

α 粒子的慢化过程对 D-T 等离子体 聚变燃烧的影响*

施研博^{1)†} 应阳君²⁾ 李金鸿²⁾

1) 中国工程物理研究院研究生部, 北京 100088)

2) 北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2007 年 3 月 8 日收到, 2007 年 5 月 8 日收到修改稿)

在双温聚变燃烧点模型框架下, 对比 D-T 等离子体聚变燃烧过程中 α 粒子能量逐步沉积与瞬时沉积两种描述的等离子体温度、离子数密度随时间的变化, 在不同的密度条件下作了计算, 考察了 α 粒子的慢化过程对 D-T 聚变点火的影响. 发现考虑 α 粒子的慢化过程后, D-T 等离子体峰值温度的出现将会推迟若干皮秒甚至几十皮秒, 在较低的初始温度密度条件下, 时间推迟得更多些. 等离子体的峰值温度比 α 粒子能量瞬时沉积描述也会下降 13 keV 左右.

关键词: α 粒子, 聚变燃烧, 能量沉积, 慢化过程

PACC: 2852, 2852C, 2852J

1. 引 言

受控核聚变是解决人类长久能源需求最有希望的途径之一. 在磁约束聚变^[1]和惯性约束聚变^[2](ICF)中, 有希望首先实现点火的热核燃料有 D-T^[2], D-³He^[3]等. 热核燃料聚变反应产生的 α 粒子在等离子体中沉积的能量是点火之后维持聚变燃烧的重要能量来源. 在 ICF 靶设计以及对一些实验现象的模拟中, 由于主要关心的是一些辐射流体力学过程, 而 α 粒子的慢化时间远小于辐射流体力学的特征时间, 所以 α 粒子的能量沉积常被认为是瞬时的^[4]. 但在特征时间与 α 粒子慢化时间接近的点火^[5]过程中, 有必要更细致地研究 α 粒子的能量在等离子体中的沉积过程.

目前主要有两种理论来描述带电粒子在等离子体中的能量沉积. 一种是二元碰撞理论(binary collision theory), 认为带电粒子通过连续的两体库仑碰撞损失能量^[6-8]; 另一种是介电理论(dielectric theory), 认为带电粒子通过引起等离子体的极化而损失能量^[9].

本文采用两体碰撞理论描述 α 粒子的能量在等离子体中的沉积过程, 基于一个分开考虑等离子体温度和等效辐射温度的双温聚变燃烧点模型, 在不同的初始温度、密度条件下, 计算 D-T 等离子体温度和粒子数密度随时间的变化, 与瞬时沉积能量描述下的结果作对比, 研究 α 粒子的慢化过程对聚变点火的影响.

2. 理论模型

采用 D-T 作为聚变燃料, D-T 比为 1:1. 假定 ICF 实验装置已经具有了较好的温度、密度条件, 使得 D-T 是完全电离的等离子体, 等离子体在聚变燃烧过程中密度和温度始终是空间均匀的, 忽略压力做功和热传导. 等离子体中的粒子在聚变燃烧过程中处于热平衡状态, 具有统一的等离子体温度 T , 光子也处于平衡状态, 具有等效辐射温度 T_r . 由于带电粒子间的热平衡弛豫时间远小于带电粒子与辐射场之间的热平衡弛豫时间^[10], 对于本文的研究对象, 这种双温模型是合理的.

D-T 主要有以下四个聚变反应道:

* 国防科技预研基金(批准号 42601)资助的课题.

† E-mail: yanbosch@gmail.com

$$D + T \rightarrow \alpha(14.07 \text{ MeV}) + n(3.52 \text{ MeV}), \quad (1)$$

$$D + D \rightarrow \text{He}(0.82 \text{ MeV}) + n(2.45 \text{ MeV}), \quad (2)$$

$$D + D \rightarrow \text{T}(1.01 \text{ MeV}) + p(3.03 \text{ MeV}), \quad (3)$$

$$D + {}^3\text{He} \rightarrow \alpha(3.6 \text{ MeV}) + p(14.7 \text{ MeV}). \quad (4)$$

${}^3\text{He}$ 和质子 p 由于产额很少, 它们对等离子体的能量贡献可以忽略, 本工作未予考虑.

