

磁等离子体发动机中磁喷管分离过程的流体模拟

杨振宇 张元哲 范威 杨广杰 韩先伟[†]

(西安航天动力研究所, 陕西省等离子体物理与应用技术重点实验室, 西安 710100)

(2023 年 11 月 27 日收到; 2024 年 3 月 20 日收到修改稿)

磁等离子体发动机在深空探测、载人航天等领域具备广阔的应用前景. 发动机的磁喷管单元将离子能量转化为轴向动能, 对磁喷管中等离子体与磁场分离的物理过程开展研究对提升发动机推进效率具有重要意义. 本文建立了针对磁等离子体发动机中磁喷管的流体数值模型, 并在不同入口离子温度、背景磁场条件下开展了数值模拟. 计算结果表明: 等离子体向下游运动的过程中轴向速度增大, 并与磁力线逐渐分离, 绝热性损失分离机制在分离过程中起主导作用; 入口离子温度升高, 离子轴向速度增大, 离子与磁场分离位置更靠上游, 但不会对阻性分离过程产生影响; 背景磁场增强, 下游离子速度减小, 流线与对称轴的夹角减小, 各种分离机制中绝热性损失分离机制仍起主要作用.

关键词: 磁等离子体发动机, 磁喷管, 等离子体分离, 流体模拟**PACS:** 52.25.Xz, 52.20.Dq, 52.65.-y**DOI:** 10.7498/aps.73.20231862

1 引言

随着空间技术的发展, 新型航天任务对推进系统的要求逐步提高, 传统的化学推进由于推进系统比冲较低, 已无法满足未来任务需求^[1]. 高功率 (≥ 10 kW) 电推力器具有大推力、高比冲、推功比大、任务适应能力强等显著优点, 是未来深空探测、载人航天等航天任务中所必需的先进航天动力装置, 具备广阔的应用前景.

磁等离子体发动机 (magnetoplasma rocket engine, MPRE) 的概念构想来源于可控核聚变^[2]. 图 1 为 MPRE 的原理示意图, 发动机由 3 个依次连接、具有不同功能的单元组成: 螺旋波等离子体源通过电离中性气体产生高密度低温等离子体; 离子回旋共振加热单元将离子温度提升到数百电子伏特量级; 被加热后的等离子体在磁喷管 (magnetic nozzle) 中与磁场分离并加速使推力器产生推力^[3]. MPRE 与目前应用较多的离子推力器与霍

尔推力器相比^[4,5], 具有大功率 (50—200 kW)、大推力 (1—20 N)、高比冲 (3000—10000 s)、长寿命 (5000—20000 h)、可变推力比冲和高效率 (50%—80%) 等优点, 被认为是核电系统的最佳选择, 可大大减少航天器的发射重量, 增加有效载荷, 拓展航天器飞行范围.

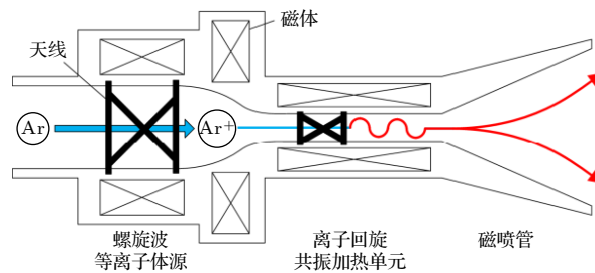


图 1 磁等离子体发动机示意图

Fig. 1. Schematic of the magnetoplasma rocket engine.

在 MPRE 等无电极形式的电推力器中, 一般会配合收敛-扩张或扩张形的同轴附加磁场, 该磁场将等离子体磁化, 约束并引导等离子体膨胀, 对等离子体进行加速并最终使其与磁场分离, 这种磁

[†] 通信作者. E-mail: hxwmpt@sina.com

场就称为磁喷管. 磁喷管的作用实际上与拉瓦尔喷管相似, 本质上就是利用磁场约束等离子体并通过等离子体与磁场的相互作用提供额外的推力产生机制, 使磁喷管实现拉瓦尔喷管所不具备的功能^[6,7].

由于磁力线闭合, 磁喷管的工作过程中等离子体必须与磁场分离, 否则又将沿磁力线返回航天器, 推力降低的同时造成带电粒子对航天器的污染, 等离子体在磁喷管中的分离过程一直是磁喷管研究的焦点之一. 然而等离子体与磁场分离的物理过程十分复杂, 目前有关分离过程的物理机制大致可分为碰撞分离和非膨胀分离两类, 关于何种机制在分离过程中起到主导作用尚无定论, 对不同分离机制及具体物理含义在第 2 节有详细介绍. 此外, 对于 MPRE 来说, 由于离子回旋共振单元的加热作用, 磁喷管入口的离子温度高于电子温度, 以往根据冷离子假设建立的磁喷管数值模型在 MPRE 的模拟中并不适用^[8-10]. 而磁喷管作为 MPRE 的推力产生单元, 其中的物理过程直接影响发动机推力、比冲等推进性能参数, 对 MPRE 磁喷管中等离子体与磁场的相互作用机制及分离规律尚需大量研究.

本文建立了针对 MPRE 磁喷管的轴对称流体数值模型, 并在不同入口离子温度、背景磁场条件下开展了数值模拟, 探究了不同参数下离子与磁场的分离过程及分离过程的主导机制, 对优化 MPRE 设计及提升发动机性能参数具有重要指导意义.

2 磁喷管中的分离机制

综合现有的研究成果, 磁喷管中的分离机制可分为碰撞分离与非碰撞分离两大类.

2.1 碰撞分离

1) 阻性扩散分离

过去均采用理想 MHD 方程组对磁喷管进行研究, 方程中并没有考虑等离子体的电阻效应. 针对这一问题, Moses 等^[11,12]在方程组中添加了垂直于磁场方向的库仑电阻项, 并认为等离子体与磁场的分离由横越磁场的阻性扩散主导. 阻性分离的难易程度可以使用磁雷诺数 R_m 来衡量, 通常来说, 当 $R_m > 1000$ 时, 阻性扩散相比于对流效应可以忽略, 当 $1 < R_m < 1000$ 时, 阻性扩散较为重要, 等离子体可以横越磁力线运动. R_m 的计算公式为

$$R_m = \frac{\mu L V_A}{\eta}, \quad (1)$$

其中 μ 为磁导率, L 为特征长度, V_A 为阿尔芬速度, η 为电阻率.

