

霍尔推力器中呼吸振荡激发机理及影响因素*

杨三祥 郭宁[†] 贾艳辉 耿海 高俊 刘家涛 刘士永 杨盛林

(兰州空间技术物理研究所, 真空技术与物理重点实验室, 兰州 730000)

(2023年1月3日收到; 2023年2月2日收到修改稿)

呼吸振荡作为霍尔推力器中的一种低频、大振幅放电不稳定性, 对推力器的性能及寿命有严重的影响. 本文利用包含了离子径向扩散和电子壁面相互作用的双区“捕食者-被捕食者”(Predator-Prey, P-P)模型, 对霍尔推力器中呼吸振荡的激发机理和影响因素开展了研究. 研究表明, 电子与壁面之间相互作用导致的能量耗散对呼吸振荡有抑制作用, 而近阳极区的离子径向扩散对呼吸振荡有激发作用. 依赖于近阳极区的离子径向扩散强度, 模式振荡频率以及放电电流的振荡峰值呈现非单调变化的趋势. 此外, 在推力器放电通道长度一定的情况下, 呼吸振荡的激发与电离区长度的变化无关, 而振荡的频率(周期)随着电离区长度的增大而增大(减小). 本文的研究结果将为霍尔推力器中呼吸振荡激发机理的认识以及呼吸振荡抑制新方法的提出提供理论支撑.

关键词: 霍尔推力器, 呼吸振荡, 双区 P-P 模型, 离子径向扩散, 电子壁面相互作用

PACS: 52.27.-h, 85.30.Fg, 52.75.Di, 52.35.-g

DOI: 10.7498/aps.72.20230009

1 引言

霍尔推力器作为基于电子闭合漂移原理设计的静电推进技术, 相对于离子推力器具有推功比高、推力密度大、结构简单的特点^[1]. 目前, 霍尔推力器在低轨互联网星座、卫星通信、气象监测等领域得到了广泛的应用, 用于执行卫星的位置保持和轨道修正等任务.

作为一种 $E \times B$ 构型的放电装置, 霍尔推力器放电过程涉及中性原子电离、二次电子发射、等离子体与壁面相互作用、带电粒子漂移运动等复杂物理过程^[2]. 这些过程将通过直接或间接的方式引起放电室内等离子体的不稳定性, 宏观表现为频率介于 kHz—GHz 范围内的放电电流振荡^[3]. 放电电流振荡意味着推力器内部等离子体密度分布随时间在发生变化^[4]. Choueiri^[3] 把霍尔推力器中频率介

于 1—100 kHz 的振荡分成四类: 1) 由电离不稳定性引起, 频率介于 1—20 kHz 的轴向振荡; 2) 与电离过程有关, 频率介于 5—25 kHz 的角向振荡; 3) 由等离子体密度梯度和磁场梯度引起, 频率介于 20—60 kHz 的角向漂移不稳定性; 4) 由碰撞或其他效应引起, 频率介于 20—100 kHz 的振荡. 霍尔推力器中的放电振荡将导致推力器羽流发散角增大^[5], 功率处理单元的负载增大^[3], 引起推力器非正常熄弧^[6], 加速推力器失效、缩短工作寿命^[7], 使推力器的效率降低^[8,9] 等不良影响.

呼吸振荡作为霍尔推力器中的一种常见振荡模式, 通常表现出低频、大振幅的特性. 1977 年 Tilinlin^[10] 在测量霍尔推力器的放电电流时首次发现了呼吸振荡, 并认为这一振荡是电子的分布受等离子体影响所导致. 1997 年, Fife 等^[11] 首次利用“捕食者-被捕食者”(Predator-Prey, P-P)模型分析了霍尔推力器中的呼吸振荡, 利用该模型得到的

* 国家重点研发计划 (批准号: 2021YFC2202704)、国家自然科学基金 (批准号: 62201238) 和甘肃省杰出青年基金 (批准号: 21JR7RA744) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: guoningaa@163.com

模式振荡频率与二维计算结果符合较好. 在 P-P 模型中将离子看作是“捕食者”, 中性原子看作是“被捕食者”, 振荡的频率正比于离子的速度, 反比于放电通道的长度. 1998 年, Boeuf 和 Garrigues^[12] 利用一维混合模型研究了呼吸振荡, 认为呼吸振荡是由中性气体周期性的消耗和补偿引起, 振荡周期为中性原子代替被电离原子的时间. 这一结论能够很好地解释 Darnon 等^[13] 的试验结果. Barral 等^[14] 构建了包含时间依赖关系的一维模型研究呼吸振荡, 但模型计算得到的振荡频率与试验测量值之间的误差较大. Chable 和 Rogier^[15] 对呼吸振荡的激发因素持有不同的观点, 他们认为电流和自身电场的耦合是引起呼吸振荡的原因. Huang 等^[16] 利用高速双郎缪尔探针和傅里叶变换方法研究了背景压强对呼吸振荡的影响. 结果表明随着背景压强的增大, 电离区和加速区缩短, 振荡频率将相应地增大. 背景压强对呼吸振荡的影响, 有可能导致推力器性能的天地差异.