2.1. α 粒子能量沉积的时间行为

由二元碰撞理论^[6]可以导出 α 粒子对等离子体中电子的能量损失率公式为

$$\left(-\frac{dE_\alpha(t_1, t)}{dt} \right)_e = A_e \frac{n_e}{\sqrt{E_\alpha(t_1, t)}} \Delta_e F_e(y_e), \quad (5)$$

式中 n_e 是电子数密度, $E_\alpha(t_1, t)$ 是 t_1 时刻产生的 α 粒子飞行到 t 时刻时的能量, Δ_e 是电子的库仑对数, 而

$$A_e = 4\pi(Z_\alpha Z_e)^2 \frac{m_\alpha}{m_e} \frac{e^4}{\sqrt{2m_\alpha c^2}} c,$$

其中 Z_α 和 Z_e 分别是 α 粒子和电子的核电荷数, m_e 是电子的质量, m_α 是 α 粒子的质量, c 是光速, e 是基本电荷电量.

$$\Delta_e(t) = -\ln[(2/3)|Z_\alpha Z_e| \sqrt{\pi(e^2)^{-1}}] + 1.5 \ln T(t) - 0.5 \ln n_e,$$

其中等离子体温度 T 的单位是 keV.

$$F_e(y_e) = \text{erf}(y_e) - \left(1 + \frac{m_e}{m_\alpha}\right) y_e \text{erf}'(y_e),$$

其中

$$y_e = \sqrt{m_e E_\alpha(t_1, t) [m_\alpha T(t)]},$$

$\text{erf}(y_e)$ 和 $\text{erf}'(y_e)$ 分别是误差函数和它的导数,

$$\text{erf}(y_e) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{y_e} e^{-x^2} dx,$$

$$\text{erf}'(y_e) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp(-y_e^2).$$

由 y_e 的表达式可以看出, 在大多数情况下 $y_e \ll 1$, 在函数 $F_e(y_e)$ 中把指数函数对 y_e 在零点附近展开可以有进一步的近似^[6],

$$F_e(y_e) \approx \frac{4}{3} \frac{1}{\sqrt{\pi}} y_e^3 \left(1 - 1.5 \frac{T}{E_\alpha}\right). \quad (6)$$

α 粒子对等离子体中的一种离子的能量损失率可以表示为

$$\left(-\frac{dE_\alpha(t_1, t)}{dt} \right)_i = A_k \frac{n_k(t)}{\sqrt{E_\alpha(t_1, t)}} \Delta_k, \quad (7)$$

式中 A_k 是与粒子种类相关的系数, Δ_k 是离子的库

仑对数, 下标 α 代表 α 粒子, k 代表等离子体中的第 k 种离子, k 可以是 $T, {}^4\text{He}, D, {}^3\text{He}, p$.

$$A_k = 4\pi(Z_\alpha Z_k)^2 \frac{m_\alpha}{m_k} \frac{e^4}{\sqrt{2m_\alpha c^2}} c,$$

$$\Delta_k = -\ln[\sqrt{\pi(e^2)^{-1}}(m_\alpha/m_\gamma)|Z_\alpha Z_k|]$$

$$+ \frac{1}{2} \ln T(t) - \frac{1}{2} \ln n_\gamma(t) + \ln E_\alpha(t_1, t),$$

其中 m_γ 为约化质量,

$$m_\gamma = \frac{m_\alpha m_k}{m_\alpha + m_k}.$$

α 粒子在等离子体中的能量损失率可以认为是对电子的能量损失率和对离子的能量损失率之和, 即

$$-\frac{dE_\alpha(t_1, t)}{dt} = \left(-\frac{dE_\alpha(t_1, t)}{dt} \right)_e + \left(-\frac{dE_\alpha(t_1, t)}{dt} \right)_i, \quad (8)$$

式中 $[-dE_\alpha(t_1, t)dt]$ 是 α 粒子对等离子体中所有种类离子的总能量损失率,

$$\left(-\frac{dE_\alpha(t_1, t)}{dt} \right)_i = \sum_k \left(-\frac{dE_\alpha(t_1, t)}{dt} \right)_k. \quad (9)$$

利用(5)–(9)式可以考察 α 粒子的能量在 D-T 等离子体中沉积的时间行为. 初始时刻能量为 E 的 α 粒子慢化到能量 E' 所需要的时间 t 可以表示为

$$t(E, E') = \int_{E'}^E \frac{dE_\alpha}{-dE_\alpha(t_1, t)dt}. \quad (10)$$

如果 $E' = E_{th}$ (E_{th} 是等离子体的热动能, $E_{th} = \frac{3}{2} T$) 那么 $t(E, E_{th})$ 就是 α 粒子的慢化时间. 在密度为 500 g/cm^3 , 温度为 3 keV 的 D-T 等离子体中,

