真空储氢离子源中等离子体扩散机制的三维仿真研究

张哲丰　王立军　陈洁立　王泓鉴　王翔宇

（西安交通大学 电工材料电气绝缘全国重点实验室　西安 710049）

摘要　真空储氢离子源作为中子发生器、强流加速器的核心部件之一，可以为加速器提供足够强度的离子束流。本文针对采用储氢阴极的真空离子源中等离子体的扩散过程，构建了一种基于磁流体动力学理论的三维三流体模型，对使用 $ZrD_{0.67}$ 阴极的离子源内氘粒子与锆粒子空间分布差异的形成机理进行研究。模型中将电子、氘元素粒子及锆元素粒子设定为不同的流体，分别计算三种流体各自的数密度、速度、温度等特性。计算中考虑不同元素粒子间的相互作用及同种元素粒子电离复合过程。仿真结果表明，储氢离子源产物中氘元素粒子的速度、密度、温度及通量分布更均匀；其与其他元素粒子参数的空间分布差异，随与阴极距离增大而显著。该差异源于氘粒子质量较轻：一方面使其更易受等离子体压力膨胀影响；另一方面带来更高热导率与黏性系数，进而促成均匀分布。三维仿真结果与实验数据高度吻合，为真空弧放电中不同元素粒子扩散分离现象提供理论依据。

关键词　真空离子源，三流体模型，$ZrD_{0.67}$，粒子分离

中图分类号　TL503.4

DOI: 10.3724/j.0253-3219.2026.hjs.49.250341

CSTR: 32193.14.hjs.CN31-1342/TL.2026.49.250341

3D simulation study on plasma diffusion process in vacuum hydrogen ion source

ZHANG Zhefeng　WANG Lijun　CHEN Jieli　WANG Hongjian　WANG Xiangyu

(*State Key Laboratory of Electrical Insulation and Power Equipment*, *Xi'an Jiaotong University*, *Xi'an 710049*, *China*)

Abstract　**[Background]** Unlike charged particles such as electrons and protons, neutrons do not undergo Coulomb interactions with matter, making them particularly suitable for detecting light elements like H, O, and C. As one of the core components of neutron generators, vacuum hydrogen ion sources can provide accelerators with ion beams of sufficient intensity to bombard target materials and generate high-yield neutrons. **[Purpose]** This study aims to investigate the formation and mechanism of spatial distribution differences among particles of various elemental species in the plasma generated by a vacuum ion source with a $ZrD_{0.67}$ cathode during the plasma diffusion process. **[Methods]** Firstly, a three-dimensional (3D) three-fluid model was established on the basis of the magnetohydrodynamics (MHD) theory, with electrons, deuterium particles, and zirconium particles defined as three distinct fluid components. Then, the distribution characteristics of key physical properties (number density, velocity, and temperature) of each fluid were calculated separately. Finally, interactions between particles of different elements and the ionization-recombination processes of same-element particles were fully incorporated to ensure simulation

国家自然科学基金(No.52377157)资助

第一作者：张哲丰，男，1997年出生，2020年毕业于四川大学，现为博士研究生，研究领域为真空弧离子源

通信作者：王立军，E-mail：lijunwang@mail.xjtu.edu.cn

收稿日期：2025-09-08，修回日期：2025-12-13

Supported by National Natural Science Foundation of China (No.52377157)

First author: ZHANG Zhefeng, male, born in 1997, graduated from Sichuan University in 2020, doctoral student, focusing on vacuum arc ion sources

Corresponding author: WANG Lijun, E-mail: lijunwang@mail.xjtu.edu.cn

Received date: 2025-09-08, revised date: 2025-12-13

accuracy. **[Results]** Simulation results show that the velocity, density, temperature, and flux distributions of deuterium particles in the products of the hydrogen-storage ion source are more uniform; the differences in the spatial distributions of parameters between deuterium particles and particles of other elements become significant as the distance from the cathode increases. Specifically, on the anode side, the number density of zirconium particles at the edge is less than 60% of that at the central axis, while the number density of deuterium particles at the edge remains above 90% of that at the central axis. The axial velocities of zirconium particles at these two positions are almost equal, whereas the axial velocity of deuterium particles at the central axis is 1 500 $m \cdot s^{-1}$ faster than that at the edge. Additionally, at the central axis, the particle flux of deuterium is 52% of that of zirconium. **[Conclusions]** This difference stems from the low mass of deuterium particles which not only makes it more susceptible to the expansion effect of plasma pressure, but also results in higher thermal conductivity and viscosity coefficient, which in turn contributes to the uniform distribution. The three-dimensional simulation results of this study are highly consistent with the experimental data, providing a theoretical basis for the diffusion and separation phenomenon of particles of different elements in vacuum arc discharge.

Key words Vacuum arc ion source, Three-fluid model, $ZrD_{0.67}$, Particle separation

真空弧离子源能够产生高密度、高纯度且高电离度的等离子体束流，在涂层沉积[1–2]、表面材料改性、核聚变装置及小型粒子加速器等领域有着广泛应用[3–4]。复合材料阴极的应用，使得该类设备可以产生包含不同元素粒子的等离子体流，进一步拓展了其应用场景。其中，使用氘化物阴极的离子源凭借其独特优势，可作为中子发生器、强流加速器的核心部件，已在石油探井、爆炸物检测及聚变反应等领域得到应用[5–11]。

在开展使用复合阴极材料的真空弧离子源相关实验时，研究人员发现不同元素粒子的扩散机制存在差异[12–17]，致使其密度、速度等参数的空间分布上有所不同。其中，质量较轻的粒子在扩散过程中会达到更高的速度，其空间分布也更加均匀。在靠近扩散区域中心轴的位置，质量较轻粒子的占比往往低于其在阴极材料中的占比；而在远离中心轴的区域，较轻粒子的占比会显著提高。同种元素不同价态粒子的速度、密度及通量等的空间分布则不存在显著差异，这可能是因为同种元素的粒子在扩散过程中受到了近乎相同的压力梯度力作用，且频繁的电离复合过程减弱了电荷态差异的影响[18–19]。在实际应用中，不同元素粒子的产率及比例直接影响着设备性能，因此研究多元素真空弧等离子体中的粒子分离现象具有重要意义。

受实验设备和方法的限制，当前的实验研究主要关注使用复合材料阴极离子源的产物特性，难以深入探究小时间、空间尺度下粒子分离现象产生的机理。为此，相关研究人员开始借助建模、仿真的方法开展研究。目前，已有一些模型用于研究真空储氢离子源放电过程中等离子体的扩散过程[20–23]。Barengolts 等[20] 建立了二维磁流体动力学（Magnetohydrodynamics，MHD）模型，对近阴极区域斑点射流等离子体中各组分的扩散特性进行了仿真研究，仿真尺度为微米级，结果显示在近阴极区域，等离子体数密度达到了 10^{23} m^{-3}，不同元素粒子间的高频碰撞使得它们各物理参数的空间分布相近，并未出现粒子分离现象。Sun 等[21–22]使用二维多流体模型，对采用储氢阴极的真空弧离子源中近阴极区域与扩散区域的等离子体扩散行为进行了仿真研究，结果表明粒子分离现象主要出现在扩散区域，较高的黏性系数和热导率是导致轻粒子分布更均匀的主要因素。

然而，二维模型存在不可忽视的局限性。二维平面模型在用于仿真等离子体扩散过程时，会缺少一维自由度，从而导致量化计算不够准确。对于二维旋转对称模型，无法精确描述多阴极斑点时射流碰撞的现象，也难以准确研究离子源中的偏烧现象。此外，二维模型对于存在外加调控磁场时放电电弧中粒子旋转运动的现象也无法准确计算。鉴于此，本文基于 MHD 理论建立了三维三流体模型，旨在仿真研究真空储氢离子源中粒子的扩散机制以及轻重粒子分离的机理。本模型将不同元素的粒子考虑为不同种流体，从而实现对各种粒子物理特性空间分布的分别计算，并考虑了各粒子间的换热、摩擦等相互作用。模型使用麦克斯韦方程组以及广义欧姆定律计算电流及其自生磁场的分布，通过安培环路定理计算阴极边界与侧边界的磁场分布，确保了等离子体扩散区域的电流守恒。模型中还考虑了各元素粒子的电离复合过程，提高了能量计算的准确性。

本文建立的基于磁流体动力学的三维三流体模型适用于研究工况的依据为[24]：一方面，计算区域内等离子体数密度足够高，德拜长度远小于计算区域

尺度，等离子体满足准中性条件，且电子平均自由程远小于计算区域尺度，为流体理论近似提供了支撑[25]；另一方面，针对计算区域等离子体不满足局部热力学平衡的特点，模型已实现不同粒子温度分布的分别计算；此外，仿真中等离子体平均碰撞时间远短于其穿越电极的时间，且实验中放电处于稳定阶段，因此本文使用稳态模型简化计算[26]。