此外, 试验和数值模拟结果表明, 工质流率大小、工质种类^[17,18]、放电电压^[19]、放电通道材料^[20]、磁场位形, 以及磁场强度^[21] 都将对呼吸振荡特性产生影响. 模式的振荡频率、离子速度随着放电电压的增大而增大^[22], 放电电流振荡幅值随着磁场强度的增大先增大后减小^[20]. 与其他陶瓷材料相比, 在相同的磁场位形下, 采用氮化硼陶瓷作为推力器放电通道时, 放电振荡的幅值最小^[23]. Raitises 等^[24-26] 的工作表明, 阴极对霍尔推力器中的低频放电振荡也有重要的影响, 通常表现为当阴极发射电子的能力超过阴极自持放电能力时, 对低频放电振荡具有抑制作用.

在呼吸振荡抑制方面, Tamida 等^[27] 通过对电势、磁场等物理参数的调控实现了对霍尔推力器中低频振荡的抑制, Barral 等^[28] 基于主动控制的思路利用电阻、电感、电容组成的 RLC 滤波电路, 结合比例-积分-微分 (proportional-integral-derivative, PID) 方法对磁场控制, 实现了对霍尔推力器呼吸振荡的主动控制. Raitises 等^[29] 研究结果表明采用对阳极电压调控的方法可以改变离子密度和离子速度振荡的相位差. Yu 等^[30] 利用包含 RLC 滤波电路的一维模型发现呼吸振荡的幅值随滤波电路电感和电阻的增大而降低, 采用合适的滤波电路参数, 呼吸振荡能够被完全稳定. 在电感值相同的情

况下, 由于电感元器件的频率特性不同对低频放电振荡的影响也将不同^[31]. Barral 和 Ahedo^[32] 数值研究了 RLC 和 PID 对呼吸振荡的抑制作用, 发现相较于 RLC 反馈控制电路, PID 对呼吸振荡的抑制效果更好, 且采用 RLC 将增大由于阻抗引起的功率消耗. Wei 等^[33] 在不改变推力器运行参数的情况下, 通过调节滤波电路电容的方法研究了呼吸振荡幅值与推力器性能的关系, 结果表明呼吸振荡幅值对推力器性能的影响依赖于推力器的工况.

针对霍尔推力器中呼吸振荡的激发机理, 研究人员基于不同的物理假设, 提出了不同的物理模型进行了解释. 然而, 目前对呼吸振荡的激发机理依旧没有统一的认识. Boeuf 和 Garrigues^[12] 认为呼吸振荡与中性原子的电离过程有关; Barral^[14] 则认为呼吸振荡与中性原子双荷电离导致的电离逐级放大过程有关. 还有一部分学者认为呼吸振荡与电场的局部增大有关, 由于电子和离子的漂移速度不同导致的瑞利-泰勒不稳定性是诱发呼吸振荡的根本原因, 这一解释忽略了电离过程对呼吸振荡的影响. Yu 等^[34] 首次阐述了预电离机制对霍尔推力器低频振荡影响的物理机理, 认为霍尔推力器电离过程中, 正负反馈作用交替占主导地位造成电离的不稳定是引起霍尔推力器中低频振荡的原因.

基于此, 本文在 Dale 和 Jorns^[35] 建立的双区“P-P”模型基础上, 通过引入离子径向扩散效应和电子与壁面相互作用, 针对霍尔推力器中呼吸振荡激发诱因及其影响因素开展了研究. 本文旨在通过研究放电通道中等离子体特性对低频振荡的自洽影响, 明确离子的径向扩散、电子的壁面能量耗散、以及电离区长度的变化对呼吸振荡的影响, 加深对呼吸振荡的认识, 为霍尔推力器放电振荡抑制、产品性能优化提供理论支撑.