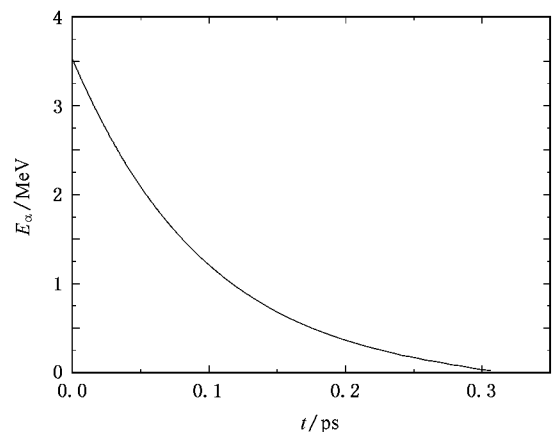


图1 在密度为 500 g/cm^3 、温度为 3 keV 的 D-T 等离子体中 α 粒子的能量 E_α 随时间 t 的变化 α 粒子的初始能量为 3.52 MeV

3.52 MeV 的 α 粒子的慢化时间约为 0.31 ps.

在已知初始能量 E 和慢化时间的情况下,由(10)式可以求出 α 粒子在等离子体中飞行 t 时间之后的能量 E' . 图 1 给出了在密度为 500 g/cm^3 , 温度为 3 keV 的 D-T 等离子体中 3.52 MeV 的 α 粒子能量 E_α 随时间 t 的变化.

2.2. 粒子数密度方程

假设在所关心的时间范围内等离子体的体积不变,可以写出等离子体中各种粒子的粒子数密度方程,

$$\frac{dn_T}{dt} = R_{DDp} - R_{DT}, \quad (11)$$

$$\frac{dn_\alpha}{dt} = R_{DT} + R_{D^3\text{He}}, \quad (12)$$

$$\frac{dn_D}{dt} = -R_{DT} - \chi(R_{DDn} + R_{DDp}) - R_{D^3\text{He}}, \quad (13)$$

$$\frac{dn_{^3\text{He}}}{dt} = R_{DDn} - R_{D^3\text{He}}, \quad (14)$$

$$\frac{dn_p}{dt} = R_{DD} + R_{D^3\text{He}}. \quad (15)$$

这里 n_k 是等离子体中第 k 种离子的粒子数密度, R_{ij} 表示单位体积中第 i 种离子和第 j 种离子在单位时间内发生热核反应的次数.

$$R_{ij} = \frac{n_i n_j}{1 + \delta_{ij}} \sigma v_{ij},$$

其中 σv_{ij} 表示速度按 Maxwell 分布的第 i 种离子和第 j 种离子的平均热核反应速率,它是温度的函数^[9].

2.3. 能量损失率方程

等离子体的能量密度变化率可以表示为

$$\frac{dE_p}{dt} = S_\alpha - \left(\frac{dE_r}{dt}\right)_b - \frac{dE_C}{dt}. \quad (16)$$

光子的能量密度变化率可以写成

$$\frac{dE_r}{dt} = \left(\frac{dE_r}{dt}\right)_b + \frac{dE_C}{dt}. \quad (17)$$

这里 E_p 是等离子体的能量密度. 等离子体为理想气体的情况下,

$$E_p = \frac{3}{2}(n_i + n_e)T,$$

其中 n_i 是等离子体中总的离子数密度.(16)式中的 S_α 是单位体积中的 α 粒子在单位时间内传递给等离子体的能量,

$$S_\alpha(t) = \int_{t_0}^t \left(-\frac{dE_\alpha(t_1, t)}{dt}\right) R_{DT}(t_1) dt_1, \quad (18)$$

其中 $-dE_\alpha(t_1, t)/dt$ 由(8)式给出,对电子的能量损失率使用(5)式,积分下限 t_0 时这样确定的, t_0 时刻产生的 α 粒子飞到 t 时刻时正好热化.

