

先进燃料聚变反应性增强的新机制*

陈 志 邓柏权 冯开明

(核工业西南物理研究院 成都 610041)

(2005 年 7 月 8 日收到, 2005 年 12 月 5 日收到修改稿)

采用电子回旋波加热 $D-^3He$ 先进燃料聚变等离子体, 使它处在高的电子温度下, 一些新的物理过程(如聚变产物之间核-核弹性散射、核力与库仑相干散射及核反应的传播)变得相对重要, 而高能聚变产物离子与电子的库仑相互作用相对变弱. 部分本底燃料离子被高能的聚变反应产物核击出而提升到分布函数尾部成为“超热”燃料离子, 从而可能提高 $D-^3He$ 聚变的反应性. 还计算了这些机制的能量传递.

关键词: 核-核弹性散射, 核-库仑相干散射, $D-^3He$ 聚变, 聚变反应性增强

PACC: 2540C, 2590, 2588

1. 引 言

先进燃料 $D-^3He$ 聚变堆相对于通常的 $D-T$ 聚变堆具有很多非常吸引人的特点, 但是 $D-^3He$ 聚变的反应性在通常 $D-T$ 聚变堆工作温度下要低得多, 所以麦克斯韦分布的“热核” $D-^3He$ 聚变必须工作在较高的等离子体温度下, 同时为了利用电子回旋辐射机制取出聚变反应产生的能量也要求工作在高电子温度下^[1]. 在这种情况下高能聚变产物离子与电子的平均宏观库仑相互作用截面减小, 而它们与本底燃料离子之间的核加核与库仑相干(NI)弹性散射变得相对重要(因为是大角度)^[2]. NI 弹性散射开辟了反应产物核与燃料离子之间更快的能量传递通道. 这种相互作用的结果是使分布函数高能尾部的燃料离子总数增加. 因此“超热”燃料离子之间的自相互反应(即分布函数中的尾-尾反应)及它们与分布函数中的主体低温燃料离子之间的反应将加强. 通常在低的电子温度下, 高能聚变产物主要被电子库仑作用慢化并把大部分能量首先传递给电子, 只有当慢化到小于临界能量 E_c 后才把大部分能量传递给离子. 聚变产物与燃料离子间的次级反应也不可忽略. 本文定量地计算了这些相互作用新机制的能量传递.

2. 核力弹性散射和次级反应的传播

在高电子温度的 $D-^3He$ 聚变等离子体中一些新

的物理现象将变得显著, 使得高能聚变产物不仅是通过库仑相互作用慢化把能量传递给电子和本底燃料离子, 同时也可能通过核库仑弹性散射、核-核弹性散射及两者相干散射和核反应传播^[2]将一部分燃料离子很快提升为分布函数尾部“超热”燃料离子. $D-^3He$ 聚变反应全部产物是高能带电粒子 P^* 和 α^* (以下用“*”表示高能粒子以区分通常的主体燃料粒子). 高能带电粒子 P^* 和 α^* 粒子与本底 D 核之间又发生核力弹性散射

$$D + ^3He \rightarrow P^*(14.7 \text{ MeV}) + \alpha^*(3.6 \text{ MeV}), \quad (1)$$

$$P^*(14.7 \text{ MeV}) + D \rightarrow D^* + P,$$

$$\alpha^*(3.6 \text{ MeV}) + D \rightarrow D^* + \alpha.$$

P^* 与 D 核弹性散射产生高能 D^* , 其能量最高(90° 散射)可达 6.5 MeV, α^* 与 D 弹性散射产生的 D^* 的能量也可高达 1.6 MeV. 它们与本底 3He 和 D 反应又产生第二代 MeV 量级的高能带电粒子产物, 依次它们又可以和麦克斯韦分布的本底 D 进行下一轮反应, 从而使反应传播下去.

$$D^*(6.5 \text{ MeV}) + D \rightarrow P^*(7.9 \text{ MeV}) + T^*(2.63 \text{ MeV}),$$

$$D^*(1.6 \text{ MeV}) + D \rightarrow n + ^3He^*(1.24 \text{ MeV}), \quad (2)$$

$$^3He^*(1.24 \text{ MeV}) + D \rightarrow P^*(15.5 \text{ MeV})$$

$$+ \alpha^*(3.88 \text{ MeV}),$$

$$T^*(2.63 \text{ MeV}) + D \rightarrow \alpha^*(4.05 \text{ MeV}) + n.$$

(2) 式中的 P^* 和 α^* 又可发生(1)式中的核力弹性散

* 国家自然科学基金(批准号:10275017)资助的课题.

