 点火的动态过程会受到以下两个因素的影响: 返照率变化率和燃料密度变化率. 燃料密度的变化和边界运动相关, 也就是燃料密度随压力和速度变化, 而压力和速度是温度的函数, 这里不妨用  $\partial\rho/\partial T_i$  来表征密度的变化; 同样返照率的变化也可类似地表示为 (随辐射温度变化)  $\partial\theta/\partial T_r$ . 忽略核子数密度随温度的变化, 忽略电子和离子热传导, 在点火点可定义:

$$F_i(T_i, T_e, T_r) = m_{\text{DT}}[\dot{Y}_i - \omega_{ie}(T_i - T_e)] + S_R \dot{W}_{p,i} = 0, \quad (9)$$

$$F_e(T_i, T_e, T_r) = m_{\text{DT}}[\dot{Y}_e + \omega_{ie}(T_i - T_e) - m_{\text{DT}}\omega_{er}(T_e - T_r)] + S_R \dot{W}_{p,e} = 0, \quad (10)$$

$$F_r(T_i, T_e, T_r) = m_{\text{DT}}\omega_{er}(T_e - T_r) + S_R(\dot{W}_{p,r} - \dot{F}_r) = 0. \quad (11)$$

下面用线性稳定性分析方法来判断上述方程在扰动情况下的发展方向. 首先来判断定解的稳定性, 即点火解是否稳定或是哪种稳定, 这需要分析在点火解上方程 (6)—(8) 的偏微分矩阵:

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial F_i}{\partial T_i} & \frac{\partial F_i}{\partial T_e} & \frac{\partial F_i}{\partial T_r} \\ \frac{\partial F_e}{\partial T_i} & \frac{\partial F_e}{\partial T_e} & \frac{\partial F_e}{\partial T_r} \\ \frac{\partial F_r}{\partial T_i} & \frac{\partial F_r}{\partial T_e} & \frac{\partial F_r}{\partial T_r} \end{pmatrix}. \quad (12)$$

这个行列式有 3 个特征值,  $\lambda_1, \lambda_2$  和  $\lambda_3$ . 如果解为复数, 则对应振荡或周期解, 显然对于点火过程不

会存在这样的复数特征值(在目前物理条件下其特征值均为实数). 如果3个特征值都小于0, 则解为结点, 意味着定态解为稳定解, 也就是在任何扰动下都会回到定解对应的点. 如果特征值有大于0, 也有小于0的, 则为鞍点, 则说明对应解为非稳定解, 则在扰动条件下会离开该解对应的点. 从点火的物理意义上看, 点火点必须是鞍点, 也就是说点火以后必须离开点火点而进入深度燃烧状态, 不能停留在该点. 下面定义非线性因子

$$\beta = \frac{\lambda_1}{|\lambda_1|} + \frac{\lambda_2}{|\lambda_2|} + \frac{\lambda_3}{|\lambda_3|}, \quad (13)$$

如果  $\beta = -3$ , 则解为结点, 点火后系统无法继续燃烧, 点火会失败;  $\beta = -1$  或者  $1$ , 则解为鞍点, 系统会深入燃烧. 点火点必须为鞍点  $\beta = -1$  或者  $1$ . 下面分三种情况对点火解的稳性进行分析.

#### 4.1 无扰动情况下的燃烧发展过程

如果点火以后, 系统密度、边界做功和返照率都不再变化, 系统不受扰动, 即  $\partial\theta/\partial T_r = 0$ ,  $\partial\rho/\partial T_i = 0$ . 对于放光模型  $\theta = 0$ , 非线性因子  $\beta = -1$ , 定态解为鞍点, 因此可以继续燃烧. 对于挡光模型,  $\theta = 0.95$  或者  $\theta = 0.99$ , 通过数值求解, 得到非线性因子  $\beta = -1$  或者  $\beta = 1$ . 定态解均为鞍点. 对于密度  $\rho$  的扰动同样存在这样的鞍点解, 因此系统点火时刻, 如果各种系统物理量的扰动都为零, 则定态点火解为鞍点解, 系统温度可以自持上升, 直到深度燃烧后熄火.

系统不受任何扰动只是一种理想情况, 实际的靶内爆过程中, 为了保证设计余量, 往往把点火点设计在边界停滞之前, 也就是说, 点火之后边界仍然会对燃料做正功. 无论从能量关系还是从方程扰动情况分析, 这种正的扰动必然加剧燃料的燃烧, 保证点火向深度燃烧发展. 而返照率与温度关系比较复杂, 因为该量与过程相关, 与对器壁的加热历史关系密切. 但有一点是必然的, 如果返照率随温度的升高而增大, 必然可以保证燃料的充分燃烧, 如果返照率随温度的升高而迅速减小, 可能会引起能量耗散过快而使系统溃散.