(16)和(17)式中的 $(dE_r/dt)_b$ 为韧致过程项,表示单位体积中由第 k 种离子引起的韧致过程使电子在单位时间内损失的能量. 这里韧致过程包括自发发射、诱导发射和逆韧致辐射^[8,10]. 韧致过程项可以具体地写为^[10]

$$\left(\frac{dE_r}{dt}\right)_b = \sum_k \left(\frac{dE_r}{dt}\right)_b^k, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{dE_r}{dt}\right)_b^k &= 16\sqrt{2\pi} \frac{e^2}{hc} \frac{(e^2)^2 c}{(3m_e c^2)^{3/2}} \\ &\times Z_k^2 \sqrt{T} n_k n_e \left[1 - \left(\frac{T_r}{T}\right)^{1.709}\right], \quad (20) \end{aligned}$$

其中 E_r 是辐射能量密度,辐射温度 T_r 的单位也是 keV.

$$E_r = \sigma'_a T_r^4,$$

$$\sigma'_a = \frac{\pi^2}{15(hc)^3}.$$

(16)和(17)式中的 dE_C/dt 为康普顿散射项,表示单位体积中康普顿散射导致的电子与光子之间在单位时间内的能量交换. 康普顿散射项^[10]可以写为

$$\begin{aligned} \frac{dE_C}{dt} &= \frac{32}{45} (e^2)^2 c \left(\frac{\pi}{m_e c^2 hc}\right)^3 n_e T \\ &\times \left(1 - \frac{T_r}{T}\right) (T_r)^4. \quad (21) \end{aligned}$$

采用四步显式与三步隐式的 Adams 方法构成的预报校正格式来求解由五个粒子数密度平衡方程和两个能量密度变化率方程所构成的方程组. 聚变燃烧过程应当满足能量守恒和电荷守恒,但数值求解的时候会带来误差,所以通过能量守恒和电荷守恒检验数值方法引起的误差是否得到控制. 能量守恒的检验公式为

$$f_{EC}(t) = 1.0 - \frac{\Delta E(t)}{\Delta E_{\text{tot}}(t)}, \quad (22)$$

式中 $\Delta E(t)$ 是从 t_1 时刻到 t 时刻等离子体能量密度的增加, $\Delta E_{\text{tot}}(t)$ 是从 t_1 时刻到 t 时刻由单位体积中的 α 粒子提供给等离子体的能量,

$$\Delta E(t) = E_p(t) + E_r(t) - [E_p(t_1) + E_r(t_1)],$$

$$\Delta E_{\text{tot}}(t) = \int_{t_1}^t S_\alpha(t') dt'.$$

每隔若干时间步对 f_{EC} 进行一次计算.

电荷守恒的检验公式可以表示为

$$f_{\text{CC}}(t) = 1.0 - \frac{n_+}{n_-}, \quad (23)$$

式中 n_+ 和 n_- 分别表示 t 时刻单位体积的等离子体中的正电荷总数和负电荷总数.

$$n_+(t) = n_{\text{D}}(t) + n_{\text{T}}(t) + 2[n_{\text{He}^4}(t) + n_{\text{He}^3}(t)] + n_{\text{p}}(t),$$

$$n_-(t) = n_{\text{e}}.$$

这里 n_{e} 在燃烧过程中始终保持不变.

3. 计算结果与分析

取初始时刻的等离子体温度和等效辐射温度均为 3 keV, D-T 密度为 500 g/cm^3 , 计算 D-T 等离子体聚变燃烧过程中等离子体温度和等效辐射温度随时间的变化, 结果如图 2 所示. 从图 2 可以看出: 在初始阶段, 等离子体温度 T 和等效辐射温度 T_{r} 几乎是相同的; $t > 0.015 \text{ ns}$ 后, 等离子体温度开始脱离等效辐射温度并迅速上升, 达到峰值后又迅速下降向等效辐射温度靠拢, 等效辐射温度在此期间也有一个跃升; $t > 0.03 \text{ ns}$ 后, 两者渐趋一致. 从图 2 还可以看出, 在整个燃烧过程中, 等离子体温度始终高于等效辐射温度.

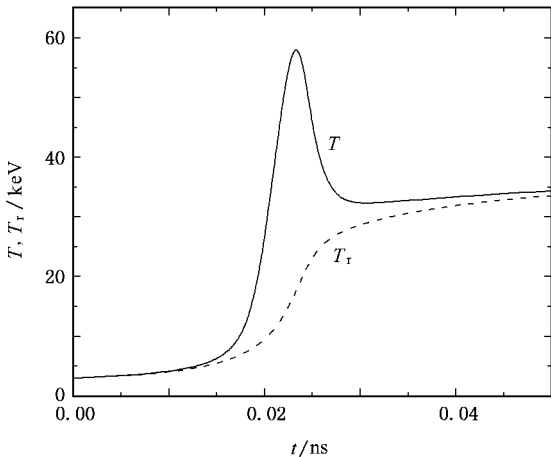


图 2 等离子体温度 T 和等效辐射温度 T_{r} 随时间 t 的变化. 初始时刻 T 和 T_{r} 都为 3 keV, D-T 密度为 500 g/cm^3 .