1 物理模型

本文使用的物理模型如图1所示，计算区域参考了Nikolaev的真空储氢离子源放电实验[24]。模型中，阴极侧的直径为14 mm，阳极侧直径为140 mm，高为88 mm。其中，阴极侧为等离子体入口，对应实验中阴极斑点射流混合区上边界，即阴极斑点产生的等离子体射流已完成混合。阳极侧为离子源的出口[27]。仿真中，电弧电流设定为100 A，阴极侧入射的粒子包括电子、锆元素粒子及氘元素粒子。电子的计算基于广义欧姆定律和麦克斯韦方程组。上述三种粒子被视为三种不同的流体，以分别得到其各自物理参数的空间分布。

综上所述，阴极侧边界条件如下：各元素粒子的数密度分布均遵循相同的高斯分布函数，其中锆元素的烧蚀率取36.3 μg·C^{-1}[27-28]，氘元素粒子数密度为锆的67%[29]。两种元素粒子轴向速度均设定为1.54×10^4 m·s^{-1}[28, 30]，粒子温度均为0.5 eV，电子温度为1.5 eV[31-32]，锆元素各电荷态粒子的占比为：Zr原子为10%、Zr^{1+}为1%、Zr^{2+}为42%、Zr^{3+}为40%以及Zr^{4+}为7%[33]。氘元素各粒子的占比为：D_2为95%、D^+为5%[34]。

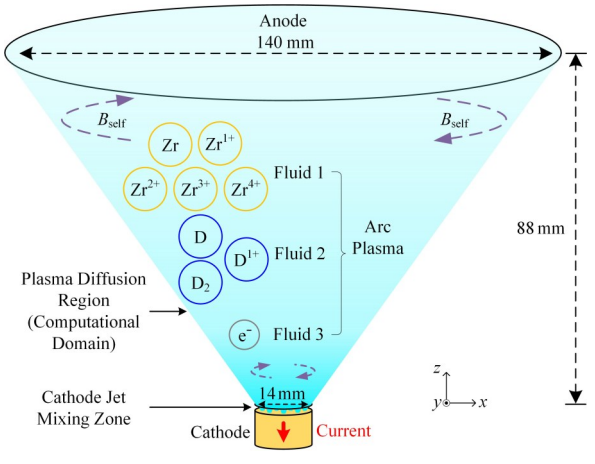


图1 物理模型展示（彩图见网络版）

Fig.1 Illustration of physical model (color online)

2 数学模型

本文使用数学模型所需参数的符号表达式如表1所示，其中s为粒子的种类，包括锆元素粒子（Zr）与氘元素粒子（D），e表示电子，j表示不同价态。

基于MHD理论的基本假设[23]，本文建立的三维三流体模型中需要求解的方程如下：

不同元素粒子的连续性方程：

$$\nabla\cdot(n_{\mathrm{Zr}}\overrightarrow{u_{\mathrm{Zr}}})=0 \tag{1}$$

$$\nabla\cdot(n_{\mathrm{D}}\overrightarrow{u_{\mathrm{D}}})=0 \tag{2}$$

而电子的连续性由电流守恒及等离子体电中性的计算保证。

电离复合反应方程[35-36]：

$$\dot{n}_{sj}=\alpha_{sj}n_{sj}n_{\mathrm{e}}-\beta_{isj}n_{s(j+1)}n_{\mathrm{e}}^2 \tag{3}$$

$$\alpha=2.6\times10^{-21}\left(\frac{W_{\mathrm{H}}}{W_{sj}}\right)^3 kT_{\mathrm{e}}\sqrt{\frac{8kT_{\mathrm{e}}}{\pi m_{\mathrm{e}}}}\left(\frac{W_{sj}}{kT_{\mathrm{e}}}+2\right)\cdot\exp\left(-\frac{W_{sj}}{kT_{\mathrm{e}}}\right) \tag{4}$$

$$\beta=2.6\times10^{-21}\left(\frac{W_{\mathrm{H}}}{W_{sj}}\right)^3\left(\frac{W_{sj}}{kT_{\mathrm{e}}}+2\right)\frac{h^3}{2\pi e m_{\mathrm{e}}^2} \tag{5}$$

电中性方程：

$$n_{\mathrm{e}}=n_{\mathrm{Zr1}}+2n_{\mathrm{Zr2}}+3n_{\mathrm{Zr3}}+4n_{\mathrm{Zr4}}+n_{\mathrm{D1}} \tag{6}$$

不同元素粒子的动量守恒方程：

$$\nabla\cdot(m_{\mathrm{Zr}}n_{\mathrm{Zr}}\overrightarrow{u_{\mathrm{Zr}}}\overrightarrow{u_{\mathrm{Zr}}})=-\nabla p_{\mathrm{Zr}}+z_{\mathrm{Zr}}en_{\mathrm{Zr}}\vec{E}+z_{\mathrm{Zr}}en_{\mathrm{Zr}}[\overrightarrow{u_{\mathrm{Zr}}}\times\vec{B}]+\nabla\cdot(\overline{\overline{\tau}}_{\mathrm{Zr}})+\overrightarrow{R_{\mathrm{Zr}}}+z_{\mathrm{Zr}}n_{\mathrm{Zr}}\overrightarrow{R_{\mathrm{Zre}}^{\mathrm{T}}} \tag{7}$$

$$\nabla\cdot(m_{\mathrm{D}}n_{\mathrm{D}}\overrightarrow{u_{\mathrm{D}}}\overrightarrow{u_{\mathrm{D}}})=-\nabla p_{\mathrm{D}}+z_{\mathrm{D}}en_{\mathrm{D}}\vec{E}+z_{\mathrm{D}}en_{\mathrm{D}}[\overrightarrow{u_{\mathrm{D}}}\times\vec{B}]+\nabla\cdot(\overline{\overline{\tau}}_{\mathrm{D}})+\overrightarrow{R_{\mathrm{D}}}+z_{\mathrm{D}}n_{\mathrm{D}}\overrightarrow{R_{\mathrm{De}}^{\mathrm{T}}} \tag{8}$$

$$\nabla\cdot(m_{\mathrm{e}}n_{\mathrm{e}}\overrightarrow{u_{\mathrm{e}}}\overrightarrow{u_{\mathrm{e}}})=0=-\nabla p_{\mathrm{e}}-en_{\mathrm{e}}E-en_{\mathrm{e}}[\overrightarrow{u_{\mathrm{e}}}\times\vec{B}]+\nabla\cdot(\overline{\overline{\tau}}_{\mathrm{e}})-\overrightarrow{R_{\mathrm{e}}}-n_{\mathrm{e}}\overrightarrow{R_{se}^{\mathrm{T}}} \tag{9}$$

式（7）、（8）和（9）右侧的第一项为各元素粒子受到的自生压力梯度力，第二项为电场力，第三项为洛伦兹力，第四项为黏性力，第五项为不同元素粒子之间的摩擦力，最后一项为热动力[37]。由于电子的质量远小于其他元素粒子，其动量及动量的变化量均被认为0。

将电子的动量守恒方程按比例拆分并分别与其他元素粒子的动量守恒方程相加，能够有效地简化计算，例如消除电场力及热动力项：

$$\nabla\cdot(m_{\mathrm{Zr}}n_{\mathrm{Zr}}\overrightarrow{u_{\mathrm{Zr}}}\overrightarrow{u_{\mathrm{Zr}}})=-\nabla p_{\mathrm{Zr}}-\frac{z_{\mathrm{Zr}}n_{\mathrm{Zr}}}{n_{\mathrm{e}}}\nabla p_{\mathrm{e}}+\nabla\cdot(\overline{\overline{\tau}}_{\mathrm{Zr}})+\frac{z_{\mathrm{Zr}}n_{\mathrm{Zr}}}{n_{\mathrm{e}}}(\vec{j}\times\vec{B})+\overrightarrow{R_{\mathrm{Zr}}}-\frac{z_{\mathrm{Zr}}n_{\mathrm{Zr}}}{n_{\mathrm{e}}}\overrightarrow{R_{\mathrm{e}}} \tag{10}$$