2 模型方程

根据霍尔推力器的工作原理可以将霍尔推力器的放电通道分为两个典型的区间: 靠近推力器阳极位置的近阳极区和中性原子发生电离碰撞的电离区. 在 Dale 建立的双区 P-P 模型基础上^[35] 引入离子径向扩散、电子与壁面相互作用后的完整的双区 P-P 模型可以写成如下形式:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dN^A}{dt} &= -\xi(T_e^A)N^A n^A + \frac{(N_0 - N^A)v_n}{L^A} \\ &\quad + e^{-0.5} \frac{n^A v_B(T_e^A)}{L^A}, \\ \frac{dn^A}{dt} &= \xi(T_e^A)N^A n^A - \frac{n^A v_n}{L^A} - e^{-0.5} \frac{n^A v_B(T_e^A)}{L^A} \\ &\quad - \delta^A \frac{2n^A v_{iw}^A}{R_\Delta}, \\ \frac{d\mathfrak{R}^A}{dt} &= \frac{5}{3} \frac{|v_e| \mathfrak{R} - |v_e^A| \mathfrak{R}^A e^{-0.5}}{L^A} - S_{\text{coll}}^A - \eta^A S_{\text{wall}}, \\ \frac{dN}{dt} &= -\xi(T_e)Nn + \frac{(N^A - N)v_n}{L}, \\ \frac{dn}{dt} &= \xi(T_e)Nn + \frac{n^A v_n - nv_i}{L} - \delta \frac{2nv_{iw}}{R_\Delta}, \\ \frac{d\mathfrak{R}}{dt} &= \frac{5}{3} \frac{|v_e^{\text{cat}}| \mathfrak{R}^{\text{cat}} - |v_e| \mathfrak{R}}{L} + S_{\text{joule}} - S_{\text{coll}} - \eta S_{\text{wall}}, \end{aligned} \right. \quad (1)$$

上标“A”表示近阳极区的物理量. 在不考虑上标的情况下, N 表示中性原子密度, n 表示等离子体密度, $\xi(T_e)$ 表示电离率, 是关于电子温度的函数^[36],

$$\xi(T_e) = \xi_0(T_e/\varepsilon)^\alpha e^{-2\varepsilon/T_e}, \quad (2)$$

其中, ξ_0 为修正系数, α, ε 为拟合常数. N_0 表示从阳极进入的中性气体密度, v_n 表示中性原子速度, L 表示区间长度. $v_B = \sqrt{eT_e/m_i}$ 表示玻姆速度, m_i 是离子质量, 电子温度 T_e 的单位为eV. $\xi(T_e)Nn$ 表示电离产生的等离子体密度, nv_n/L 表示由于离子和中性原子发生动量交换碰撞后从近阳极区流入电离区的离子通量. 由玻尔兹曼关系可知, 到达阳极预鞘层边界的电子密度 $n_e = n_0 \exp[e\phi_0/(k_B T_e)] < n_0 e^{-0.5}$, 则在满足准中性假设的情况下, 以玻姆速度进入阳极鞘层的最大离子数密度为 $e^{-0.5} n^A v_B(T_e^A)/L^A$. 其中, $e^{-0.5} n^A v_B(T_e^A)/L^A$ 前面的“-”表示由于阳极复合效应导致的离子密度的减小, “+”表示离子在阳极复合导致中性原子密度的增大. 电子温度 T_e 的变化由电子能量 \mathfrak{R} 确定, $T_e = 2\mathfrak{R}/(3n)$. $\mathfrak{R}^{\text{cat}} = 3nT_e^{\text{cat}}/2$ 表示由空心阴极发射的电子能量, 与空心阴极初始发射的电子温度 T_e^{cat} 有关. $v_e^{\text{cat}} = v_i - j/(en)$ 表示从空心阴极发射进入放电通道的电子速度, $v_e = (en^A v_n - j)/(en)$ 表示位于电离区的电子速度, $v_e^A = -(en^A v_B + je^{0.5})/(en^A)$ 表示位于近阳极区的电子速度. 电流密度 $j = en(v_i + \mu E)$, E 表示空间电场. $v_i = 2v_n[(1 + \lambda)^{3/2} - 1]/(3\lambda)$ 表示离子速度, $\lambda = 2eU_d/(m_i v_n^2)$, U_d 为放

电电压. μ 为电子迁移率,

$$\mu = \frac{e}{m_e \nu_m} \frac{1}{1 + \omega_c^2/\nu_m^2}, \quad (3)$$

式中, m_e 为电子质量, $\omega_c = eB/m_e$ 是电子回旋频率, ν_m 为电子总的碰撞频率,

$$\nu_m = k_m N + \nu_{\text{wall}} + \nu_B, \quad (4)$$

其中, $k_m = 2.5 \times 10^{-13} \text{ m}^3/\text{s}$ 为电子与中性气体的碰撞速率, ν_{wall} 为电子与壁面发生碰撞的频率, $\nu_B = \beta\omega_c/16$ 是玻姆碰撞频率(β 是玻姆扩散系数). $S_{\text{joule}} = nE^2\mu$ 表示由于焦耳加热系统获得的能量, $S_{\text{wall}} = nW(T_e)$ 表示电子与壁面发生碰撞所损失的能量, $S_{\text{coll}} = nNK(T_e)$ 表示电子发生等非弹性碰撞时损失的能量. 其中由于电离引起的能量变化 $K(T_e)$ 为^[37]

$$K(T_e) = 3.69 \times 10^{-12} \left(\frac{T_e}{11.65} \right)^{0.158} \exp(-2 \times 11.5/T_e). \quad (5)$$

电子与壁面发生碰撞导致的能量变化 $W(T_e)$ 满足如下的关系^[37]:

$$W(T_e) = \nu_e \frac{3}{2} T_e \exp\left(-\frac{40}{3T_e}\right), \quad (6)$$

式中, $\nu_e = 3.5 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ 为电子与壁面相互作用导致的能量损失率. 由于在霍尔推力器的近阳极区磁场接近于零, 电子受磁场的影响较小, 因此近似认为位于近阳极区的空间电势沿着轴向不发生变化, 即 $E^A \approx 0$. 因此, 在近阳极区的电子能量方程中不包含焦耳加热效应.