出现温度跃变的原因是热核反应速率在一定温度之后随温度上升急剧增大, α 粒子大量产生, 等离子体温度 T 迅速升高并且由于来不及和光子充分交换能量而与等效辐射温度 T_{r} 产生偏离. 然而随着

等离子体温度与等效辐射温度偏离的加大, 电子、光子之间能量交换也更加剧烈, 这两种机制达到平衡, 就使得等离子体温度出现峰值. 由于在这期间大量的 D-T 离子被燃烧, 热核反应速率也随之减小, 电子将能量转移给光子的能量损失机制占主导, 使得等离子体温度 T 迅速下降并与等效辐射温度 T_{r} 接近.

图 3 为等离子体中 D 和 T 的相对粒子数密度 n_{D}/n_0 和 n_{T}/n_0 随时间的变化. 从图 3 可以看出, 在 $0.02\text{--}0.03 \text{ ns}$ 之间 D-T 等离子体剧烈燃烧, 有超过 30% 的 D 离子和 T 离子被烧掉. 从图 3 中还可以看出, 在燃烧末期, T 的粒子数密度要稍大于 D 的粒子数密度, 这是因为 (3) 式所示的聚变反应使得 T 得到一定的补偿.

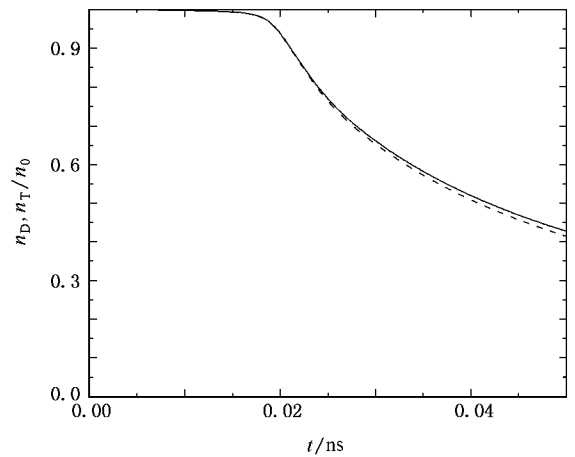


图 3 等离子体中 D 和 T 的相对粒子数密度 n_{D}/n_0 和 n_{T}/n_0 随时间 t 的变化. n_0 对应初始时刻 D 的粒子数密度, 初始时刻等离子体温度 T 和等效辐射温度 T_{r} 都为 3 keV, D-T 密度为 500 g/cm^3 . 实线为 T, 虚线为 D.

图 4 为整个燃烧过程中对能量守恒的检验. 从图 4 可以看出, 当 $t > 0.01 \text{ ns}$ 时, $f_{\text{EC}}(t) \leq 0.004\%$. 另外电荷守恒在整个燃烧过程中有 $f_{\text{CC}}(t) \leq 10^{-10}\%$.

图 5 对比了 α 粒子能量瞬时沉积和逐步沉积两种描述下等离子体温度随时间的变化, 图中显示了考虑 α 粒子的慢化过程对 D-T 聚变点火的影响. 从图 5 可以看出, 考虑 α 粒子的慢化过程后, 等离子体温度峰值延迟出现, 且比瞬时能量损失描述下的峰值温度低 13 keV 左右. 从等离子体温度峰的形状看, 考虑 α 粒子的慢化过程后, 等离子体温度峰的上升前沿也比瞬时沉积能量描述的上升前沿更缓和, 峰形更宽.