2) 复合分离

当离子与电子发生复合反应后, 带电粒子变为中性粒子从而不再受磁场影响并与磁场分离, 这种分离机制称为复合分离. 复合分离机制要求电子-离子碰撞频率必须足够大, 以保证等离子体与磁场的有效分离. 但现有研究成果显示电子-离子碰撞频率并达不到期望值, 说明复合分离机制在分离过程中并不占主导作用^[13].

2.2 非碰撞分离

1) 绝热性损失分离

对于单个带电粒子来说, 若一个回旋周期内, 磁场的变化量相对于磁场本身很小, 那么粒子的磁矩是一个绝热守恒量. 通常采用以下条件来判断是否满足绝热量守恒条件:

$$\alpha = r_L \frac{|\nabla B|}{|B|} \ll 1, \quad (2)$$

其中 r_L 为粒子回旋半径, $|B|/|\nabla B|$ 是磁场变化的特征长度. 与之相反, 若不满足 (2) 式条件, 则粒子不再沿单一磁力线运动并与初始磁力线分离^[14,15].

2) 惯性分离

离子由于惯性较大, 更易与磁场分离. 若仅仅离子与磁场分离, 而电子仍沿磁力线运动, 为保持电中性, 则会建立一双极场, 离子与电子的运动通过该双极场耦合在一起, 称为“混合粒子”, 具有足够惯性的混合粒子可以克服磁场约束进行分离^[16,17]. 惯性分离是否发生可以通过惯性分离系数 G 进行判断:

$$G = \frac{eB}{m_e} \frac{eB}{m_i} \frac{L^2}{U^2}, \quad (3)$$

其中, L 和 U 分别为流动的特征尺寸与特征速度, m_e 与 m_i 分别为电子与离子质量, e 为元电荷. 关于惯性分离机制的争议较大, Ahedo 和 Merino^[14]认为 Hooper^[16]的推导结果并没有反映双极性也没有分离出现, 且过于强调电子惯性. 惯性分离是否发生可以通过 Little 和 Choueiri^[18]提出的条件判断, 如 (4) 式所示:

$$\xi = G^{-1/2} \left| \frac{\nabla B}{B} \right| \approx 0.5. \quad (4)$$

3) 感应场分离

感应场分离机制分为两种, 当等离子体动能大于磁场能量或流动速度超过阿尔芬速度时, 出现磁力线拉扯现象, 称为超阿尔芬速度分离. 或者当离子体中的感应磁场足够强从而抵消附加场时, 等离子体不再受磁场约束, 从而与磁场分离. 超阿尔芬速度分离可以用以下条件进行判断:

$$\beta_f = \frac{\rho u^2}{B^2/\mu} > 1, \quad (5)$$

其中 ρ 为等离子体密度, u 为流动速度.

在以上各种分离机制中, 首先可以明确复合分离机制在分离过程中并不占主导作用. 此外, 在磁等离子体发动机的数值计算与实验中均发现等离子体的自身场与附加磁场相比几乎可忽略不计^[19-21], 实验中发动机工作时的磁场值与附加磁场最大差值仅有 0.2 Gs. 因此, 由等离子体自身场抵消附加场而产生的感应场分离机制也不可能出现在磁等离子体发动机中. 综上所述, 本文重点对 MPRE 磁喷管中的绝热性损失分离、阻性扩散分离、惯性分离及超阿尔芬速度分离机制进行研讨, 各种物理机制的特征参数在表 1 列出.

表 1 不同物理机制的特征参数

Table 1. Characteristic parameters of the physical mechanisms.

物理机制	无量纲系数	分离判据
绝热性损失分离	$\alpha = r_L \frac{ \nabla B }{ B }$	不满足 $\alpha \ll 1$
阻性扩散分离	$R_m = \frac{\mu L V_A}{\eta}$	$1 < R_m < 1000$
惯性分离	$G = \frac{eB}{m_e} \frac{eB}{m_i} \frac{L^2}{U^2}$	$\xi = G^{-1/2} \left \frac{\nabla B}{B} \right \approx 0.5$
超阿尔芬速度分离	$\beta_f = \frac{\rho u^2}{B^2/\mu}$	$\beta_f > 1$

3 数值模型

3.1 控制方程及数值方法

1) 带电粒子流体方程组

多流体模型中包含电子与离子两种流体, 假设离子均为单电荷, 方程 (6) 与方程 (7) 分别为电子与离子的连续性方程:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \mathbf{u}_e) = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \mathbf{u}_i) = 0, \quad (7)$$

其中 n_e , n_i , \mathbf{u}_e 和 \mathbf{u}_i 分别为电子数密度、离子数密度、电子流速与离子流速.

方程 (8) 与方程 (9) 分别为电子与离子的动量方程, 为利用模型分析阻性分离机制是否存在, 则由电子与离子库仑碰撞造成的电阻率不可忽略, 而惯性分离机制则要求模型必需将电荷分离产生的静电场包含在内.

$$n_e \left[\frac{\partial \mathbf{u}_e}{\partial t} + \mathbf{u}_e \cdot \nabla \mathbf{u}_e \right] = -\frac{1}{m_e} \nabla p_e + \frac{q_e n_e}{m_e} (\mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}) + n_e \nu_{ei} (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_e), \quad (8)$$

$$n_i \left[\frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} + \mathbf{u}_i \cdot \nabla \mathbf{u}_i \right] = -\frac{1}{m_i} \nabla p_i + \frac{q_i n_i}{m_i} (\mathbf{E} + \mathbf{u}_i \times \mathbf{B}) + \frac{m_e n_i \nu_{ei}}{m_i} (\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_i), \quad (9)$$

其中 m_e 与 m_i 为电子与离子的质量, q_e 与 q_i 为电子与离子的电荷量. p 为两种流体的压强, 由理想气体状态方程计算. \mathbf{E} 为静电场, \mathbf{B} 为外加磁场, ν_{ei} 为电子与离子的库仑碰撞频率, 由 (10) 式进行计算:

$$\nu_{ei} = \frac{\ln \Lambda n_e \pi q_e^4}{128 \varepsilon_0^2 m_e^{1/2} (k_B T_e)^{3/2}}, \quad (10)$$

其中 $\ln \Lambda$ 是由小角散射引入的修正系数, 一般取 10 比较合适. ε_0 为真空介电常数, k_B 为玻尔兹曼常数, T_e 为电子温度.

