

## 微型电子回旋共振离子源的全局模型

武文斌 彭士香 张艾霖 周海京 马腾昊 蒋耀湘 李凯 崔步坚 郭之虞 陈佳洱

### Global model of miniature electron cyclotron resonance ion source

Wu Wen-Bin Peng Shi-Xiang Zhang Ai-Lin Zhou Hai-Jing Ma Teng-Hao Jiang Yao-Xiang Li Kai  
Cui Bu-Jian Guo Zhi-Yu Chen Jia-Er

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 145204 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20212250

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212250>

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

#### 2 cm电子回旋共振离子源猝灭现象模拟

Numerical study on abnormal flameout of 2-cm electron cyclotron resonance ion source

物理学报. 2022, 71(8): 085203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212151>

#### 2 cm电子回旋共振离子推力器离子源中磁场对等离子体特性与壁面电流影响的数值模拟

Numerical simulation of influence of magnetic field on plasma characteristics and surface current of ion source of 2-cm electron cyclotron resonance ion thruster

物理学报. 2021, 70(7): 075204 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201667>

#### 磁路和天线位置对2 cm电子回旋共振离子推力器性能影响的实验研究

Experimental study of magnetic circuit and antenna position influence on performance of 2 cm electron cyclotron resonance ion thruster

物理学报. 2019, 68(23): 235202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20191122>

#### 基于气体放电等离子体射流源的模拟离子引出实验平台物理特性

Physical characteristics of ion extraction simulation system based on gas discharge plasma jet

物理学报. 2018, 67(18): 182801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180919>

#### 一种耦合外部电路的脉冲感应推力器磁流体力学数值仿真模型

A magnetohydrodynamic numerical model with external circuit coupled for pulsed inductive thrusters

物理学报. 2018, 67(1): 015201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171225>

#### 环形磁场金属等离子体源冷却流场的数值模拟与优化

Numerical simulation and optimization of cooling flow field of cylindrical cathode with annular magnetic field

物理学报. 2021, 70(7): 075203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201368>

# 微型电子回旋共振离子源的全局模型\*

武文斌<sup>1)2)</sup> 彭士香<sup>2)†</sup> 张艾霖<sup>3)</sup> 周海京<sup>1)</sup> 马腾昊<sup>2)</sup> 蒋耀湘<sup>2)</sup>  
李凯<sup>2)</sup> 崔步坚<sup>2)</sup> 郭之虞<sup>2)</sup> 陈佳洱<sup>2)</sup>

1) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

2) (北京大学物理学院, 核物理与核技术国家重点实验室, 北京 100871)

3) (中国科学技术大学近代物理系, 合肥 230026)

(2021年12月5日收到; 2022年3月3日收到修改稿)

微型电子回旋共振 (electron cyclotron resonance, ECR) 离子源在紧凑型离子注入机、小型中子管、微型离子推进器等领域有着十分广泛的应用. 为了深入认识微型 ECR 离子源的工作机理, 本文以北京大学自主研制的一款微型氘离子源作为研究对象, 以氢气和氘气放电形成的等离子体为例, 发展了一种基于粒子平衡方程的全局模型. 研究表明, 该离子源束流成分与离子源的运行气压和微波功率有着很强的依赖关系. 对于氢气放电等离子体, 微波功率低于 100 W 时, 离子源可以分别在低气压和高气压情况下获得离子比超过 50% 的  $H_2^+$  离子束和  $H_3^+$  离子束; 当微波功率高于 100 W 时, 可以在很宽的运行气压范围内, 获得质子比超过 50% 的束流. 因此, 提高微波功率是提高微型离子源质子比的关键. 对于氘气放电等离子体, 3 种离子比例对运行气压和微波功率的依赖关系与氢气放电等离子体的规律基本一致. 但是在相同的运行条件下,  $D^+$  比例比  $H^+$  比例高 10%—25%. 也就是说, 在微型氘离子源的测试和优化过程中, 可以利用氢气代替氘气进行实验, 并将质子比测量结果作为相同条件下氘离子比例的下限.

**关键词:** 电子回旋共振离子源, 等离子体模拟, 离子比, 中子源

**PACS:** 52.50.Sw, 52.50.-b, 52.65.-y, 29.25.Dz

**DOI:** 10.7498/aps.71.20212250

## 1 引言

2.45 GHz 电子回旋共振 (electron cyclotron resonance, ECR) 离子源具有流强高、发射度低、结构简单、稳定性高、寿命长等优点, 广泛应用于科研、工业、农业和医学等领域<sup>[1-8]</sup>. 近年来, 随着紧凑型离子注入机<sup>[9]</sup>、小型中子管<sup>[10]</sup>、微型离子推进器<sup>[11]</sup>等技术的发展, 人们对微型 ECR 离子源的需求日益增加. 例如, 中子测井器的小型化对中子管外径的要求越来越苛刻 ( $O \leq 30$  mm), 高流强、

长寿命的超紧凑型 ECR 离子源已经成为一种潜在的选择<sup>[12,13]</sup>. 此外, ECR 离子推进器具有寿命长、比冲高、系统简单可靠等特点, 广泛用于深空探测领域. 随着小型航天器的发展, 对内径为 30 mm 以下的中低功率 ECR 离子推进器的需求也逐渐增多<sup>[14,15]</sup>. 针对上述应用需求, 如何研制出高流强、高稳定性的微型 ECR 离子源, 已成为当前一大研究热点.

近年来, 国内外很多机构均开展了关于微型 ECR 离子源的研究. 日本 NTT LSI、美国 LBNL 已成功研制出可以产生数十毫安束流, 放电室内径小

\* 国家自然科学基金专项基金 (批准号: 12147144)、国家自然科学基金 (批准号: 11775007, 11975036) 和中国博士后科学基金 (批准号: 2021M700506) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: [speng@pku.edu.cn](mailto:speng@pku.edu.cn)

于 50 mm 的微型 ECR 离子源<sup>[16,17]</sup>. 北京大学离子源组长期致力于微型 ECR 离子源的研究. 经过数年不懈的努力, 成功研制出几款结构十分紧凑的微型离子源<sup>[12]</sup>. 然而, 相关研究表明, 微型 ECR 离子源与常规型 ECR 离子源在束流强度、离子成分、束流稳定性等方面存在诸多差异<sup>[18,19]</sup>. 目前, 还没有能够定量描述微型 ECR 离子源工作特性的理论和模型. 因此, 为了更好地掌握微型 ECR 离子源的工作机制, 揭示离子源内部等离子体更加清晰的物理图像, 有必要开展此类离子源的物理理论和数值模型的研究.

在众多描述等离子体的模型中, 全局模型 (global model) 是建立在空间平均化假设基础上, 用于描述稳态等离子体特性的一种数值模型. 1983 年, 为了研究氢气和氖气放电形成的等离子体特点, Chan 等<sup>[20]</sup>提出了一种新的数值模型, 通过求解电子、各种离子和中性粒子的数密度平衡方程, 获取稳态等离子体中各种离子的密度随离子源运行参数的变化规律. 该模型可以被认为是全局模型的雏形. 经过 30 多年的发展, 全局模型凭借其计算量小、容易收敛、拓展性强等优点, 在螺旋波等离子体源<sup>[21]</sup>、RF 源<sup>[22]</sup>和灯丝源<sup>[23]</sup>等相关研究中已经取得了广泛的应用.

基于上述事实, 本文选取北京大学自主研发的一款微型 2.45 GHz ECR 离子源作为研究对象, 以氢气和氖气放电等离子体为例, 建立了一套适用于微型 ECR 离子源的全局模型. 本文旨在建立微型 ECR 离子源的束流成分与离子源的运行气压和微波功率的定量关系, 从而加深对微型 ECR 离子源内部等离子体物理机制的认识. 本研究的开展, 有望提供一种快速评估微型 ECR 离子源性能的方法, 为此类离子源的设计和运行提供参考.