表1　物理参数
Table 1　Physical parameters

符号 Symbol	含义 Meaning	符号 Symbol	含义 Meaning
n_s	*s*粒子的数密度 Total number density of species *s*	m_s	*s*粒子的质量 Average mass of species *s*
$\vec{u}_s$	*s*粒子的速度 Average velocity of species *s*	$\dot{n}_{sj}$	*j*价态*s*粒子的净电离率 Net ionization rate
T_s	*s*粒子的温度 Temperature of species *s*	p_s	*s*粒子的压力 Total pressure of species *s*
λ_s	*s*粒子的热导率 Thermal conductivity of species *s*	z_s	s粒子的平均价态 Average ion charge state
α_{sj}	*j*价态*s*粒子的电离率系数 Ionization rate coefficient	β_{sj}	*j*价态*s*粒子的复合率系数 Recombination rate coefficient
W_{H}	氢的电离能 Ionization energy of hydrogen	W_{sj}	*j*价态*s*粒子的电离能 Ionization energy
k	玻尔兹曼常数 Boltzmann constant	h	普朗克常数 Planck constant
e	单位电荷 Unit charge	$\vec{E}$	电场强度 Electric field
$\vec{B}$	磁场强度 Magnetic field	$\overline{\overline{\tau}}_s$	*s*粒子的黏性应力 Viscous stress of species *s*
$\vec{R}_s$	*s*粒子受到的摩擦力 Friction force of species *s*	$\vec{R}_{se}^{\mathrm{T}}$	*s*粒子与电子间的热力 Thermal force between ions and electrons
ν_{ss}	不同粒子间的碰撞频率 Collision frequency between different species	σ_{ss}	不同粒子间的碰撞截面 Collision cross section between different species
Q_{ss}	不同粒子间的热量传递 Energy transferred between different species	$\ln\Lambda$	库伦对数 Coulomb logarithm
σ	电导率 Electric conductivity	μ_0	真空磁导率 Vacuum permeability
$\vec{J}$	电流密度 Current density	g_{T}	常数1.5 Constant 1.5

$$\nabla\cdot(m_{\mathrm{D}}n_{\mathrm{D}}\vec{u}_{\mathrm{D}}\vec{u}_{\mathrm{D}}) = -\nabla p_{\mathrm{D}} - \frac{z_{\mathrm{D}}n_{\mathrm{D}}}{n_{\mathrm{e}}}\nabla p_{\mathrm{e}} + \nabla\cdot(\overline{\overline{\tau}}_{\mathrm{D}}) + \frac{z_{\mathrm{D}}n_{\mathrm{D}}}{n_{\mathrm{e}}}(\vec{j}\times\vec{B}) + \vec{R}_{\mathrm{D}} - \frac{z_{\mathrm{D}}n_{\mathrm{D}}}{n_{\mathrm{e}}}\vec{R}_{\mathrm{e}} \tag{11}$$

其中，由于各元素粒子均被视为理想气体，其状态方程可由理想气体方程给出：

$$p_s = n_s k T_s \tag{12}$$

不同元素之间的碰撞频率则可表示为（以元素a与b为例）[35–36]：

$$\nu_{\mathrm{ab}} = \frac{4}{3}\sigma_{\mathrm{ab}}n_{\mathrm{b}}\sqrt{\frac{8kT_{\mathrm{ab}}}{\pi m_{\mathrm{ab}}}} \tag{13}$$

其中碰撞截面及T_{ab}和m_{ab}分别表达为[38–39]：

$$\sigma_{\mathrm{ab}} = \frac{Z_{\mathrm{a}}^2Z_{\mathrm{b}}^2e^4\ln\Lambda}{32\pi\varepsilon_0^2(kT_{\mathrm{e}})^2},\quad T_{\mathrm{ab}} = \frac{m_{\mathrm{a}}T_{\mathrm{b}} + m_{\mathrm{b}}T_{\mathrm{a}}}{m_{\mathrm{a}} + m_{\mathrm{b}}},\quad m_{\mathrm{ab}} = \frac{m_{\mathrm{a}}m_{\mathrm{b}}}{m_{\mathrm{a}} + m_{\mathrm{b}}} \tag{14}$$

由于电子与氘元素粒子的质量均远小于锆元素粒子的质量，各元素粒子间的碰撞频率可简化表达为：

$$\nu_{\mathrm{eZr}} = \frac{(\ln\Lambda/10)z_{\mathrm{Zr}}^2n_{\mathrm{Zr}}}{3.5\times10^{10}T_{\mathrm{e}}^{3/2}} \tag{15}$$

$$\nu_{\mathrm{eD}} = \frac{(\ln\Lambda/10)n_{\mathrm{D}}}{3.5\times10^{10}T_{\mathrm{e}}^{3/2}} \tag{16}$$

$$\nu_{\mathrm{DZr}} = \nu_{\mathrm{eZr}}\cdot\frac{m_{\mathrm{e}}^{1/2}T_{\mathrm{e}}^{3/2}}{m_{\mathrm{D}}^{1/2}T_{\mathrm{D}}^{3/2}} \tag{17}$$

由于在本文仿真工况下，等离子体中各元素粒子主要以离子的形式存在，因此各粒子间的碰撞主要以库伦碰撞为主，而忽略了二元碰撞。

各元素粒子受到其他元素粒子的摩擦力可以表示为[40]：

$$R_{\mathrm{Zr}} = m_{\mathrm{e}}n_{\mathrm{e}}\nu_{\mathrm{eZr}}(\vec{u}_{\mathrm{e}} - \vec{u}_{\mathrm{Zr}}) + n_{\mathrm{D}}n_{\mathrm{Zr}}\nu_{\mathrm{DZr}}(\vec{u}_{\mathrm{D}} - \vec{u}_{\mathrm{Zr}}) \tag{18}$$

$$R_{\mathrm{D}} = m_{\mathrm{e}}n_{\mathrm{e}}\nu_{\mathrm{eD}}(\vec{u}_{\mathrm{e}} - \vec{u}_{\mathrm{D}}) - m_{\mathrm{D}}n_{\mathrm{Zr}}\nu_{\mathrm{DZr}}(\vec{u}_{\mathrm{D}} - \vec{u}_{\mathrm{Zr}}) \tag{19}$$

$$R_{\mathrm{e}} = -m_{\mathrm{e}}n_{\mathrm{e}}\nu_{\mathrm{eZr}}(\vec{u}_{\mathrm{e}} - \vec{u}_{\mathrm{Zr}}) - m_{\mathrm{e}}n_{\mathrm{e}}\nu_{\mathrm{eD}}(\vec{u}_{\mathrm{e}} - \vec{u}_{\mathrm{D}}) \tag{20}$$

锆元素与氘元素粒子的能量守恒方程表达式为：

$$\nabla\cdot\left(\left(\frac{3}{2}n_{\mathrm{Zr}}kT_{\mathrm{Zr}}+\frac{1}{2}m_{\mathrm{Zr}}n_{\mathrm{Zr}}\overrightarrow{u_{\mathrm{Zr}}}\overrightarrow{u_{\mathrm{Zr}}}\right)\overrightarrow{u_{\mathrm{Zr}}}\right)-\nabla\cdot\left(\lambda_{\mathrm{Zr}}\nabla T_{\mathrm{Zr}}\right)+\nabla\cdot\left(p_{\mathrm{Zr}}\overrightarrow{u_{\mathrm{Zr}}}\right)=$$
$$z_{\mathrm{Zr}}en_{\mathrm{Zr}}\overrightarrow{u_{\mathrm{Zr}}}\cdot\vec{E}+\nabla\cdot\left(\overline{\overline{\tau}}_{\mathrm{Zr}}\cdot\overrightarrow{u_{\mathrm{Zr}}}\right)+\overrightarrow{R_{\mathrm{Zr}}}\cdot\overrightarrow{u_{\mathrm{Zr}}}+Q_{\mathrm{DZr}}+Q_{\mathrm{eZr}}+m_{\mathrm{D}}n_{\mathrm{D}}v_{\mathrm{DZr}}\left(\overrightarrow{u_{\mathrm{D}}}-\overrightarrow{u_{\mathrm{Zr}}}\right)^2\cdot\frac{1}{2} \tag{21}$$

$$\nabla\cdot\left(\left(\frac{3}{2}n_{\mathrm{D}}kT_{\mathrm{D}}+\frac{1}{2}m_{\mathrm{D}}n_{\mathrm{D}}\overrightarrow{u_{\mathrm{D}}}\overrightarrow{u_{\mathrm{D}}}\right)\overrightarrow{u_{\mathrm{D}}}\right)-\nabla\cdot\left(\lambda_{\mathrm{D}}\nabla T_{\mathrm{D}}\right)+\nabla\cdot\left(p_{\mathrm{D}}\overrightarrow{u_{\mathrm{D}}}\right)=$$
$$z_{\mathrm{D}}en_{\mathrm{D}}\overrightarrow{u_{\mathrm{D}}}\cdot\vec{E}+\nabla\cdot\left(\overline{\overline{\tau}}_{\mathrm{D}}\cdot\overrightarrow{u_{\mathrm{D}}}\right)+\overrightarrow{R_{\mathrm{D}}}\cdot\overrightarrow{u_{\mathrm{D}}}-Q_{\mathrm{DZr}}+Q_{\mathrm{eD}}+m_{\mathrm{D}}n_{\mathrm{D}}v_{\mathrm{DZr}}\left(\overrightarrow{u_{\mathrm{D}}}-\overrightarrow{u_{\mathrm{Zr}}}\right)^2\cdot\frac{1}{2} \tag{22}$$