为了研究电子与壁面相互作用以及离子的径向扩散对呼吸振荡的影响, 在模型中引入表征电子与壁面相互作用过程中引起能量耗散的系数 η , 其变化范围为0—1. $\eta = 0$ 时表示电子与壁面碰撞时不会引起电子能量的耗散, $\eta = 1$ 时表示系统中完全包含电子与壁面发生碰撞导致的能量耗散效应. 此外, 采用与文献^[38]相同的方式, 在近阳极区和电离区的离子密度变化方程中分别引入 $2nv_{iw}/R_\Delta$ 表征离子的径向扩散效应. 假定壁面边界处满足玻姆鞘层判据, 则离子向壁面的扩散速度为离子声速 $v_{iw} = \sqrt{eT_e/m_i}$, 电子温度 T_e 单位为eV. 为了研究离子径向扩散强度对呼吸振荡的影响, 在离子径向扩散项中引入系数 δ , 其变化范围为0—1. 当 $\delta = 0$ 时, 模型中不包含离子径向扩散效应; 当 $\delta = 1$ 时, 意味着模型中完全包含了离子的径向扩散效应. R_Δ 表示推力器放电通道的宽度. 在这里需要强调

的是,在推力器几何尺寸一定的情况下,连续变化的系数 η 和 δ 是为了间接反应磁场拓扑结构的变化对电子与壁面之间相互作用以及离子径向扩散的影响.另一方面,由于沿着径向扩散的离子与所处区间的等离子体密度 n 和电子温度 T_e 有关,因此,位于电离区和加速区的离子径向扩散强度不同.此外,在模型中为了自洽地包含电离区长度变化对呼吸振荡的影响,电离区的长度与离子径向扩散速度、放电通道长度、放电通道宽度之间满足关系式^[38]

$$L = L_{ch} \left(1 + \frac{2v_{iw} L_{ch}}{v_i R_{\Delta}} \right)^{-1}, \quad (7)$$

其中, L_{ch} 为放电通道的总长度,则近阳极区的长度为 $L^A = L_{ch} - L$.

采用四阶龙格-库塔法对非线性方程组(1)进行求解.在计算中,取放电通道长度 $L_{ch} = 25 \text{ mm}$,放电通道外径 $R_{out} = 50 \text{ mm}$,放电通道的内径 $R_{int} = 35 \text{ mm}$,中性原子密度 $N_0 = 38.2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$,速度 $v_n = 150 \text{ m/s}$,电离率修正系数 $\xi_0 = 2.19 \times 10^{-13}$,拟合系数 $\varepsilon = 13.7 \text{ eV}$, $\alpha = 0.212$,玻姆扩散系数 $\beta = 0.1$,阴极发射电子的初始温度 $T_e^{cat} = 2 \text{ eV}$,放电电压 $U_d = 300 \text{ V}$,最大磁场强度 $B = 150 \text{ Gs}$ ($1 \text{ Gs} = 10^{-4} \text{ T}$).

3 数值计算结果

3.1 离子径向扩散对呼吸振荡的影响

本文仅研究离子径向扩散效应对呼吸振荡的影响,而忽略电子与壁面相互作用,即 $\eta^A = \eta = 0$.图1是离子径向扩散效应对中性原子密度、等离子体密度,以及电子温度的影响.在不包含电子与壁面相互作用的情况下,随着离子径向扩散强度的增大低频振荡将被激发,如图1所示.在 $\delta = 0.1$ 时,系统中的振荡将在很短的时间内将被抑制.究其原因可能为:1)粒子之间的非弹性碰撞消耗了系统的能量,从而使振荡被系统自身的阻尼效应所抑制;2)系统中激发呼吸振荡的驱动力不足以克服系统自身的阻尼效应.在 $\delta \geq 0.5$ 时,位于放电通道中的等离子体参数表现出明显的周期性振荡.在 $\delta = 0.5$ 时,模式的振荡频率 $\omega_r \approx 12.6 \text{ kHz}$,在 $\delta = 1.0$ 时,模式的振荡频率 $\omega_r \approx 10.15 \text{ kHz}$.该振荡频率属于呼吸振荡频率的范畴^[6,39],即图1中由离子径向扩散效应引起的振荡属于呼吸振荡.与不存在呼吸振

荡的情况相比,呼吸振荡的出现使放电通道中的中性原子密度明显增大,等离子体的密度显著减小;使位于近阳极区的电子温度升高,电离区的电子温度下降.这一结果表明,当推力器工作过程中出现呼吸振荡时,推力器的性能和工质利用率都将下降.

