

专题: 原子分子和材料物性数据

热稠密氘氚等离子体中铍混合对 α 加热的影响*李星宇 何斌[†] 吴勇[‡] 沈华韵 王建国

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

(2026 年 1 月 26 日收到; 2026 年 2 月 11 日收到修改稿)

α 加热可维持等离子体自持燃烧, 在聚变研究中备受关注. 在惯性约束聚变 (ICF) 中, 氘氚 (DT) 燃料可能混入杂质粒子, 影响反应效率. 本文通过计算 α 粒子输运的电子-离子能量分配因子及射程, 探讨铍 (Be) 与燃料混合对 α 加热的影响. 取混合物密度为 4.15 g/cm^3 和 415.0 g/cm^3 , 讨论了离子和电子温度从 0.1 keV 变化至 100.0 keV 的情况. 计算中假设所有等离子体组分均处在热力学平衡态且温度相等, 同时 DT 和 Be 离子完全电离. 混合物中各成分的分密度由平均原子模型获得. 研究发现, Be 离子的混合会降低 DT 离子的能量分配因子, 当混合度达到 0.05 时降幅可超过 10%, 同时导致高温下电子能量分配因子缓慢减小. Be 离子相较于 DT 离子更易被加热. 另外, Be 混合在多数情况下会缩短 α 粒子的射程. 与金 (Au) 离子的混合相比, Be 混合对 DT 离子的能量分配因子及 α 粒子的射程影响更小. 这些差异主要源于两者在电荷态、质量、平均原子模型中电子的屏蔽效应以及束缚电子状态方面的不同. 本研究的计算数据可为 ICF 靶丸设计提供重要参考. 本文数据集可在 <https://www.doi.org/10.57760/sciencedb.j00213.00282> 中访问获取.

关键词: α 加热, 铍, 氘氚等离子体, 混合物DOI: [10.7498/aps.75.20260140](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260140)CSTR: [32037.14.aps.75.20260140](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260140)

1 引言

α 加热, 即氘 (deuterium, D) 氚 (tritium, T) 聚变中产生的 α 粒子将能量沉积于燃料的过程, 是维持等离子体自持燃烧的关键机制^[1,2]. 对该过程的深入理解对实现可控聚变至关重要, 因此吸引了广泛的研究兴趣. 在惯性约束聚变 (inertial confinement fusion, ICF) 中, 燃烧等离子体通常具有约 $10^{21} - 10^{26} \text{ cm}^{-3}$ 的粒子数密度以及从数十 eV 变化至数百 keV 的离子温度 (T_i) 与电子温度 (T_e)^[3,4], 属于热稠密等离子体的范畴. DT 聚变产生的 α 粒子具有 3.54 MeV (885 keV/u) 的初始能量, 对其在 ICF 等离子体中的输运过程进行建模, 需要在宽能量、宽密度和宽温度范围内精确计

算其阻止本领, 这给相关的研究工作带来了显著的挑战.

带电粒子在介质中的阻止本领早在一个世纪前就被 Bohr^[5,6] 所讨论. 在早期的理论中, 常使用基于经典力学的二体碰撞模型^[7] 对带电粒子的能量沉积进行描述. 在考虑量子力学效应后, Bethe^[8,9] 和 Bloch^[10,11] 通过 Born 近似给出了高速带电粒子的非弹性碰撞能量损失公式. 此外, Lindhard^[12] 将电子视为本底电场中的自由电子气, 通过介电函数描述带电粒子的能量损失. 利用经典介电函数, Sigmar 和 Joyce^[13] 探讨了磁镜和托卡马克等磁约束聚变装置中 α 粒子的能量沉积, 他们的模型中考虑了等离子体的集体效应, 即极化效应. Arista 和 Brandt^[14] 使用量子介电函数构建模型, 通过引入 Bose 统计修正入射粒子的反冲效应, 适用于不

* 国家重点研发计划 (批准号: 2022YFA1602500) 和国家自然科学基金 (批准号: 12274039, U2430208) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: hebin-rc@163.com[‡] 通信作者. E-mail: wu_yong@iapcm.ac.cn

同简并度下的等离子体. 后来, Li 和 Petrasso^[15] 推广 Fokker-Planck 方程以处理 ICF 等离子体中大角度散射带来的影响, 该模型 (LP 模型) 同时考虑了二体碰撞、量子力学效应和集体等离子体振荡. Brown, Preston 和 Singleton Jr^[16] (BPS) 则使用维数正规化方法计算入射粒子的能量和动量损失, 并构建简化的 Fokker-Planck 方程描述非强耦合等离子体中带电粒子运动的能损涨落和偏转效应. 对于部分电离的等离子体, He 和 Wang^[17] 基于相对论性平均原子模型^[18] 在非弹性散射中引入碰撞激发、电离及其逆过程的效应, 并比较了束缚电子、自由电子和原子核的阻止本领在不同能量和温度下的相对强弱. 使用平均原子模型势场的二体碰撞模型^[19] 亦被用于计算核阻止本领. 近期, He 等^[2] 使用量子介电函数处理电子-离子双组分等离子体, 此模型涵盖了等离子体的集体效应与入射粒子的反冲效应, 在多种密度、温度条件下均能够得到可靠结果.

ICF 的靶丸为容纳燃料的空心微球, 直径约为数百微米至数毫米. 作为核心部件, 靶丸的品质直接影响 ICF 的效率. 在间接驱动点火靶丸设计中, 常使用碳氢化合物 (CH)、高密度碳 (HDC)、铍 (Be)、聚酰亚胺等低 Z 元素构成的物质作为烧蚀层材料. 相较于其他材料, Be 具有更低的不透明度与更高的密度, 用其构筑烧蚀层可提升能量耦合效率, 抑制烧蚀面流体不稳定性增长, 因而在近年来备受关注^[20]. 在双壳层靶丸设计的内壳层中, 亦会采用金 (Au)、铜 (Cu)、钨 (W) 等高原子序数 (Z) 材料^[21]. 在 ICF 中, 内爆时的 Rayleigh-Taylor 不稳定性、制靶时 DT 需与其他元素形成化合物等因素会导致杂质粒子混入燃料等离子体, 会吸收 α 加热的能量, 造成靶丸增益、中子产额、离子温度的降低和点火能的增加^[22,23]. 利用 BPS 模型^[16], Wang 等^[24,25] 研究了 Be 和铀 (U) 与 DT 混合的影响, 提出入射粒子的射程和其在电子中沉积的能量与杂质粒子的密度和 Z 值成反相关, 不过该工作使用的微扰方法在高电荷态重离子构成的等离子体中适用性存疑^[26]. α 加热中的一个重要指标为电子-离子能量分配因子, 其描述入射粒子在能量沉积过程中能量转移至各等离子体组分比例^[2,26,27], 直接与电子和离子的温度演化以及聚变反应率相关. He 和 Wang^[26] 计算了 α 粒子在混合有金 (Au) 的 DT 燃料中输运的能量分配因子与射程, 发现少

量 Au 的混合亦会显著降低 α 加热中 DT 离子的能量分配因子, 另外会使人射粒子的射程增大. 尽管该工作研究了 Au 混合对能量分配因子的影响, 但据我们所知目前仍缺乏低 Z 材料混合时的有关讨论. 这是本文的主题之一, 我们将以 Be 离子的混合为例进行计算, 并将所得结果与 Au 混合时的情况进行对比. 与近期的同类工作^[24-26] 相比, 本文首次讨论了低 Z 杂质混合对 α 加热中能量分配因子的影响. 另外, 前述 Wang 等的系列工作^[24,25] 中使用了基于微扰论的 BPS 模型, 该模型在入射粒子与靶粒子间存在强耦合时会失效, 而本研究使用非微扰方法进行计算, 不存在此问题. 本文的计算数据对 ICF 靶丸设计具有重要参考价值.

本文以如下结构组织. 第 2 节讨论混合物的等离子体状态, 包括离子的平均电离度 $\langle Z \rangle$ 和平衡态下各成分的分密度; 第 3 节介绍本研究所用到的阻止本领计算方法, 并给出各成分阻止本领的有关性质; 第 4 节和第 5 节分别探讨单温 ($T_i = T_e$) 混合物中的电子-离子能量分配因子和 α 粒子的射程; 第 6 节对计算结果进行简要的总结. 在本研究中, 电子与离子温度从 0.1 keV 变化至 100.0 keV. 为方便起见, 本文将 D 离子与 T 离子考虑为一类离子 (统称为 DT 离子), 两种离子数相等, 因而 DT 离子的质量约为 2.5 倍核子质量. 本研究将混合物的密度 ρ_{mix} 取为 4.15, 415.0 g/cm³, 其在 DT 等离子体中对应的离子数密度为 10^{24} , 10^{26} cm⁻³, 为 ICF 中的典型值. 本文中的入射粒子均为 α 粒子.