其中，方程左侧的第三项为流体中的传热项，第四项以及右侧的第一项、第二项和第三项分别对应动量方程中相应力的能量。右侧的第四项和第五项是不同元素粒子之间的传热，第六项为各元素粒子之间摩擦产生的热量。离子与电子之间摩擦产生的热量为焦耳热，在电子能量守恒方程中体现。

本文研究的工况下，电弧等离子体的数密度较小，因此并非处于局部热力学平衡（Local Thermodynamic Equilibrium，LTE），需要分别考虑电子温度和其他粒子种类的温度。电子的能量守恒方程如下：

$$\nabla\cdot\left(\left(\frac{3}{2}n_{\mathrm{e}}kT_{\mathrm{e}}\right)\overrightarrow{u_{\mathrm{e}}}\right)+\nabla\cdot\left(-\lambda_{\mathrm{e}}\nabla T_{\mathrm{e}}\right)+\nabla\cdot\left(p_{\mathrm{e}}\overrightarrow{u_{\mathrm{e}}}\right)=$$
$$-Q_{\mathrm{eZr}}-Q_{\mathrm{eD}}+\frac{J^2}{\sigma}-\sum_{j=0}^{4}W_{\mathrm{Zrj}}\dot{n}_{\mathrm{Zrj}}-\sum_{j=0}^{1}W_{\mathrm{Dj}}\dot{n}_{\mathrm{Dj}}-W_{\mathrm{D_2}}\dot{n}_{\mathrm{D_2}} \tag{23}$$

其中，方程右侧的第三项为焦耳热，第四项、第五项和第六项分别为不同元素的各价态粒子在电离和复合过程中释放和吸收的能量。

放电电弧中的电流分布及其自生磁场分布则由求解磁传输方程及广义欧姆定理得到：

$$-\nabla\cdot\left(\frac{1}{\mu_0\sigma}\nabla\vec{B}\right)=-\frac{1}{\sigma^2}\vec{J}\times\nabla\sigma+\frac{1}{\mu_0\sigma^2}\nabla\vec{B}\times\nabla\sigma+$$
$$\frac{1}{n_{\mathrm{e}}e^2}\nabla\left(n_{\mathrm{e}}kT_{\mathrm{e}}\right)\times\nabla n_{\mathrm{e}}+\nabla\times\left(\overrightarrow{u_{\mathrm{e}}}\times\vec{B}\right) \tag{24}$$

$$-E=-\frac{\vec{J}}{\sigma}+\overrightarrow{u_{\mathrm{i}}}\times\vec{B}-\frac{1}{n_{\mathrm{e}}e}\vec{J}\times\vec{B}+\frac{1}{n_{\mathrm{e}}e}\nabla p_{\mathrm{e}}+g_{\mathrm{r}}\frac{k\nabla T_e}{e} \tag{25}$$

$$\nabla\times\vec{B}=\mu_0\vec{J} \tag{26}$$

在上述方程中[38-39,41]：

$$\lambda_{\mathrm{Zr}}\approx\left(\frac{T_{\mathrm{Zr}}}{T_{\mathrm{e}}}\right)^{5/2}\left(\frac{m_{\mathrm{e}}}{m_{\mathrm{Zr}}}\right)^{1/2}\lambda_{\mathrm{e}} \tag{27}$$

$$\lambda_{\mathrm{D}}\approx\left(\frac{T_{\mathrm{D}}}{T_{\mathrm{e}}}\right)^{5/2}\left(\frac{m_{\mathrm{e}}}{m_{\mathrm{D}}}\right)^{1/2}\lambda_{\mathrm{e}} \tag{28}$$

$$\lambda_{\mathrm{e}}=\frac{5k^2n_{\mathrm{e}}T_{\mathrm{e}}}{2m_{\mathrm{e}}\left(v_{\mathrm{eZr}}+v_{\mathrm{eD}}\right)} \tag{29}$$

$$Q_{\mathrm{eZr}}=\frac{3km_{\mathrm{e}}n_{\mathrm{e}}v_{\mathrm{eZr}}}{m_{\mathrm{Zr}}}\left(T_{\mathrm{e}}-T_{\mathrm{Zr}}\right) \tag{30}$$

$$Q_{\mathrm{eD}}=\frac{3km_{\mathrm{e}}n_{\mathrm{e}}v_{\mathrm{eD}}}{m_{\mathrm{D}}}\left(T_{\mathrm{e}}-T_{\mathrm{D}}\right) \tag{31}$$

$$Q_{\mathrm{DZr}}=\frac{3km_{\mathrm{D}}n_{\mathrm{D}}v_{\mathrm{DZr}}}{m_{\mathrm{Zr}}}\left(T_{\mathrm{D}}-T_{\mathrm{Zr}}\right) \tag{32}$$

$$\sigma=\frac{e^2n_{\mathrm{e}}}{m_{\mathrm{e}}\left(v_{\mathrm{eZr}}+v_{\mathrm{eD}}\right)} \tag{33}$$

3 仿真结果

3.1 电流密度及电子温度分布

真空电弧z向电流与x向电流分布如图2（a）、（b）所示，比色卡使用了对数标度。在计算区域中，电流由阳极流向阴极，因此z向电流呈负值，x向电流向中心轴方向流动。仿真结果显示，z向电流密度最大值达到了-8.8×10^5 A·m^{-2}，呈扩散状分布，从阴极向阳极逐渐降低，这是因为等离子体扩散使得电流流通路径的截面积增大，而电流在流动过程中保持守恒，因此单位面积承载的电流值下降。x向电流密度最大值出现在阴极边缘处，与该位置z向电流的比例近似于该处x向与z向离子通量的比例，这与实验中对离子电流与电子电流的测量结果相符。

电子温度分布如图3所示。从式（23）可知，有

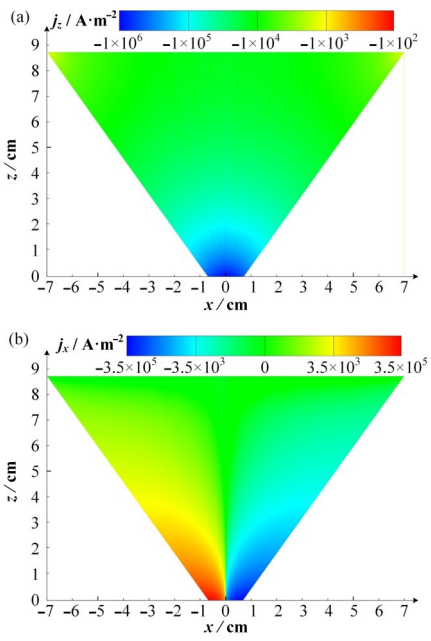


图2 电流密度分布（彩图见网络版） (a) z向，(b) x向

Fig.2 Distributions of current density (color online) (a) z direction, (b) x direction

多个因素会对电子温度产生影响，其中扩散项与焦耳热项的影响最为显著。由仿真结果可见，电子温度自阴极向阳极呈现先升高后降低的趋势，在距离阴极 8 mm 处达到最高值 1.7 eV。其温度升高主要是由焦耳热引起的，近阴极区域较高的电流密度分布带来了较大的焦耳热源项。在进一步远离阴极的过程中，电子温度开始下降，此时电流密度降低，电子速度增加，扩散项的影响逐渐占据主导。

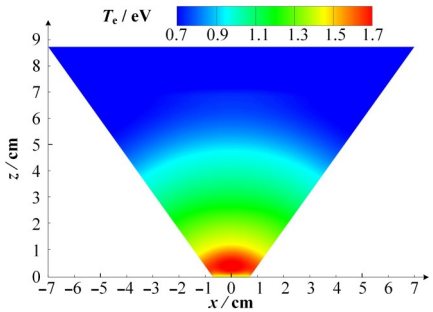


图3 电子温度分布（彩图见网络版）
Fig.3 Distribution of electron temperature (color online)