射.上述过程称为“核击出”^[3],它们改变了慢化过程中传给本底离子的能量通道和总份额.

3. 库仑散射总截面与核弹性散射总截面

高能 α^* 粒子和质子 P^* 被电子库仑散射的慢化时间为

$$\begin{aligned}\tau_{s\alpha^*} &\approx \frac{2\tau(\alpha^*)}{3} \ln \left[1 + \left(\frac{E_{\alpha 0}}{E_c^{(\alpha^*)}} \right)^{3/2} \right], \\ \tau_{sP^*} &\approx \frac{2\tau(P^*)}{3} \ln \left[1 + \left(\frac{E_{P 0}}{E_c^{(P^*)}} \right)^{3/2} \right],\end{aligned}\quad (3)$$

式中,

$$\begin{aligned}\tau(\alpha^*) &= \frac{3}{4} \frac{(KT_e)^{3/2}}{\sqrt{2\pi m_e} Z_{\alpha^*}^2} \left(\frac{4\pi\epsilon_0}{e^2} \right)^2 \frac{M_{\alpha^*}}{n_e \ln \Lambda_e}, \\ \tau(P^*) &= \frac{3}{4} \frac{(KT_e)^{3/2}}{\sqrt{2\pi m_e} Z_{P^*}^2} \left(\frac{4\pi\epsilon_0}{e^2} \right)^2 \frac{M_{P^*}}{n_e \ln \Lambda_e}\end{aligned}\quad (4)$$

是能量交换特征弛豫时间.这里, $E_c^{(\alpha^*)}$, $E_c^{(P^*)}$ 分别为 α^* 粒子和质子 P^* 对电子和本底离子能量损失速率相等时的临界能量; $\ln \Lambda_e$ 为电子库仑对数.可以证明

$$\begin{aligned}\tau(\alpha^*) &\approx \tau(P^*), \\ E_c^{(\alpha^*)} &\approx 4E_c^{(P^*)}.\end{aligned}\quad (5)$$

将(5)式代入(3)式得

$$\begin{aligned}\tau_{s\alpha^*} &\approx \frac{2\tau(\alpha^*)}{3} \ln \left[1 + \left(\frac{3600}{33.5T_e} \right)^{3/2} \right], \\ \tau_{sP^*} &\approx \frac{2\tau(P^*)}{3} \ln \left[1 + \left(\frac{14700}{8.4T_e} \right)^{3/2} \right].\end{aligned}\quad (6)$$

图 1 表示当本底等离子体 $n_e = 1.0 \times 10^{20}/\text{m}^3$ 时, $D-^3\text{He}$ 聚变产生的 α^* 和 P^* 的慢化时间.它们随电子温度 T_e 的升高而增加.因此有可能在被电子的库仑散射阻止而慢化下来之前与本底 D 或 ^3He 离子发生核弹性散射或与燃料离子发生次级反应将能量快速传递给燃料离子.下面讨论这些竞争过程的概率.

电子对 P^* 或 α^* 的库仑散射有效阻止截面为

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{1}{n_e \bar{\lambda}}, \quad (7)$$

平均自由程分别为

$$\begin{aligned}\bar{\lambda}_{P^*} &= V_{P^*} \tau(P^*), \\ \bar{\lambda}_{\alpha^*} &= V_{\alpha^*} \tau(\alpha^*),\end{aligned}\quad (8)$$

则

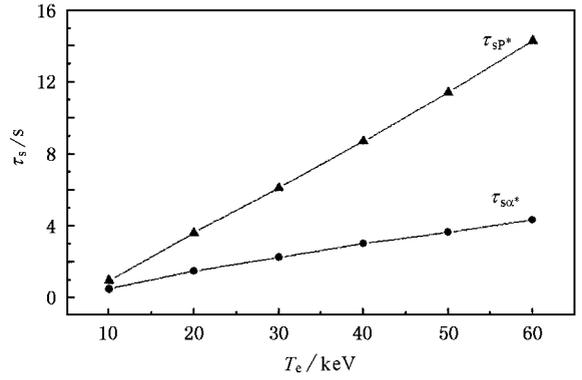


图 1 $D-^3\text{He}$ 聚变产生的高能粒子的慢化时间随 T_e 的变化

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{eff}}(P^*) &= \frac{2.4 \times 10^{-12}}{T_e^{3/2}} \frac{Z_{P^*}^2}{E_{P^*}^{1/2}} \left(\frac{m_e}{M_{P^*}} \right)^{1/2}, \\ \sigma_{\text{eff}}(\alpha^*) &= \frac{2.4 \times 10^{-12}}{T_e^{3/2}} \frac{Z_{\alpha^*}^2}{E_{\alpha^*}^{1/2}} \left(\frac{m_e}{M_{\alpha^*}} \right)^{1/2}.\end{aligned}\quad (9)$$

当 $T_e = 100 \text{ keV}$ 时,电子对 $D-^3\text{He}$ 聚变反应产生的 $14.7 \text{ MeV } P^*$ 和 $3.6 \text{ MeV } \alpha^*$ 粒子有效截面分别为 0.5 和 1.9 b .