方程 (11) 与方程 (12) 分别为电子与离子的温度方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_e k_B T_e \right) + \nabla \cdot \left(\frac{3}{2} n_e k_B T_e \mathbf{u}_e \right) \\ &= -P_e \nabla \cdot \mathbf{u}_e + m_e n_e \nu_{ei} (\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_i)^2 \\ & \quad - \frac{3 n_e m_e \nu_{ei}}{m_i} k_B (T_e - T_i), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} n_i k_B T_i \right) + \nabla \cdot \left(\frac{3}{2} n_i k_B T_i \mathbf{u}_i \right) \\ &= -P_i \nabla \cdot \mathbf{u}_i + \frac{3 n_e m_e \nu_{ei}}{m_i} k_B (T_e - T_i), \end{aligned} \quad (12)$$

其中, T_i 为离子温度.

流体方程采用通量输运修正算法 (flux corrected transport scheme, FCT) 求解, 这种方法兼顾了差分格式中的稳定性和精度两方面要求, 提高精度的同时避免了激波头振荡的现象, 适用于求解反

应流、多相流、磁流体等非线性、时间相关连续方程^[22]. 时间方向上采用算子分裂方式进行计算, 每步又分为两子时间步, 利用中间时刻计算值预测下一时刻. 算法具体过程及验证性算例见文献^[23].

2) 静电场方程

通过求解半隐式泊松方程获得计算区域中的电势:

$$\nabla^2 V = -\frac{e}{\varepsilon_0}(n_i - n_e) + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \sum_{j=i,e} q_j \nabla \cdot \mathbf{F}_j, \quad (13)$$

其中, 静电场为电势的负梯度. 半隐式泊松方程中在方程右端加入了带电粒子的数流密度项, 用以预测下一时间步的电势^[24]. 带电粒子数流密度表达式为

$$\mathbf{F}_j = \mu_j(-n_j \nabla V + \mathbf{F}_j \times \mathbf{B}) - D_j \nabla n_j, \quad (14)$$

其中 \mathbf{F}_j 为带电粒子的数流密度, μ_j 为迁移率, D_j 为扩散系数, V 为静电势, Δt 为时间步长. 将 (14) 式代入 (13) 式, 可得

$$\begin{aligned} & \left(1 + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \sum_{j=i,e} q_j \mu_j n_j\right) \nabla^2 V \\ &= -\frac{e}{\varepsilon_0}(n_i - n_e) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0} \sum_{j=i,e} q_j D_j \nabla^2 n_j. \end{aligned} \quad (15)$$

方程 (15) 通过五点差分格式迭代求解.

3) 静磁场方程

在静磁场计算中引入磁矢势 \mathbf{A} , 其旋度为磁场应强度矢量 \mathbf{B} , 静磁场磁矢势方程为

$$\nabla^2 \mathbf{A} = -\mu_0 \mathbf{J}, \quad (16)$$

其中, \mathbf{J} 为线圈电流密度. 如上文所述, 等离子体自身场与附加磁场相比极小, 所以模拟过程中并不需要计算等离子体的自身场. 磁场计算只用于磁位型设计, 不需要参与时间推进过程. 在轴对称柱坐标系中, 磁矢势 \mathbf{A} 仅有角向分量 A_θ 不为 0, 求解过程中 A_θ 在边界处垂直方向导数设置为 0.

3.2 几何模型及边界条件

计算模型的几何模型如图 2 所示, 图中除灰色区域外均为计算区域, 等离子体从 $z = 0, 0 \leq r \leq r_0$ 的平面内入射, 入射离子温度为 $T_{i, \text{in}}$. 磁体布置在 r_0 的外侧, 用于在计算区域内提供收缩扩张磁场. 等离子体与电势在对称轴处采用对称边界, 其他边界处等离子体采用外流边界, 电势设置为 0. 模型几何参数见表 2, 其中 Δr 和 Δz 分别为径向与轴向的网格尺寸. 初始时刻计算区域内等离子体密

度设置为 10^{17} m^{-3} , 电子与离子流速设置为 0, 温度均为 1 eV, 用以代替背景等离子体.

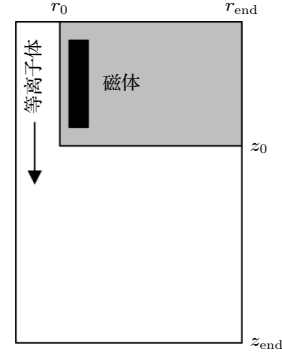


图 2 几何模型示意图

Fig. 2. Schematic of the geometric model.

表 2 模型几何参数
Table 2. Geometric parameters of the model.

参数	值/m	参数	值/m
r_{end}	0.8	dr	0.01
z_{end}	1.2	dz	0.02
r_0	0.12	z_0	0.2

计算区域中的磁场强度及磁力线示意图如图 3 所示, 图中红色虚线为磁力线, 计算区域中磁场最大值为 1.59 T, 磁力线沿等离子体流动方向先略微收缩然后扩张. 越靠近磁体位置磁场越强, 轴向位置大于 0.6 m 后, 磁场强度近似为 0.

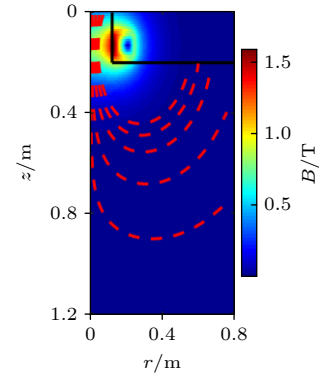


图 3 磁场强度分布图

Fig. 3. Distribution of the magnetic field intensity.

4 数值模拟结果分析

4.1 不同分离机制对比

首先将在固定参数下对收缩-发散磁场中的等离子体与磁场分离过程进行模拟, 分析主导分离过程的物理机制. 计算中将入口等离子体密度设置

为 $1.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, 入口电子温度与离子温度均为 10 eV, 电子与离子轴向入射速度均为 5000 m/s, 为加快计算速度, 离子质量设置为 $1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$.