图2为离子径向扩散对放电电流和电离区长度的影响.当 $\delta \geq 0.5$ 时,放电电流出现了明显的周期性振荡,且随着 δ 的增大,放电电流的振荡峰值表现出先减小后增大的趋势,如图2(a)所示.放电电流的周期性振荡意味着阳极吸收的电子数量发生了周期性的变化.图2(b)是离子径向扩散效应对电离区长度的影响.存在振荡的情况下,电离区的长度表现出明显的周期性变化特点.电离区长度的周期性变化特征进一步证实了由离子径向扩散引起的振荡属于呼吸振荡:电离导致中性气体周期性消耗和补偿引起电离层位置的变化,从而使电离区长度表现出周期性变化的特点.

图3所示为在不同离子径向扩散强度下,位于电离区的离子密度和中性原子密度与电离率之间的关系.从图3可以看出,当系统中出现稳定呼吸振荡,即 $\delta = \delta^A \geq 0.5$ 时,随着电离率的减小中性原子的密度增大,而离子的密度减小.当电离率达到最小值 2.25×10^{-13} 时,中性原子的密度达到最大值 1.35×10^{19} .这是因为在霍尔推力器中中性原子密度的变化主要由电离过程主导.需要注意的是,在离子密度最小时,中性原子的密度并非最大,对应的电离率也并非最小.离子密度达到最小值时,随着电离率的进一步减小,中性原子密度进一步增大,离子密度开始增大.导致这一结果的原因是,霍尔推力器中的离子的产生和消失是一个动态平衡的过程.在电离率减小的过程中,虽然单位时间内产生的离子数量减小,但是离开推力器放电通道中的离子数量也减小,从而使得位于放电通道中的离子密度增大,中性原子密度增大.当电离率达到最小值时,中性原子密度达到最大值,而离子密度并非达到最大值,且随着电离率的增大进一步增大.当离子密度达到最大值时,由于电离产生的离子数量不足以抵消离开放电通道中的离子数量,使得电离率增大的情况下,放电通道中的离子密度减小,中性原子密度减小.上述结果表明,霍尔推力器中电离率的变化对呼吸振荡有重要的影响,这与Yu等^[34]的研究结论定性一致.