同样也可以求出 P^* , α^* 与本底燃料离子的库仑散射阻止截面^[3]为

$$\sigma_{\text{eff}}^i \approx 10^{-24} Z_1^2 Z_2^2 E^{-2}. \quad (10)$$

对 P^* 与 D 之间的 $\sigma_{\text{eff}}^i(P)$ 大约为 0.005 b ,对 α^* 与 D 之间 $\sigma_{\text{eff}}^i(\alpha)$ 大约为 0.3 b .对这种极高能的 P^* 和 α^* ,它们与本底离子发生核弹性散射的截面大约为核几何截面,即 $0.1-1 \text{ b}$ 之间取值.

另一些重要过程是高能(MeV 量级)的 P^* , T^* 和 $^3\text{He}^*$ 直接与燃料核发生次级反应,因为这些反应产物能量很高,它们与燃料核进行次级反应的概率 P 也很大,

$$\begin{aligned}P &= \int n(^3\text{He}) \sigma(D-^3\text{He}) dl \\ &= \int_0^{E_D} \frac{n(^3\text{He}) \sigma}{dE_D/dl} dE_D,\end{aligned}\quad (11)$$

式中, $\sigma(D-^3\text{He})$ 为反应截面, dE_D/dl 为 D^* 通过等离子体单位距离的能量损失. dE_D/dl 由下式给出:

$$\begin{aligned}\left(\frac{dE_D}{dl} \right)_{\text{total}} &= \left(\frac{dE_D}{dt} \right)_{\text{total}} \frac{dt}{dL_D} \\ &= \left(\frac{dE_D}{dt} \right)_{\text{total}} \frac{1}{V_D} \\ &= \left(\frac{dE_D}{dt} \right)_{\text{total}} \left(\frac{M_D}{2E_D} \right)^{1/2}, \\ \left(\frac{dE_D}{dt} \right)_{\text{total}} &= \left(\frac{dE_D}{dt} \right)_e + \left(\frac{dE_D}{dt} \right)_i,\end{aligned}\quad (12)$$

式中,

$$\left(\frac{dE_D}{dt}\right)_e = -\frac{16}{3}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{Z_D^2 e^4 n_e \ln\Lambda_e}{T_e^{3/2}}\frac{m_e^{1/2}}{M_D}E_D,$$

$$\left(\frac{dE_D}{dt}\right)_i = -2\pi Z_D^2 e^4 \left(\frac{2m_D}{E_D}\right)^{1/2} \ln\Lambda_i \sum_i \frac{Z_i^2 n_i}{m_i}.$$

(13)

次级反应截面在 0.1—1 b 的范围内.图 2 表示 D^* 被本底 ^3He 、 P 、 D 和慢 α 弹性散射慢化速率.图 3 为 P^* 与本底 D 弹性散射平均能量传递速率及其与电子、本底 D 库仑慢化速率^[3]比较.计算表明:14.7 MeV 的 P^* 通过核弹性散射慢化下来的时间约为 8.4 s,而通过库仑慢化在同样的电子密度($n_e = 1 \times 10^{20}/\text{m}^3$)和电子温度(100 keV)下约为 17.5 s.这说明前者的能量传递过程比后者还要快.