2 混合物的等离子体状态

为计算 α 粒子在混合物中的阻止本领, 首先需要确定混合物的等离子体状态. 由于所研究的稠密等离子体弛豫时间足够短, 本文考虑其电子成分处于温度为 T_e 的平衡态^[26], 并简单假定其离子成分 (包括 DT 离子和 Be 离子) 均处于温度为 T_i 的平衡态. 本文仅讨论单温等离子体, 即 $T_i = T_e$ 时的情况. 在本文涉及的温度范围内, 可以认为 DT 离子是完全电离的, 即其平均电离度为 1. 对于 Be 离子, 使用基于平均原子模型的 Hartree-Fock-Slater 模型^[28] 计算其平均电离度, 结果如图 1 所示. 当 Be 密度 $\rho_{\text{Be}} = 4.15$ g/cm³ 时, $\langle Z \rangle$ 在 $T_e = 0.1$ keV 时约为 3.4. 随着温度升高, Be 离子的平均电离度亦升高. 在 $T_e \geq 1.0$ keV 时, $\langle Z \rangle$ 接近 4, 即完全电离.

当 $\rho_{\text{Be}} = 415.0 \text{ g/cm}^3$, Be 离子的平均电离度在整个温度范围内保持在 4 附近, 这可能与高密度时的压制电离有关 [18]. 根据平均原子模型 [28] 给出的实际电离度, 我们估算了 $\rho_{\text{Be}} = 4.15 \text{ g/cm}^3$, $T_e < 1.0 \text{ keV}$ 时 Be 等离子体中 α 粒子阻止本领的各分量, 发现束缚电子贡献的阻止本领 [17] 比自由电子贡献的阻止本领低至少一个量级, 得到的核阻止本领和电子阻止本领与假设完全电离时得到的结果几乎相同. 由上述结果可知, 在后续计算中可以近似认为 Be 离子均完全电离, 其平均电离度此时为 $\langle Z \rangle = 4$.

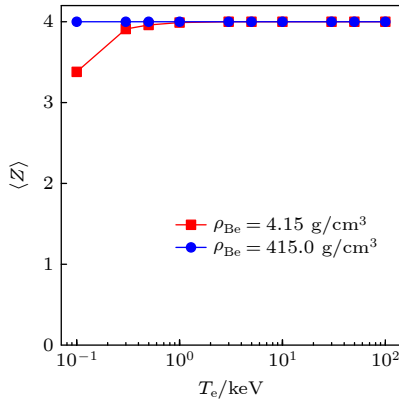


图 1 使用平均原子模型得到的 Be 离子平均电离度 $\langle Z \rangle$ 随电子温度 T_e 的变化

Fig. 1. Average ionization degree $\langle Z \rangle$ of Be ions varying with the electron temperature T_e , calculated from the average atom model.

为讨论平衡态下混合物的性质, 定义 DT 离子和 Be 离子的分密度 ρ_{DT} 和 ρ_{Be} 为该成分的质量与其在混合物中所占据的体积之比, 总密度 $\rho_{\text{mix-DT}}$ 和 $\rho_{\text{mix-Be}}$ 为该成分的质量与混合物的总体积之比. 同样地, 若将上述定义中各成分的质量换为粒子数, 可以定义 DT 离子和 Be 离子的分数密度 n_{DT} 和 n_{Be} , 以及总数密度 $n_{\text{mix-DT}}$ 和 $n_{\text{mix-Be}}$. 此外, 定义混合度 $R = \frac{n_{\text{mix-Be}}}{n_{\text{mix-DT}}}$, 其亦等于 Be 离子与 DT 离子的粒子数之比. 根据平均原子模型 [28], 混合物的总体积等于各成分占据的体积之和. 取 Be 离子的质量为 9 倍核子质量, 由前述定义, 可得如下关系式: $\frac{2.5 + 9R}{\rho_{\text{mix}}} = \frac{2.5}{\rho_{\text{DT}}} + \frac{9R}{\rho_{\text{Be}}}$. 又由热动平衡条件可知, 混合物中各成分的化学势相等, 因此各成分电离出的自由电子数密度亦相等 [28]. 在完全电离的条件下, 得到如下关系式: $\frac{\rho_{\text{DT}}}{2.5} = \frac{\rho_{\text{Be}}}{9} \times 4$. 结合以上两个关系式, 可得各离子成分的分密度:

$$\rho_{\text{DT}} = \frac{2.5 + 10R}{2.5 + 9R} \rho_{\text{mix}}, \quad (1)$$

$$\rho_{\text{Be}} = \frac{2.25 + 9R}{2.5 + 9R} \rho_{\text{mix}}. \quad (2)$$

根据 (1) 式和 (2) 式绘制的分密度随混合度变化曲线如图 2 所示, 其中图 2(a) 和图 2(b) 分别展示混合物密度为 4.15 g/cm^3 和 415.0 g/cm^3 时的计算结果. 可以看出, 在两种密度条件下, 分密度具有相同的变化趋势. 在 $R \rightarrow 0$ 时 (低混合极限), ρ_{DT} 趋向于 ρ_{mix} ; 而在 $R \rightarrow +\infty$ 时 (高混合极限), 则 ρ_{Be} 趋向于 ρ_{mix} . 此趋势与混合度的定义相洽, 且由 (1) 式和 (2) 式亦可得到. 考虑 ICF 靶丸的实际情况, 混合进 DT 燃料的 Be 离子数量应相对较低, 所以本文取 $R = 0.001, 0.01, 0.05$ 三种情况进行后续的分析.

He 和 Wang [26] 曾讨论过 ICF 中 Au 与 DT 混合物的等离子体状态. 与 Be 离子不同的是, Au 离子在 $T_e \geq 5.0 \text{ keV}$ 时才接近完全电离, 而在更低的温度下, 其平均电离度随 T_e 快速上升. 另外, Au 离子的电荷态与质量也远高于 Be 离子. 从后文可见, 这些差异不仅会导致 Be 离子与 Au 离子阻止本领性质的差异, 其与 DT 等离子体混合对 α 加热的影响也会有所区别.

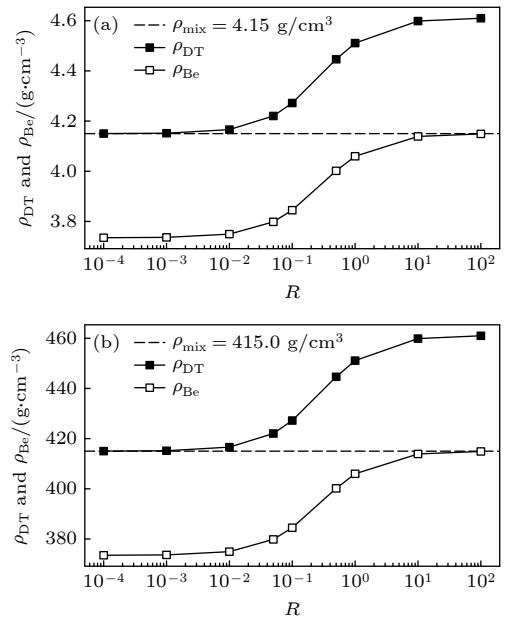


图 2 混合物中 DT 离子和 Be 离子的分密度 (ρ_{DT} 和 ρ_{Be}) 在混合物密度 ρ_{mix} 为 (a) 4.15 g/cm^3 和 (b) 415.0 g/cm^3 时随混合度 R 的变化

Fig. 2. Partial densities of DT and Be ions (ρ_{DT} and ρ_{Be}) varying with the mixing degree R when the density of the mixture is (a) 4.15 g/cm^3 and (b) 415.0 g/cm^3 .

3 阻止本领的计算方法与性质

要探讨混合物等离子体对 α 粒子的阻止本领, 需要先获得 Be 和 DT 等离子体各自对 α 粒子的阻止本领. 本文中的阻止本领定义为 $SP = \frac{dE}{n_s dx}$, 其中 n_s 为等离子体成分 s 的数密度, dE 为入射粒子在介质中运动距离 dx 由于与粒子 s 碰撞而损失的能量.

对于 Be 等离子体, 通过 He 和 Wang^[19] 提出的模型计算其核阻止本领. 该模型基于二体碰撞理论^[7,29], 其势场分布由平均原子模型给出, 能很好地反映入射粒子的能量低于离子温度时核阻止本领为负的特征. 参考文献^[19] 指出, 该模型在高 Z 等离子体中与修正了 Coulomb 对数的二体碰撞模型符合良好, 在低 Z 情况下计算结果回归到传统二体碰撞模型^[7] 给出的结果. 需要说明的是, 由于 Be 离子以及对照工作^[26] 中 Au 离子的电荷态较高, 其与入射离子之间的耦合较强, 基于微扰论的模型 (如参考文献^[2,16]) 不再适用. 因此, 我们选择基于非微扰论的二体碰撞模型计算杂质离子的核阻止本领. 由于本研究假定 Be 离子完全电离, 因此 Be 等离子体的电子阻止本领全部由自由电子贡献. 此处使用量子介电函数^[14] 计算自由电子的阻止本领, 该模型引入 Bose 统计修正了由入射粒子被散射带来的反冲效应, 能确保在入射粒子动能小于电子温度时停止加热. 根据参考文献^[17], 该模型能很好地复现推荐的 Jackson 模型^[30] 给出的计算结果, 且能规避使用经典介电函数^[31,32] 计算阻止本领时需要人为截断的问题.