#### 4.2 返照率变化对燃烧的影响

本文把边界能量漏失表述成返照率的函数, 形式确实过于简单. 如果能找到边界流更好的表述形式, 对于更细致的点火分析将更有帮助. 但这样的表述并不影响我们对点火点附近系统动态发展方

向的判断. 图4给出了返照率随温度变化对点火后系统动态发展影响的分析, 即参数为  $\theta = 0.95$ , 装量  $m_{DT} = 0.14$  mg, 氘氚核子数密度比为  $1:1$  时的点火解. 图4所示曲线对应非线性因子  $\beta = -3$  与  $\beta = -1$  或者  $1$  的交接线, 左部和上部空间对应非线性因子  $\beta = -1$  或者  $1$ , 解为鞍点, 该空间内一旦点火可以实现系统的充分燃烧; 而曲线的右下空间内对应非线性因子  $\beta = -3$ , 该区域对应结点, 这个参数范围内即使能量关系达到点火条件也无法继续燃烧, 因为能量漏失会迅速加大而无法保证系统温度持续升高.

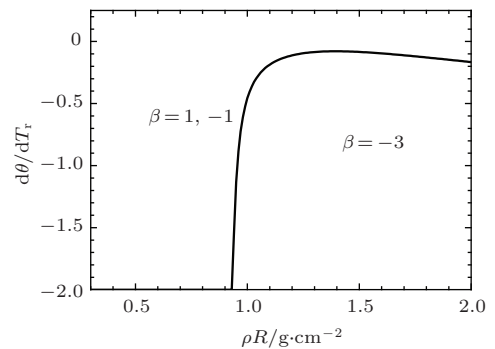


图4 返照率随温度变化对点火的影响 返照率  $\theta = 0.95$ , 装量  $m_{DT} = 0.14$  mg

图4总的规律符合我们的预期. 对于面密度比较小的系统, 点火时刻本身承受比较大能量漏失, 其点火时刻必然对应更高的离子温度, 而且辐射和电子存在一定的温度脱离, 也就是对应较低的辐射温度. 因此, 系统对于返照率迅速降低的抵抗能力很强, 故返照率的变化不会影响到燃烧的深入发展. 而对于面密度较大的点火状态, 由于离子、电子和辐射三温接近, 相对热核放能来说, 辐射边界漏失的风险更大. 这种情况下返照率的迅速减小会对点火的后续发展造成破坏. 因此点火靶的设计需要考虑边界返照率的变化, 如果设计的点火点面密度较小, 则返照率变化造成的设计风险会很低; 而对于大装量的靶球, 往往对应高面密度的点火, 这时必须考虑返照率变化造成的设计风险.

#### 4.3 力学状态变化对燃烧的影响

力学状态的发展对燃烧的影响, 从物理上理解更直观一些, 靶丸的设计上一般不会引起这样的问题. 正如前文所说, 在保证设计余量的情况下, 点火后系统仍然做正功, 因此点火后做负功, 或者状态稀疏、密度降低的问题一般会在靶设计中避免. 尽管如此, 这样的问题也可能出现. 例如, 整体点

火过程中, 激波往往会在中心燃料区反射 2, 3 次才能实现点火, 而每次反射都会降低燃料边界的速度, 如果激波匹配不佳或者界面对称性不好会造成点火前边界反向.

图 5 给出了密度随离子温度变化对系统动态发展的影响. 该过程同样对应返照率  $\theta = 0.95$ , 装量  $m_{DT} = 0.14$  mg, 氘氚核子数密度比为 1 的点火解, 从密度变化上分析, 如果点火时刻燃料的面密度较小, 则密度的减小是致命的, 稀疏过程会导致系统熄火, 只有更大的面密度才能抵抗比较迅速的密度减小过程. 边界做功也面临同样的问题, 点火时刻面密度越大, 则能抵抗更大的负功过程. 单从这个意义上说, 考虑设计余量的情况下, 点火点需要设计到面密度较大的参数空间位置.

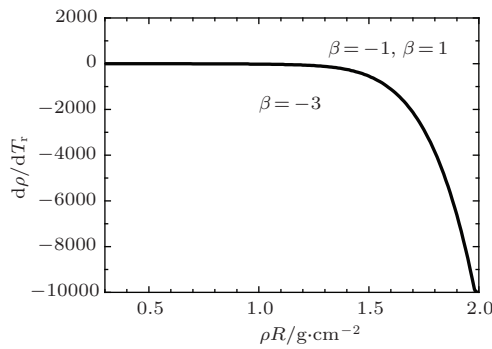


图 5 系统动态过程对点火后燃烧过程的影响 密度扰动情况, 返照率  $\theta = 0.95$ , 装量  $m_{DT} = 0.14$  mg

## 5 结 论

本文在局域热动平衡近似下, 通过能量平衡关系给出热核系统在停滞时刻的定态点火解, 并通过细致分析给出点火过程的特点, 并在参数空间内给出点火阈值. 通过对物理过程的理解, 我们认为整体点火过程中非平衡过程是普适的, 平衡过程不过是非平衡过程的一个极限. 其中返照率、装量和氘氚核子数比不同的情况下的点火阈值曲线对于点火靶的设计具有非常积极的意义, 可为双壳层靶、能源靶的工程设计提供一定的参考. 该理论结果用来初步确定整体点火靶燃料和相应的驱动条件的关系, 在一定范围内降低了驱动条件的要求. 不但可以在 Z 箍缩驱动条件下应用, 对激光驱动的整体点火同样适用.