电子温度在扩散区域呈现扇状分布，与电流密度分布及电子扩散路径相吻合。与放电电流为 1 000 A 的工况[23]相比，本仿真中电子温度极值出现的位置更靠近阴极且数值更小，这是由于焦耳热的作用随着电流密度下降而显著降低。较低的电子温度使得本文工况下，计算区域中除氘分子的解离及锆、氘原子电离反应外，其他粒子几乎不发生电离反应，符合真空等离子体的“冻结理论”。同时，虽然阴极侧氘分子占氘元素粒子的比例达到了 95%，但由于其解离能与电离能都较低，阳极侧产物中氘元素粒子只以 D^+ 形式存在[42]。

3.2 粒子温度与压力分布

各元素粒子的温度分布如图 4 所示，其中锆的温度分布呈现半球状，自阴极向阳极呈现衰减趋势，符合自由膨胀运动的特征。其温度峰值出现在阴极平面，为仿真设定的 0.5 eV，这是因为其与电子温度的换热效果较弱，粒子扩散过程中内能向动能转换导致的降温是影响其温度分布的主要因素。而氘元素粒子的温度自阴极向阳极呈现先升高后降低的趋势，峰值出现在距离阴极平面 2 mm 的位置，为 0.6 eV。由于其在扩散过程中粒子数密度会显著下降，与电子的换热对粒子温度的影响逐渐减弱，所以其温度分布的趋势与电子温度分布存在差异。

对比两种元素粒子的温度分布差异可以看出，氘元素粒子的温度分布更加均匀，高温区域面积也更大。这一现象的产生是由于氘的相对原子质量远小于锆，从式（27）~（29）中可以看出，粒子热导率与相对原子质量成反比关系，因此氘元素粒子具有更高的热传递效率，这使得其温度及压力分布更为均匀。此外，依据式（30）~（32），氘粒子与电子的热交换过程比锆粒子与电子更为频繁，这导致氘的温度分布受均匀电子温度的调控作用更为显著。

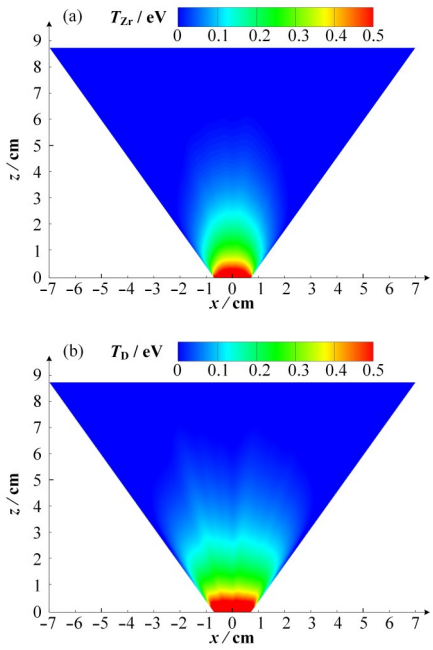


图4 各元素粒子温度分布（彩图见网络版） (a) Zr，(b) D
Fig.4 Temperature distribution of each element's particles (color online) (a) Zr, (b) D

图 5 展示了不同元素粒子及电子温度沿模型中心轴的分布情况。通过对比三者的温度分布，可以发现电子温度显著高于重离子温度，并呈现先升高后降低的趋势。而重粒子温度则表现为持续下降。对比重粒子温度分布，可以看出氘粒子在靠近阴极一侧的温度下降速率较慢，这主要归因于其与电子之间的换热效率更高。随后，氘粒子温度下降加快，则是由于扩散过程中其内能向动能的转化更显著。此外，对比重粒子之间的热交换与电子和重粒子间的热交换特性可见，尽管重粒子的质量远大于电子，单次碰撞的能量传递效率更高，但其与电子之间存在更大的温差及更高的碰撞频率，使得电子与重粒子之间的换热作用显著强于重粒子相互间的换热。

各元素粒子的压力分布如图 6 所示，云图中比色卡使用了对数标度。氘元素粒子的压力分布相较于锆元素粒子更为均匀。造成这一现象的主要原因见图 4 中各元素粒子温度分布的差异，而该区域各元素粒子数密度分布还未出现明显的分离现象。这种压力分布的差异，直接导致了各元素粒子在膨胀

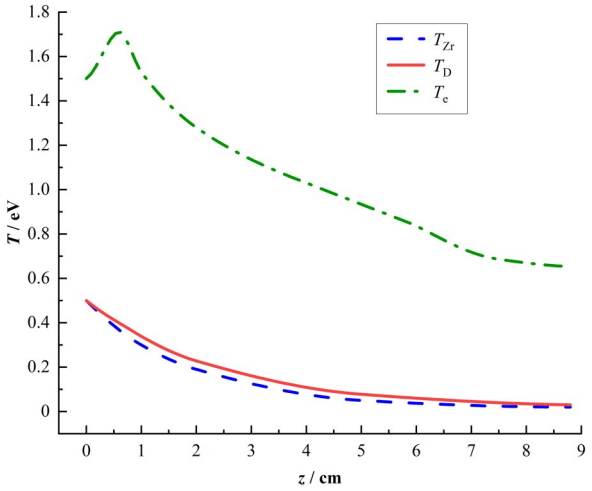


图5 各元素粒子及电子温度中心轴线处分布(彩图见网络版)

Fig.5 Distribution of particles and electron temperatures along the central axis (color online)

过程中的差异,进而引发了粒子分离现象。

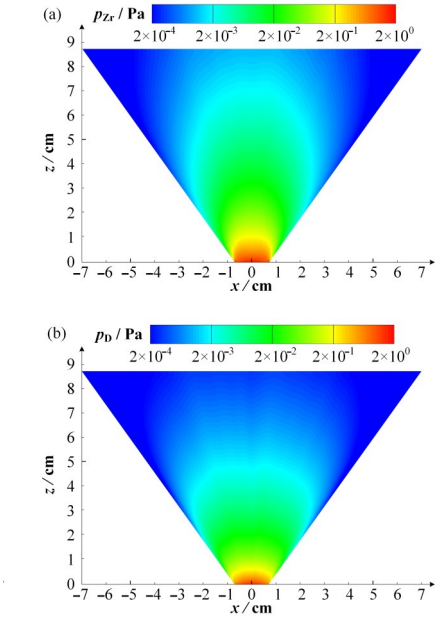


图6 各元素粒子压力分布(彩图见网络版) (a) Zr,(b) D

Fig.6 Pressure distribution of each element's particles (color online) (a) Zr, (b) D

3.3 粒子数密度分布

为更清晰地展示各横截面的内容,图7~10使用了不同的坐标尺度,其中图7为厘米尺度;图8展示了阴极面各元素粒子数密度的分布,为毫米尺度;图9展示了极间中心平面各元素粒子数密度分布,为厘米尺度;图10展示了阳极平面各元素粒子数密度分布,为厘米尺度。

锆元素与氘元素粒子的数密度空间分布如图7所示。在模型设定中,认为阴极中各处的材料一致,均为$ZrD_{0.67}$,因此阴极入口处锆与氘的数密度分布趋势一致,但数值不同,氘粒子的数密度约为锆粒子的0.67倍,如图8所示。

从图7(a)中可以观察到,锆元素粒子从阴极进入扩散区域后,呈现出自由膨胀的趋势。在这一过程中,其自身的压力梯度力以及电子压力梯度力为促使其膨胀的主要作用力,且这两种力的作用效果均符合自由膨胀过程的规律。在阴极边界处,锆粒子数密度为2.5×10^{19} m^{-3},在该密度条件下,不同元素粒子间的摩擦力作用相较于压力梯度力已明显较弱,无法维持粒子间速度的平衡状态。

图7(b)中,氘元素粒子数密度的空间分布相较于锆元素粒子更加均匀,这表明其膨胀过程已经偏离了自由膨胀模式。在更均匀的压力梯度作用下,氘元素粒子形成了更为均匀的粒子数密度分布。

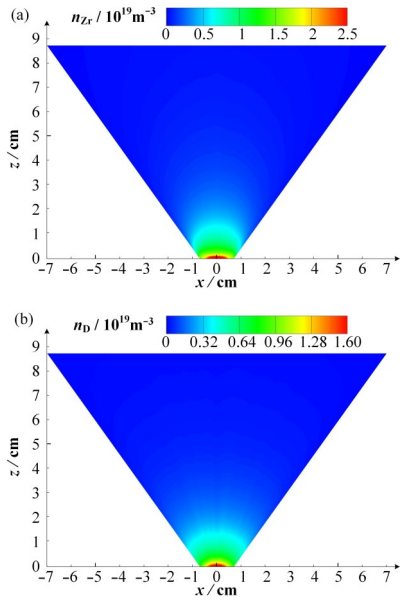


图7 各元素粒子数密度分布(彩图见网络版) (a) Zr,(b) D

Fig.7 Number density distribution of each element's particle (color online) (a) Zr, (b) D