## 2 数值模型

### 2.1 物理过程与基本假设

本文的研究对象为北京大学研制的一款微型 ECR 离子源. 在微波输入功率为 100 W 时, 该离子源可以引出 25 mA@30 keV 的混合直流质子束. 此外, 在合适的运行参数下, 该离子源可以产生约 10 mA 的直流  $H_2^+$  离子束和 5 mA 的直流  $H_3^+$  离子束. 如图 1 所示, 北京大学微型 ECR 离子源由微波窗、等离子体放电室、永磁环和引出系统四部分

组成. 微波窗由 3 片直径为 27 mm, 厚度为 10 mm 的  $Al_2O_3$  陶瓷和 1 片直径为 27 mm, 厚度为 2 mm 的氮化硼组成. 等离子体放电室由不锈钢制成, 内径为 30 mm, 长度为 41.5 mm. 为了提高离子源产生单原子离子的能力, 放电室内侧壁安装有一层厚度为 0.5 mm 的铝内筒. 此外, 放电室外围的 3 个钕铁硼永磁环可以提供电子回旋共振所需要的磁场 ( $B$  约为 875 Gs,  $1 \text{ Gs} = 10^{-4} \text{ T}$ ). 该离子源的引出系统由等离子体电极、抑制电极和地电极组成, 全嵌入式的结构设计 (即离子源源体完全嵌入引出系统中) 使得该源结构更加紧凑<sup>[12]</sup>. 此外, 该离子源采用功率源、同轴线和同轴波导转换器构成的微波传输系统, 取代了传统的由微波功率源、磁控管、环形器、水负载、调谐器和 BJ26 波导等构成的微波系统, 实现了微波系统的小型化. 由于该微型离子源具有紧凑的源体结构和微波系统, 在离子注入机<sup>[9]</sup>和小型中子源<sup>[24]</sup>中取得了广泛应用.

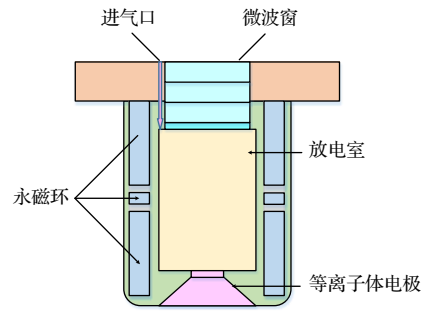
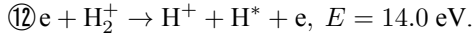
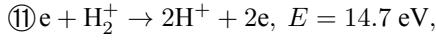


图 1 北京大学微型 ECR 离子源结构示意图  
Fig. 1. Schematic diagram of the miniaturized ECR ion source at Peking University.

ECR 离子源内,  $H$  离子基本可以忽略不计<sup>[25,26]</sup>. 因此,  $H^+$ 、 $H_2^+$ 、 $H_3^+$ 、电子、氢原子和氢分子是 6 类需要考虑的主要粒子. 本文主要考虑了 12 个碰撞过程, 包括激发、电离、复合、解离和重粒子反应, 这些反应的方程和相应的能量阈值为<sup>[27]</sup>

- ①  $e + H_2 \rightarrow 2H + e, E = 9.2 \text{ eV},$
- ②  $H + H + \text{wall} \rightarrow H_2 + \text{wall},$
- ③  $e + H \rightarrow H^+ + e, E = 13.6 \text{ eV},$
- ④  $e + H_2^+ \rightarrow H^+ + H + e, E = 2.4 \text{ eV},$
- ⑤  $e + H_2 \rightarrow H_2^+ + 2e, E = 15.4 \text{ eV},$
- ⑥  $e + H_2^+ \rightarrow H + H^*, E = 0 \text{ eV},$
- ⑦  $H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H, E = 0 \text{ eV},$
- ⑧  $e + H_3^+ \rightarrow 2H + H^+ + e, E = 14.0 \text{ eV},$
- ⑨  $e + H_3^+ \rightarrow 3H, E = 0 \text{ eV},$
- ⑩  $e + H_2 \rightarrow H^+ + H + 2e, E = 18.0 \text{ eV},$



上述 12 个碰撞过程中, 除过程②之外, 其余 11 个过程均为体过程, 且在 0.1—100 eV 的电子能量范围内, 反应截面均大于  $10^{-18} \text{ cm}^2$ . 由于其他碰撞过程的反应截面相对较小, 对模型计算结果的影响不大, 因此在本研究中暂不予考虑.

在 ECR 氢等离子体中, 除各种体过程外, 粒子在壁表面的反应也发挥着十分重要的作用. 研究表明, 在氢等离子体中, 到达放电室壁表面的离子流要比中性氢原子流小 1—2 个量级<sup>[20]</sup>. 因此, 本文将重点考虑中性粒子的壁表面反应, 暂不考虑离子的壁表面复合过程. 氢等离子体中, 中性粒子在放电室壁表面的反应主要有 3 种, 包括氢原子的复合过程、氢分子的振动退激发过程及氢原子的退激发过程<sup>[28]</sup>. 与氢分子的振动退激发过程和氢原子的退激发过程相比, 氢原子的复合过程可以显著改变氢原子和氢分子的密度, 是中性粒子壁面反应最重要的过程.

研究表明, 低温等离子体中的电子能量并不严格遵守麦克斯韦电子分布率<sup>[29–31]</sup>. 尽管不同电子分布函数对全局模型的计算结果有较大影响, 但麦克斯韦电子分布函数依然是全局模型的首选<sup>[32,33]</sup>. 因此, 在本文的工作中, 假定 ECR 等离子体中的各种粒子的能量服从麦克斯韦能量分布. 考察质量为  $m$ , 能量为  $E = mv^2/2$  的粒子入射到服从麦克斯韦能量分布的质量为  $M$ , 温度为  $T = Mu^2/2$  的粒子上的情形, 当入射粒子为电子时, 反应速率系数可以表示为

$$\alpha_j = \frac{4}{\pi^{1/2} u^3} \int_{v_{\text{th}}}^{\infty} v_r^3 \sigma_j(E_r) \exp(-v_r^2/u^2) dv_r. \quad (1)$$

对于重粒子, 速率系数可以表示为

$$\alpha_j = \frac{1}{\pi^{1/2} uv} \int_{v_{\text{th}}}^{\infty} v_r^2 \sigma_j(E_r) \left\{ \exp\left[-(v_r - v)^2/u^2\right] - \exp\left[-(v_r + v)^2/u^2\right] \right\} dv_r, \quad (2)$$

其中,  $\sigma_j(j \neq 2)$  表示过程  $j$  的截面; 入射粒子的相对动能  $E_r = m_r v_r^2/2$ ; 相对速率  $v_r = |\mathbf{v} - \mathbf{u}|$ ; 碰撞粒子的折合质量  $m_r = mM/(m + M)$ ; 积分下限  $v_{\text{th}}$  是  $v_r$  的临界反应速率.

利用 (1) 式和 (2) 式可计算出上述各碰撞过程中的速率系数 (过程②除外), 结果如图 2 所示<sup>[27]</sup>. 对于电子-重粒子反应和重粒子-重粒子反应, 图 2

中横坐标  $T$  代表不同含义, 前者  $T$  代表电子温度, 后者  $T$  代表离子温度. 需注意, 重粒子-重粒子反应的速率系数和靶粒子也有关系, 本文中的氢分子温度被假定为 0.1 eV<sup>[20]</sup>.

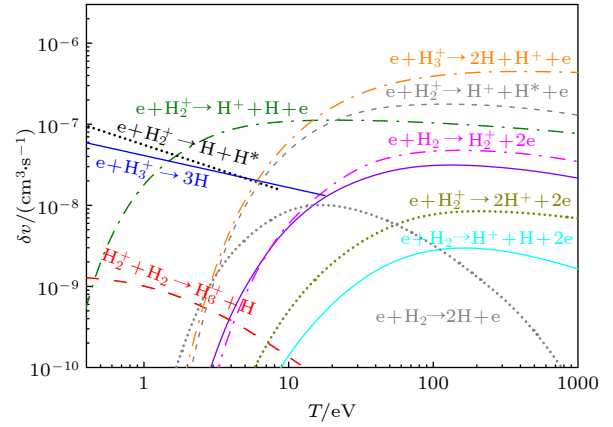


图 2 离子源内氢等离子体主要碰撞过程的速率系数<sup>[27]</sup>  
Fig. 2. Rate coefficients of the main processes of hydrogen plasma inside the ion source<sup>[27]</sup>.

ECR 等离子体是一种非平衡态等离子体, 所以电子、离子和中性粒子有各自的温度. 对于服从麦克斯韦电子能量分布函数的等离子体, 上述 3 种温度通常满足以下关系: 电子温度  $>$  离子温度  $\geq$  气体温度<sup>[34]</sup>. 研究表明, 2.45 GHz ECR 氢等离子体的电子温度通常在 1—15 eV<sup>[35,36]</sup>; 对于中性气体温度, 上面讨论中已将其假定为 0.1 eV; 在本工作中, 离子温度被设定为 0.5 eV, 与文献<sup>[37]</sup>报道结果相符合.

对于氙气放电等离子体, 由于同位素效应<sup>[20]</sup>, 过程②和⑦会与氢气放电等离子体存在一定差异. 过程②是原子的壁面反应, 该反应速率的不同会造成氢气分子和氙气分子的解离度存在差异, 应当在全局模型中予以考虑 (见 2.3 节). 碰撞过程⑦是重粒子间的反应, 对于氢气放电等离子体, 该反应的速率系数可以参考图 2; 对于氙气放电等离子体, 该反应的速率系数需要查找相关文献<sup>[38]</sup>.