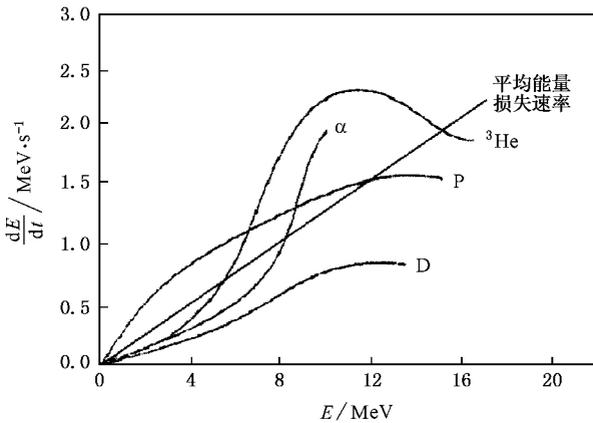


图 2 D^* 被其他带电粒子弹性散射慢化速率

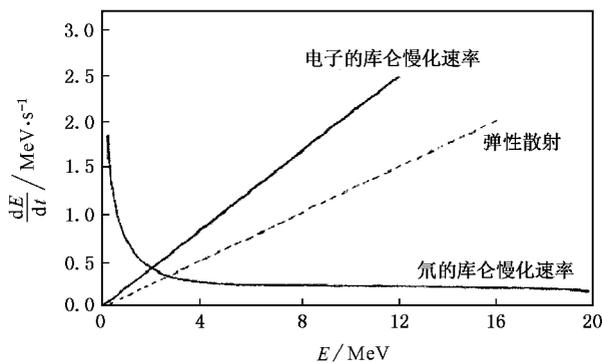
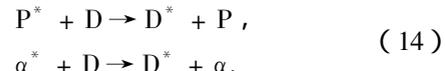


图 3 P^* 的库仑慢化速率与核弹性散射慢化速率比较

4. 库仑散射的微分截面

D - ^3He 聚变反应产生的高能带电粒子 P^* 和 α^* 在等离子体中的能量损失机制主要有三种 (1)与电

子库仑相互作用交给等离子体中的电子 (2)通过库仑散射 (电荷库仑力)和强子 (即核力)弹性散射加上两者相干效应交给等离子体中的离子 (3)通过核反应交给离子.高能带电粒子在等离子体中纯库仑过程的能量沉积计算讨论得已很多,比较容易得到.库仑散射无论是被电子还是核子都有很强的朝前冲角分布特征,而非同类粒子的核力散射向后方向可以有很大的概率.下面先讨论库仑散射的微分截面,对 α^* 、 P^* 与本底 D 核之间的库仑散射,



因为入射粒子和靶粒子不是同类粒子,质心系中的库仑散射微分截面为^[3]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_c} = \frac{c}{4} \frac{Z_1^2 Z_2^2}{E^2} \left(\frac{A_1 + A_2}{A_2}\right)^2 \frac{1}{(1 - \eta)^2}.$$

(15)

对入射粒子与靶粒子是同类粒子的情况,例如



质心系中的库仑散射微分截面与自旋有关,对 D 核,自旋为 1,质心系中的库仑散射微分截面应为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_c} = \frac{cZ_1^4}{E^2} \left[\frac{1}{(1 - \eta)^2} + \frac{1}{(1 + \eta)^2} - \frac{2\gamma}{3} \right]$$

(16)

式中, $c = 0.0207323$, Z_1, A_1 分别为入射粒子的电荷数和质量数, Z_2, A_2 分别为靶粒子的电荷数和质量数, E 为入射粒子在实验室系中的能量(以 MeV 为单位), η 为质心系中的散射角余弦 ($\cos\theta'$), $\frac{d\sigma}{d\Omega_c}$ 的单位为 b/sr,而

$$\gamma = \frac{\cos\left[0.15750\left(\frac{A_1}{E}\right)^{1/2} Z_1^2 \ln\left(\frac{1 - \eta}{1 + \eta}\right)\right]}{1 - \eta^2}.$$

(17)

质子 (P)、氘核 (T) 和 ^3He 的自旋为 1/2,因此质子之间、氘核之间、 ^3He 之间的同类粒子在质心系中的库仑散射微分截面应为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_c} = \frac{cZ_1^2}{E^2} \left[\frac{1}{(1 - \eta)^2} + \frac{1}{(1 + \eta)^2} - \gamma \right].$$

(18)

对 α 粒子,其自旋为零,质心系中的库仑散射微分截面则为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_c} = \frac{cZ_1^2}{E^2} \left[\frac{1}{(1 - \eta)^2} + \frac{1}{(1 + \eta)^2} + 2\gamma \right].$$

(19)

5. 核-核弹性散射加上 NI 的微分截面

对非同类粒子,NI 散射的微分截面^[4]为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{NI}} = \frac{d_{-1}}{(1 - \eta)} + \sum_l d_l \eta^l,$$

(20)

但对同类粒子而言,则为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{NI}}} = \frac{d_{-1}}{(1-\eta)(1+\eta)} + \sum_l d_{2l}\eta^{2l}, \quad (21)$$

式中, d_l, d_{2l} 是散射振幅按勒让德多项式展开的系数, 而 d_{-1} 是与 η 无关的实常数. 对同类粒子之间的散射, 从 (20) 和 (21) 式可见, 微分截面的库仑分量和 NI 分量都是关于 $\eta=0$ 对称的. 因为对同类粒子, 散射之后人们不能区分入射粒子和靶粒子, 所以在微分截面的表示式中以 $-\eta$ 取代 η 时应当保持不变.