图9所示的极间中心横截面各元素粒子数密度分布情况可以看出,在中心轴附近,锆元素与氘元素的粒子数密度比例小于阴极材料中二者的比例,而边缘处则相反。图10中阳极平面上,锆元素粒子数密度依然呈现出自中性轴向外侧沿径向快速衰减的趋势,而氘元素粒子的分布已趋于均匀,边缘与中心轴处差距小于10%。这些现象充分体现了真空储氢离子源中存在不同元素粒子分离的现象,而这一现象会影响离子源产物中各粒子的分布及比例。

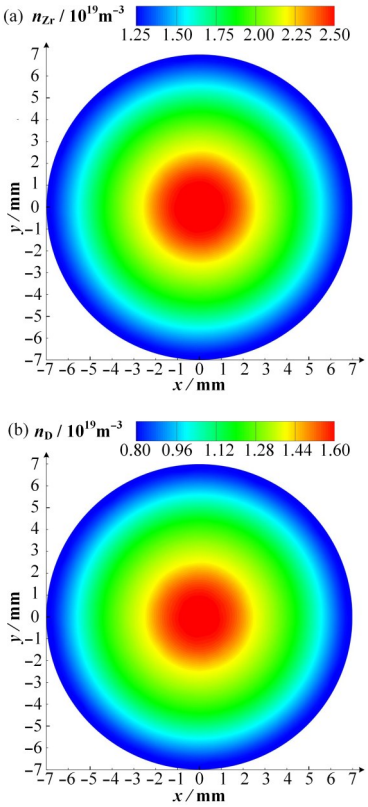


图8 阴极平面各元素粒子数密度分布 (a) Zr,(b) D
Fig.8 Number density distribution of each element's particle on cathode plane (color online) (a) Zr, (b) D

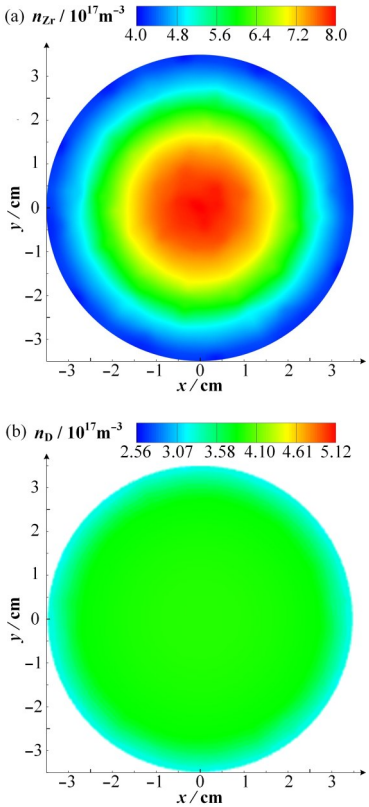


图9 极间中心平面各元素粒子数密度分布 (a) Zr,(b) D
Fig.9 Number density distribution of each element's particle on central plane between electrodes (color online) (a) Zr, (b) D

3.4 粒子速度分布

各元素粒子的z向速度分布如图11所示。可以看出锆元素粒子z向速度的空间分布差异较小,只在中心轴区域有小幅提升,而氘粒子的z向速度有显著提升,峰值达到了20 400 m·s^{-1}。这一差异主要是因为氘的质量较小,其受到自生压力梯度力的作用效果更显著。此外,其质荷比仅为一价锆离子的2/91,使得电子压力梯度力对其作用也更为有效。此外,还可以观察到靠近中心轴处粒子的轴向加速更大,这是由于该区域各项压力梯度力的作用程更长。本仿真结果与实验中对各元素粒子能量测量的结果相吻合[23]。

各元素粒子的x向速度分布如图12所示。可以发现,氘元素粒子x向速度较高的区域范围更大,即使在靠近中心轴区域的粒子也存在明显的x向速度。并且,氘元素粒子x向速度峰值与z向速度峰值的比例大于锆元素粒子,这意味着其扩散角度更大。若两种元素粒子均为自由膨胀,基于原子质量的差异,它们的速度峰值虽会有所差异,但分布特征应高度相似。因此,上述现象进一步说明各元素粒子分离现象的产生不是由于粒子质量差异导致的加速度差异引起的,而可归因于各粒子间热导率、与电子换热频率差异。

氘离子需具备足够的定向速度才能引发聚变反应并产生中子,仿真结果表明,本文工况下真空弧放电产生的氘离子速度满足设备运行的基本要求。

3.5 粒子通量分布

阳极处各元素粒子的通量分布如图13所示,其中径向分布差异较大的为锆元素粒子通量,分布较为均匀的为氘元素粒子通量。相比于锆元素粒子,氘元素粒子的通量分布更加均匀,这主要由于其在阳极侧粒子数密度分布更加均匀。在中心轴处,氘元素粒子通量为锆元素粒子的52%,小于其在阴极材料中与锆元素粒子的比例,这是因为氘的径向膨胀更强。从中心轴沿径向方向,氘元素粒子通量的比例逐渐增加,并在边缘处与锆元素粒子的通量相近。本文的仿真结果吻合实验现象[24]。

为验证三维仿真的优越性,本文对不同维度模型计算所得的阳极平面直径上各元素粒子通量分布进行了对比分析。如图14所示,(a)展示了不同维度下的仿真结果,(b)展示了仿真所参考的实验结果,本文中计算区域对应的半扩散角约为40°,对应

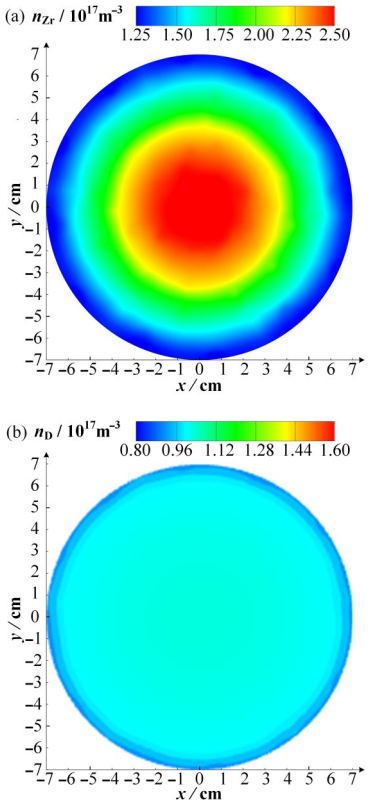


图10 阳极平面各元素粒子数密度分布（彩图见网络版）
(a) Zr，(b) D

Fig.10 Number density distribution of each element's particle on anode plane (color online) (a) Zr, (b) D

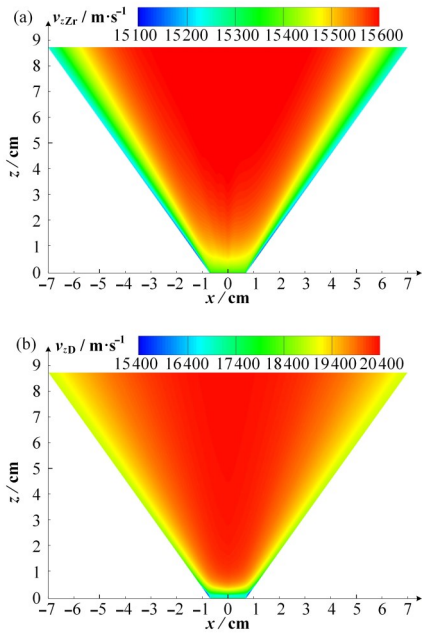


图11 各元素粒子z向速度分布（彩图见网络版）
(a) Zr，(b) D

Fig.11 Velocity distributions of each element's particles along z direction (color online) (a) Zr, (b) D

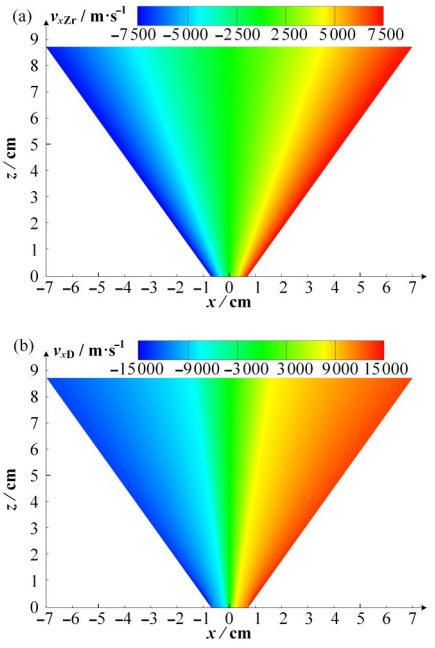


图12 各元素粒子x向速度分布（彩图见网络版）
(a) Zr，(b) D

Fig.12 Velocity distributions of each element's particles along x direction (color online) (a) Zr, (b) D