## 2.2 电子平衡方程

假设微波等离子体中电子的主要损失机制为双极性扩散, 则能量约束时间  $\tau_E$  和电子约束时间  $\tau_e$  可以表示为<sup>[39]</sup>

$$\tau_e \approx 2\tau_E \approx L/c_s, \quad (3)$$

其中,  $L$  是离子源的等离子体特征长度, 对于微型 ECR 离子源,  $L$  约为 4 cm; 离子声速  $c_s = \sqrt{2T_e/M_i}$ ,

$M_i$  为离子质量.

对于 2.45 GHz 电子回旋加热氢气或氖气放电等离子体, 电子密度平衡方程和能量平衡方程可以分别表示为<sup>[39]</sup>

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e n_0 \alpha_i - \frac{n_e}{\tau_e}, \quad (4)$$

以及

$$\begin{cases} \frac{d(1.5n_e T_e)}{dt} = P_\mu - P_x - P_i - P_d - \frac{1.5n_e T_e}{\tau_E}, \\ P_x = n_e n_{A_2} \alpha_x(A_2^*) E_x(A_2^*), \\ P_i = n_e n_{A_2} (\alpha_{i(A^+) } E_{i(A^+) } + \alpha_{i(A_2^+ ) } E_{i(A_2^+ ) } ), \\ P_d = n_e n_{A_2} \alpha_d(A_2) E_d(A_2), \end{cases} \quad (5)$$

其中,  $A$  代表氢或氖;  $T_e$  为电子温度;  $n_e$  和  $n_0$  分别为电子密度和中性气体密度;  $\alpha_i$ ,  $\alpha_x$  和  $\alpha_d$  分别为分子电离、激发和解离的速率系数;  $P_\mu$  为等离子体吸收的功率密度;  $P_i$ ,  $P_x$  和  $P_d$  分别为分子电离、激发和解离消耗的功率密度;  $E_i$ ,  $E_x$  和  $E_d$  分别表示电离、激发和解离过程的阈能.

对于平衡态等离子体, (4) 式和 (5) 式分别可以写成

$$n_0 = \frac{\sqrt{2T_e/M_i}}{(\alpha_{i(H^+) } + \alpha_{i(H_2^+ ) } ) L}, \quad (6)$$

以及

$$n_e = \frac{P_\mu}{3T_e/\tau_e + n_0 (\alpha_{i(H^+) } E_{i(H^+) } + \alpha_{i(H_2^+ ) } E_{i(H_2^+ ) } + \alpha_{x(H_2^* ) } E_{x(H_2^* ) } + \alpha_{d(H_2) } E_{d(H_2) } )}. \quad (7)$$

研究表明, 等离子体密度在放电室径向和轴向存在一定梯度, 也就是说微波功率在放电室内的空间分布实际上是不均匀的<sup>[40]</sup>. 本研究采用全局模型的处理方式, 即假设微波在 ECR 区域均匀分布, 因此  $P_\mu$  可以表示为

$$P_\mu = \frac{W_P}{V_{ECR}}, \quad (8)$$

其中,  $W_P$  是等离子体吸收功率,  $V_{ECR}$  指 ECR 面包围的体积. 由于北京大学微型 ECR 离子源结构十分紧凑, 磁场设计相对困难, 因此采用了比较特殊的磁场结构: ECR 区仅分布于微波窗附近 2—4 cm<sup>3</sup> 的空间内. 在本研究中,  $V_{ECR} = 3 \text{ cm}^3$ .

通过求解 (6) 式, 可以得到电子温度与中性气体密度的关系. 如图 3 所示, 氢气和氖气放电的中性气体密度均存在一个最低值  $n_{crit}$ . 通常情况下, ECR 离子源会有一个最低放电气压 (运行气压低于该值, 离子源会出现放电不稳定的现象)<sup>[41,42]</sup>. 实验表明, 北京大学微型 ECR 离子源的最低起振气压为  $2.5 \times 10^{-4} \text{ Pa}$  (气压测量位置为离子源引出系统后面三通, 该起振气压相应的气体流量为标准状况下 0.18 mL/min). 据此, 可以得到电子温度与运行气压和微波功率的依赖关系, 如图 4 所示, 电子温度随着离子源气压增长先急剧下降, 后趋于平缓, 其大小与微波功率基本无关, 与光谱诊断结果一致<sup>[43]</sup>. 此外, 氖气和氢气放电等离子体的电子温度无太大差异, 均可用图 4 表示, 与文献<sup>[44]</sup> 报道结果一致.

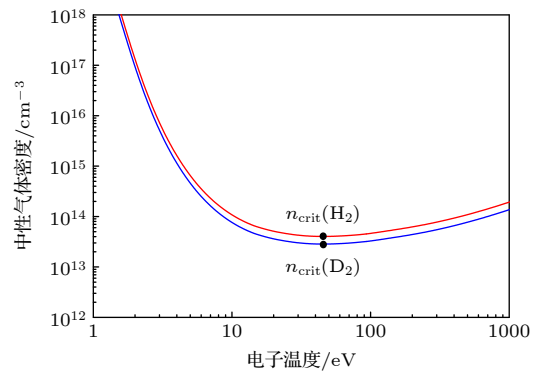


图 3 中性气体密度与电子温度关系曲线

Fig. 3. Equilibrium relationships between the neutral gas density and the electron temperature.

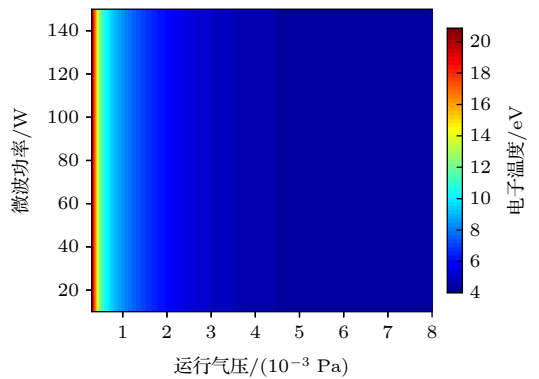


图 4 电子温度与运行气压和微波功率的关系

Fig. 4. Electron temperature as functions of gas pressure and microwave power.

通过求解 (7) 式, 可以得到电子密度与运行气压和微波功率的关系. 如图 5 所示, 电子密度随着

气压增长先缓慢增长后缓慢下降,随着功率增加而急剧增加,与光谱诊断结果一致<sup>[43]</sup>.此外,对比图 5(a), (b) 可以发现,运行参数相同时,氙气放电的电子密度高于氢气放电的电子密度.这是由于氙气分子比氢分子质量大,使得氙气放电等离子体中的电子和离子约束时间更长<sup>[44]</sup>.通过求解 (6) 式和 (7) 式,已经成功建立了微型 ECR 离子源运行气压、微波功率与等离子体的电子温度、电子密度的定量关系.

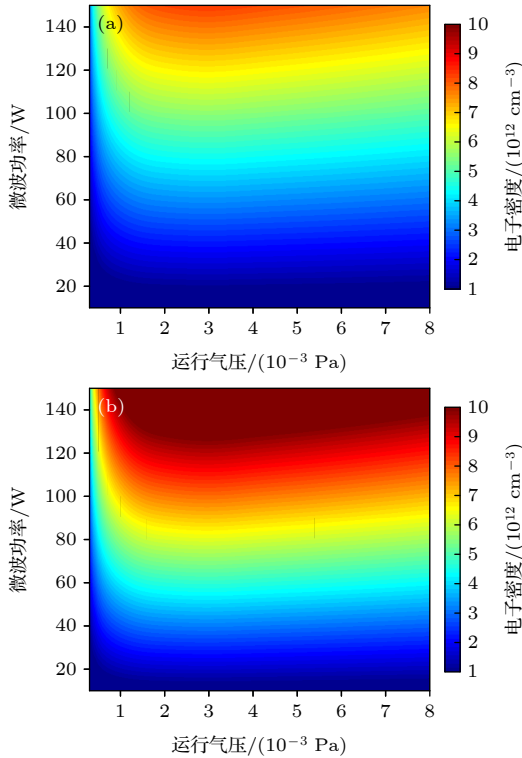


图 5 电子密度与运行气压和微波功率的关系 (a) 氢气放电等离子体; (b) 氙气放电等离子体

Fig. 5. Electron density as functions of gas pressure and microwave power: (a) H<sub>2</sub> plasma; (b) D<sub>2</sub> plasma.