Be 等离子体对 α 粒子阻止本领的计算结果如图 3 所示. 图 3(a) 和图 3(b) 分别展示其核阻止本领 SP_{Be-i} 和电子阻止本领 SP_{Be-e} , 此时混合物密度取为 4.15 g/cm^3 , 离子温度与电子温度相等. 从图 3(a) 可见, 在电子温度约等于 α 粒子入射能 ($T_e \approx E_p \times 4 \text{ u}$) 时, 核阻止本领接近 0. 随着入射能的上升, 核阻止本领也迅速升高. 在达到峰值后, SP_{Be-i} 开始逐渐下降, 并在高入射能段趋向于 0. 由于 SP_{Be-i} 的峰值位置与 Be 离子的热速度有关, T_e 越高, SP_{Be-i} 峰值对应的入射能亦越高. 另外, SP_{Be-i} 峰值的高度随 T_e 升高而降低, 这是由温度升高后靶离子的速度分布函数变平所致^[17]. 当入射能足够高 (如

$E_p \geq 50 \text{ keV/u}$) 时, 不同温度的 SP_{Be-i} 曲线逐渐重合, 此时 Be 离子的核阻止本领几乎与 T_e 无关^[33]. 对于图 3(b) 中的电子阻止本领, 除了 $T_e = 0.1 \text{ keV}$ 之外的所有曲线均呈现出随入射能快速单调上升的趋势. 这是由于电子的质量远小于离子, 在同等温度下其热速度远高于离子, 因此 SP_{Be-e} 峰值对应的入射能很高, 多数情况下在 $E_p \leq 885 \text{ keV/u}$ 的范围内 SP_{Be-e} 还未能达到峰值. 另外, 在同一入射能下, SP_{Be-e} 随 T_e 的上升而减小, 这也是由于温度升高时自由电子的速度分布函数变平导致的. 比较 SP_{Be-i} 和 SP_{Be-e} , 可以发现在入射能较低时 Be 等离子体的阻止本领主要由 SP_{Be-i} 贡献, 而随着入射能的升高, SP_{Be-e} 迅速增大, 并成为高入射能段阻止本领的主导分量. 由于本文假设 Be 离子是完全电离的, 不同温度下离子平均电离度变化对核阻止本领的影响, 以及束缚电子对电子阻止本领的贡献此处并没有考虑, 这与重元素 (如 Au) 等离子体中的情况有所不同.

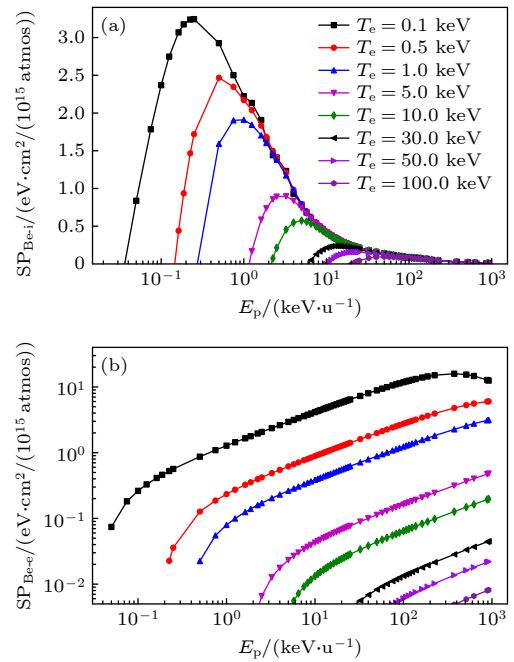


图 3 α 粒子在密度为 4.15 g/cm^3 的 Be 等离子体中的 (a) 核阻止本领 SP_{Be-i} 和 (b) 自由电子阻止本领 SP_{Be-e} 随入射能 E_p 的变化, 其中折线的颜色及符号标示不同的 T_e , 且离子与电子等温 ($T_i = T_e$)

Fig. 3. (a) Nuclear stopping power SP_{Be-i} and (b) free electron stopping power SP_{Be-e} for α particles moving in Be plasmas varying with the projectile energy E_p at the density of 4.15 g/cm^3 . The colors and symbols of curves mark different T_e , and the ion and electron components share the same temperature ($T_i = T_e$).

对于 DT 等离子体的阻止本领, 本文采用 He 等^[2]提出的 PR 模型进行计算. 该模型将 DT 等离子体作为离子-电子双组分等离子体进行处理, 其同时考虑了等离子体的极化效应^[34]与入射粒子的反冲效应^[14], 在本文所研究的稠密等离子体中能得到更准确的计算结果. He 等^[2]的工作将此模型的计算结果与 LP 模型^[15]、BPS 模型^[16]等给出的结果进行比较, 发现符合良好且在广泛的温度、密度范围内均能获得可靠结果.

计算得到的阻止本领与前述 Be 等离子体的阻止本领具有类似的性质. 由于 DT 离子也是完全电离的, DT 等离子体阻止本领的电子分量 SP_{DT-e} 亦完全由自由电子贡献, 与图 3(b) 中 SP_{Be-e} 的变化趋势一致而仅有数值大小上的区别. 对于核阻止本领 SP_{DT-i} , 在入射能约等于 T_e 时其值同样接近 0. 与图 3(a) 中 SP_{Be-i} 类似, 随着入射能的增大, SP_{DT-i} 迅速升高至峰值, 后缓慢下降至 0 附近. SP_{DT-i} 峰值对应的入射能随 T_e 的上升而增加, 而峰值的高度则随 T_e 而降低. 和 SP_{Be-i} 相比, 同一温度下 SP_{DT-i} 的峰值位置更靠右, 这是由于 DT 离子比 Be 离子更轻, 相同温度时其热速度更大. 在高入射能段 (如 $E_p \geq 100$ keV/u), 所有温度下的核阻止本领同样变得接近, 但此处的能段比前述 SP_{Be-i} 对应的能段更高, 这也是 DT 离子具有更大的热速度所致. 另外, SP_{Be-i} 的值比 SP_{DT-i} 的值更大, 这是由于 Be 离子比 DT 离子的电荷态更高, 其与入射粒子间的 Coulomb 斥力更强. 若将 SP_{Be-i} 除以平均电离度 $\langle Z \rangle = 4$, 可以发现在部分入射能、部分温度下其值小于 SP_{DT-i} , 而在其余参数范围内有 $SP_{Be-i}/4 > SP_{DT-i}$ 的情况出现. 这与 Au 等离子体的情况不同, 在参考文献^[26]中, $SP_{Au-i}/79$ 始终小于 SP_{DT-i} , 这说明 Au 的平均原子模型中电子对原子核势场的屏蔽作用比 Be 的更强, 其对 α 粒子与靶离子间 Coulomb 排斥的减弱更强. 另外, 由于本文中 SP_{Be-i} 与 SP_{DT-i} 并非采用同一种模型计算, $SP_{Be-i}/4$ 出现部分大于 SP_{DT-i} 的值也是可以理解的.

4 铍混合对电子-离子能量分配因子的影响

首先, 本文通过计算 α 加热中的能量分配因子探讨 Be 混合的影响. 为简单起见, 本文仅考虑 DT 与 Be 均匀混合的情况. 由阻止本领的定义可

知, 入射粒子在混合物等离子体中运动距离 dx , 其能量损失为

$$dE_{\text{mix}} = [n_{\text{mix-DT}}(SP_{DT-i} + SP_{DT-e}) + n_{\text{mix-Be}}(SP_{Be-i} + SP_{Be-e})]dx. \quad (3)$$

因此, 在本文中, DT 离子、Be 离子和电子的能量分配因子可分别定义为

$$\eta_{DT} = \frac{1}{E_0} \int_{E_m}^{E_0} \tau_{DT}(E_p) dE_p, \quad (4)$$

$$\eta_{Be} = \frac{1}{E_0} \int_{E_m}^{E_0} \tau_{Be}(E_p) dE_p, \quad (5)$$

$$\eta_e = \frac{1}{E_0} \int_{E_m}^{E_0} \tau_e(E_p) dE_p. \quad (6)$$

利用第 2 节中混合度 R 的定义, (4)–(6) 式中的被积函数可以写为

$$\tau_{DT} = \frac{SP_{DT-i}}{(SP_{DT-i} + SP_{DT-e}) + R(SP_{Be-i} + SP_{Be-e})}, \quad (7)$$

$$\tau_{Be} = \frac{R \cdot SP_{Be-i}}{(SP_{DT-i} + SP_{DT-e}) + R(SP_{Be-i} + SP_{Be-e})}, \quad (8)$$

$$\tau_e = \frac{SP_{DT-e} + R \cdot SP_{Be-e}}{(SP_{DT-i} + SP_{DT-e}) + R(SP_{Be-i} + SP_{Be-e})}, \quad (9)$$

而积分的上限 $E_0 = 885$ keV/u 为 DT 聚变中 α 粒子的产生能量, 下限 E_m 为 α 加热终止时的入射能, 其确保 SP_{DT-i} , SP_{DT-e} , SP_{Be-i} 和 SP_{Be-e} 在积分范围内均为正. 在低混合极限和高混合极限下, 能量分配因子的定义分别趋向于纯 DT 等离子体和纯 Be 等离子体中的情况, 其值可用于与混合物中的值进行比较, 讨论不同混合度对 α 加热的影响.