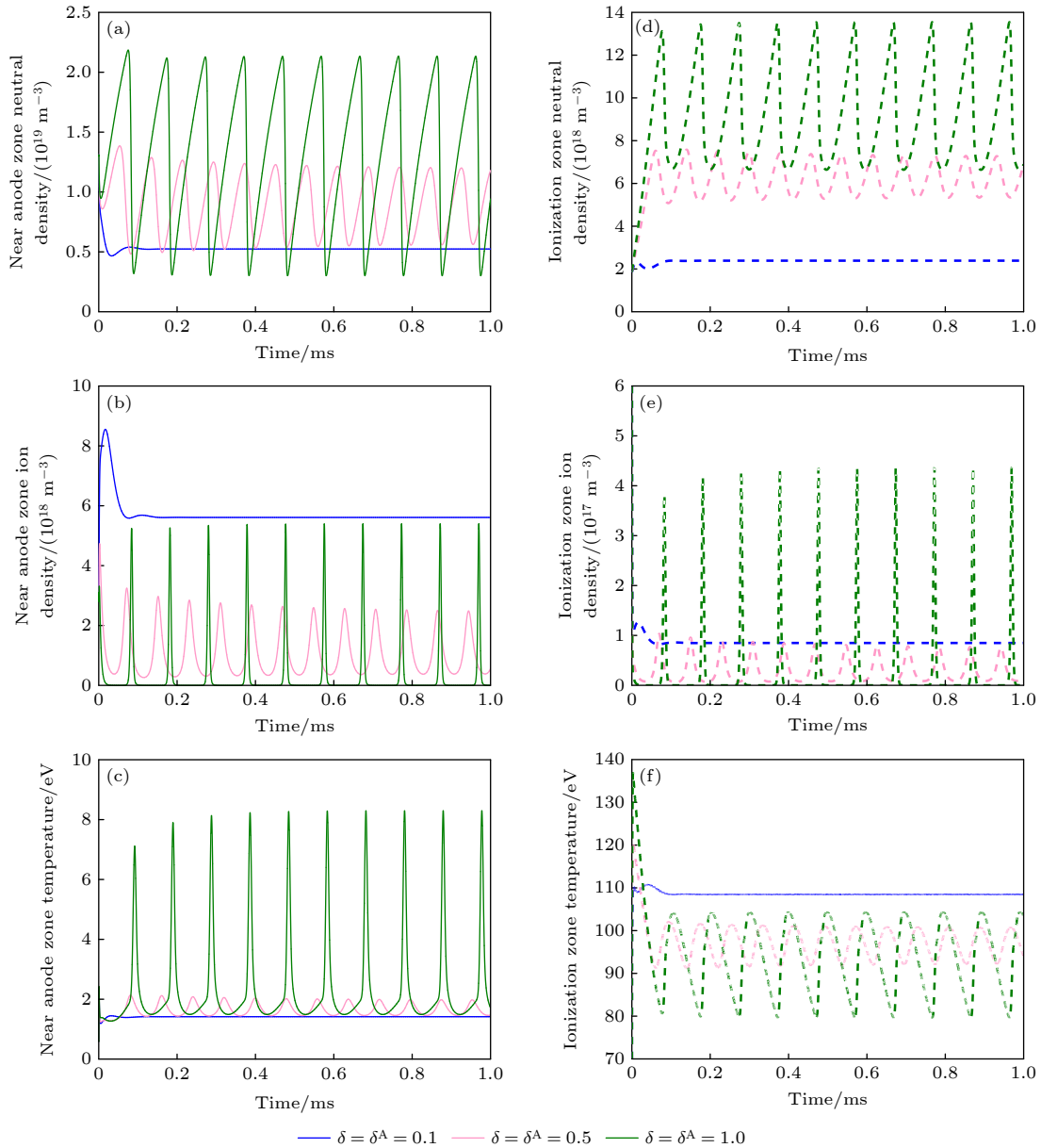


图 1 无电子与壁面相互作用时离子径向扩散效应的影响 (a)–(c) 近阳极区的中性原子密度、离子密度、电子温度; (d)–(f) 电离区的中性原子密度、离子密度、电子温度

Fig. 1. Effect of radial diffusion of ions without electron wall interaction: (a)–(c) Neutral atoms density, ion density, and electron temperature in the near anode zone; (d)–(f) neutral atom density, ion density, and electron temperature in the ionization zone.

图 4 所示为振荡频率和电流振荡峰值与离子径向扩散强度之间的关系. 当 $\delta = \delta^A < 0.4$ 时, 振荡频率随着 δ 的增大而增大, 放电电流的振荡峰值随 δ 的增大而减小, 由于系统中的阻尼效应, 模式在经历几个振荡周期后将被完全抑制. 当 $\delta = \delta^A > 0.4$ 时, 振荡频率随着 δ 的增大而减小, 放电电流的振荡峰值随 δ 的增大而增大, 如图 4 所示. 在 $\delta \geq 0.5$ 时, 振荡能够一直维持, 即系统自身的阻尼作用不足以实现对振荡的抑制. 低频、大幅的放电振荡将削弱推力器的性能, 缩短推力器的运行寿命. 换

句话说, 离子的径向扩散将影响推力器的性能和运行寿命. 这是因为: 一方面, 离子的径向扩散导致沿轴向运动的离子通量减小, 从而使推力器的性能下降; 另一方面, 沿着径向运动的离子将加速对放电通道壁面造成溅射腐蚀, 使磁路暴露在等离子体中, 引起推力器失效, 从而导致推力器寿命的下降.

图 5 是离子径向扩散强度对中性原子和离子在相空间中动力学行为的影响, 图中红色箭头表示时间演化的方向. 从图 5 可以看出, 同种类粒子具有相同的相位, 不同种类粒子之间的相位差接近为 π ,

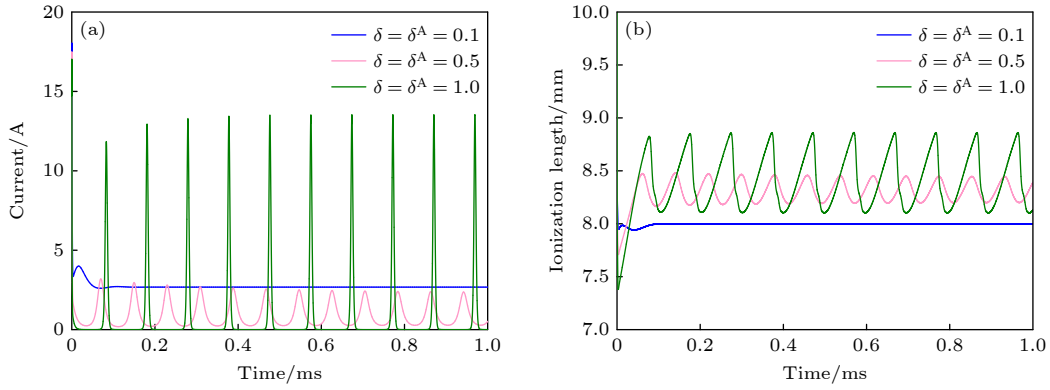


图 2 无电子与壁面相互作用时放电电流 (a) 和电离区长度 (b)

Fig. 2. Discharge current (a) and length of ionization zone (b) without electron-wall interaction.