为了方便计算能量损失, 定义另一种新的截面称为能量损失截面, 主要考虑到它在我们感兴趣的范围之内是可积的,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_E} \equiv (1-\eta) \frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{NI}}}, \quad (22)$$

(22) 式中, 同类粒子的情况下, $\eta \geq 0$; 非同类粒子的情况下, $\eta \geq -1$. 实际上, 可从实验测定的总的核弹性散射微分截面(由中国原子能科学研究院核数据中心提供, 它们已包含核库仑和核-库仑相干截面)减去库仑散射的微分截面(由解析表达式(15), (16), (18) 和 (19) 给出)得到所要的 NI 散射的微分截面, 这样处理要容易得多, 即用解析表示出

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{NI}}} = \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{total}} - \frac{d\sigma}{d\Omega_c}. \quad (23)$$

6. NI 散射的平均能量损失

设原子质量数和能量分别为 A_1 和 E 的入射粒子, 入射到一个原子质量数为 A_2 的静止靶上后被散射, 则单位路径内的能量损失等于单位路径内的碰撞次数与每次碰撞的能量损失之积^[5],

$$\frac{1}{E} \frac{d\overline{E(E)}}{dx} = \frac{2\pi n_i}{E} \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{NI}}} [E - E'(\eta)] d\eta, \quad (24)$$

式中 n_i 为靶离子密度. 对同类粒子, $\eta_1 = 0$; 对非同类粒子, $\eta_1 = -1$, η_2 等于 η_+ 与 η_{co} 之间的最小值. η_{co} 是截断方向余弦, η_+ 为质心系中散射角的方向余弦 η 的最小值, 即 NI 散射截面第一次通过横坐标时的零点或使微分能量损失截面为零的方向余弦, $\frac{d\sigma(\eta_+)}{d\Omega_E}$ 恒为零, 也就是大角散射 ($\eta < \eta_{\text{co}}$) 与小角散射 ($\eta > \eta_{\text{co}}$) 之间的边界. 例如, 质心系中散射角 $\theta' = 20^\circ$ 相当于 $\eta_{\text{co}} = 0.94$. 散射后的能量

$$E'(\eta) = E \left[1 - \frac{2A_1 A_2 (1-\eta)}{(A_1 + A_2)^2} \right]. \quad (25)$$

将 (25) 式代入 (24) 式得

$$\frac{1}{n_i} \frac{1}{E} \frac{d\overline{E(E)}}{dx} = \frac{4\pi A_1 A_2}{(A_1 + A_2)^2} \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{d\sigma}{d\Omega_E} d\eta. \quad (26)$$

注意到在大角余弦范围内, 对质心系方向余弦平均的 NI 散射截面为

$$\sigma_{\text{NI}}(E) = 2\pi \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{1}{(1-\eta)} \frac{d\sigma}{d\Omega_E} d\eta. \quad (27)$$

这里,

$$\eta_2 = \max(\eta_+, \eta_{\text{co}}),$$

每次碰撞的平均能量损失份额为

$$\frac{\overline{\Delta E}}{E} = \frac{4\pi A_1 A_2}{(A_1 + A_2)^2} \frac{1}{\sigma_{\text{NI}}(E)} \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{d\sigma}{d\Omega_E} d\eta. \quad (28)$$

在输运计算中常需要实验室系中散射角余弦的平均值

$$\overline{\mu}(E) = \frac{2\pi}{\sigma_{\text{NI}}(E)} \int_{\eta_1}^{\eta_2} \mu(\eta) \frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{NI}}} d\eta. \quad (29)$$

由于

$$\mu(\eta) = \frac{(A_1 + A_2 \eta)}{(A_1^2 + 2A_1 A_2 \eta + A_2^2)^{1/2}},$$

因此

$$\begin{aligned} \overline{\mu}(E) &= \frac{2\pi}{\sigma_{\text{NI}}(E)} \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{(A_1 + A_2 \eta)}{(A_1^2 + 2A_1 A_2 \eta + A_2^2)^{1/2} (1-\eta)} \\ &\quad \times \frac{d\sigma}{d\Omega_E} d\eta. \end{aligned} \quad (30)$$

当入射粒子比靶粒子轻时, 散射粒子可分布在整个实验室系方向余弦范围内, 即 $-1 \leq \mu \leq +1$; 但当入射粒子比靶粒子重时, 被散射的抛射粒子都分布在实验室系的朝前方向, 即 $\mu_{\text{min}} \leq \mu \leq +1$. 这里

$$\mu_{\text{min}} = \left[1 - \left(\frac{A_2}{A_1} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (A_1 > A_2). \quad (31)$$