取初始时刻等离子体温度和等效辐射温度均为

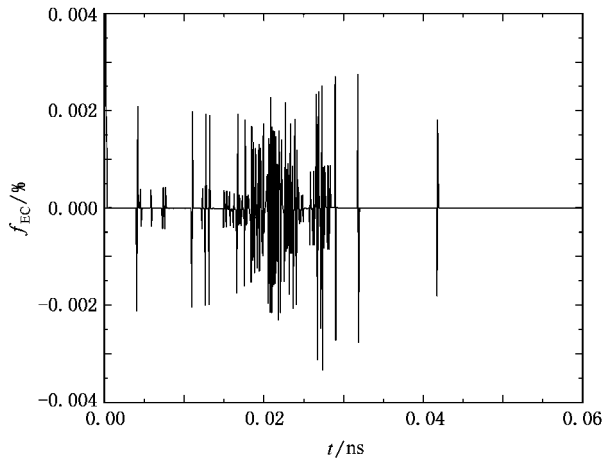


图4 考虑 α 粒子的慢化过程后, 燃烧过程中每隔 50 个时间步计算得到的 f_{EC} . 每个时间步长为 5×10^{-6} ns

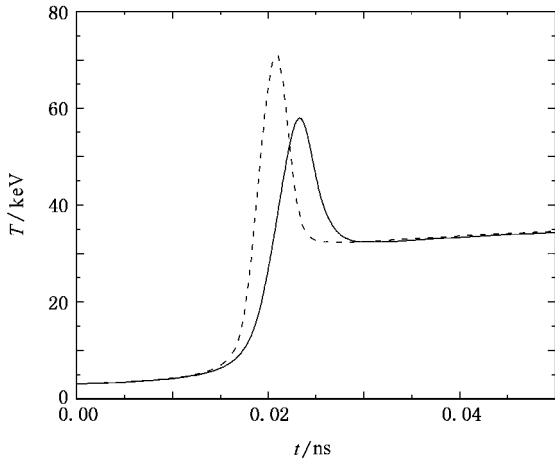


图5 等离子体温度 T 随时间 t 的变化. 虚线是 α 粒子瞬时沉积能量描述下的结果, 实线是考虑 α 粒子慢化过程后的结果. 初始时刻等离子体温度 T 和等效辐射温度 T_r 都为 3 keV, D-T 密度为 500 g/cm^3

3 keV, 计算了在 $100\text{--}1000 \text{ g/cm}^3$ 的密度范围内, 不同密度条件下的 D-T 聚变点火燃烧过程, 比较了 α 粒子能量瞬时沉积描述和逐步沉积描述下等离子体温度峰值的出现时刻和峰值大小, 结果如图 6—图 9 所示.

从图 6 可以看出, 随着初始时刻密度的增加, 达到点火区峰值温度所需时间越来越短, 而且 α 粒子能量瞬时沉积和逐步沉积两种描述的差别也越来越小.

图 7 显示了等离子体温度峰值出现时刻的延迟 Δt_p 随密度 ρ 的变化.

$$\Delta t_p = t_p^g - t_p^d,$$

其中 t_p^g 为 α 粒子能量逐步沉积描述下等离子体温度峰值出现的时刻, t_p^d 为 α 粒子能量瞬时沉积描述

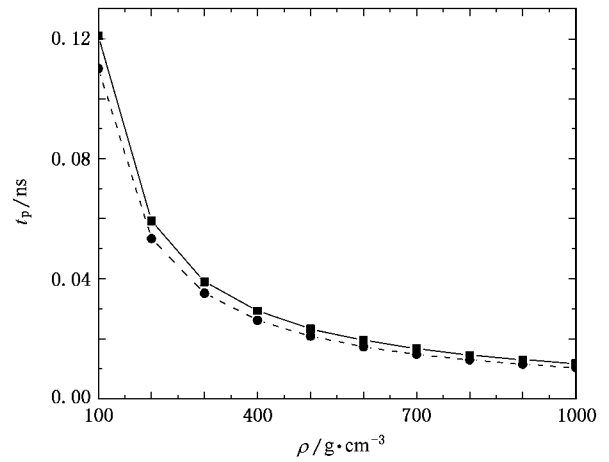


图6 等离子体温度峰值出现的时刻 t_p 随密度 ρ 的变化. 虚线是 α 粒子瞬时沉积能量描述下的结果, 实线是考虑 α 粒子慢化过程后的结果. 初始时刻等离子体温度 T 和等效辐射温度 T_r 都为 3 keV

下, 等离子体温度峰值出现的时刻. 从图 7 可以看出, 在较低的初始温度下, 逐步沉积能量描述的峰值出现时间延迟较大, 但密度升高后有减小的趋势.