### 2.3 重粒子平衡方程

对于稳态 ECR 等离子体,各种粒子密度的变化率可以表示为<sup>[28]</sup>

$$\frac{dn_i}{dt} = s_{in} + \sum_j \pm T_j \alpha_j \prod_l n_{R,l} - \frac{n_i}{\tau_i} = 0, \quad (9)$$

其中,  $s_{in}$  是离子源的气体供应速率 (仅存在于氢分子或氙分子平衡方程); (9) 式第二项的正号表示粒子的产生过程,负号表示消亡过程;  $T_j$  表示第  $i$  种粒子通过反应过程  $j$  产生的计量系数,对于低温等离子体,三体过程通常可以忽略,因此  $T_j=1$ ;  $\alpha_j$

是反应  $j$  的速率系数;  $n_{R,l}$  是反应物  $l$  的密度;  $\tau_i$  是第  $i$  种粒子的约束时间.

根据 (9) 式,将  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  ( $D^+$ ,  $D_2^+$ ,  $D_3^+$ ) 3 种离子的平衡方程分别表示为

$$n_e N_1 \alpha_3 + n_e N_2 \alpha_{10} + n_e n_2 (\alpha_4 + 2\alpha_{11} + \alpha_{12}) + n_e n_3 \alpha_8 - n_1 / \tau_1 = 0, \quad (10)$$

$$n_e N_2 \alpha_5 - n_e n_2 (\alpha_4 + \alpha_6 + \alpha_{11} + \alpha_{12}) - n_2 N_2 \alpha_7 - n_2 / \tau_2 = 0, \quad (11)$$

$$n_2 N_2 \alpha_7 - n_e n_3 (\alpha_8 + \alpha_9) - n_3 / \tau_3 = 0, \quad (12)$$

其中,  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_3$  分别表示上述 3 种离子的密度,  $N_1$  和  $N_2$  分别为氢原子和氢分子 (氙原子和氙分子) 的密度,  $\tau_1$ ,  $\tau_2$ ,  $\tau_3$  分别表示 3 种离子的约束时间.另外,假设离子和电子均通过双极扩散而损失,离子约束时间  $\tau_{ion}$  可以表示为

$$\tau_{ion} = L / c_{si}, \quad (13)$$

其中,  $L$  为特征长度,  $c_{si}$  为离子声速.

在 (10) 式—(12) 式中,  $T_e$  和  $n_e$  可以看作是由运行气压和微波功率决定的两个独立变量;  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_3$ ,  $N_1$ ,  $N_2$  为 5 个因变量.因此,为了求解上述方程,还需要两个独立方程.

第四个方程由等离子体准中性条件给出,即

$$n_1 + n_2 + n_3 - n_e = 0. \quad (14)$$

通常情况下,第五个方程应为 (9) 式给出的原子平衡方程.目前,国内外学者已经基于这种传统的氢原子平衡方程开展了大量研究.但是,这种方法具有一定的局限性.首先,由于氢原子 (氙原子) 涉及的物理过程众多,其平衡方程的形式比较复杂<sup>[20]</sup>;其次,壁面反应速率系数涉及的参量比较多,不利于减少模型输入参量的数目;此外,与离子的约束相比,中性粒子的约束更加复杂,进一步增加了模型的不确定性.基于上述事实,我们提出了一种新的处理方法,表达式为<sup>[45]</sup>

$$N_2 - \frac{1-D}{2D} \cdot N_1 = 0, \quad (15)$$

其中,  $D$  是氢等离子体中氢分子的解离度,可以通过等离子体诊断方法获得<sup>[43]</sup>.图 6(a), (b) 分别为微型 ECR 离子源中,氢气和氙气分子的解离度与运行气压和微波功率的关系.其中,图 6(a) 是对氢分子解离度的光谱诊断结果进行线性插值绘制而成;图 6(b) 是在图 6(a) 的基础上,结合氢分子和氙分子解离度的差异绘制而成<sup>[46]</sup>.

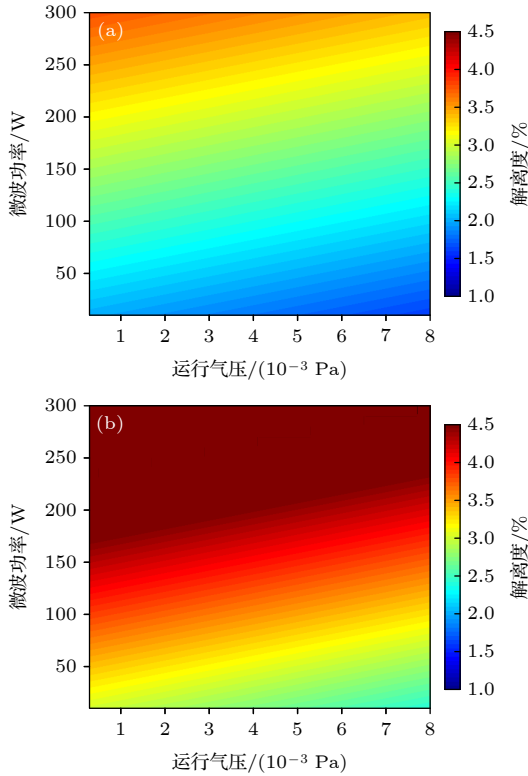


图 6 解离度与运行气压和微波功率的关系 (a) 氢气放电等离子体; (b) 氘气放电等离子体

Fig. 6. Dissociation degree as functions of gas pressure and microwave power: (a)  $H_2$  plasma; (b)  $D_2$  plasma.

根据 Child-Langmuir 定律, 离子源能够引出的最高离子束强度  $I_j$  与离子的质量  $M_j$  有关, 两者的关系可以表示为<sup>[47,48]</sup>

$$I_j \propto 1/\sqrt{M_j}. \quad (16)$$

因此, 离子源引出的  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  ( $D^+$ ,  $D_2^+$ ,  $D_3^+$ ) 3 种离子的比例  $R_{j-ext}$  可以表示为

$$R_{j-ext} = \frac{n_j/\sqrt{j}}{\sum_j n_j/\sqrt{j}}, \quad (17)$$

其中, 对于  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$ ,  $j = 1, 2, 3$ ; 对于  $D^+$ ,  $D_2^+$ ,  $D_3^+$ ,  $j = 2, 4, 6$ .

由于电子平衡方程已经揭示了电子温度、电子密度与运行气压、微波功率的关系, 因此通过求解 (10) 式—(12) 式, (14) 式, (15) 式和 (17) 式构成的方程组, 可以求出 ECR 离子源引出束流的离子比例与运行气压、微波功率的关系。

与传统全局模型相比, 本文发展的微型 ECR 离子源全局模型的改进主要有两方面. 一方面为功率密度计算方式的改进: 以往的模型认为微波功率

均匀沉积在放电室区域, 而本模型认为微波功率均匀沉积在 ECR 区域, 因此采用 (8) 式进行计算. 另一方面为中性粒子平衡方程的修正: 采用 (15) 式建立中性粒子平衡方程, 与传统模型相比, 输入参数大大减少, 模型得到了有效简化。

## 3 结果与讨论

### 3.1 氢气放电

为了测试上述微型 ECR 离子源全局模型的可靠性, 首先计算了一组常规运行参数下 (微波功率 120 W, 引出电压 35 kV),  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  的比例随运行气压的变化情况. 紧接着, 我们基于北京大学离子源实验平台, 利用  $90^\circ$  偏转磁铁和法拉第杯对微型 ECR 离子源的束流成分进行了诊断. 图 7 为离子比的计算结果和实验结果的对照图. 在微型离子源的运行气压范围内 ( $0.35 \times 10^{-3}$ — $1.00 \times 10^{-3}$  Pa), 计算得到的  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  离子比的变化趋势与实验测量得到的变化趋势一致, 并且在  $\pm 6\%$  的绝对误差范围内, 计算结果可以比较好地反映实验结果, 证明了模型在一定程度上是可靠的。

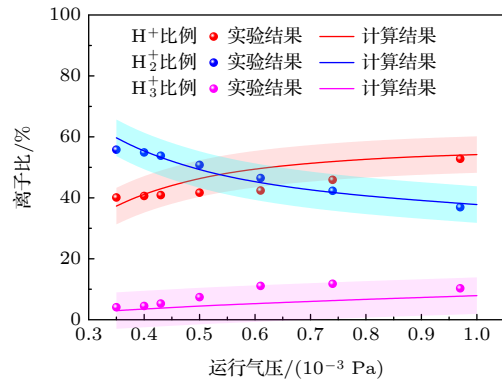


图 7 不同运行气压下,  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  比例

Fig. 7.  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  ion fractions for different gas pressure.