对于质心系中各向同性的角分布 (30) 式中的平均方向余弦变成

$$\overline{\mu}_{\text{iso}} = 1 - (A_2/A_1)^{2/3} \quad (A_1 > A_2).$$

例如

$$\begin{aligned} \alpha^* + \text{P} \rightarrow \text{P}^* + \alpha &\Rightarrow \begin{cases} \overline{\mu}_{\text{iso}} = 0.98, \\ \mu_{\text{min}} = 0.97; \end{cases} \\ \alpha^* + \text{T} \rightarrow \text{T}^* + \alpha &\Rightarrow \begin{cases} \overline{\mu}_{\text{iso}} = 0.81, \\ \mu_{\text{min}} = 0.66. \end{cases} \end{aligned}$$

注意到质心系中表示粒子散射的关系式 (26)–(28) 具有粒子互换性, 即当靶粒子变为入射粒子, 入射粒子变为靶粒子时, 可以直接从这几个式子得到等价的信息, 因为微分截面仅与相对能量 E_r 有关,

$$E_r = \frac{A_1}{A_1 + A_2} E_2, \tag{32}$$

$$E_r = \frac{A_2}{A_1 + A_2} E_1.$$

从 (32) 式可见, 只要 $E_2 = \frac{A_2}{A_1} E_1$, 则 E_1 和 E_2 相当于同样的 E_r 值. 因此, 质心系中粒子 2 以能量 E_2 打在粒子 1 上(用 $2 \rightarrow 1$ 表示)的微分截面等于粒子 1 以能量 E_1 打在粒子 2 上(用 $1 \rightarrow 2$ 表示)的微分截面, 即有

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{2 \rightarrow 1}}(E_2, \eta) = \frac{d\sigma}{d\Omega_{1 \rightarrow 2}}(E_1, \eta). \tag{33}$$

利用这种性质, 我们很快可以得到入射粒子与靶粒子互换时的能量沉积互换关系, 例如单位路径的平均能量损失为

$$\frac{1}{E_2} \frac{dE(E_2)}{dx_{2 \rightarrow 1}} = \frac{1}{E_1} \frac{dE(E_1)}{dx_{1 \rightarrow 2}}, \tag{34}$$

NI 散射截面为

$$\sigma_{N2 \rightarrow 1}(E_2) = \sigma_{N1 \rightarrow 2}(E_1), \tag{35}$$

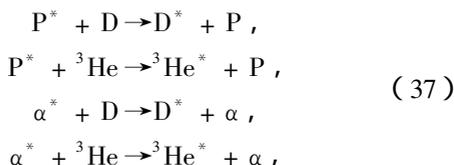
每次碰撞平均能量损失份额为

$$\frac{\Delta E(E_2)_{2 \rightarrow 1}}{E_2} = \frac{\Delta E(E_1)_{1 \rightarrow 2}}{E_1}. \tag{36}$$

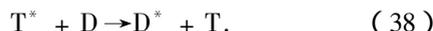
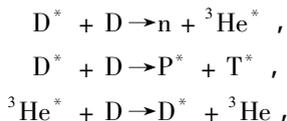
但对 (30) 式 $\bar{\mu}$ 不具有这种互换性, 因为 (33) 式中的积分核没有关于原子质量的互换对称性.

7. 结果及讨论

有了以上这些关系式, 便可以得到感兴趣的 NI 散射过程的速率、每次碰撞平均能量损失份额和单位路径的平均能量损失等物理量. 有意义的散射过程为



以及接着发生的反应为



$D\text{-}^3\text{He}$ 聚变反应产生的高能质子 P^* (抛射粒子) 与靶核 D 和 ${}^3\text{He}$ 离子发生 NI 散射, 设 n_i 为靶核 D 或 ${}^3\text{He}$ 离子的核密度, NI 散射的速率、每次碰撞平均能量损失份额及单位路径的能量损失份额表示在图 4 和图 5 中. 从图 4 与图 5 比较可以看出, 高能质子 P^* 与本底 D 之间最大的 NI 散射速率出现在实验室系能量 $E_p = 3.0$ MeV 附近, 而单位路径的能量损失份额峰值则在 1.4 MeV 附近. 但是高能质子 P^* 与本底 ${}^3\text{He}$ 之间最大的 NI 散射速率则出现在实验室系能量为 7.0 MeV 左右, 而每次碰撞平均能量损失份额峰值在 2.2 MeV 附近; 单位路径的能量损失份额峰值则在 3.15 MeV 附近. 综合分析图 4 和图 5, 可以得到这样的结论: 即 $D\text{-}^3\text{He}$ 聚变反应产生的高