点火时刻外界因素(密度、边界、返照率等)的变化会对系统的发展方向造成很大影响, 点火时

刻如果系统的面密度较小, 则对返照率的变化不敏感, 当面密度非常大时, 返照率的迅速变化会对系统的深入燃烧造成影响. 边界的力学发展过程正好相反, 点火时刻如果面密度较小, 则会对边界的反向发展敏感, 而面密度很大的点火系统, 却可以承受较大的反向做功而继续燃烧. 点火靶的设计中应尽量通过余量设计避免这些因素, 但反过来讲, 合理利用这些规律, 也可以明确点火的阈值空间, 合理设计点火余量. 本文的分析过程中都未考虑粒子输运问题, 但在面密度  $\rho R > 0.3$  的情况下, 认为  $\alpha$  粒子就地沉积, 尤其是在整体点火情况下, 也是比较合理的近似. 下一步我们将采用更好的返照率近似模型, 那样就会给出更接近点火和燃烧过程的物理图像. 同时本研究中模型较理想, 并没有考虑实际流体所带来的不稳定性等物理因素.

## 参考文献

- [1] Johnson T H 1984 *Proc. IEEE* **72** 548
- [2] Hora H, Ray P S 1978 *Zeitschrift fur Naturforschung* **33A** 890
- [3] Harrison E R 1963 *Phys. Rev. Lett.* **11** 535
- [4] Betti R, Zhou C D, Anderson K S, Perkins L J, Theohald W, Solodov A A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 155001
- [5] Malekynia B, Razavipour S S 2013 *Chin. Phys. B* **22** 055202
- [6] Yuan Q, Wei X F, Zhang X M, Zhang X, Zhao J P, Huang W H, Hu D X 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 114206 (in Chinese) [袁强, 魏晓峰, 张小民, 张鑫, 赵军普, 黄文会, 胡东霞 2012 物理学报 **61** 114206]
- [7] Lindl J 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3933
- [8] Varnum W S, Delamater N D, Evans S C, Gobby P L, Moore J E, Wallace J M, Watt R G, Calvin J P, Turner R, Glebov V, Soures J, Stoechl C 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5153
- [9] Matzen M K 1997 *Phys. Plasmas* **4** 1519
- [10] Wang Z, Xu R K, Yang J L, Hua X S, Li L B, Xu Z P, Ning J M, Song F J 2007 *Chin. Phys.* **16** 772
- [11] Sheng L, Wang L P, Wu J, Li Y, Peng B D, Zhang M 2011 *Chin. Phys. B* **20** 055202
- [12] Fraley G S, Linnebur E J, Mason R J, Morse R L 1974 *Phys. Fluids* **17** 474
- [13] Caruso A 1974 *Plasma Phys.* **16** 683
- [14] He X T, Li Y S 1994 *AIP Conf. Proc.* **318** 334
- [15] Li Y S, He X T, Yu M 1997 *AIP Conf. Proc.* **406** 232
- [16] Amendt P, Colvin J D, Tipton R E, Hinkel D E, Edwards M J, Landen O L, Ramshaw J D, Suter L J, Varnum W S, Watt R G 2002 *Phys. Plasmas* **9** 2221
- [17] Bosch H S, Hale G M 1992 *Nucl. Fusion* **32** 611



# Critical value of volume ignition and condition of nonequilibrium burning of DT in inertial confinement fusion\*

Zhao Ying-Kui<sup>†</sup> Ouyang Bi-Yao Wen Wu Wang Min

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

( Received 18 June 2014; revised manuscript received 11 September 2014 )

## Abstract

In the local thermodynamic equilibrium approximation, we study the problems on low-temperature volume ignition of DT fuel. The temperature and compression threshold of volume ignition are given by solving the ion, electric and radiation energy equation. The ignitions points are affected by the albedo, DT mass, abundance ratio, etc. At the point of ignition, the temperature reduces with the increase of areal density. The trends of variations in radiation and electron temperature become closer to each other. The most important fact is that the subsequent development of the system can be given by analyzing the stationary solution based on the linear stability method. In other words, we can estimate whether the system can enter into a deep-burning state by using this method.

**Keywords:** inertial confinement fusion, volume ignition, thermal nuclear reaction, threshold of ignition

**PACS:** 52.58.-c, 25.60.Pj, 52.57.-z

**DOI:** [10.7498/aps.64.045205](https://doi.org/10.7498/aps.64.045205)

---

\* Project supported by the Science and Technology Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant Nos. 2012B0102009, 2011A0102008) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11205018, 11175026).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [zhao\\_yingkui@iapcm.ac.cn](mailto:zhao_yingkui@iapcm.ac.cn)