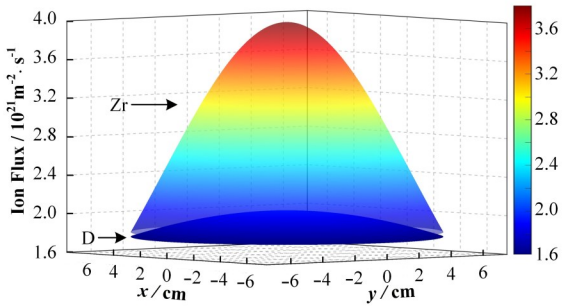


图13 各元素粒子阳极侧通量分布（彩图见网络版）

Fig.13 Flux distribution of each element's particles on anode plane (color online)

实验结果图中标志线区域内部分。研究表明，相较于二维平面模型，三维模型计算得到的锆元素和氘元素粒子通量分布更为均匀，且与实验结果的吻合度更高。这一差异主要源于二维模型未能考虑粒子在第三维度的扩散行为，导致对粒子输运过程的描述存在局限性。

此外，三维模型结果中两种元素粒子的通量峰值均显著降低，表明粒子在三维空间中的扩散更加充分。值得注意的是，三维仿真中阳极侧的粒子总通量，尤其是氘元素通量出现下降。这是由于模型将侧边界设定为压力出口条件，使粒子在扩散过程中能够逸出计算域，减少了阳极表面的累积通量。

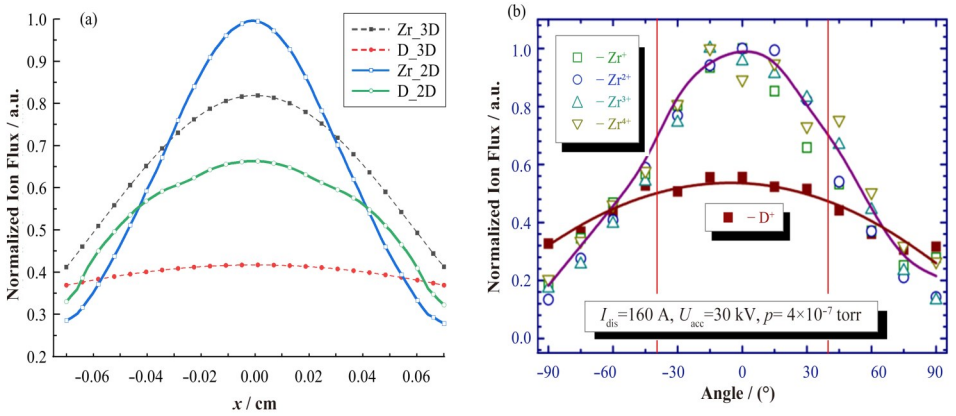


图14 阳极平面直径上各元素粒子的通量分布(彩图见网络版) (a) 不同维度仿真结果,(b) 实验结果[24]
Fig.14 Flux distribution of each element's particles along the anode plane diameter (color online)
(a) Simulation results, (b) Experimental results [24]

4 结语

本文建立了基于MHD理论的三维三流体模型,仿真研究了使用$ZrD_{0.67}$阴极的真空弧离子源产生的等离子体中各元素粒子的扩散机制及轻重粒子分离现象的机理。

研究结果表明,在使用储氢电极的真空离子源中,等离子体产物中氘元素粒子的通量分布更加均匀,即其产率低于锆元素粒子。这主要由于其元素质量较小,受压力膨胀作用的影响明显。电弧放电区域中,氘元素粒子的其他各项等离子体参数的空间分布均更加均匀,这取决于其较小的元素质量导致的较高的热导率、黏性系数及与电子的高频碰撞换热。

氘离子通量与中子产额呈正相关,因此研究氘离子在离子源产物中的占比及分布,可以为离子源结构优化提供理论依据。本文提出的模型可以用于进一步研究放电参数、外加磁场等因素对氘离子产量和分布的影响,以为相关设备的实际应用提供更直接的参考。

作者贡献声明 张哲丰负责论文构思、写作初稿及软件;王立军负责提供研究平台、研究经费、终稿校订;陈洁立负责调查研究与仿真验证;王泓鉴、王翔宇负责调查研究及写作审核。

参考文献

1 Tian J, Liu W Z, Cui W S, *et al*. Generation characteristics of a metal ion plasma jet in vacuum discharge[J]. Plasma Science and Technology, 2018, **20**(8): 085403. DOI: 10.1088/2058-6272/aabedf.

2 Beilis I I, Shnaiderman A, Boxman R L . Chromium and titanium film deposition using a hot refractory anode vacuum arc plasma source[J]. Surface and Coatings Technology, 2008, **203**(5–7): 501–504. DOI: 10.1016/j.surfcoat.2008.06.168.

3 唐卓尧, 郑金星, 刘海洋, 等. 磁等离子体推进器阳极半径对阳极功率沉降的影响[J]. 核技术, 2024, **47**(5): 050009. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2024.hjs.47.050009.
TANG Zhuoyao, ZHENG Jinxing, LIU Haiyang, *et al*. Influence of anode radius on anode power deposition of Magneto Plasma Dynamic thruster[J]. Nuclear Techniques, 2024, **47**(5): 050009. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2024.hjs.47.050009.

4 Brown I. Vacuum arc ion sources: a review[C]//2012 25th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV). September 2-7, 2012, Tomsk, Russia. IEEE, 2012: 576–579. DOI: 10.1109/DEIV.2012.6412585.

5 魏国海, 韩松柏, 陈东风, 等. 中子照相技术在核燃料元件无损检测中的应用[J]. 核技术, 2012, **35**(11): 821–826.
WEI Guohai, HAN Songbai, CHEN Dongfeng, *et al*. Application of neutron radiography for non-destructive testing nuclear fuel elements[J]. Nuclear Techniques, 2012, **35**(11): 821–826.

6 王刚, 于前锋, 王文, 等. 氘氚聚变中子发生器旋转氚靶传热特性研究[J]. 物理学报, 2015, **64**(10): 93–97. DOI: 10.7498/aps.64.102901.
WANG Gang, YU Qianfeng, WANG Wen, *et al*. Heat transfer analysis of rotating tritium target of deuterium-tritium fusion neutron generator[J]. Acta Physica Sinica, 2015, **64**(10): 93–97. DOI: 10.7498/aps.64.102901.

7 年瑞雪, 景士伟. 中子管靶材料对中子输出和溅射产额的影响[J]. 核技术, 2018, **41**(8): 080201. DOI: 10.11889/

j.0253-3219.2018.hjs.41.080201.
NIAN Ruixue, JING Shiwei. Impact of the target materials on neutron output and sputtering yield of the neutron tube[J]. Nuclear Techniques, 2018, **41**(8): 080201. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2018.hjs.41.080201.

8 吴俊峰, 叶文华, 张维岩. 压缩氘氚球的热核燃烧特性研究[J]. 物理学报, 2010, **59**(4): 2381－2390.
WU Junfeng, YE Wenhua, ZHANG Weiyan. Thermonuclear burn characteristics of compressed deuterium-tritium microspheres[J]. Acta Physica Sinica, 2010, **59**(4): 2381－2390.

9 杨文军, 龚学余, 高翔. 中子源模型对氘氚等离子体中子学分析的影响[J]. 核技术, 2025, **48**(9): 090503. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2025.hjs.48.240422. CSTR: 32193.14.hjs.CN31-1342/TL.2025.48.240422.
YANG Wenjun, GONG Xueyu, GAO Xiang. Effect of neutron source model on neutronics analysis in a D-T plasma[J]. Nuclear Techniques, 2025, **48**(9): 090503. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2025.hjs.48.240422.