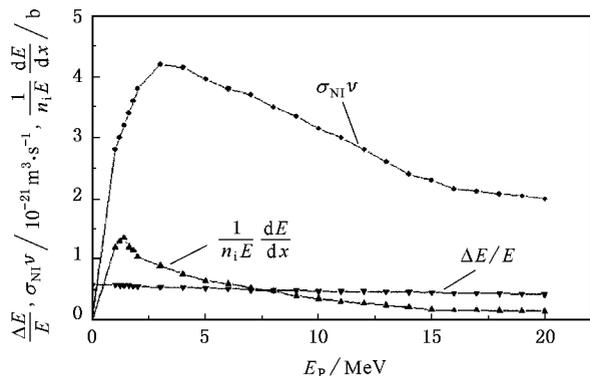


图 4 P^* 与 D 核 NI 散射速率与能量损失份额

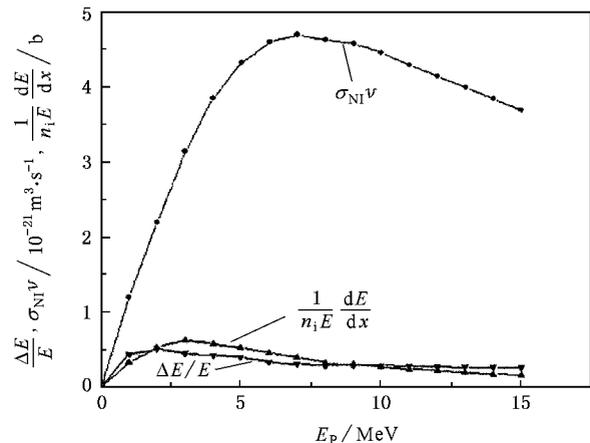


图 5 P^* 与 ${}^3\text{He}$ 核 NI 散射速率与能量损失份额

能带电粒子 P^* 在能量高于 5.0 MeV 时, 主要与 ${}^3\text{He}$ 核发生 NI 散射反应, 能量主要传递给 ${}^3\text{He}$. 但当慢化到能量低于 5.0 MeV 后, 主要与 D 发生 NI 散射, 因

此能量主要传递给 D. 类似地, $D-^3\text{He}$ 聚变反应产生的高能 α^* 与本底 D 和 ^3He 离子的 NI 散射速率、每次碰撞平均能量损失份额及单位路径的能量损失份额表示在图 6 和图 7 中. 从图 6 可以看出, 高能抛射的 α^* 粒子能量在 2.13 MeV 附近与 D 靶发生 NI 散射反应速率有一个峰值. 相应地, 单位路径的能量损失份额也有一个峰值, 然后慢慢下降, 但在 7.0 MeV 左右开始较快上升. 由图 7 可见, 抛射粒子 α^* 能量