根据电推力器推力产生原理, 离子携带羽流等离子体中的绝大部分动量与能量, 因此需要重点对离子的计算结果进行分析. 图 4 为稳态离子密度与离子温度分布, 密度分布以指数显示. 图 5 为稳态离子速度分布, 红色虚线表示磁力线. 图中显示, 离子密度与离子温度在入口处最大, 在向下游输运的过程中逐渐减小, 而速度在此过程中逐渐增大, 轴向最大速度达到了 9144.7 m/s. 计算结果表明, 离子在磁喷管中的速度远大于入口速度, 离子受到了明显的轴向加速作用. 而等离子体在磁喷管中的加速过程则是另一个复杂的物理问题 [25], 并不在本文的研究范围之内, 后续工作中将利用本文模型对加速机制开展研究.

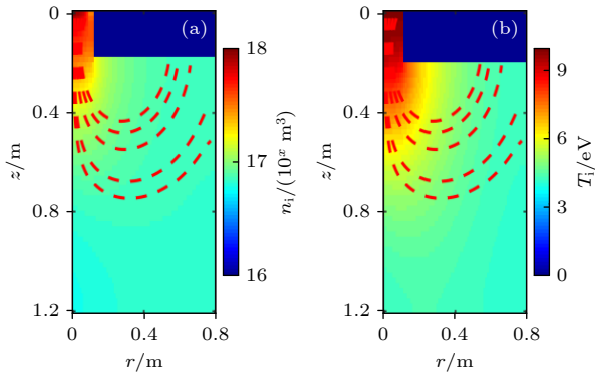


图 4 稳态离子参数分布 (a) 离子密度; (b) 离子温度

Fig. 4. Distribution of the ion parameters in steady state: (a) Ion density; (b) ion temperature.

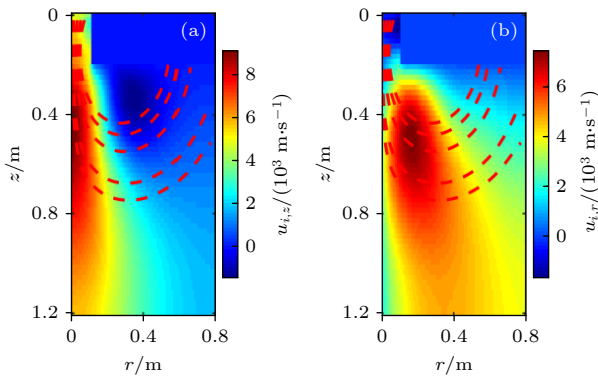


图 5 稳态离子速度分布 (a) $u_{i,z}$; (b) $u_{i,r}$

Fig. 5. Distribution of the ion velocity in steady state: (a) $u_{i,z}$; (b) $u_{i,r}$.

在获得离子速度后, 即可绘制离子流线图, 通过将离子流线与磁力线进行对比分析离子是否与

磁场产生了分离现象. 以离子密度分布图为背景绘制离子流线, 如图 6 所示, 白色曲线代表离子流线, 图中磁力线与离子流线的起始点相同. 由图 6 可以看出, 在入口附近的磁场收缩段处, 磁场较强, 离子流线与磁力线重合, 此时离子被磁场完全捕获, 离子沿磁力线向下游运动. 而进入发散磁场段后, 原本重合的离子流线与磁力线逐渐相互分离, 表明离子与磁场逐渐分离, 离子摆脱了磁场的束缚并向下游继续运动.

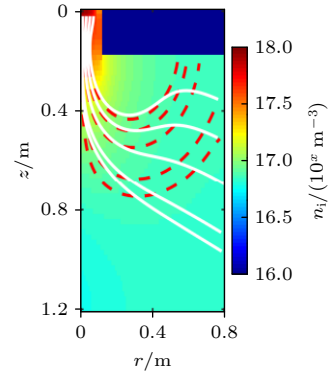


图 6 离子流线图

Fig. 6. Streamlines of the ion.

本文依据表 1 中的无量纲参数及分离判据判别何种机制在分离过程中起主导作用. 图 7 展示了计算区域中四种分离机制对应的无量纲参数分布图及离子流线与磁场流线, 各无量纲参数均采用指数表示. 需要说明的是, 绝热性守恒要求 α 远小于 1, 采用 $\alpha = 0.01$ 作为离子不满足绝热性守恒的边界, 若 $\alpha > 0.01$, 则认为发生了绝热性损失分离.

对比图 7 中的 4 个无量纲参数分布及磁力线与离子流线的分离位置可逐一对各种分离机制开展分析. 阻性分离机制要求磁雷诺数 $R_m < 1000$, 而图 7(a) 表明离子流线与磁力线分离的位置与 $R_m = 1000$ 的界面相距较远, 离子在到达该界面之前已经与磁场分离, 分离过程与阻性分离机制不符, 说明离子并不是通过垂直磁场方向的阻性扩散产生分离. 同理, 图 7(c), (d) 也表明离子在到达 $\zeta = 0.5$ 与 $\beta_f = 1$ 的界面之前也已经发生了分离, 由此判断惯性分离机制、超阿尔芬速度分离机制在分离过程中均不起主导作用, 在分离过程并不会出现很强的混合粒子效应, 也不会产生磁力线拉扯现象. 而从图 7(b) 可以看出, 离子流线与磁力线分离的位置与 $\alpha = 0.01$ 曲线较为接近. 可以判断, 在上述计

算条件下, 绝热性损失分离机制磁喷管的分离过程中起到主要作用, 说明该位置处磁场变化程度与离子运动相比较, 离子磁矩不再守恒, 所以磁场无法继续约束离子, 离子从而与磁场分离.

4.2 入口离子温度对分离过程的影响

磁等离子体发动机离子回旋共振单元可将离子温度加热到数百 eV, 入口离子温度远大于电子

温度是 MPRE 磁喷管的显著特征. 本文模型在离子方程组中添加了离子能量方程, 具备对不同离子温度算例开展模拟的能力. 本节保持其他参数与入口电子温度不变, 将离子温度设置为 10, 20, 40, 80 eV, 分析入口离子温度对分离过程的影响规律.