在此基础上, 利用模型计算了更广的运行气压和微波功率条件下,  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  离子比的变化趋势. 如图 8 所示, 随着运行气压的增加,  $H^+$  比例先急剧增加, 后缓慢下降至比较稳定的水平, 呈现出非单调的趋势;  $H_2^+$  比例随着气压增加先急剧下降, 后缓慢下降至比较稳定的水平;  $H_3^+$  比例随气压的变化趋势完全相反, 随着气压增加,  $H_3^+$  比例先急剧增加, 后缓慢增加。

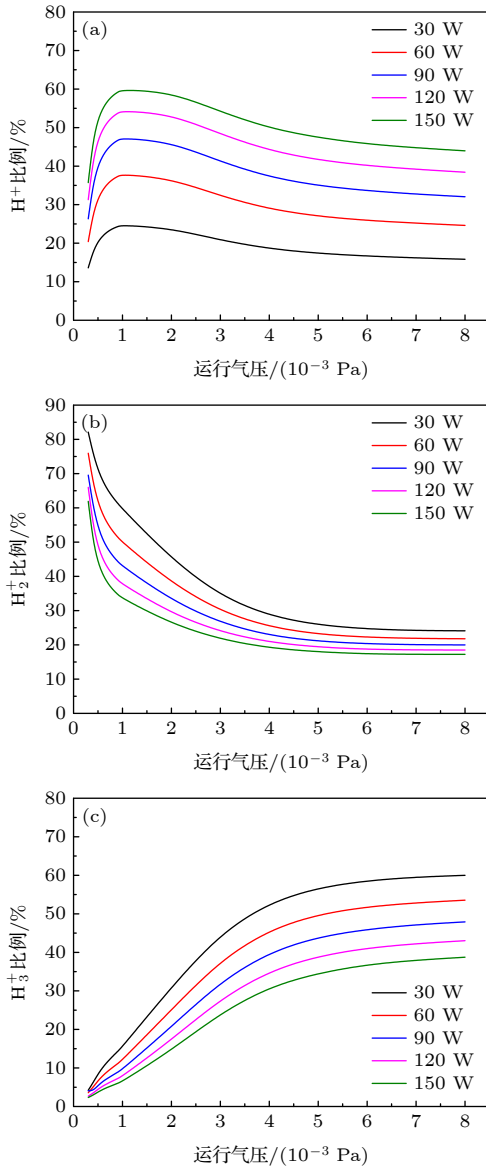


图 8 离子比随运行气压和微波功率的变化曲线 (a)  $H^+$ ; (b)  $H_2^+$ ; (c)  $H_3^+$   
 Fig. 8. Ion fractions as functions of gas pressure and microwave power: (a)  $H^+$ ; (b)  $H_2^+$ ; (c)  $H_3^+$ .

离子比对气压的依赖关系可以从氢等离子体作用过程的角度得到合理解释. 在 ECR 氢等离子体中,  $H_2^+$  主要由过程⑤, 即氢分子的直接电离过程产生. 该反应截面随着电子能量增加而增加, 在 70 eV 达到最大值, 此后随着电子能量的增加, 截面逐渐减小. 2.45 GHz ECR 等离子体的电子温度通常低于 20 eV, 且随着气压增加而急剧下降<sup>[43]</sup>. 因此,  $H_2^+$  产生几率随着气压增加而急剧降低.  $H_3^+$  离子由过程⑦产生. 该过程无需电子的参与, 该截面大小与电子能量无关. 然而,  $H_3^+$  离子极易与电子发生过程⑧而被消耗, 且该解离激发截面随着电子

能量的降低而急剧降低. 由于电子能量随着气压增加而急剧降低, 因此  $H_3^+$  比例随着运行气压增加而增加. 在离子源内, 质子的形成是个两级过程, 主要有两条途径: 1) 氢分子的解离过程+氢原子电离过程 (过程①和过程③); 2) 氢分子的电离过程+氢分子离子的解离激发过程 (过程⑤和过程④). 由于 ECR 氢等离子体属于低温等离子体, 因此途径 1) 占据主导地位. 换句话说, 质子随气压的变化规律可以从解离度的角度得到解释. 诊断结果表明, 随着气压的降低, 氢原子解离度急剧增加, 有利于质子的形成, 因此质子比例增加. 然而, 随着离子源气压的进一步降低, 电子能量增加, 导致氢分子直接电离成  $H_2^+$  的几率增加, 并且该过程消耗大量高能电子, 不利于质子的产生. 因此, 质子随着运行气压的变化呈现了非单调的趋势. 另外, 由图 4 和图 5 可知, 当气压大于  $4 \times 10^{-3}$  Pa, 电子温度和电子密度随着气压和功率的变化不再明显, 因此  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  离子比在气压较高时的变化趋势逐渐变缓. 此外, 从图 8 还可以发现,  $H^+$  比例随着功率增加而急剧增大, 但是功率越高,  $H^+$  比例的增幅越来越小;  $H_2^+$  和  $H_3^+$  离子比随着功率增加均急剧降低, 但降幅随着功率增加而逐渐下降.

离子比对微波功率的依赖关系也可以从氢等离子体作用过程的角度得到合理解释. 从图 2 可以看出,  $H_2^+$  离子与电子碰撞的解离激发过程④和解离复合过程⑥的速率系数比较大. 由于电子密度与功率成正比, 即随着功率增加, 电子密度会急剧增加, 使得上述过程发生几率增加, 造成了  $H_2^+$  离子的减少. 因此,  $H_2^+$  离子比随着功率增加而降低. 对于  $H_3^+$  离子, 除了容易与电子发生解离激发过程⑧, 还容易与电子发生解离复合过程⑨. 由于这两个过程均需要电子的参与, 为了降低  $H_3^+$  离子损失几率, 电子密度不宜过高. 因此,  $H_3^+$  比例随着功率降低而急剧增加. 质子随功率的变化趋势可以从两个角度进行解释. 首先, 由图 6 可知, 解离度随着功率的增加而线性增加, 因此功率增加有助于质子的产生. 其次, 随着功率的增加, 电子密度急剧增加, 进一步增加了  $H_2^+$  和  $H_3^+$  解离的几率. 综上所述, 质子比随着功率的增加而增加. 需要注意的是, 随着功率的增加, 质子比的增幅和  $H_2^+$  和  $H_3^+$  比例的降幅均逐渐下降. 因此, 在离子源运行过程中, 可以靠增加微波功率的方式来提高质子比. 但是当功率达到

一定程度后, 继续增加功率对质子比的提升效果会越来越有限.

综合上述结果和讨论, 可以绘制出图 9 所示的微型 ECR 离子源工作状态区与  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  离子比占优区. 图 9 中的 3 个阴影区分别表示  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  离子比超过 50% 的区域. 以蓝色阴影区为例, 离子源在该区域的任意组合运行参数下, 都可以得到  $H^+$  比例超过 50% 的束流. 因此, 将该区域称为  $H^+$  比例占优区, 同理还有  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  离子比占优区. 如图 9 所示,  $H_2^+$  比例占优区主要位于低气压区域,  $H_3^+$  比例占优区主要位于高压区、低功率区域,  $H^+$  比例占优区主要位于高功率区域. 此外, 非阴影区 3 种离子比例均未超过 50%, 因此离子源运行过程中应避免工作在该区域.

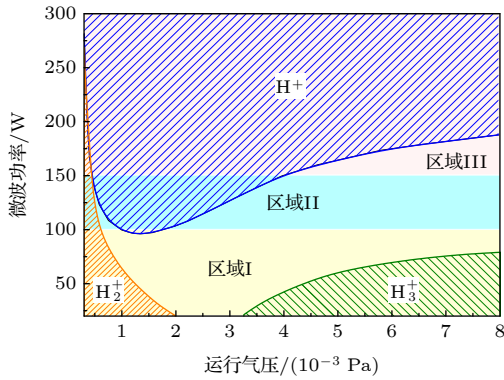


图 9 微型 ECR 离子源工作状态区与  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  离子比占优区

Fig. 9. Operating state region of the miniaturized ECR ion source and  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  ion dominant region.

实际上, 由于微型 ECR 离子源的尺寸过于紧凑, 放电室尺寸低于微波截止尺寸, 导致微波耦合效率低于常规尺寸 ECR 离子源. 以北京大学微型 ECR 离子源为例, 微波耦合效率随着功率的增加而急剧降低: 当设定微波功率高于 100 W 之后, 离子源流强的增长幅度开始下降; 当设定微波功率高于 150 W 之后, 离子源流强基本不再增长. 根据微波耦合效率的变化情况, 将北京大学微型 ECR 离子源分为以下 3 个工作状态区.