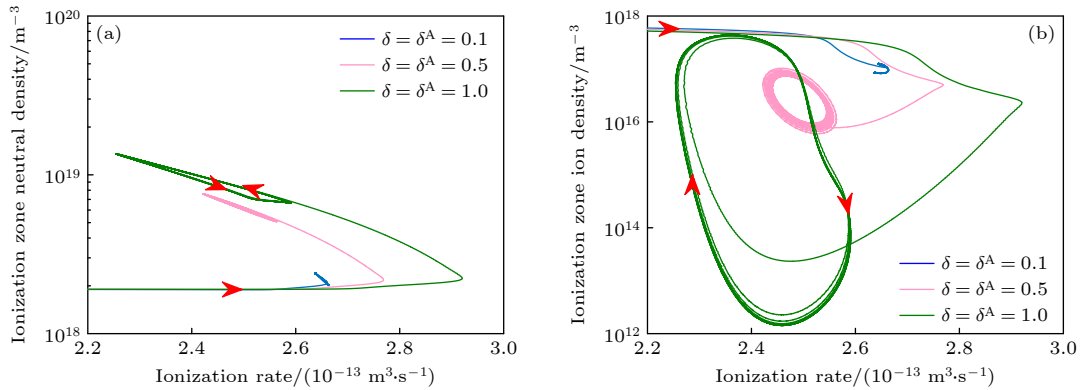


图 3 电离率与中性原子密度 (a) 和离子密度 (b) 之间的关系

Fig. 3. Relationship of ionization rate with neutral atom density (a) and ion density (b).

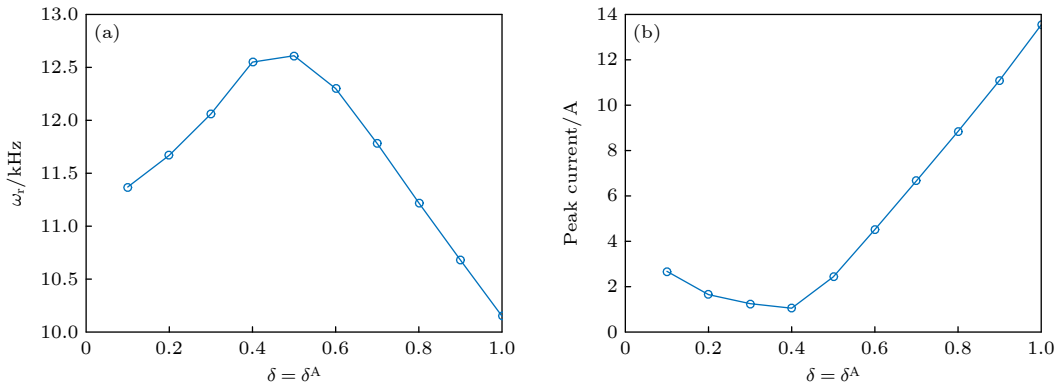


图 4 振荡频率 (a) 和电流峰值 (b) 随离子径向扩散强度的变化

Fig. 4. The oscillation frequency (a) and peak current (b) varying with ion radial diffusion strength.

即位于近阳极区和电离区的中性原子 (离子) 密度随着时间同步变化, 而不同种类粒子密度变化之间具有时间差. 具体而言, 当中性原子密度减小时, 离子密度相应增大. 导致这一结果的原因是: 离子的产生以中性原子的电离为基础, 系统不存在中性原子消耗的其他机制时, 中性原子密度的减小意味着电子对中性原子的电离消耗增大. 当离子密度增

大到一定值时 (中性原子密度降低到一定值), 中性原子与电子发生电离碰撞的概率减小, 从而使离子密度开始减小, 中性原子密度开始增大. 当中性原子的密度增大到一定值时, 电子与中性原子发生电离碰撞的概率开始增大, 离子密度开始增大, 中性原子密度开始减小, 如图 5 所示. 由于离子径向扩散强度的不同, 振荡将在相空间中表现出不同的动

力学行为. 当 $\delta = \delta^A = 0.1$ 时, 位于近阳极区和电离区的中性原子密度变化相对较小, 模式在经历了一个振荡周期后被抑制; 当 $\delta = \delta^A = 0.5$ 时, 中性原子密度围绕 $(1.0 \times 10^{19}, 6.0 \times 10^{18})$ 进行周期性变化, 离子密度围绕 $(8.0 \times 10^{18}, 2.0 \times 10^{16})$ 进行周期性变化; 当 $\delta = \delta^A = 1.0$ 时, 中性原子密度围绕 $(1.3 \times 10^{19}, 9.0 \times 10^{18})$ 进行周期性变化, 离子密度围绕坐标点 $(4.0 \times 10^{16}, 1.0 \times 10^{15})$ 进行周期性变化. 中性原子密度 (图 5(a)) 和离子密度 (图 5(b)) 在相空间中的动力学行为表明, 当离子的径向扩散强度不同时, 模式振荡的频率和幅值都将不同.