图 8 与图 9 分别显示了入口离子温度不同时计算区域内的离子温度分布与轴向速度 $u_{i,z}$ 分布, 图 9 中白色曲线为离子流线. 可以看出入口离子温

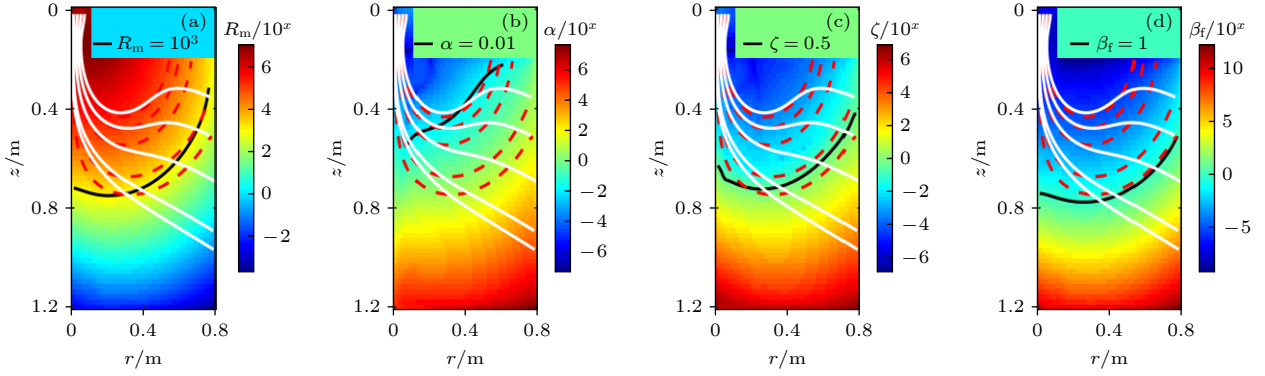


图 7 不同分离机制的无量纲参数分布 (a) R_m ; (b) α ; (c) ζ ; (d) β_t

Fig. 7. Distribution of the dimensionless parameters with different detachment mechanisms: (a) R_m ; (b) α ; (c) ζ ; (d) β_t .

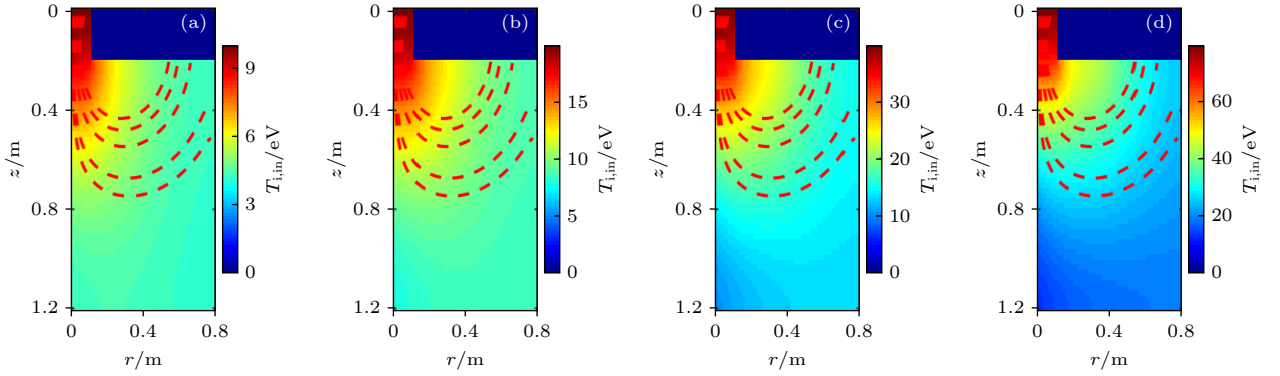


图 8 离子温度分布 (a) $T_{i,in} = 10$ eV; (b) $T_{i,in} = 20$ eV; (c) $T_{i,in} = 40$ eV; (d) $T_{i,in} = 80$ eV

Fig. 8. Distribution of the ion temperature: (a) $T_{i,in} = 10$ eV; (b) $T_{i,in} = 20$ eV; (c) $T_{i,in} = 40$ eV; (d) $T_{i,in} = 80$ eV.

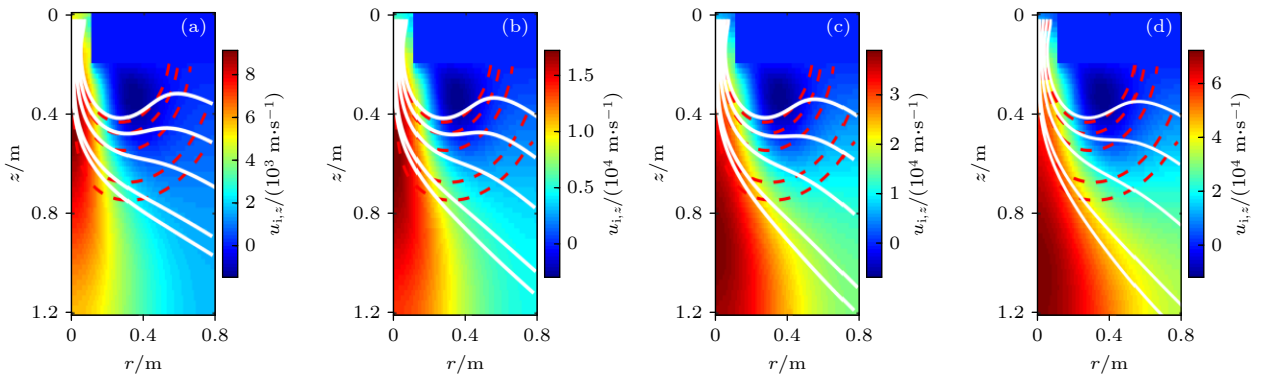


图 9 离子轴向速度 $u_{i,z}$ 分布 (a) $T_{i,in} = 10$ eV; (b) $T_{i,in} = 20$ eV; (c) $T_{i,in} = 40$ eV; (d) $T_{i,in} = 80$ eV

Fig. 9. Distribution of the ion axial velocity $u_{i,z}$: (a) $T_{i,in} = 10$ eV; (b) $T_{i,in} = 20$ eV; (c) $T_{i,in} = 40$ eV; (d) $T_{i,in} = 80$ eV.

度基本不影响离子温度分布的构型, 离子温度分布与图 4(b) 相似, 随离子向下游运动, 离子温度逐渐降低. 根据磁喷管的热压力加速机制^[6], 由于入口离子温度升高, 离子密度不变的情况下热压力增大, 离子在下游的速度不断提高, 入口温度 80 eV 时, 下游轴向离子速度最大达到了 70000 m/s.