区域 I (黄色区域): 该区域微波功率介于 20—100 W, 微波耦合效率很高. 通过运行参数优化, 微型 ECR 离子源可以进入  $H_2^+$  或  $H_3^+$  比例占优区, 难以进入  $H^+$  比例占优区.

区域 II (蓝色区域): 该区域微波功率介于 100—150 W, 微波耦合效率较高. 通过运行参数优

化, 微型 ECR 离子源可以进入  $H_2^+$  或  $H^+$  比例占优区, 无法进入  $H_3^+$  比例占优区. 北京大学微型 ECR 离子源主要用于中子管, 对  $H^+$  或  $D^+$  比例要求较高, 因此离子源主要工作于此区域.

区域 III (紫色区域): 该区域微波功率高于 150 W, 微波耦合效率较低. 在非常广的运行参数范围内, 均可以得到  $H^+$  比例占优的束流. 由于微波耦合效率的限制, 目前北京大学微型 ECR 离子源难以工作在该区域. 因此, 为了继续提高该离子源的质子比, 首先要解决高微波功率条件下, 微型 ECR 离子源的微波耦合效率低的问题.

### 3.2 氙气放电

为更好地比较氢气和氙气放电的离子比差异, 利用全局模型研究并绘制了氙气和氢气放电时的束流离子比的对照图, 见图 10. 图中粉色实线表示相应离子比例为 50% 的等高线. 计算结果表明, 不同运行气压和微波功率条件下, 微型 ECR 离子源的  $D^+$ ,  $D_2^+$ ,  $D_3^+$  比例变化趋势与氢气放电的  $H^+$ ,  $H_2^+$ ,  $H_3^+$  比例变化趋势基本一致, 在此不再赘述.

对比图 10(a), (b) 可以发现, 同样运行条件下,  $D^+$  比例比  $H^+$  比例高得多. 对比图 10(b), (e), 以及图 10(c), (f) 可以发现, 同样运行条件下,  $D_2^+$  和  $D_3^+$  比例也明显低于  $H_2^+$  和  $H_3^+$  比例. 这两种气体放电的离子比差异可以从两者等离子体参数的差异得到解释. 如图 5 所示, 氙气放电等离子体电子密度高于氢气放电等离子体密度. 一方面, 高的电子密度可以促进氙分子的解离和氙原子的电离, 从而有助于提高  $D^+$  的密度; 另一方面, 高电子密度可以促进分子离子 ( $D_2^+$  和  $D_3^+$ ) 的解离, 从而有助于降低分子离子的密度. 因此, 相比于氢气放电, 氙气放电更容易获得高的原子离子比和低的分子离子比. 上述结果也表明, 电子密度对离子比的影响非常大. 因此, 为了提高 ECR 离子源引出束流的  $H^+$  或  $D^+$  比例, 可以采用  $Al_2O_3$ 、陶瓷等高二次电子发射系数的材料作为放电室 [49,50].

为了定量比较氢气放电和氙气放电的差异, 将相同运行气压和微波功率条件下, 同一类型离子的比例的差值定义为  $\Delta$ , 即

$$\Delta[A_k^+] = R_{D_k^+} - R_{H_k^+}, \quad (18)$$

其中,  $k = 1, 2, 3$  分别代表原子离子, 双原子分子离子和三原子分子离子.

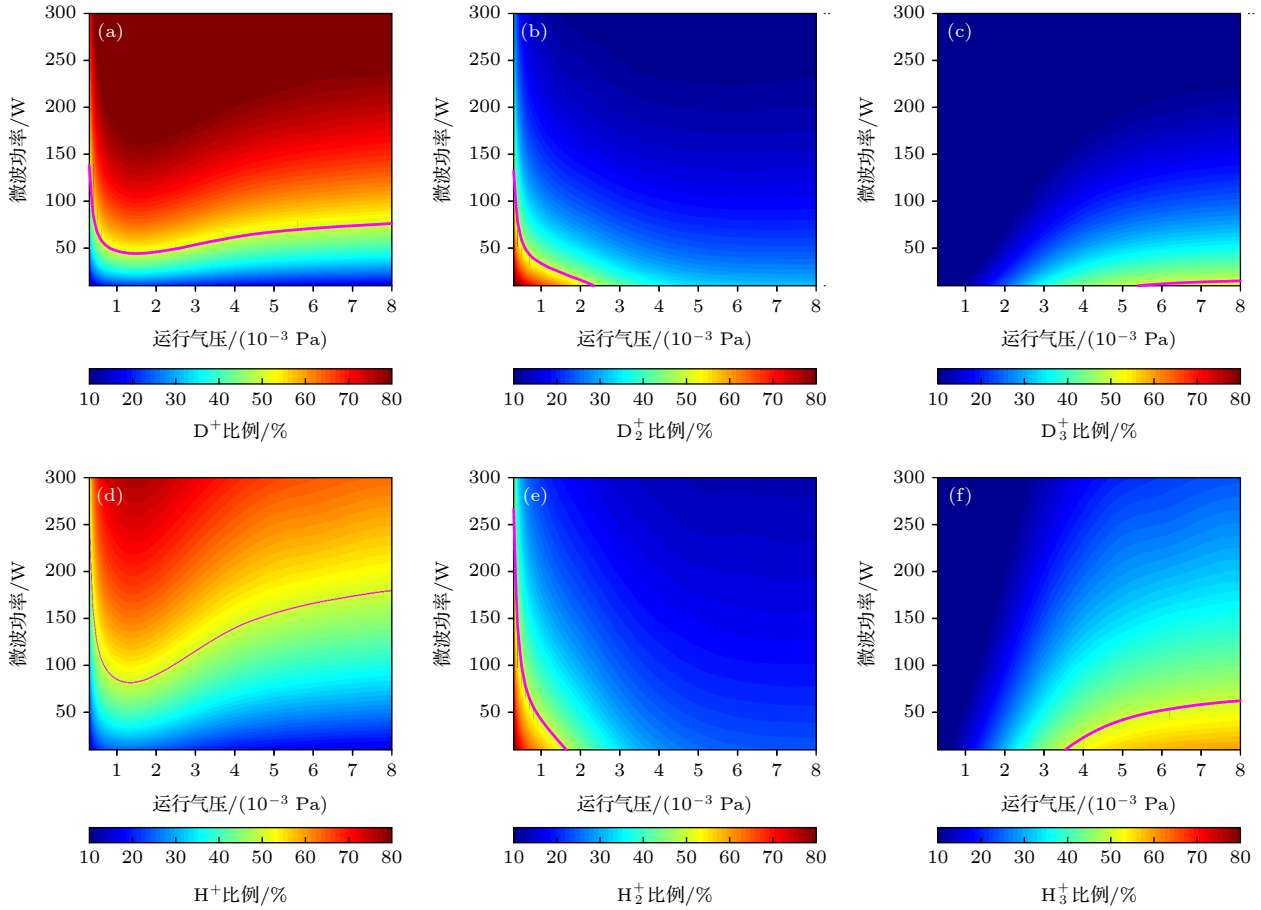


图 10 不同运行气压和微波功率条件下, 氘气和氢气放电的离子比对照 (a)  $D^+$ ; (b)  $D_2^+$ ; (c)  $D_3^+$ ; (d)  $H^+$ ; (e)  $H_2^+$ ; (f)  $H_3^+$   
 Fig. 10. Comparison of ion fractions for  $D_2$  and  $H_2$  plasma at different gas pressure and microwave power: (a)  $D^+$ ; (b)  $D_2^+$ ; (c)  $D_3^+$ ; (d)  $H^+$ ; (e)  $H_2^+$ ; (f)  $H_3^+$ .

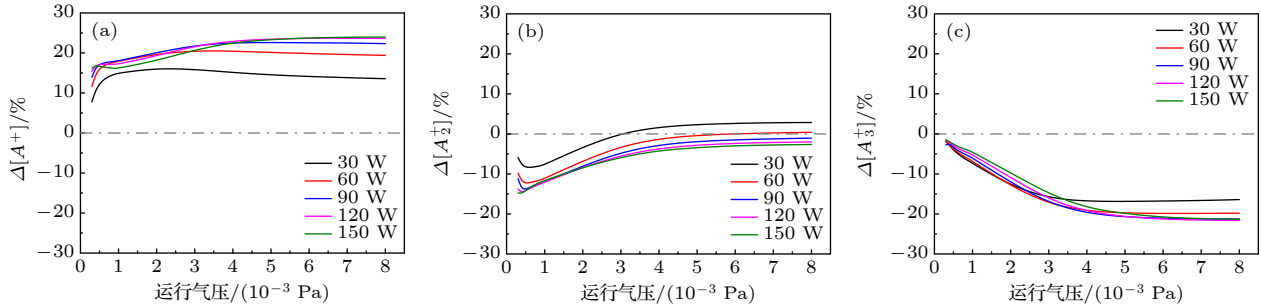


图 11 不同运行气压和微波功率条件下, 氘气放电和氢气放电的离子比差值 (a)  $\Delta [D^+ - H^+]$ ; (b)  $\Delta [D_2^+ - H_2^+]$ ; (c)  $\Delta [D_3^+ - H_3^+]$   
 Fig. 11. The difference of ion fraction between  $D_2$  plasma and  $H_2$  plasma at different gas pressure and microwave power: (a)  $\Delta [D^+ - H^+]$ ; (b)  $\Delta [D_2^+ - H_2^+]$ ; (c)  $\Delta [D_3^+ - H_3^+]$ .