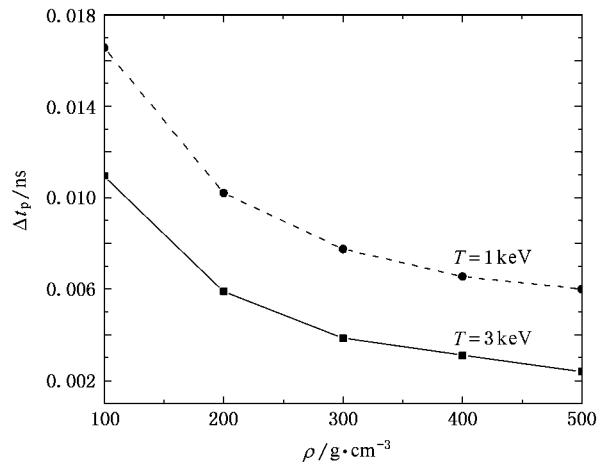


图7 考虑 α 粒子慢化过程后, 等离子体温度峰值出现时刻的延迟 Δt_p 随密度 ρ 的变化

图 8 显示了等离子体温度峰值 T_p 随密度 ρ 的变化. 从图 8 可以看出, α 粒子能量瞬时沉积和逐步沉积两种描述下等离子体温度的峰值都随密度增大而增大, 但等离子体温度的峰值在逐步沉积描述下始终比瞬时沉积描述低 13 keV 左右.

图 9 显示了等离子体温度峰值的相对差异 $\Delta T_p / T_p^d$ 随密度 ρ 的变化.

$$\Delta T_p = T_p^d - T_p^g,$$

其中 T_p^g 为逐步沉积能量情形下的等离子体温度峰

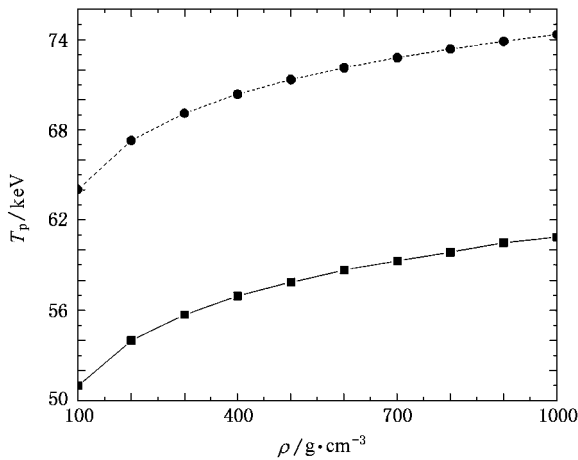


图 8 等离子体温度峰值 T_p 随密度 ρ 的变化. 实线是 α 粒子逐步沉积能量的结果, 虚线是 α 粒子瞬时沉积能量的结果. 初始温度为 3 keV

值 T_p^d 为瞬时沉积能量情形下的等离子体温度峰值. 从图 9 可以看出, $\Delta T_p / T_p^d$ 随密度升高而近似线性减小.

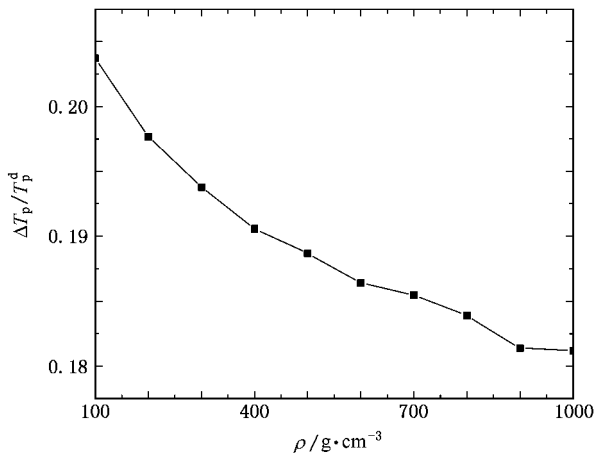


图 9 逐步沉积能量和瞬时沉积能量两种描述下, 等离子体温度峰值相对差异 $\Delta T_p / T_p^d$ 随密度 ρ 的变化. 初始温度为 3 keV

4. 结 论

从以上的计算分析可以看出, 在聚变点火、燃烧的主体阶段可以看作是孤立系统的等离子体体系中, 考虑带电粒子的慢化过程后, 在相同的初始条件下, 等离子体温度峰的上升前沿会变缓, 等离子体温度峰值出现的时刻有延迟, 延迟的时间为若干皮秒到几十皮秒不等, 在较低的初始温度和密度条件下, 时间延迟更大些. 等离子体温度的峰值比瞬时沉积能量描述下的结果降低约 13 keV.