入口离子温度 40 eV 时, 不同分离机制无量纲参数如图 10 所示. 与图 7 相比, 首先由离子流线可以看出, 入口离子温度增大后, 流线与对称轴的夹角明显减小, 流线与磁力线的分离位置更靠上游. 由于离子温度增大后使得下游离子速度增大, 相同磁场强度下磁场更难对离子进行有效约束, 使得分离现象更早出现.

此外, 对比图 7(a) 与图 10(a) 可以看出, $R_m = 1000$ 的界面位置并未随入口离子温度而变化. 其原因是由于电子温度与磁场不变的情况下, 等离子体阿尔芬速度与电阻率不变, 最终导致磁雷诺数分布不变, 所以入口离子温度的变化并不会对阻性分离过程造成影响. 而因为入口温度升高后离子速度

增大, 离子动能与拉莫尔半径增大, 导致相同位置处的 α , ζ 与 β_f 均有增大, 使得各机制的分离界面向上游移动. 图 11 给出了不同入口离子温度计算区域的 α 分布, 结果表明随入口离子温度上升, 绝热性损失机制分离界面逐渐向上游移动, 不过仍可以看出离子流线与磁力线的分离位置均与 $\alpha = 0.01$ 的曲线最为接近. 入口离子温度不同虽然会影响离子与磁力线的分离位置, 但起主导作用的仍然是绝热性损失机制.

4.3 磁场强度对分离过程的影响

为分析磁场强度对分离过程的影响规律, 保持磁场位形不变, 只改变计算区域内的磁场强度, 将磁场强度乘以系数 f_B 以改变磁场强度大小. 令 f_B 分别为 0.1, 0.4, 1.0 进行计算, 其他参数保持不变, 入口离子温度设置为 40 eV.

图 12 为不同磁场强度下计算区域内的离子轴向速度 $u_{i,z}$ 分布. 从图中可以看出磁场强度增强后, 离子轴向速度有明显的下降, f_B 从 0.1 增加到 0.4

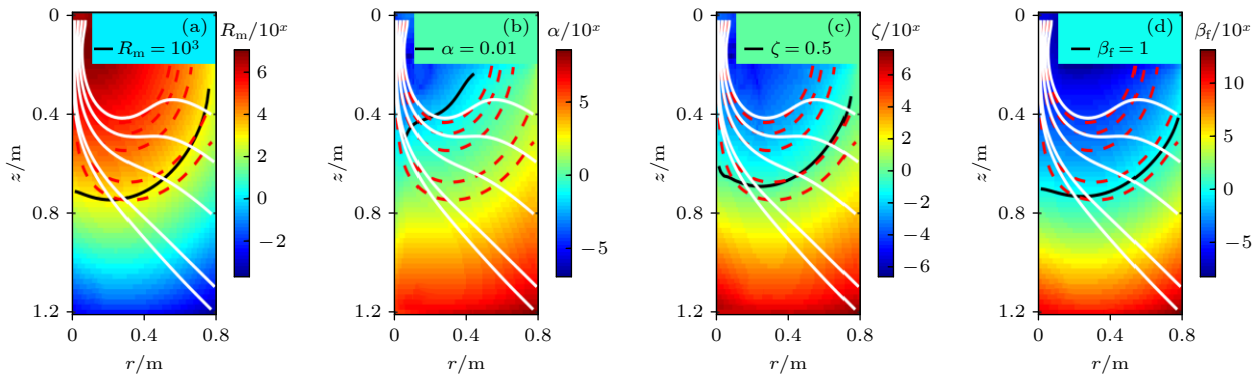


图 10 $T_{i,in} = 40$ eV 不同分离机制的无量纲参数分布 (a) R_m ; (b) α ; (c) ζ ; (d) β_f

Fig. 10. Distribution of the dimensionless parameters with different detachment mechanisms when $T_{i,in} = 40$ eV: (a) R_m ; (b) α ; (c) ζ ; (d) β_f .

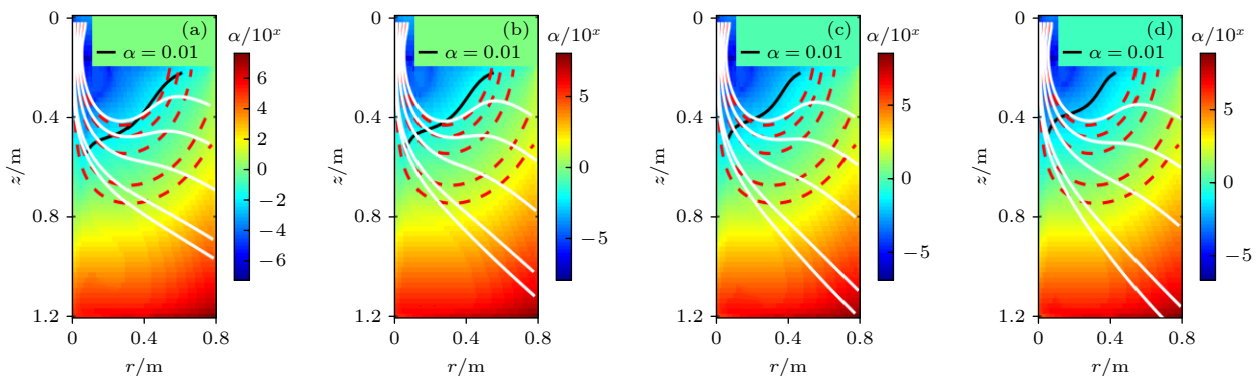


图 11 不同 $T_{i,in}$ 的 α 分布 (a) $T_{i,in} = 10$ eV; (b) $T_{i,in} = 20$ eV; (c) $T_{i,in} = 40$ eV; (d) $T_{i,in} = 80$ eV

Fig. 11. Distribution of α with different $T_{i,in}$: (a) $T_{i,in} = 10$ eV; (b) $T_{i,in} = 20$ eV; (c) $T_{i,in} = 40$ eV; (d) $T_{i,in} = 80$ eV.

后, 离子轴向速度最大值从 49219 m/s 下降到了 39181 m/s, 继续增大磁场后离子速度最大值基本不变. 这一结果表明, 磁场过大会降低磁喷管下游的离子轴向速度.