根据 (4)–(6) 式, 我们计算了混合物密度 $\rho_{\text{mix}} = 4.15$ g/cm³ 时的能量分配因子, 其值乘以 100 后的结果如表 1 所列. 可以看出, 随电子温度的升高, 离子的能量分配因子 (η_{DT} 和 η_{Be}) 增大, 而电子的能量分配因子 (η_e) 则逐渐减小. 在固定的温度下, 随混合度 R 的增加, η_{DT} 逐渐减小而 η_{Be} 逐渐增加, 说明 Be 离子的混合确实会对 α 粒子与 DT 离子间的能量传递造成不利的影响. 上述特征与 Au 离子在 DT 等离子体中混合时的情况相似^[26]. 然而, 对于电子的加热, 在温度较低 ($T_e \leq 1.0$ keV) 时 η_e 几乎不受 R 变化的影响, 而在高温情况 ($T_e \geq 5.0$ keV) 下其随 R 的增大而缓慢下降, 这说明 Be 离子混合主要影响高温条件下的 η_e . 在 Au 离子混合的情况下, η_e 随 R 增大而缓慢上升^[26], 这与本文的情形

表 1 $\rho_{\text{mix}} = 4.15 \text{ g/cm}^3$, $T_i = T_e$ 时 DT 离子、电子和 Be 离子的能量分配因子 η_{DT} , η_e 和 η_{Be} (所有数值均已乘以 100)
Table 1. Energy partition fraction of DT ions, electrons and Be ions multiplied by 100, when $\rho_{\text{mix}} = 4.15 \text{ g/cm}^3$ and $T_i = T_e$.

T_e /keV	$R = 0$		$R = 0.001$			$R = 0.01$			$R = 0.05$			$R \rightarrow +\infty$	
	DT	e	DT	e	Be	DT	e	Be	DT	e	Be	e	Be
0.1	0.74	99.26	0.74	99.26	0.00	0.72	99.26	0.02	0.65	99.26	0.09	99.29	0.71
0.5	2.18	97.80	2.17	97.80	0.01	2.11	97.80	0.07	1.87	97.81	0.30	97.89	2.09
1.0	3.72	96.22	3.71	96.22	0.01	3.60	96.22	0.12	3.18	96.22	0.54	96.25	3.70
5.0	13.33	86.41	13.28	86.41	0.05	12.86	86.38	0.51	11.27	86.27	2.21	85.62	14.13
10.0	22.52	77.02	22.44	77.02	0.09	21.69	76.97	0.89	18.91	76.78	3.86	75.65	23.90
30.0	45.95	52.75	45.77	52.74	0.19	44.16	52.68	1.86	38.21	52.45	8.04	51.01	47.70
50.0	58.98	38.76	58.74	38.75	0.25	56.63	38.70	2.41	48.88	38.49	10.40	37.19	60.55
100.0	74.13	21.35	73.81	21.34	0.33	71.05	21.30	3.13	60.98	21.14	13.36	20.13	75.35

有所差异. 值得注意的是, 当 $T_e > 0.1 \text{ keV}$, 表 1 中各等离子体组分的能量分配因子之和总是小于 1. 这是因为当 α 粒子的能量降低至 T_e 时对等离子体的加热就会停止, DT 聚变产生 α 粒子的能量并不能全部传递给靶粒子. 在 (4)–(6) 式中体现为积分下限 $E_m > 0$, 分子的积分值之和自然小于 E_0 . 而当 $T_e = 0.1 \text{ keV}$ 时, 由于 T_e 很小, E_m 也很小, 此时能量分配因子之和非常接近 1, 在保留有效数字后该值即近似为 1 了.

此外, 在表 1 中, 当 $R \leq 0.01$ 时 η_{DT} 降低较少, 而在 $R = 0.05$ 时其值出现大幅下降. 为了更好地表现这一特征, 定义下降比例参数:

$$\beta = 1 - \frac{\eta_{\text{DT}}(R \neq 0)}{\eta_{\text{DT}}(R = 0)}. \quad (10)$$

根据 (10) 式计算出 $\rho_{\text{mix}} = 4.15 \text{ g/cm}^3$ 时的 β 值如图 4 所示. 可以看出, 在 $R = 0.001$ 时, η_{DT} 的下降比例始终在 1% 以下. 当 $R = 0.01$, 其下降比例约在 3%–4% 的范围内, 且温度越高混合导致的下降越多. 对于 $R = 0.05$ 的情况, η_{DT} 的下降比例可达约 13%–18%, 且随温度上升, 下降比例迅速增大. 上述结果说明, 在 Be 离子的混合度达到 0.05 及以上时, Be 混合才会对 α 加热中的能量分配产生较为显著的影响, 且混合度越高, 混合造成的 η_{DT} 下降越多. 根据 He 和 Wang^[26] 的计算结果, 对于 Au 与 DT 的混合物等离子体而言, 混合产生显著影响的临界混合度为 0.01, 此值比 Be 混合的情况更小, 说明 Au 离子比 Be 离子的混合更容易对能量分配因子产生较强影响. 这可能是由 Au 离子的电荷态更高, 其对入射粒子的阻止本领更强造成的. 另外, 图 4 中各混合度的曲线斜率均无明显变

化, 但参考文献 [26] 中的下降比例参数曲线 (图 3) 在 $T_e \leq 5.0 \text{ keV}$ 时斜率较大, 而在更高温度趋于平缓. 此差异是由于本研究中 Be 离子完全电离 (图 1), 而 Au 离子在 $T_e \leq 5.0 \text{ keV}$ 时处于部分电离状态, 其平均电离度 $\langle Z \rangle$ 随温度上升而快速增大 (参考文献 [26] 的图 2), 对入射粒子的阻止本领也迅速增强.

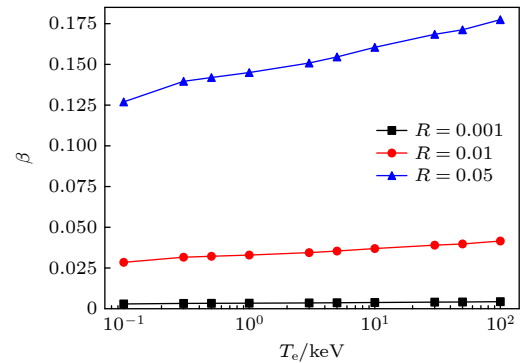


图 4 当 $\rho_{\text{mix}} = 4.15 \text{ g/cm}^3$ 且 $T_i = T_e$ 时, 参数 $\beta = 1 - \frac{\eta_{\text{DT}}(R \neq 0)}{\eta_{\text{DT}}(R = 0)}$ 随 T_e 的变化

Fig. 4. Parameter $\beta = 1 - \frac{\eta_{\text{DT}}(R \neq 0)}{\eta_{\text{DT}}(R = 0)}$ varying with T_e , when $\rho_{\text{mix}} = 4.15 \text{ g/cm}^3$ and $T_i = T_e$.

与参考文献 [26] 中 $T_e > 5.0 \text{ keV}$ (Au 离子完全电离) 时的情况类似, 表 1 中固定 R 时 η_{DT} 和 η_{Be} 随 T_e 的快速上升主要源自混合物等离子体中电子阻止本领的快速减小 (如图 3(b) 所示). 图 5 展示了 $\rho_{\text{mix}} = 4.15 \text{ g/cm}^3$, $R = 0.05$, 取 $T_e = 5.0, 30.0, 100.0 \text{ keV}$ 时由 (7) 式和 (8) 式计算得到的被积函数 τ_{DT} 与 τ_{Be} . 与参考文献 [26] 的图 4 类似, τ_{Be} 随着温度的上升而增大, 且温度更高时曲线的起点 (对应 E_m) 越大. 对于 τ_{DT} , 在不同温度下其均呈现出先上升后下降的特征, 且温度越高, τ_{DT} 的峰值

越低, 对应的入射能越大. 若只看曲线的形状, 图 5 中的 τ_{Be} 和 τ_{DT} 的行为分别与参考文献 [26] 的图 4 中 τ_{Au} 和 τ_{DT} 的行为一致, 对 (4) 式和 (5) 式中积分起主要贡献的能区为 50—885 keV/u. 尽管 τ_{DT} 的峰值高度随 T_e 上升而下降, 但在此能区内 τ_{DT} 曲线与坐标轴横轴围成的面积却随 T_e 增加, 因此其积分得到的 η_{DT} 也一同上升. 在数值大小上, 图 5 中同等温度下 τ_{DT} 始终大于 τ_{Be} , 而参考文献 [26] 的图 4 中 τ_{Au} 总是大于 τ_{DT} . 另外, 关于能量分配因子, Au 离子在混合度 $R = 0.05$, $T_e > 5.0$ keV 时 η_{Au} 已经大于 η_{DT} (见参考文献 [26] 的表 1), 而在本文探讨情况下 η_{Be} 仍小于 η_{DT} . 此差异同样来源于 Au 离子的电荷态远高于 Be 离子, 导致其阻止本领更强.