图 11 是计算得到的 3 种离子的  $\Delta$  随运行气压和微波功率的变化趋势图. 从图 11(a) 可以看出, 无论运行参数怎样变化,  $D^+$  比例始终高于  $H^+$  比例, 前者比后者高出 10%—25% 之间, 与文献 [44] 报道的实验结果一致. 另外, 随着运行气压的升高,  $\Delta[A^+]$  整体呈现先上升后趋于平衡的趋势; 随着微波功率的升高,  $\Delta[A^+]$  整体呈现上升趋势. 从图 11(b)

可以看出, 在大多数运行参数下,  $D_2^+$  比例低于  $H_2^+$  比例, 前者比后者低 0—15% 之间, 只有在低功率和高气压的情况下会出现反常. 另外, 随着运行气压的升高,  $\Delta[A_2^+]$  逐渐趋于 0, 即双原子分子离子比例差异逐渐缩小; 随着微波功率的升高,  $\Delta[A_2^+]$  绝对值整体呈现上升趋势. 从图 11(c) 可以看出, 无论运行参数怎样变化,  $D_3^+$  比例始终低于  $H_3^+$  比

例. 随着运行气压的升高,  $\Delta[A_3^+]$  绝对值越来越大 (从 0 增长至 20%); 随着微波功率的升高,  $\Delta[A_3^+]$  绝对值整体呈现上升趋势. 此外, 对比图 11(b) 和图 11(c) 可以发现,  $\Delta[A_2^+]$  和  $\Delta[A_3^+]$  随气压的变化趋势正好相反.

## 4 结 论

本文提出一种适用于微型 ECR 离子源的全局模型, 并研究了北京大学微型 ECR 离子源氢气放电和氖气放电过程, 主要结论如下.

1) 微型 ECR 离子源的氢气放电过程和氖气放电过程均对运行气压和微波功率表现出很强的依赖. 计算结果表明, 高功率有利于提高束流中  $H^+$  ( $D^+$ ) 离子的比例, 低气压有利于提高  $H_2^+$  ( $D_2^+$ ) 离子的比例, 高气压和低功率有利于提高  $H_3^+$  ( $D_3^+$ ) 离子的比例. 微型离子源在调试和运行过程中, 应根据实际的束流需求选择合适的工作参数范围, 从而提高工作效率.

2) 氢气放电和氖气放电的离子比存在较大差异. 实验研究表明, 氖气放电等离子体密度高于氢气放电等离子体密度. 因此, 同等运行参数下, 氖气放电的  $D^+$  离子比例比氢气放电的  $H^+$  离子比例高 10%—25%. 此外, 高能氖离子束会造成设备活化, 威胁人员和设备安全. 因此, 中子管的离子源调试过程中, 可以利用氢气代替氖气开展实验, 并根据  $H^+$  比例给出相应运行参数下  $D^+$  比例的定量估计.

3) 本研究揭示了微型 ECR 离子源引出束流中的原子离子比例低的原因. 计算结果表明, 高的微波功率是高  $H^+$  ( $D^+$ ) 比例的前提. 但是, 由于微波耦合效率的限制, 微型 ECR 离子源无法在区域 III 工作 (等离子体吸收的微波功率大于 150 W 的区域), 使得  $H^+$  ( $D^+$ ) 比例无法进一步提高, 限制了此类离子源在中子管、注入机等领域的应用. 因此, 提升微波耦合效率应作为微型 ECR 离子源的重点研究内容之一.

本研究提出的全局模型有助于理解微型 ECR 离子源的物理过程, 但是模型也有一定不足. 首先, 模型没有考虑二次电子发射系数的影响, 无法细致研究壁材料对离子比的影响; 其次, 解离度依赖于光谱诊断结果, 光谱诊断的误差会对模型的准确性造成一定影响; 此外, 本文只建立了氢气和氖气放

电的模型, 无法研究更多种类气体放电的过程. 接下来的研究中, 将考虑上述因素并进一步完善模型, 建立一套完整且自洽的微型 ECR 离子源全局模型.

## 参考文献

- [1] Gammino S, Celona L, Ciavola G, Maimone F, Mascali D 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **81** 02B313
- [2] Ding J Z, Zhao Y B, Liu Z W, Zhao H W, Yuan P, Cao Y, Lei H L, Zhang Z M, Zhang X Z, Zhang W, Guo X H, Wang H, Feng Y C, Li J Y, Ma B H, Gao J Y, Song P, Li X X 2001 *Nucl. Tech.* **24** 43 (in Chinese) [丁俊章, 赵玉彬, 刘占稳, 赵红卫, 袁平, 曹云, 雷海亮, 张子民, 张雪珍, 张汶, 郭晓虹, 王辉, 冯玉成, 李锦玉, 马保华, 高级元, 宋沛, 李锡霞 2001 *核技术* **24** 43]
- [3] Alonso J R, Calabretta L, Campo D, Celona L, Conrad J, Martinez R G, Johnson R, Labrecque F, Toups M H, Winklehner D, Winslow L 2014 *Rev. Sci. Instrum.* **85** 02A742
- [4] Cui B Q, Li L Q, Bao Y W, Jiang W S, Wang R W 2002 *Atomic Energy Science and Technology* **36** 486 (in Chinese) [崔保群, 李立强, 包轶文, 蒋渭生, 王荣文 2002 *原子能科学技术* **36** 486]
- [5] Harrison S E, Voss L F, Torres A M, Frye C D, Shao Q, Nikolić R J 2017 *J. Vac. Sci. Technol. A* **35** 061303
- [6] More S E, Dave J R, Makar P K, Bhoraskar S V, Premkumar S, Tomar G B, Mathe V L 2020 *Appl. Surf. Sci.* **506** 144665
- [7] Kim W J, Ryu J, Im J, Kim S H, Kang S Y, Lee J H, Jo S H, Ha B K 2018 *Mol. Genet. Genomics.* **293** 1169
- [8] Li B, Liu H C, Wang Y, Wu X L, Li A H, Qu P H, Chen Q, Fan M X, Gong K Y, Ouyang H F, Wu C F 2019 *Atomic Energy Science and Technology* **53** 1656 (in Chinese) [李波, 刘华昌, 王云, 吴小磊, 李阿红, 瞿培华, 陈强, 樊梦旭, 巩克云, 欧阳华甫, 吴丛凤 2019 *原子能科学技术* **53** 1656]
- [9] Jiang Y X, Peng S X, Wu W B, Ma T H, Zhang J F, Ren H T, Zhang T, Wen J M, Xu Y, Zhang A L, Sun J, Guo Z Y, Chen J E 2020 *Rev. Sci. Instrum.* **91** 033319
- [10] Vainionpää J H, Harris J L, Piestrup M A, Gary C K, Williams D L, Apodaca M D, Cremer J T, Ji Q, Ludewigt B A, Jones G 2013 *AIP Conf. Proc.* **1525** 118
- [11] Fu S, Ding Z, Ke Y, Tian L 2020 *IEEE T. Plasma. Sci.* **48** 676
- [12] Wen J M, Peng S X, Ren H T, Zhang T, Zhang J F, Wu W B, Sun J, Guo Z Y, Chen J E 2018 *Chin. Phys. B* **27** 055204
- [13] Bogomolov S L, Bondarchenko A E, Efremov A A, Kostyukhov Y E, Kuzmenkov K I, Loginov V N, Pugachev D K, Fatkullin R D 2019 *J. Instrum.* **14** C01009
- [14] Ke Y J, Sun X F, Chen X K, Tian L C, Zhang T P, Zheng F M, Jia Y H, Jiang H C 2017 *Plasma Sci. Technol.* **19** 095503
- [15] Yamamoto N, Chikaoka T, Masui H, Nakashima H, Takao Y, Kondo S 2006 *In 42nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* California, America, July 9–12, 2006 p5177
- [16] Torii Y, Shimada M, Watanabe I 1992 *Rev. Sci. Instrum.* **63** 2559
- [17] Ji Q 2011 *AIP Conf. Proc.* **1336** 528
- [18] Baumgarten C, Barchetti A, Eienkel H, Goetz D, Schmelzbach P A 2011 *Rev. Sci. Instrum.* **82** 053304
- [19] Fatkullin R, Bogomolov S, Kuzmenkov K, Efremov A 2018 *EPJ Web of Conf.* **177** 08003