图 13 为 $f_B = 0.1$ 时不同分离机制的无量纲参数分布. 首先由图 13 中的离子流线可以看出, 磁场强度减小, 磁场对离子的约束作用减弱, 离子流线在入口段甚至没有展现出收缩形态, 且离子流线

与磁力线的分离更靠上游. 此外, 通过对比图 10 与图 12 的离子流线可以发现, 磁场增大后离子流线在下游与对称轴的夹角是有所减小的, 表明增大磁场有助于降低磁喷管中的羽流发散角.

最后, 由于磁场减小, 各种分离机制的分离面均向上游移动, 但计算结果均表示绝热性损失分离机制的分离面最靠近流线与磁力线的分离点, 进一步证明了绝热性损失分离的主导作用.

5 结 论

本文建立了针对 MPRE 磁喷管的多流体数值模型, 并在不同入口离子温度、背景磁场条件下开展了数值模拟, 探究了不同条件下的等离子体与磁场分离规律及主导分离的物理机制, 得出的结论如下:

- 1) 磁喷管中离子向下游运动的过程中密度与温度逐渐减小, 轴向速度上升, 与磁力线逐渐分离;
- 2) 阻性分离、绝热性损失分离、惯性分离与超阿尔芬速度分离这四种机制中, 绝热性损失分离机制在分离过程中起主导作用;
- 3) 入口离子温度升高不会对阻性分离机制产生影响, 其他分离机制的分离界面均向上游移动, 离子与磁力线更早地产生分离;
- 4) 背景磁场增强后, 下游离子速度减小, 流线与对称轴的夹角减小, 各种分离机制中绝热性损失分离机制仍起主要作用.

参考文献

- [1] Yu D R, Qiao L, Jiang W J, Liu H 2020 *J. Propuls. Technol.* **41** 1 (in Chinese) [于达仁, 乔磊, 蒋文嘉, 刘辉 2020 推进技术 **41** 1]
- [2] Chang F R, Fisher J L 1982 *Nucl. Fusion* **22** 8
- [3] Chang F R, Giambusso M, Corrigan A M H, Dean L O, Warrayat M F 2022 *37th International Electric Propulsion Conference* Cambridge, USA, June 19–23, 2022 pp1–10
- [4] Long J F, Zhang T P, Yang W, Sun M M, Jia Y H, Liu M Z 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 011901 (in Chinese) [龙建飞, 张天平, 杨威, 孙明明, 贾艳辉, 刘明正 2018 物理学报 **67** 011901]
- [5] Duan P, Cao A N, Shen H J, Zhou X W, Qin H J, Liu J Y, Qing S W 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 205205 (in Chinese) [段萍, 曹安宁, 沈鸿娟, 周新维, 覃海娟, 刘金远, 卿绍伟 2013 物理学报 **62** 205205]
- [6] Longmier B, Squire J, Olsen C 2012 *48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* Atlanta, Georgia, July 29–August 1, 2012 pp1–14
- [7] Zhang H L, Zhang T P, Wang T 2018 *Vac. Cryogen.* **24** 4 (in Chinese) [张海亮, 张天平, 王涛 2018 真空与低温 **24** 4]
- [8] Ramos J J, Merino M, Ahedo E 2018 *Phys. Plasmas* **25** 061206

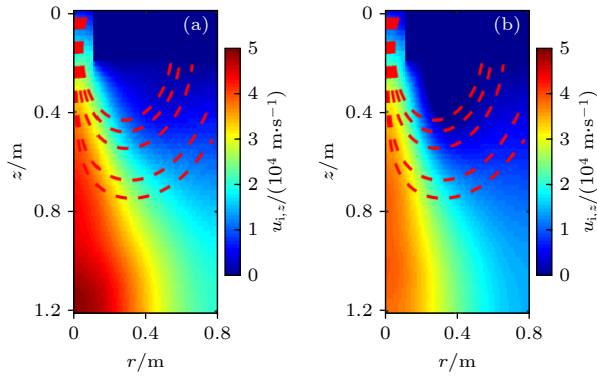


图 12 离子轴向速度 $u_{i,z}$ 分布 (a) $f_B = 0.1$; (b) $f_B = 0.4$
Fig. 12. Distribution of the ion axial velocity $u_{i,z}$: (a) $f_B = 0.1$; (b) $f_B = 0.4$.

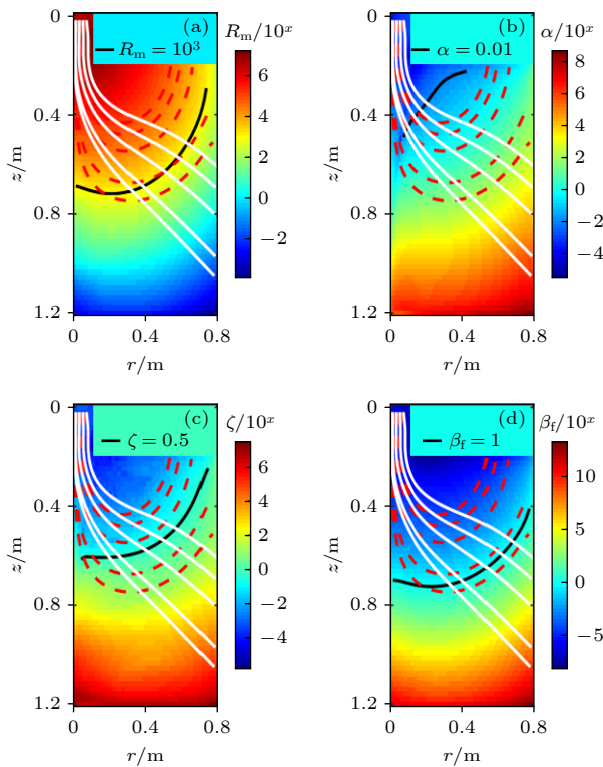


图 13 $f_B = 0.1$ 不同分离机制的无量纲参数分布 (a) R_m ; (b) α ; (c) ζ ; (d) β_T
Fig. 13. Distribution of the dimensionless parameters with different detachment mechanisms when $f_B = 0.1$: (a) R_m ; (b) α ; (c) ζ ; (d) β_T .