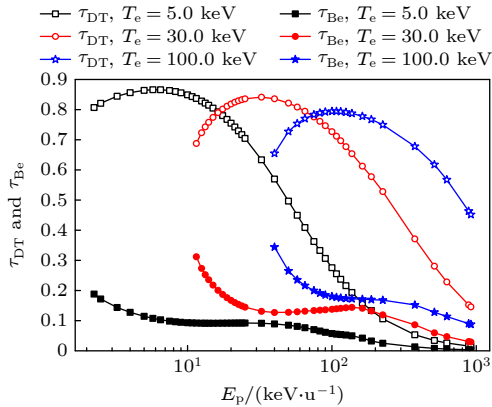


图 5 当 $\rho_{\text{mix}} = 4.15 \text{ g/cm}^3$, $R = 0.05$ 且 $T_i = T_e$ 时, 参数 τ_{DT} 与 τ_{Be} 随 E_p 的变化

Fig. 5. Parameter τ_{DT} and τ_{Be} varying with E_p , when $\rho_{\text{mix}} = 4.15 \text{ g/cm}^3$, $R = 0.05$ and $T_i = T_e$.

接下来, 本文探讨 α 加热中平均每个 Be 离子与平均每个 DT 离子获得能量大小的差异. 如前文所述, Be 离子的电荷态比 DT 离子更高, 其对 α 粒子的阻止本领也更强. 为表征两种离子获得能量的相对大小, 定义如下参数:

$$\gamma = \eta_{\text{Be}} / (\eta_{\text{DT}} R). \quad (11)$$

在 $\rho_{\text{mix}} = 4.15 \text{ g/cm}^3$, 取 $R = 0.001, 0.01, 0.05$ 时根据 (11) 式计算得到的 γ 参数如图 6 所示. 从图 6 可见, γ 在不同 T_e 下的范围为 2.8—4.4, 该数值比较接近 Be 离子与 DT 离子的平均电离度之比 4. 此外, 不同 R 对应的曲线仅略有差异, 说明 Be 离子的混合度高低对平均每个离子获得能量的比值影响不大. 同时, 我们注意到 γ 随着 T_e 的增大而缓慢上升. 由 (11) 式可知, 在固定的 R 下, γ 的大小正比于 $\eta_{\text{Be}} / \eta_{\text{DT}}$, 也即正比于图 5 中 τ_{Be} 与 τ_{DT}

曲线与坐标轴横轴围成的面积之比. 从图 5 可见, 随温度上升, τ_{Be} 曲线逐渐抬升, 而 τ_{DT} 曲线的峰值缓慢下降, 因此二者与横轴围成的面积之比不断上升, γ 参数亦随之上升. 与 He 和 Wang^[26] 探讨的 Au 混合的情况相比, 本文中 γ 参数随 T_e 的上升较缓, 而 Au 混合时的 γ 参数在 $T_e \leq 5 \text{ keV}$ 的范围内快速上升, 在更高温的区域则增长放缓 (参考文献 [26] 的图 5). 这仍然是由于本文中 Be 离子已完全电离, 其电荷态不会随 T_e 变化, 而 Au 离子在 $T_e \leq 5 \text{ keV}$ 时电荷态随温度快速上升所导致的. 另外, Au 混合时的 γ 在所有温度下均明显小于 Au 离子完全电离时的平均电离度 $\langle Z \rangle = 79$, 该结果可能源于平均原子模型中电子对势场的屏蔽作用. 本文中 γ 在高温区达到甚至略超过 Be 离子的平均电离度 $\langle Z \rangle = 4$, 说明电子对 Be 原子核势场的屏蔽作用没有对 Au 的强. 此处 γ 存在大于 4 的值, 也可能与 $\text{SP}_{\text{Be-i}}$ 和 $\text{SP}_{\text{DT-i}}$ 计算时采用的模型不同有关. 根据参考文献 [2] 的图 1, PR 模型在入射能较低时给出的核阻止本领略高于二体碰撞模型给出的, 而在高入射能下的计算结果则略低于二体碰撞模型给出的. 在前述对 η_{DT} 和 η_{Be} 表达式中的积分起主要贡献的入射能区间 (50—885 keV/u) 内, 多数情况下二体碰撞模型计算的核阻止本领高于 PR 模型计算的. 因此相对 η_{DT} 而言, η_{Be} 会被高估, 而 γ 的计算结果也会偏大. 不同成分的离子间平均获得能量的差异会导致 α 加热中不同组分的温度上升速率不同, 本文中 $\gamma > 1$ 说明 Be 离子的升温会快于 DT 离子, 正确描述它们各自的温度弛豫过程对聚变建模的准确性十分重要, 在未来仍需要进一步的研究.

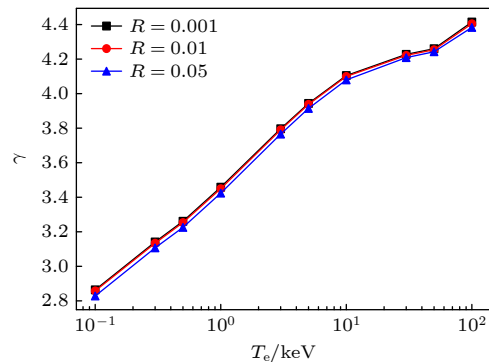


图 6 当 $\rho_{\text{mix}} = 4.15 \text{ g/cm}^3$ 且 $T_i = T_e$ 时, 参数 $\gamma = \frac{\eta_{\text{Be}}}{\eta_{\text{DT}} R}$ 随 T_e 的变化

Fig. 6. Parameter $\gamma = \frac{\eta_{\text{Be}}}{\eta_{\text{DT}} R}$ varying with T_e , when $\rho_{\text{mix}} = 4.15 \text{ g/cm}^3$ and $T_i = T_e$.

表 2 $\rho_{\text{mix}} = 415.0 \text{ g/cm}^3$, $T_i = T_e$ 时 DT 离子、电子和 Be 离子的能量分配因子 η_{DT} , η_e 和 η_{Be} (所有数值均已乘以 100)
 Table 2. Energy partition fraction of DT ions, electrons and Be ions multiplied by 100, when $\rho_{\text{mix}} = 415.0 \text{ g/cm}^3$ and $T_i = T_e$.

T_e /keV	$R = 0$		$R = 0.001$			$R = 0.01$			$R = 0.05$			$R \rightarrow +\infty$	
	DT	e	DT	e	Be	DT	e	Be	DT	e	Be	e	Be
0.1	3.06	96.93	3.06	96.93	0.01	2.97	96.91	0.11	2.65	96.86	0.48	96.53	3.46
0.5	4.03	95.95	4.02	95.94	0.02	3.90	95.93	0.15	3.46	95.86	0.65	95.46	4.51
1.0	5.70	94.24	5.68	94.24	0.02	5.51	94.21	0.22	4.88	94.11	0.95	93.54	6.40
5.0	15.97	83.78	15.91	83.77	0.07	15.39	83.69	0.66	13.48	83.40	2.87	81.59	18.16
10.0	25.57	73.98	25.47	73.96	0.11	24.60	73.85	1.10	21.39	73.44	4.72	71.18	28.37
30.0	48.84	49.75	48.63	49.74	0.22	46.88	49.61	2.11	40.39	49.12	9.07	46.09	52.61
50.0	61.52	36.22	61.26	36.21	0.28	59.00	36.09	2.65	50.69	35.67	11.38	32.93	64.81
100.0	75.77	19.71	75.43	19.70	0.34	72.56	19.62	3.30	62.06	19.33	14.09	17.38	78.10

本文也计算了混合物密度 $\rho_{\text{mix}} = 415.0 \text{ g/cm}^3$ 时 DT 离子、电子和 Be 离子的能量分配因子, 其值乘以 100 后列于表 2. 总体来说, 此时能量分配因子的变化趋势与 $\rho_{\text{mix}} = 4.15 \text{ g/cm}^3$ 时一致, 包括 η_{DT} , η_e 和 η_{Be} 各自随 T_e 和 R 的变化. 与表 1 对比后可以发现, 在相同的 T_e 和 R 下, $\rho_{\text{mix}} = 415.0 \text{ g/cm}^3$ 时的 η_{DT} 与 η_{Be} 总是高于 $\rho_{\text{mix}} = 4.15 \text{ g/cm}^3$ 时的值, 而 η_e 在高密度时的值则更低. 此行为与参考文献 [26] 中 Au 混合时的变化行为一致, 其原因仍有待探讨. 另外, 表 2 中同样有当 R 达到 0.05 时 η_{DT} 才出现显著的下降. 对高密度条件下 β 参数的计算表明, 使 η_{DT} 出现显著下降的临界混合度几乎不依赖于密度. 但由于 β 在 ρ_{mix} 与 R 固定时随 T_e 缓慢上升, 该临界混合度亦会随 T_e 增加而逐渐下降.