- [20] Chan C F, Burrell C F, Cooper W S 1983 *J. Appl. Phys.* **54** 6119
- [21] Samuelli C M, Corr C S 2016 *Plasma Sources Sci. Technol.* **25** 015014
- [22] Zorat R, Goss J, Boilson D, Vender D 2000 *Plasma Sources Sci. Technol.* **9** 161
- [23] Hollmann E M, Pigarov A Y 2002 *Phys. Plasmas* **9** 4330
- [24] Ke J L, Liu Y G, Liu B L, Hu Y H, Liu M, Tang J, Zheng P, Li Y, Wu C L, Lou B C 2020 *Instrum. Exp. Tech.* **63** 616
- [25] Svarnas P, Bacal M, Auvray P, Béchu S, Pelletier J 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 03A512
- [26] Eguchi T, Sasao M, Shimabukuro Y, Ikemoto F, Kisaki M, Nakano H, Tsumori K, Wada M 2020 *Rev. Sci. Instrum.* **91** 013508
- [27] Janev R K, Langer W D Jr, Evans K, Post D E 1987 *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas: Cross Sections and Reaction Rate Coefficients* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg) p1868
- [28] Huh S R, Kim N K, Jung B K, Chung K J, Hwang Y S, Kim G H 2015 *Phys. Plasmas* **22** 033506
- [29] McNeely P, Dudin S V, Christ-Koch S, Fantz U, the NNBI Team 2009 *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** 014011
- [30] Godyak V A, Piejak R B, Alexandrovich B M 2002 *Plasma Sources Sci. Technol.* **11** 525
- [31] Singh S B, Chand N, Pati D S 2009 *Vacuum* **83** 372
- [32] Kimura T, Kasugai H 2010 *J. Appl. Phys.* **107** 083308
- [33] Hjartarson A T, Thorsteinsson E G, Gudmundsson J T 2010 *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** 065008
- [34] Fantz U 2006 *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** S137
- [35] Mazzaglia M, Castro G, Mascali D, Celona L, Neri L, Torrisi G, Gammino S, Reitano R, Naselli E 2019 *Phys. Rev. Accel. Beams* **22** 053401
- [36] Wu W B, Ren H T, Peng S X, Xu Y, Wen J M, Sun J, Zhang A L, Zhang T, Zhang J F, Chen J E 2017 *Chin. Phys. B* **26** 095204
- [37] Koga M, Yonesu A, Kawai Y 2003 *Surf. Coat. Tech.* **171** 216
- [38] Reuben B G, Friedman L 1962 *J. Chem. Phys.* **37** 1636
- [39] Dandl R A, Guest G E 1991 *J. Vac. Sci. Technol. A* **9** 3119
- [40] Fu S L, Chen J F, Hu S J, Wu X Q, Lee Y, Fan S L 2006 *Plasma Sources Sci. Technol.* **15** 187
- [41] Yoshida Y 1992 *Appl. Phys. Lett.* **61** 1733
- [42] Zhang M, Peng S X, Ren H T, Song Z Z, Yuan Z X, Zhou Q F, Lu P N, Xu R, Zhao J, Yu J X, Chen J E, Guo Z Y, Lu Y R 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **81** 02B715
- [43] Wu W B, Peng S X, Ren H T, Xu Y, Wen J M, Zhang A L, Zhang T, Zhang J F, Sun J, Guo Z Y, Chen J E 2018 *AIP Conf. Proc.* **2011** 020004
- [44] Wu Y 2009 *Ph. D. Dissertation* (Berkeley: UC Berkeley)
- [45] Wu W B, Zhang A L, Peng S X, Ma T H, Jiang Y X, Li K, Zhang J F, Zhang T, Wen J M, Xu Y, Guo Z Y, Chen J E 2020 *Vacuum* **182** 109744
- [46] Fantz U, Falter H, Franzen P, Wünderlich D, Berger M, Lorenz A, Kraus W, McNeely P, Riedl R, Speth E 2006 *Nucl. Fusion* **46** S297
- [47] Child C D 1911 *Phys. Rev.* **32** 492
- [48] Langmuir I 1913 *Phys. Rev.* **2** 450
- [49] Xu Y, Peng S X, Ren H T, Zhang A L, Zhang T, Xu Y, Zhang J F, Wen J M, Wu W B, Guo Z Y, Chen J E 2017 *Chin. Phys. B* **26** 085203
- [50] Miracoli R, Celona L, Castro G, Mascali D, Gammino S, Lanaia D, Giugno R Di, Serafino T, Ciavola G 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 02A305

# Global model of miniature electron cyclotron resonance ion source<sup>\*</sup>

Wu Wen-Bin<sup>1)2)</sup> Peng Shi-Xiang<sup>2)†</sup> Zhang Ai-Lin<sup>3)</sup> Zhou Hai-Jing<sup>1)</sup>  
 Ma Teng-Hao<sup>2)</sup> Jiang Yao-Xiang<sup>2)</sup> Li Kai<sup>2)</sup> Cui Bu-Jian<sup>2)</sup>  
 Guo Zhi-Yu<sup>2)</sup> Chen Jia-Er<sup>2)</sup>

1) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China*)

2) (*State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China*)

3) (*Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

( Received 5 December 2021; revised manuscript received 3 March 2022 )

## Abstract

Miniature electron cyclotron resonance (ECR) ion sources are widely used in compact ion implanters, miniature neutron tubes, and miniature ion thrusters. To understand the mechanism of miniature ECR ion source, a miniature deuterium ion source developed by Peking University is taken as the research object. In this work, a global model based on particle balance equations is developed for studying the hydrogen plasma and the deuterium plasma inside the miniature ECR source. The research results show that both the hydrogen discharge process and the deuterium discharge process of the ion source are strongly dependent on the gas pressure and microwave power. The calculated results show that high power is beneficial to increasing the proportion of  $H^+$  ( $D^+$ ) ions, low pressure is helpful in augmenting the ratio of  $H_2^+$  ( $D_2^+$ ) ions, high pressure and low power are beneficial to enhancing the proportion of  $H_3^+$  ( $D_3^+$ ) ions. In addition, there is a large difference in ion proportion between hydrogen discharge and deuterium discharge. Under the same operating parameters, the proportion of  $D^+$  ions is 10%–25% higher than the proportion of  $H^+$  ions since the plasma density of deuterium discharge is higher than that of hydrogen plasma. Therefore, during the operation of miniature source,  $H_2$  gas, instead of  $D_2$  gas, can be used in experiment, and the proportion of  $D^+$  ions under the corresponding operating parameters can be estimated based on the proportion of  $H^+$  ions. Finally, the calculated results show that high microwave power is a prerequisite for achieving the high proportion of  $H^+$  ( $D^+$ ) ions. However, owing to the limitation of microwave coupling efficiency, the miniature ECR ion source cannot work when the microwave power is greater than 150 W, so that the  $H^+$  ( $D^+$ ) proportion cannot be further increased, thereby limiting its further applications in neutron sources, implanters, etc. Therefore, how to improve the microwave coupling efficiency has become one of the key research contents of the miniature ECR ion source. The global model proposed in this paper is helpful in understanding the physical process of the miniature ECR ion source, but there are also some shortcomings. Firstly, the effect of the secondary electron emission coefficient is not considered in the model, so it is impossible to study the influence of wall materials on ion proportion in detail. Secondly, the dissociation degree depends on the plasma measurements, and the error of plasma measurements in turn affect the accuracy of the model to a certain extent. In addition, only the hydrogen plasma model and deuterium plasma model are established in this work, based on which it is impossible to study the processes of other gas discharge plasmas. In the future, the above factors will be considered and the model will be further improved to establish a complete and self-consistent global model of the miniature ECR ion source.

**Keywords:** electron cyclotron resonance ion source, plasma simulation, ion fraction, neutron source

**PACS:** 52.50.Sw, 52.50.–b, 52.65.–y, 29.25.Dz

**DOI:** 10.7498/aps.71.20212250

\* Project supported by the Special Funds of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12147144), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11775007, 11975036), and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2021M700506).

† Corresponding author. E-mail: [sxpeng@pku.edu.cn](mailto:sxpeng@pku.edu.cn)