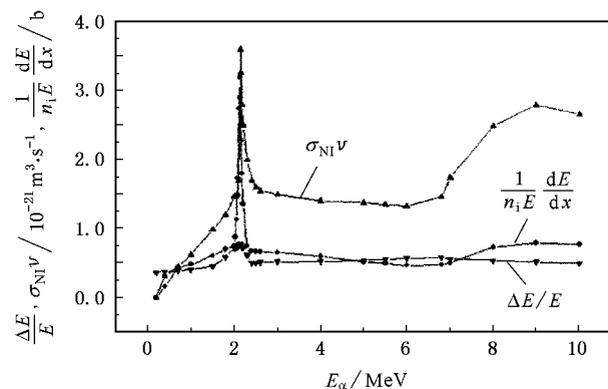


图 6 α^* 粒子与 D 核 NI 散射速率与能量损失份额

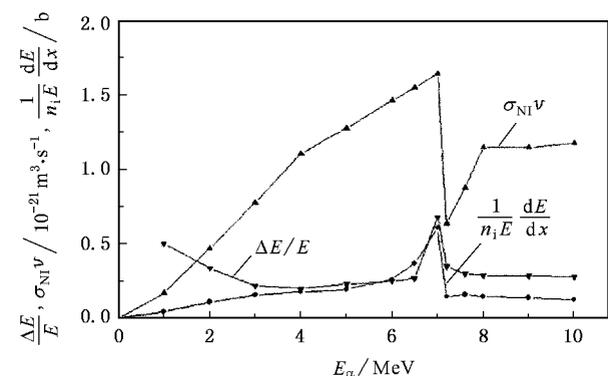


图 7 α^* 粒子与 ^3He 核 NI 散射速率与能量损失份额

在 7.0 MeV 附近与 ^3He 靶核有最大的 NI 散射反应速率, 因此单位路径的能量损失份额也最大, 紧接着在 7.2 MeV 附近突然下降到最低点, 然后随能量的增加缓慢回升. 综合图 6 和图 7, 我们发现 α^* 粒子与 D 靶发生 NI 散射要比与 ^3He 靶核发生 NI 散射速率大得多, 从而把能量传递给 D 也快得多. 因此 $D-^3\text{He}$ 聚变反应产生的高能带电粒子 α^* 以及由反应传播 (1)(2) 两式可见, 新产生的 α^* 粒子能量都低于 7.0 MeV, 因此主要可能在 2.1 MeV 附近发生共振. 而 $D-^3\text{He}$ 聚变反应产生的 P^* 也是主要把能量传递给 D, 虽然两者截面相差不大, 但是最终单位路径传递给 ^3He 的能量比传递给 D 的要小得多.

8. 结 论

从以上的分析可得到相应的结论. 考虑到 $D-^3\text{He}$ 聚变反应产生的高能带电粒子 P^* 和 α^* 以及由反应传播 (1)(2) 两式新产生的高能带电粒子与本底燃料粒子的 NI 散射后, 本底 D 的分布函数将在原来麦克斯韦分布基础上叠加大量高能尾部 D 粒子数目, 而且它们与本底 ^3He 粒子之间有更大的相对速率. 只要能建立非麦克斯韦高能尾的 D 分布函数聚变等离子体, 不管这个高能尾是由外面高能中性 D 束注入产生, 还是用频率为 D 离子的二次谐波加热, 或快波加热引起垂直速度扩散产生, 或由本文讨论的聚变产物-高能带电粒子新机制产生, 都可能导致反应性的显著增强. 许多作者已经证明这种“二分量效应”^[3, 6-9]. 因此, 由本文的“内束-靶效应”, $D-^3\text{He}$ 聚变反应性可能会提高.

感谢中国原子能科学研究院核数据中心庄友祥研究员为本文提供的关于带电轻核粒子弹性散射微分截面和角分布数据.

[1] Jiao Y M, Long Y X, Dong J Q et al 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 180 (in Chinese) [焦一鸣、龙永兴、董家齐等 2005 物理学报 **54** 180]
 [2] Conn R W, Shuy G W, Kerst D et al 1981 *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (Austria: IAEA) p621
 [3] Dawson J M, Furth H P, Tenny F H 1971 *Phys. Rev. Lett.* **26** 1156
 [4] Devaney J J, Stein M L 1971 *Nucl. Sci. Eng.* **46** 323

[5] Rong J, Ma Z Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1528 (in Chinese) [荣健、马中玉 2005 物理学报 **54** 1528]
 [6] Jassby D L 1974 *Two-energy-component Toroidal Fusion Reactor with Sustained Suprathermal Ion Energy* (New Jersey: Plasma Physics Lab, Princeton Univ.) p19
 [7] Krapchev V B 1985 *Nucl. Fusion* **25** 455
 [8] Stix T H 1975 *Nucl. Fusion* **15** 737
 [9] Sterrett T P, Dermott E C 1981 *Nucl. Sci. Eng.* **77** 20

New mechanism of reactivity enhancement for advanced fuel fusion *

Chen Zhi Deng Bai-Quan Feng Kai-Ming

(*Southwestern Institute of Physics , Chengdu 610041 ,China*)

(Received 8 July 2005 ; revised manuscript received 5 December 2005)

Abstract

If electron cyclotron wave is adopted for heating of $D-^3He$ advanced fuel fusion plasma , it makes the latter operate at elevated electron temperature. Under these circumstances , some new physical processes , such as nuclear-nuclear elastic scattering , nuclear plus Coulomb interference scattering , secondary reaction propagation between the fusion products and bulk Maxwellian ions , become relatively more pronounced. However the Coulomb-interactions between fusion produced energetic ions and electrons turn to be weakening , a fraction of bulk Maxwellian fuel ions will be shifted to super-hot tail ions in their distribution functions , hence $D-^3He$ fusion reactivity may be enhanced. The energy transfer of these new mechanisms is highlighted in this paper.

Keywords : nuclear-nuclear elastic scattering , nuclear-Coulomb interference scattering , $D-^3He$ fusion , fusion reactivity enhancement

PACC : 2540C , 2590 , 2588

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10275017).