根据表 1 与表 2, 我们以如下关系对 β 进行最小二乘拟合: $\beta(R, T_e) = aRT_e + bR + cT_e + d$, 其中 a , b , c , d 为拟合参数. 在 $\rho_{\text{mix}} = 4.15 \text{ g/cm}^3$ 和 $\rho_{\text{mix}} = 415.0 \text{ g/cm}^3$, T_e 以 keV 为单位的情况下, 分别得到了两组拟合结果, 数值非常接近. 取两组结果的平均值, 可以得到 $a = 7.96 \times 10^{-3}$, $b = 2.89$, $c = 1.39 \times 10^{-5}$, $d = 2.32 \times 10^{-3}$. 当 η_{DT} 下降超过 10%, 有 $\beta(R, T_e) \geq 0.1$. 由此可得临界混合度的标度关系: $R_0 = \frac{0.1 - cT_e - d}{aT_e + b}$, 代入拟合结果即可得到不同温度、密度下的临界混合度.

5 铍混合对 α 粒子射程的影响

接下来讨论 Be 混合对 α 粒子在等离子体中输运射程的影响. 若 α 粒子的射程过长, 其运动轨迹可能超出靶丸的边界. 此时 α 粒子的能量无法

最大化地沉积于 DT 燃料中, 显然这是对聚变不利的. 在入射粒子的输运过程中, 其射程可以表示为 [2,26]

$$\text{Range} = \int_{E_m}^{E_0} \left(\frac{dE_{\text{mix}}}{dx} \right)^{-1} dE_p, \quad (12)$$

其中, dE_{mix} 可由 (3) 式得到. 取 $\rho_{\text{mix}} = 4.15 \text{ g/cm}^3$ 和 415.0 g/cm^3 , 利用 (12) 式计算了 α 粒子在不同温度、不同混合度的等离子体中的射程. 为了更直观地表现 Be 混合对 α 粒子射程的影响, 这里定义参数:

$$h = \frac{\text{Range}(R \neq 0)}{\text{Range}(R = 0)}, \quad (13)$$

该参数表示 α 粒子在混合物等离子体中的射程与在纯 DT 等离子体中的射程之比. 由 (13) 式计算得到的 h 参数展示在图 7 中. 可以看出, 对于所有 ρ_{mix} 和 R 取值, h 均随 T_e 的增大而减小, 且 R 越大, h 下降得越快. 这同样说明了射程随温度的上升而减小, 且 Be 混合会增大这种减小的幅度. 图中除了 $\rho_{\text{mix}} = 4.15 \text{ g/cm}^3$, $T_e = 0.1 \text{ keV}$ 时存在 $h > 1$ 的点, 其余条件下均有 $h \leq 1$, 说明 Be 混合普遍会导致射程的缩短. 当 $R = 0.001$ 时 (黑线), 曲线始终保持在 $h = 1$ 附近, 此时 Be 混合并未对射程产生明显影响. 对于 $R = 0.01$ 的曲线 (红线), h 值的范围在 0.994—1.002, 表明 Be 混合导致的射程缩短在 0.6% 以内. 在 R 取 0.05 时 (绿线), h 的最小值约为 0.974, 对应射程缩短约 2.6%. 由此可见, 当 R 达到 0.05 时混合才会使射程出现 $> 1\%$ 的缩短. 在固定的混合度下, 除去 $h > 1$ 的点, 在温度较低时高密度条件的 h 值大于低密度条件的值, 而高温段的情况则与之相反. 这说明在温度较低时 Be

混合对低密度情况的影响较大,而在高温等离子体中其更加影响高密度条件下的射程. He 和 Wang^[26] 提出, Au 在 DT 等离子体中的混合会导致 α 粒子射程的增加. 本文的计算表明, Be 混合时射程的变化趋势与 Au 混合时的相反. 并且, 根据参考文献 [26] 的图 6, 在所研究的密度、温度范围内, Au 混合导致射程变化的比例最高可达约 90%. 与之对比可以得出, Be 混合对射程的影响要远远小于 Au 混合的影响.

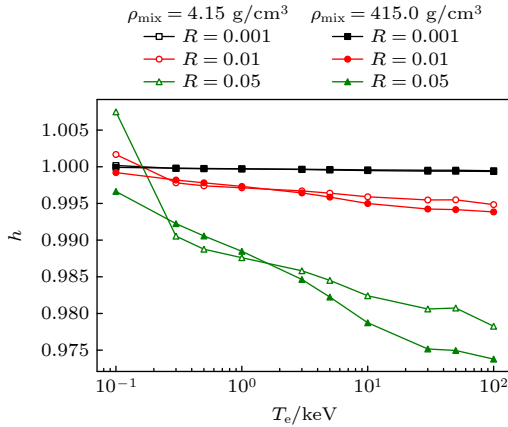


图 7 $T_i = T_e$ 时参数 $h = \frac{\text{Range}(R \neq 0)}{\text{Range}(R = 0)}$ 随 T_e 的变化

Fig. 7. Parameter $h = \frac{\text{Range}(R \neq 0)}{\text{Range}(R = 0)}$ varying with T_e when $T_i = T_e$.

我们试图通过分析 α 粒子在混合物等离子体中输运时的能量损失解释图 7 中射程的缩短. 根据 (3) 式, α 粒子的能量损失率 $\frac{dE_{\text{mix}}}{dx}$ 可以分为电子贡献 ($\frac{dE_{\text{mix-electron}}}{dx} = n_{\text{mix-DT}} \text{SP}_{\text{DT-e}} + n_{\text{mix-Be}} \text{SP}_{\text{Be-e}}$) 和离子贡献 ($\frac{dE_{\text{mix-ion}}}{dx} = n_{\text{mix-DT}} \text{SP}_{\text{DT-i}} + n_{\text{mix-Be}} \text{SP}_{\text{Be-i}}$) 两个部分. 对于电子贡献的能量损失率, 其与混合物等离子体中自由电子的数密度成正相关. 在完全电离的情况下, 考虑到自由电子由 DT 原子电离和 Be 原子电离贡献, 所以其数密度 $n_{\text{fe}} = n_{\text{mix-DT}} + 4n_{\text{mix-Be}}$. 根据质量守恒, 有 $n_{\text{mix-DT}} \times 2.5m + n_{\text{mix-Be}} \times 9m = \rho_{\text{mix}}$, 其中 m 为一个核子的平均质量. 结合混合度 R 的定义, 可得 DT 离子和 Be 离子总数密度的表达式: $n_{\text{mix-DT}} = \frac{\rho_{\text{mix}}}{(2.5 + 9R)m}$, $n_{\text{mix-Be}} = \frac{R\rho_{\text{mix}}}{(2.5 + 9R)m}$. 所以, 有 $n_{\text{fe}} = \frac{\rho_{\text{mix}}}{2.5m} \frac{1 + 4R}{1 + 3.6R}$, 其随 R 单调上升. 当 Be 混合增加, R 增大, 此时 n_{fe} 也增大, 自由电子导致的 $\frac{dE_{\text{mix-electron}}}{dx}$ 亦增强.

对于能量损失率的离子分量, 可推导出如下关系: $\frac{dE_{\text{mix-ion}}}{dx} = \frac{\rho_{\text{mix}}}{2.5m} \frac{\text{SP}_{\text{DT-i}} + R \cdot \text{SP}_{\text{Be-i}}}{1 + 3.6R}$. 此时, 定义参数:

$$\xi = \frac{\text{SP}_{\text{Be-i}}}{3.6 \cdot \text{SP}_{\text{DT-i}}}, \quad (14)$$