- [9] Merino M, Nuez J, Ahedo E 2021 *Plasma Sources Sci. Technol.* **30** 115006
- [10] Little J M, Choueiri E Y 2010 *46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* Nashville, TN, July 25–28, 2010 pp1–14
- [11] Moses R W, Gerwin R A, Schoenberg K F 1992 *AIP Conf. Proc.* **246** 1293
- [12] Merino M, Ahedo E 2011 *Phys. Plasmas* **18** 053504
- [13] Dimov G I, Taskaev S Y 2000 *27th EPS Conference on Control Fusion and Plasma Physics* Budapest, June 12–16, 2000 pp464–467
- [14] Ahedo E, Merino M 2010 *46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* Nashville, TN, July 25–28, 2010 pp1–12
- [15] Merino M, Ahedo E 2011 *47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* San Diego, California, July 31–August 3, 2011 pp1–11
- [16] Hooper E B 1993 *J. Propul. Power* **9** 758
- [17] Arefiev A V, Breizman B N 2005 *Phys. Plasmas* **12** 043504
- [18] Little J M, Choueiri E Y 2011 *47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* San Diego, California, July 31–August 3, 2011 pp1–12
- [19] Ilin A V, Chang F R, Squire J P, Tarditi A G 2002 *40th AIAA Aerospace Sciences Meeting & Exhibit* Reno, NV, January 14–17, 2002 pp1–11
- [20] Longmier B W, Cassady L D, Ballenger M G, Cater M D, Chang F R, Glover T W, Ilin A V, McCaskill G E, Olsen C S, Squire J P 2011 *J. Propul. Power* **27** 915
- [21] Olsen C S, Ballenger M G, Carter M D, Chang Díaz F R, Giambusso M, Glover T W, Ilin A V, Squire J P, Longmier B W, Bering E A, Cloutier P A 2015 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 252
- [22] Zhang Z Z 2019 *M. S. Thesis* (Dalian: Dalian University of Technology) (in Chinese) [赵转转 2019 硕士学位论文 (大连: 大连理工大学)]
- [23] Boris J P, Landsberg A M, Oran E S, Gardner J H 1993 *LCPFCT-A Flux-Corrected Transport Algorithm for Solving Generalized Continuity Equations*
- [24] Wu M Y, Xiao C J, Liu Y, Xu M, Tan C 2022 *Plasma Sci. Technol.* **24** 055002
- [25] Lafleur T, Cannat F, Jarrige J, Elias P Q, Packan D 2015 *Plasma Sources Sci. Technol.* **24** 065013

Fluid simulation for detachment process in magnetic nozzle of magnetoplasma rocket engine

Yang Zhen-Yu Zhang Yuan-Zhe Fan Wei

Yang Guang-Jie Han Xian-Wei[†]

(*Shanxi Key Laboratory of Plasma Physics and Applied Technology, Xi'an Aerospace Propulsion Institute, Xi'an 710100, China*)

(Received 27 November 2023; revised manuscript received 20 March 2024)

Abstract

Magnetoplasma rocket engine has a broad application prospect in the deep space exploration, manned space flight and other space missions. The ion energy is converted into the directed velocity in the magnetic nozzle of the engine. The investigation into the detachment process of the plasma with the magnetic field is of great significance for improving the engine propulsion efficiency. However, there are roughly five kinds of physical mechanisms which can all contribute to the detachment process and make the detachment in the magnetic nozzle quite complicated. Furthermore, the ion temperature is much higher than the electron temperature in the magnetic nozzle of the magnetoplasma rocket engine due to the heating effect of the ion cyclotron resonance stage. As a result, previous numerical model which were based on the assumption of cold ions are unapplicable for the simulation of the engine. In this work, a fluid simulation model is developed which is used for simulating the magnetic nozzle in the magnetoplasma rocket engine. The model includes the electron and the ion of single charge. For the characteristics of the magnetoplasma rocket engine, the ion energy equation is added into the governing equations. In order to analyze the effect of the inertial detachment, the static electric field due to the charge separation is also included. The simulations are performed under the conditions of different inlet ion temperatures and background magnetic fields. The results show that the ion axial velocity gradually increases in the magnetic nozzle and the ion stream lines detach from the magnetic field lines gradually. The loss of adiabaticity is the dominant mechanism in the detachment process. The ion axial velocity increases with the inlet ion temperature rising, and the ion streamlines detach earlier from the magnetic field lines. The resistive diffusion is unaffected by the inlet ion temperature while the detachment interfaces of other three mechanisms all move toward the upstream. With the increase of the background magnetic field, ion axial velocity decreases and the angle included between the streamline and the axis becomes smaller. The loss of adiabaticity is still the dominant physical mechanism when the magnetic field is changed.

Keywords: magnetoplasma rocket engine, magnetic nozzle, plasma detachment, fluid simulation

PACS: 52.25.Xz, 52.20.Dq, 52.65.-y

DOI: [10.7498/aps.73.20231862](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231862)

[†] Corresponding author. E-mail: hxwmpt@sina.com

磁等离子体发动机中磁喷管分离过程的流体模拟

杨振宇 张元哲 范威 杨广杰 韩先伟

Fluid simulation for detachment process in magnetic nozzle of magnetoplasma rocket engine

Yang Zhen-Yu Zhang Yuan-Zhe Fan Wei Yang Guang-Jie Han Xian-Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 105201 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231862

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231862>

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

相位角对容性耦合电非对称放电特性的影响

Effect of phase angle on plasma characteristics in electrically asymmetric capacitive discharge

物理学报. 2018, 67(22): 225203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181400>

外磁场作用下的磁等离子体动力学过程仿真

Simulation of magnetoplasma dynamic process with applied magnetic field

物理学报. 2022, 71(5): 055204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211383>

纵磁作用下真空电弧单阴极斑点等离子体射流三维混合模拟

Three-dimensional hybrid simulation of single cathode spot vacuum arc plasma jet under axial magnetic field

物理学报. 2021, 70(5): 055201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201701>

星光III装置上材料动态压缩过程的激光质子照相实验研究

Experimental study on the dynamic compression of materials at XGIII facility by laser proton photography

物理学报. 2022, 71(19): 195202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220919>

具有非广延分布电子的碰撞等离子体磁鞘的结构

Structure of collisional magnetized plasma sheath with non-extensive distribution of electrons

物理学报. 2021, 70(1): 015201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200794>

HL-2A中环向旋转影响等离子体对共振磁扰动的响应过程

Effect of toroidal rotation on plasma response to resonant magnetic perturbations in HL-2A

物理学报. 2020, 69(19): 195201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200519>