从计算结果还可以看出, 在外界创造的温度密度条件足够好时, D-T 等离子体不需要自身聚变能源的维持就可以充分燃烧, 这与是否考虑 α 粒子的慢化过程对聚变点火和燃烧的影响不大. 但根据现有的技术水平, 要在实验室创造这样的条件是非常困难的. ICF 研究的近期目标首先是要达到点火条件, 然后利用 D-T 等离子体自身的聚变能源提供进一步燃烧的条件, 在这个过程中 α 粒子的慢化过程是应当细致研究的.

在 ICF 中, 由通常温度密度状态压缩到点火的温度密度状态大约需要 20 ns 左右^[9], 由于本模型假设等离子体的体积在燃烧的过程中不发生变化, 所以选取点火条件附近的温度密度条件作为初始条件. 这相当于选取 D-T 小球压缩过程末期作为计算的初始时刻, 因此计算结果给出的温升前沿具有现实意义, 而到 10^4 eV 量级以上在实际系统中的辐射泄漏将很严重. 本文给出的峰值温度比较只提供定性的参考. 另外, 本文模型没有考虑可能存在的电子和离子的温度分离, 在进一步的工作中应加考虑, 以期得到更细致的点火过程图像. 这对于我们加深对聚变过程的物理认识是很有意义的.

[1] Gong X Y, Shi B R, Long Y X 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 896 (in Chinese) [龚学余、石秉仁、龙永兴 2003 物理学报 **52** 896]
 [2] Lindl J D, McCrory R L, Campbell E M 1992 *Phys. Today* **45** 32
 [3] Zeng X C, Zhang L F, Gao Y M, Li Y S 1997 *High Power Laser and Particle Beams* **9** 233 (in Chinese) [曾先才、张利发、高耀明、李生 1997 强激光与粒子束 **9** 233]
 [4] Atzeni S 1987 *Plasma Phys. Control. Fusion* **29** 1535
 [5] Zhang J T, He B, He X T, Chang T Q, Xu L B, Andreev N E 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 921 (in Chinese) [张家泰、何斌、贺贤士、

常铁强、许林宝、安德列夫 N E 2001 物理学报 **50** 921]
 [6] Evans F 1973 *Phys. Fluids* **16** 1011
 [7] Sivukhin D V 1966 *Reviews of Plasma Physics* (Vol. 4) (New York: Consultants Bureau)
 [8] Yu M 1996 *Selected Papers of Yu Min* (Beijing: Institute of Applied Physics and Computational Mathematics) pp102, 105 (in Chinese) [于敏 1996 于敏论文集(北京:北京应用物理与计算数学研究所)第 102, 105 页]
 [9] Atzeni S, Meyer-ter-Vehn J 2003 *Inertial Fusion: Beam Plasma*

Interaction Hydrodynamics Dense Plasma Physics (Oxford : Clarendon Press) pp13—19 ,83—85 ,410—419

Chinese)[张均、常铁强 2004 激光核聚变靶物理基础(北京:国防工业出版社)第 119—126 页]

[10] Zhang J ,Chang T Q 2004 *Fundaments of the Target Physics for Laser Fusion* (Beijing :National Defence Industry Press) pp119—126 (in

[11] Andre G ,Jean-Pierre H 1999 *Phys . Lett . A* **253** 119

Slowing-down effect of alpha particle in thermonuclear burn of D-T plasma *

Shi Yan-Bo^{1)†} Ying Yang-Jun²⁾ Li Jin-Hong²⁾

1 \checkmark Graduate Department of China Academy of Engineering Physics ,Beijing 100088 ,China)

2 \checkmark Institute of Applied Physics and Computational Mathematics ,Beijing 100088 ,China)

(Received 8 March 2007 ; revised manuscript received 8 May 2007)

Abstract

A dual temperature thermonuclear burn model is presented , based on which the variation of the particle temperature , effective radiation temperature and the particle number density has been calculated for burn processes under various initial D-T density conditions . In comparison with the approximation that alpha particles deposit their energy instantaneously , the alpha particle slowing down effect during ignition has been studied . It was found that the peak of particle temperature delays and was about 13 keV lower than that in the instantaneous case when the alpha particle slowing down effect was considered . Calculation also showed that in the case of lower initial temperature and density , the alpha particle slowing down effect is more remarkable .

Keywords : alpha particle ,thermonuclear burn , energy deposition , slowing-down effect

PACC : 2852 , 2852C , 2852J

* Project supported by the Advanced Research Foundation for National Defence Science and Technology of China (Grant No. 42601) .

† E-mail : yanbosch@gmail.com