则有 $\frac{dE_{\text{mix-ion}}}{dx} = \frac{\rho_{\text{mix}} \text{SP}_{\text{DT-i}}}{2.5m} \frac{1 + 3.6\xi R}{1 + 3.6R}$. 若 $\xi > 1$, 则式中分子上 R 前的系数大于分母上的, $\frac{dE_{\text{mix-ion}}}{dx}$ 将随 R 增大而增加. 同理, 若 $\xi < 1$, $\frac{dE_{\text{mix-ion}}}{dx}$ 将随 R 单调下降. 根据 (14) 式, 取 $\rho_{\text{mix}} = 415.0 \text{ g/cm}^3$, $R = 0.05$ 为例计算的 ξ 参数如图 8 所示. 可以看出, 在 T_e 较低时, ξ 在低入射能区小于 1, 而在高入射能区大于 1. 随着 T_e 的升高, ξ 曲线的低入射能部分大体呈现抬升趋势, 而高入射能部分虽略有下降趋势, 但其值仍大于 1. 当 $T_e \geq 50.0 \text{ keV}$, ξ 在所有能区均大于 1. 由此可见, 在高温情况下 $\frac{dE_{\text{mix-ion}}}{dx}$ 更倾向于随 R 单调上升, 而在低温情况下此趋势有所减弱. 换言之, Be 混合更易在高温等离子体中导致 α 粒子射程的缩短, 此特征与图 7 中 T_e 越高, 射程缩短比例越大的特征相符. 同时, $\frac{dE_{\text{mix-ion}}}{dx}$ 及前文所述 $\frac{dE_{\text{mix-electron}}}{dx}$ 与 R 间的正相关关系亦能解释 h 值随 R 的减小. 在 $T_e = 0.1 \text{ keV}$ 时, $\xi > 1$ 和 $\xi < 1$ 均对应于较宽的 E_p 范围, 射程与 R 间的单调性关系不能简单判断, 而是取决于不同能段的积分值之间的竞争. 所以, 此时高密度情况下射程随 R 的增大而减小, 但低密度情况下射程反而增加, 这二者均为物理上合理的情景. 另外, 由于 PR 模型的计算结果在低入射能时偏大而在高入射能时

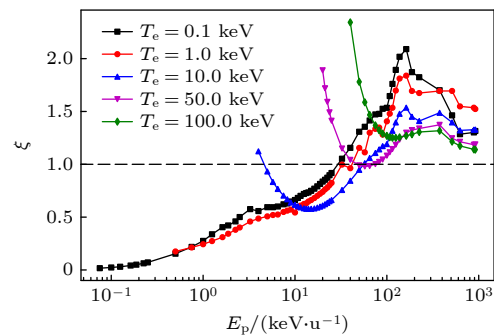


图 8 当 $\rho_{\text{mix}} = 415.0 \text{ g/cm}^3$, $R = 0.05$ 且 $T_i = T_e$ 时, 参数 $\xi = \frac{\text{SP}_{\text{Be-i}}}{3.6 \cdot \text{SP}_{\text{DT-i}}}$ 随 E_p 的变化

Fig. 8. Parameter $\xi = \frac{\text{SP}_{\text{Be-i}}}{3.6 \cdot \text{SP}_{\text{DT-i}}}$ varying with E_p , when $\rho_{\text{mix}} = 415.0 \text{ g/cm}^3$, $R = 0.05$ and $T_i = T_e$.

偏小, 所以 ξ 在低入射能范围会略被低估, 而在高入射能范围则会略被高估. 若要校正该系统偏差, 需要基于非微扰论建立能处理稠密 DT 等离子体中入射粒子反冲效应和等离子体极化效应的新模型.

如前所述, 在 Au 与 DT 等离子体混合的情况下, α 粒子的射程会增加. 根据参考文献 [26], 此时自由电子的数密度约为 $n_{\text{fe}} \approx \frac{\rho_{\text{mix}}}{2.5m} \frac{1 + \langle Z \rangle R}{1 + 79R}$. 由于 Au 的平均电离度 $\langle Z \rangle \leq 79$, 可知 n_{fe} 随 R 单调下降或不变, 自由电子导致的能损也会随混合变弱或不变. 对于离子的能量沉积, 有 $\frac{dE_{\text{mix-ion}}}{dx} \approx \frac{\rho_{\text{mix}} \text{SP}_{\text{DT-i}}}{2.5m} \frac{1 + 79\xi' R}{1 + 79R}$, 其中参数 $\xi' = \frac{\text{SP}_{\text{Au-i}}}{79 \cdot \text{SP}_{\text{DT-i}}}$. 由于平均原子模型中电子对 Au 原子核势场的屏蔽作用, 始终有参数 $\xi' < 1$. 因此, $\frac{dE_{\text{mix-ion}}}{dx}$ 同样随 R 的增大而减小. 结合电子与离子的贡献, Au 与 DT 的混合物等离子体中能量损失率随 R 单调下降, 也即 Au 混合导致射程的增大. 对比本文中 Be 混合的情况, 可总结得出杂质粒子混合对 α 粒子射程的具体影响取决于电子和离子的能量损失率表达式中 R 前的系数大小, 而该系数又由杂质粒子的电荷态、质量以及平均原子模型中电子的屏蔽效果所决定. 在考虑上述因素后, Be 混合造成 $\frac{dE_{\text{mix}}}{dx}$ 的变化远不及 Au 混合导致的变化, 因此其对射程的影响也远小于 Au 混合的影响.

从物理角度理解, 造成 Be 离子混合和 Au 离子混合对射程影响差异的根本原因是荷质比不同. 因为 Be 离子的荷质比大于 DT 离子的荷质比, 而本文对杂质混合影响的探讨均建立在混合物质量密度不变的前提下, 故在混合物中引入 Be 离子会增加其中的自由电子密度. 根据参考文献 [17], 在对射程起主要贡献的入射能范围内, 等离子体的阻止本领由其自由电子分量主导. 因此, Be 离子的混合会导致射程的缩短. 而对于 Au 离子, 其在完全电离时的荷质比与 DT 离子的荷质比非常接近. 在温度较低时, Au 离子处于部分电离状态, 相应的荷质比甚至会低于 DT 离子的荷质比. 因此, 在混合物质量密度不变的前提下, 引入 Au 离子反而会减少其中的自由电子密度, 从而使射程增长. 对于其他原子序数的杂质, 需具体比较其荷质比与 DT 离子荷质比的相对大小, 进而判断其混合对射程造成变化的趋势.

6 总 结

本文通过计算电子-离子能量分配因子与 α 粒子的射程, 探讨热稠密 DT 等离子体中 Be 混合造成的影响. 本工作计算了混合物密度为 4.15 g/cm^3 和 415.0 g/cm^3 的两种情况, 在纯 DT 等离子体中分别对应离子数密度为 10^{24} cm^{-3} 和 10^{26} cm^{-3} . 在本文中, 假定离子温度与电子温度相等且均处于热力学平衡态, 其值从 0.1 keV 变化至 100.0 keV . 在此范围内, DT 离子和 Be 离子均考虑为完全电离的状态. 根据混合物总体积与各成分所占体积之和相等, 以及热动平衡条件下各成分的化学势相等, 我们确定了混合物中各成分的分密度. 本工作中 Be 等离子体的核阻止本领和电子阻止本领分别使用基于平均原子模型势场的二体碰撞模型 [19] 和修正入射粒子反冲效应的量子介电函数 [14] 进行计算, DT 等离子体的阻止本领由考虑二分量等离子体极化效应和入射粒子反冲效应的量子介电模型 [2] 给出. 本研究主要取得如下结果.

1) Be 离子的混合会造成 DT 离子能量分配因子的快速减小, 以及高温时电子能量分配因子的缓慢减小. 当 Be 离子的混合度达到 0.05 及以上, 会使 DT 离子的能量分配因子下降超过 10% . 温度的升高会造成 Be 离子和 DT 离子的能量分配因子增大而电子的能量分配因子减小.

2) α 加热中平均每个 Be 离子获得的能量约为平均每个 DT 离子的 2.8 — 4.4 倍.

3) Be 混合在多数情况下会造成 α 粒子射程的缩短, 且温度越高, 缩短的幅度越大. 当密度为 4.15 g/cm^3 , 温度为 0.1 keV 时, Be 混合会造成射程的增长.

在上述的结果中, Be 混合造成 α 加热中能量分配的改变对可控聚变中等离子体的自持燃烧不利, 而其对射程的影响多数情况下却是无害的. 与 Au 混合的情况 [26] 相比, Be 混合对 DT 离子能量分配因子和 α 粒子射程的影响较小, 且多数情况下射程的变化趋势与 Au 混合时的相反. Be 混合与 Au 混合造成影响的差异主要由二者的电荷态、质量、平均原子模型中电子对原子核势场屏蔽效果的不同以及有无束缚电子导致. 本文仅探讨了热力学平衡态下离子温度与电子温度相等的情况, 但在现实的 ICF 中, 常有离子温度高于电子温度的情况出现. 如前文所述, α 加热中 Be 离子的升温快

于 DT 离子, 这亦会导致不同离子成分间的温度出现差异. 准确计算双温或三温等离子体中 α 粒子的阻止本领、杂质粒子混合的影响以及不同组分的温度弛豫过程对聚变研究十分重要. 由于离子和电子的阻止本领几乎只与其自身的温度有关, 可知当 T_e 和 R 固定, 核阻止本领将随 T_i 增加而下降, 而电子阻止本领几乎不随 T_i 变化. 因此, 我们预测在双温等离子体中, η_{DT} 将随 T_i 增加而下降. 又因为在对射程的积分起主要贡献的入射能范围内电子阻止本领远大于核阻止本领, 我们还预测双温等离子体中 α 粒子的射程几乎与 T_i 无关. 同时, 本文仅研究了杂质粒子与燃料均匀混合时的情况, 而真实情况往往是非均匀混合. 此外, 本文使用的平均原子模型忽略了离子球间的相互作用. 通过定量分析可知, 该假设不会影响本文的主要结果. 首先, Be 离子的平均电离度主要由电子温度决定, 离子球间的相互作用对其影响不大. 我们曾使用平均原子模型计算过固体密度的 Be 等离子体中的平均电离度^[35], 结果与实验值符合很好. 另外, 在能量分配因子和射程的计算中, 起主要贡献的阻止本领分量为自由电子阻止本领, 忽略离子球间的相互作用并不会影响计算结果. 我们在先前的工作中也使用相同模型计算过部分电离的 Al 等离子体^[36]与固体密度的 Be 等离子体^[35]中的阻止本领, 其结果同样与实验值符合很好, 说明不需要引入更复杂的原子模型进行计算. 在 ICF 中, 不同 Z 值的杂质离子与入射离子间会具有不同的耦合强度. 本研究以及我们先前的的工作^[26]提供了一套基于非微扰论的计算方法, 其适用于计算不同 Z 值杂质的阻止本领, 兼具准确性和通用性, 这是我们模型的科学意义. 然而, 对于中低入射能范围内非弹性碰撞导致的阻止本领, 我们目前采用一阶 Born 近似计算, 可能不够准确. 在后续工作中, 我们将开发使用高阶 Born 近似进行计算的方法, 以提升中低入射能范围的计算准确性. 这些都将是未来工作的开展方向.