10 杨宪福, 魏会领, 万银祥, 等. HL-3装置7 MW中性束传输效率研究[J]. 核技术, 2024, **47**(5): 050011. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2024.hjs.47.050011.
YANG Xianfu, WEI Huiling, WAN Yinxiang, *et al*. Study on transmission efficiency of 7 MW neutral beam injector for HL-3 tokamak[J]. Nuclear Techniques, 2024, **47**(5): 050011. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2024.hjs.47.050011. CSTR: 32193.14.j.0253-3219.2024.hjs.47.050011

11 王佳, 张子雄, 李凯旋, 等. 基于D-Be紧凑型快中子源的中子慢化整形器设计研究[J]. 核技术, 2024, **47**(12): 120201. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2024.hjs.47.120201. CSTR: 32193.14.hjs.CN31-1342/TL.2024.47.120201
WANG Jia, ZHANG Zixiong, LI Kaixuan, *et al*. Scheme design for neutron beam shaping assembly based on D-Be compact fast neutron source[J]. Nuclear Techniques, 2024, **47**(12): 120201. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2024.hjs.47.120201.

12 Nikolaev A G, Yushkov G Y, Savkin K P, *et al*. Angular distribution of ions in a vacuum arc plasma with single-element and composite cathodes[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2013, **41**(8): 1923－1928. DOI: 10.1109/TPS.2012.2236363.

13 Nikolaev A G, Oks E M, Savkin K P, *et al*. Charge state, angular distribution, and kinetic energy of ions from multicomponent-cathodes in vacuum arc devices[J]. Journal of Applied Physics, 2014, **116**(21): 213303. DOI: 10.1063/1.4903730.

14 Nikolaev A G, Savkin K P, Yushkov G Y, *et al*. Ion angular distribution in plasma of vacuum arc ion source with composite cathode and elevated gas pressure[J]. Review of Scientific Instruments, 2014, **85**(2): 02B501. DOI: 10.1063/1.4824641.

15 吕会议, 王韬, 杨振, 等. 基于新型金属氘化物电极的真空弧离子源性能研究[J]. 核技术, 2020, **43**(6): 060201. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2020.hjs.43.060201.
LYU Huiyi, WANG Tao, YANG Zhen, *et al*. Study of vacuum arc ion source based on a novel alloy deuteride cathode[J]. Nuclear Techniques, 2020, **43**(6): 060201. DOI: 10.11889/j.0253-3219.2020.hjs.43.060201.

16 Nikolaev A G, Oks E M, Frolova V P, *et al*. Angular distributions of plasma flows in a vacuum arc with boride cathodes[J]. Russian Physics Journal, 2018, **60**(9): 1528－1532. DOI: 10.1007/s11182-018-1246-4.

17 李杰, 郑乐, 董攀, 等. 含氘电极真空弧等离子体空间分布特性诊断研究[J]. 物理学报, 2022, **71**(4): 33－39.
LI Jie, ZHENG Le, DONG Pan, *et al*. Spatial distribution characteristics of vacuum arc plasma with occluded deuterium electrode[J]. Acta Physica Sinica, 2022, **71**(4): 33－39.

18 Tsuruta K, Sekiya K, Watanabe G. Velocities of copper and silver ions generated from an impulse vacuum arc[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1997, **25**(4): 603－608. DOI: 10.1109/27.640672.

19 Yushkov G Y, Anders A, Oks E M, *et al*. Ion velocities in vacuum arc plasmas[J]. Journal of Applied Physics, 2000, **88**(10): 5618－5622. DOI: 10.1063/1.1321789.

20 Barengolts S A, Karnaukhov D Y, Nikolaev A G, *et al*. Generation of hydrogen isotope ions in a vacuum arc discharge with a composite zirconium deuteride cathode [J]. Technical Physics, 2015, **60**(7): 989 － 999. DOI: 10.1134/S1063784215070051.

21 Sun Q, Yang W, Zhou Q H. Three-fluid simulation of a cathode spot jet in vacuum arc discharge with a metal deuteride cathode[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2020, **53**(37): 375201. DOI: 10.1088/1361-6463/ab850e.

22 Sun Q, Zhou Q H, Zhang H T, *et al*. Study of ion separation mechanism in the multi-component vacuum arc discharge[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2022, **31**(1): 015014. DOI: 10.1088/1361-6595/ac43c5.

23 Zhang Z F, Wang L J, Chen J L, *et al*. Study on the characteristics of different species in the vacuum arc devices with deuteride cathode[J]. Physics of Plasmas,

2023, **30**(6): 063507. DOI: 10.1063/5.0151577.

24 Nikolaev A G. Ion angular and initial energy distributions in arc discharge deuterium ion source[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2019, **47**(8): 3590 – 3593. DOI: 10.1109/TPS.2019.2913373.

25 Ichimaru S. Basic principles of plasma physics: a statistical approach[M]. Reading: W. A. Benjamin, 1973.

26 Galeev A A, Sudan R N. Basic plasma physics: selected chapters - handbook of plasma physics[M]. Amsterdam: North-Holland, 1989.

27 Anders A, Oks E M, Yushkov G Y, *et al*. Measurements of the total ion flux from vacuum arc cathode spots[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2005, **33**(5): 1532 – 1536. DOI: 10.1109/TPS.2005.856502.

28 Anders A, Yushkov G Y. Ion flux from vacuum arc cathode spots in the absence and presence of a magnetic field[J]. Journal of Applied Physics, 2002, **91**(8): 4824 – 4832. DOI: 10.1063/1.1459619.

29 Shmelev D L, Oreshkin V I, Uimanov I V. Hybrid numerical simulation of high-current vacuum arc taking into account secondary plasma generation[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2019, **47**(8): 3478 – 3483. DOI: 10.1109/TPS.2019.2905624.

30 Zhang Z F, Wang L J, Yang Z, *et al*. Magnetohydrodynamic modeling and simulation of a vacuum arc plasma jet with a ring anode under different external magnetic fields[J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2022, **55**(40): 405201. DOI: 10.1088/1361-6463/ac7e05.

31 Schellekens H. The high-current vacuum arc in an axial magnetic field: an experimental investigation[J]. Journal of Applied Physics, 1983, **54**(1): 144 – 149. DOI: 10.1063/1.331740.

32 Wang L J, Qian Z H, Huang X L, *et al*. Three-dimensional time-dependent model and simulation of high-current vacuum arc in commercial axial magnetic fields vacuum interrupters[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2013, **41**(8): 2015 – 2021. DOI: 10.1109/TPS. 2013. 2266918.

33 Anders A. Ion charge state distributions of vacuum arc plasmas: The origin of species[J]. Physical Review E, 1997, **55**(1): 969 – 981. DOI: 10.1103/physreve.55.969.

34 Barengolts S A, Frolova V P, Nikolaev A G, *et al*. Cathode and plasma phenomena in vacuum-arc sources of hydrogen isotope ions. II. Ionization processes in the arc plasma[J]. Plasma Sources Science and Technology, 2020, **29**(3): 035004. DOI: 10.1088/1361-6595/ab62db.

35 Khrabry A, Kaganovich I D, Nemchinsky V, *et al*. Investigation of the short argon arc with hot anode. I. Numerical simulations of non-equilibrium effects in the near-electrode regions[J]. Physics of Plasmas, 2018, **25**: 013521. DOI: 10.1063/1.5007082.

36 Khrabry A, Kaganovich I D, Nemchinsky V, *et al*. Investigation of the short argon arc with hot anode. II. Analytical model[J]. Physics of Plasmas, 2018, **25**(1): 013522. DOI: 10.1063/1.5007084.

37 Golant V E, Zhilinskiĭ A P, Sakharov I E. Fundamentals of plasma physics[M]. New York: Wiley, 1980.

38 Izraeli I, Boxman R L, Goldsmith S. The current distribution and the magnetic pressure profile in a vacuum arc subject to an axial magnetic field[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1987, **15**(5): 502 – 505. DOI: 10.1109/TPS.1987.4316743.

39 Yang Z, Wang L J, Luo M, *et al*. A magnetohydrodynamic model of a low current vacuum arc jet with a deuterium-impregnated Zr cathode[J]. Journal of Applied Physics, 2020, **128**(7): 073303. DOI: 10.1063/5.0011300.

40 Braginskii S I. Transport processes in a plasma[M]// Leontovich M A. Reviews of Plasma Physics. New York: Consultants Bureau, 1965: 205 – 311.

41 Frolova V, Savkin K, Nikolaev A, *et al*. Distributions of ions in a plasma flow of vacuum arc with zirconium deuteride cathode[C]//2018 28th International Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum (ISDEIV). September 23-28, 2018, Greifswald, Germany. IEEE, 2018: 447 – 450. DOI: 10.1109/DEIV. 2018.8537106.

42 Nikolaev A G, Oks E M, Frolova V P, *et al*. Generation of deuterium ions in a vacuum arc with composite gas-saturated cathode and in a low-pressure arc[J]. Russian Physics Journal, 2019, **62**(7): 1109 – 1116. DOI: 10.1007/s11182-019-01824-7.