数据可用性声明

支撑本研究成果的数据集可在科学数据银行 <https://www.doi.org/10.57760/sciencedb.j00213.00282> 中访问获取.

感谢北京应用物理与计算数学研究所高翔研究员、林成亮研究员、金锐研究员和胡晓青研究员的讨论.

参考文献

- [1] D'Avanzo J, Lontano M, Tome' E, Bortignon P 1995 *Nucl. Fusion* **35** 210
- [2] He B, Wang Z G, Wang J G 2018 *Phys. Plasmas* **25** 012704
- [3] Long K, Tahir N 1986 *Nucl. Fusion* **26** 555
- [4] Miller G H, Moses E I, Wuest C R 2004 *Nucl. Fusion* **44** S228
- [5] Bohr N 1913 *Phil. Mag.* **25** 10
- [6] Bohr N 1915 *Phil. Mag.* **30** 581
- [7] Butler S T, Buckingham M J 1962 *Phys. Rev.* **126** 1
- [8] Bethe H 1930 *Ann. Phys.* **397** 325
- [9] Bethe H 1932 *Z. Physik* **76** 293
- [10] Bloch F 1933 *Ann. Phys.* **408** 285
- [11] Bloch F 1933 *Z. Physik* **81** 363
- [12] Lindhard J 1954 *Dan. Mat. Fys. Medd.* **28** 8
- [13] Sigmar D, Joyce G 1971 *Nucl. Fusion* **11** 447
- [14] Arista N R, Brandt W 1981 *Phys. Rev. A* **23** 1898
- [15] Li C K, Petrasso R D 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 3059
- [16] Brown L S, Preston D L, Singleton Jr R L 2005 *Phys. Rep.* **410** 237
- [17] He B, Wang J G 2013 *Nucl. Fusion* **53** 093009
- [18] Rozsnyai B F 1972 *Phys. Rev. A* **5** 1137
- [19] He B, Wang J G 2015 *High Energy Density Phys.* **17** 248
- [20] 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. Plasmas* **11** 339
- [21] Montgomery D S, Daughton W S, Albright B J, Simakov A N, Wilson D C, Dodd E S, Kirkpatrick R C, Watt R G, Gunderson M A, Loomis E N, Merritt E C, Cardenas T, Amendt P, Milovich J L, Robey H F, Tipton R E, Rosen M D 2018 *Phys. Plasmas* **25** 092706
- [22] Gus'kov S, Il'in D, Sherman V 2011 *Plasma Phys. Rep.* **37** 1020
- [23] Ma T, Patel P K, Izumi N, et al. 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 085004
- [24] Wang Z, Fu Z G, He B, Zhang P 2014 *Phys. Plasmas* **21** 072703
- [25] Wang Z, Fu Z G, Zhang P 2014 *Phys. Plasmas* **21** 102307
- [26] He B, Wang J G 2023 *Contrib. Plasma Phys.* **6** 3
- [27] Brown L S, Preston D L, Singleton Jr R L 2012 *Phys. Rev. E* **86** 016406
- [28] Nikiforov A F, Novikov V G, Uvarov V 2005 *Quantum-Statistical Models of Hot Dense Matter: Methods for Computation Opacity and Equation of State* (Basel: Birkhäuser Basel) pp107–141
- [29] Faussurier G, Blancard C, Gauthier M 2013 *Phys. Plasmas* **20** 012705
- [30] Mehlhorn T A 1981 *J. Appl. Phys.* **52** 6522
- [31] Nardi E, Peleg E, Zinamon Z 1978 *Phys. Fluids* **21** 574
- [32] Peter T, Meyer-ter Vehn J 1991 *Phys. Rev. A* **43** 1998
- [33] Maynard G, Deutsch C 1985 *J. Physique* **46** 1113
- [34] Skupsky S 1977 *Phys. Rev. A* **16** 727
- [35] He B, Meng X J, Wang Z G, Wang J G 2017 *Phys. Plasmas* **24** 033110
- [36] He B, Wang J G 2014 *Phys. Plasmas* **21** 063111

SPECIAL TOPIC—Atomic, molecular and materials properties data

Effects of beryllium mixing on α -heating in hot dense deuterium-tritium plasmas^{*}

LI Xingyu HE Bin[†] WU Yong[‡] SHEN Huayun WANG Jianguo*(Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China)*

(Received 26 January 2026; revised manuscript received 11 February 2026)

Abstract

α -heating has attracted considerable attention in fusion research because it plays a key role in achieving self-sustained burning of plasmas. In inertial confinement fusion (ICF), deuterium-tritium (DT) fuel may mix with impurity particles, thus affecting reaction efficiency. This study investigates the effect of beryllium (Be) mixing with DT fuel on α -heating by calculating the electron-ion energy partition fraction and the range of α particles. Mixture densities of 4.15 g/cm³ and 415.0 g/cm³ are considered, with ion and electron temperatures ranging from 0.1 keV to 100.0 keV. All plasma components are in thermodynamic equilibrium and share the same temperature. Both DT and Be ions are assumed to be fully ionized. The partial densities of different species in the mixture are obtained using the average atom model. The results show that mixing with Be ions reduces the energy partition fraction of DT ions. When the mixing degree reaches 0.05, the reduction exceeds 10%. Mixing also leads to a gradual decrease in the electron energy partition fraction at high temperatures. Moreover, Be ions are heated more easily than DT ions. In addition, Be mixing shortens the range of α particles in most cases. Compared with the mixing of gold (Au) ions, Be mixing has a smaller impact on the energy partition fraction of DT ions and the range of α particles. These differences may originate from the distinct charge states, masses, electron screening in the average atom model, and bound-electron effects of the two impurity species. The data calculated in this study provide important references for future ICF ignition target design. The datasets presented in this paper are openly available at <https://www.doi.org/10.57760/sciencedb.j00213.00282>.

Keywords: α -heating, beryllium, deuterium-tritium plasma, mixture**DOI:** [10.7498/aps.75.20260140](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260140)**CSTR:** [32037.14.aps.75.20260140](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260140)

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFA1602500) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12274039, U2430208).

[†] Corresponding author. E-mail: hebin-rc@163.com

[‡] Corresponding author. E-mail: wu_yong@iapcm.ac.cn

热稠密氘氚等离子体中铍混合对 α 加热的影响

李星宇 何斌 吴勇 沈华韵 王建国

Effects of beryllium mixing on α -heating in hot dense deuterium-tritium plasmas

LI Xingyu HE Bin WU Yong SHEN Huayun WANG Jianguo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 120501 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260140

CSTR: 32037.14.aps.75.20260140

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260140>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

含氘电极真空弧等离子体空间分布特性诊断研究

Spatial distribution characteristics of vacuum arc plasma with occluded deuterium electrode

物理学报. 2022, 71(4): 042901 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211835>

氘氚冰籽晶的形核行为

Crystal nucleation behavior of deuterium tritium ice

物理学报. 2022, 71(2): 042901 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211018>

热稠密等离子体中 Fe^{25+} 离子光电离截面的低能特征

Low-energy characteristics of photoionization cross section for Fe^{25+} ion embedded in hot dense plasma

物理学报. 2025, 74(11): 113202 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250168>

稠密等离子体焦点关键参数对 neutron 产额的影响

Influence of key parameters of dense plasma focus on neutron yield

物理学报. 2026, 75(10): 113202 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251704>

非均匀混合下氘氚聚变反应速率的理论研究

Investigation on the fusion reaction rate of deuterium and tritium under heterogeneous mixing

物理学报. 2023, 72(1): 015201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221197>

可变比冲磁等离子体发动机电离与离子加热过程数值模拟

Numerical investigation on discharge and ion heating processes of variable specific impulse magnetoplasma rocket engine

物理学报. 2025, 74(23): 230201 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20251170>