为了更好地反映离子和中性原子之间的“P-P”动力学行为, 图 6 所示为位于同一区间 (近阳极区和电离区) 的中性原子和离子在相空间中的动力学关系. 从图 6 可以看到, 位于同一区间的离子和中性原子的密度具有相反的变化趋势, 这与图 5 所反映的结论一致. 此外, 对比图 6(a), (b) 发现, 随着离子径向扩散强度的增大, 位于近阳极区的粒子 (离子和中性) 密度变化幅值大于电离区粒子密度变化

的幅值. 这是因为相较于近阳极区, 电离区更加靠近推力器放电通道出口, 导致该区域的粒子密度整体较小, 从而振荡引起的密度变化幅值也相对较小.

3.2 电子与壁面相互作用对呼吸振荡的影响

3.1 节在忽略电子与壁面相互作用的情况下, 研究了离子的径向扩散对呼吸振荡的影响. 本节将在完全包含离子径向扩散情况下, 即 $\delta^A = \delta = 1$ 时, 研究电子与壁面相互作用对呼吸振荡的影响. 在计算中同时考虑电离区和近阳极区的电子与壁面相互作用, 即 $\eta^A = \eta$. 当 $\delta^A = \delta = 1$ 时, 系统中将出现呼吸振荡, 如图 1 所示.

图 7 是在包含离子径向扩散效应的情况下, 电子与壁面相互作用对中性原子密度、等离子体密度以及电子温度的影响. 从图 7 可以看出, 呼吸振荡的强度随 η 增大而减弱. 当 $\eta = 1$ 时, 振荡将在几个周期后被完全抑制, 这意味着电子与壁面相互作用对呼吸振荡具有抑制作用. 中性原子密度随 η 的增大单调增大 (图 7(a), (d)), 等离子体密度 (图 7(b), (e))

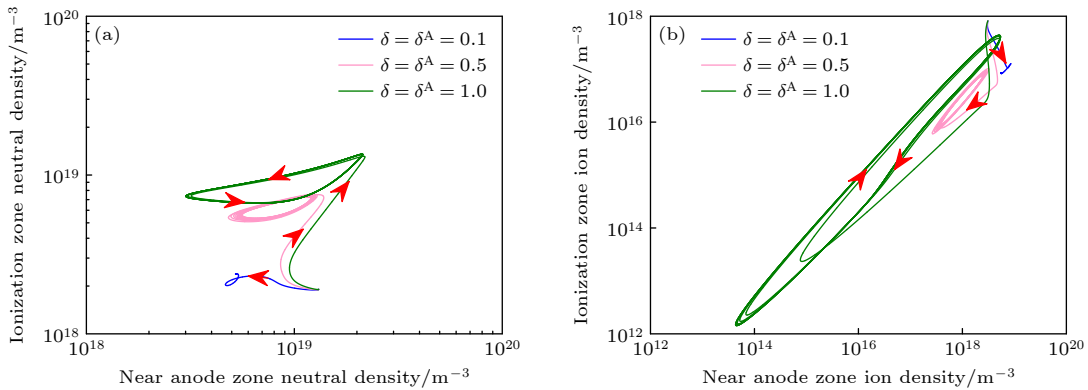


图 5 中性原子密度 (a) 和离子密度 (b) 在相空间中的动力学行为
Fig. 5. Phase space dynamics for neutral atom density (a) and ion density (b).

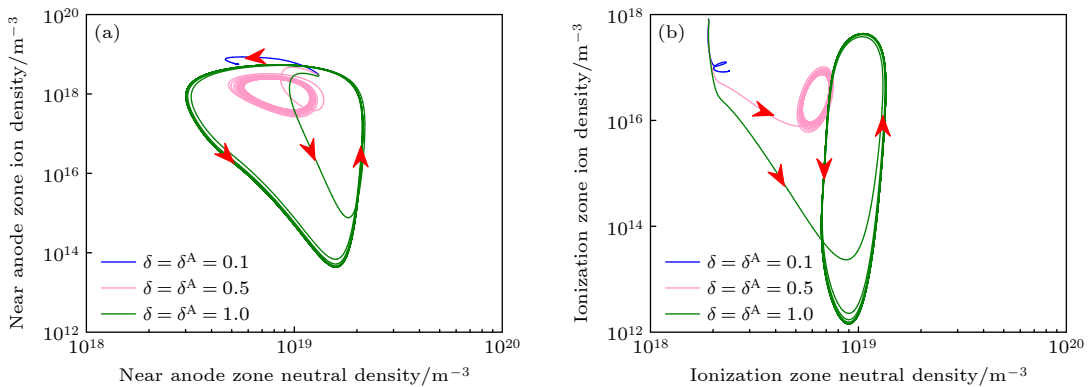


图 6 同一区域中性原子密度 (a) 和离子密度 (b) 在相空间中的动力学行为
Fig. 6. Phase space dynamics for neutral atom density (a) and ion density (b) at the same zone.

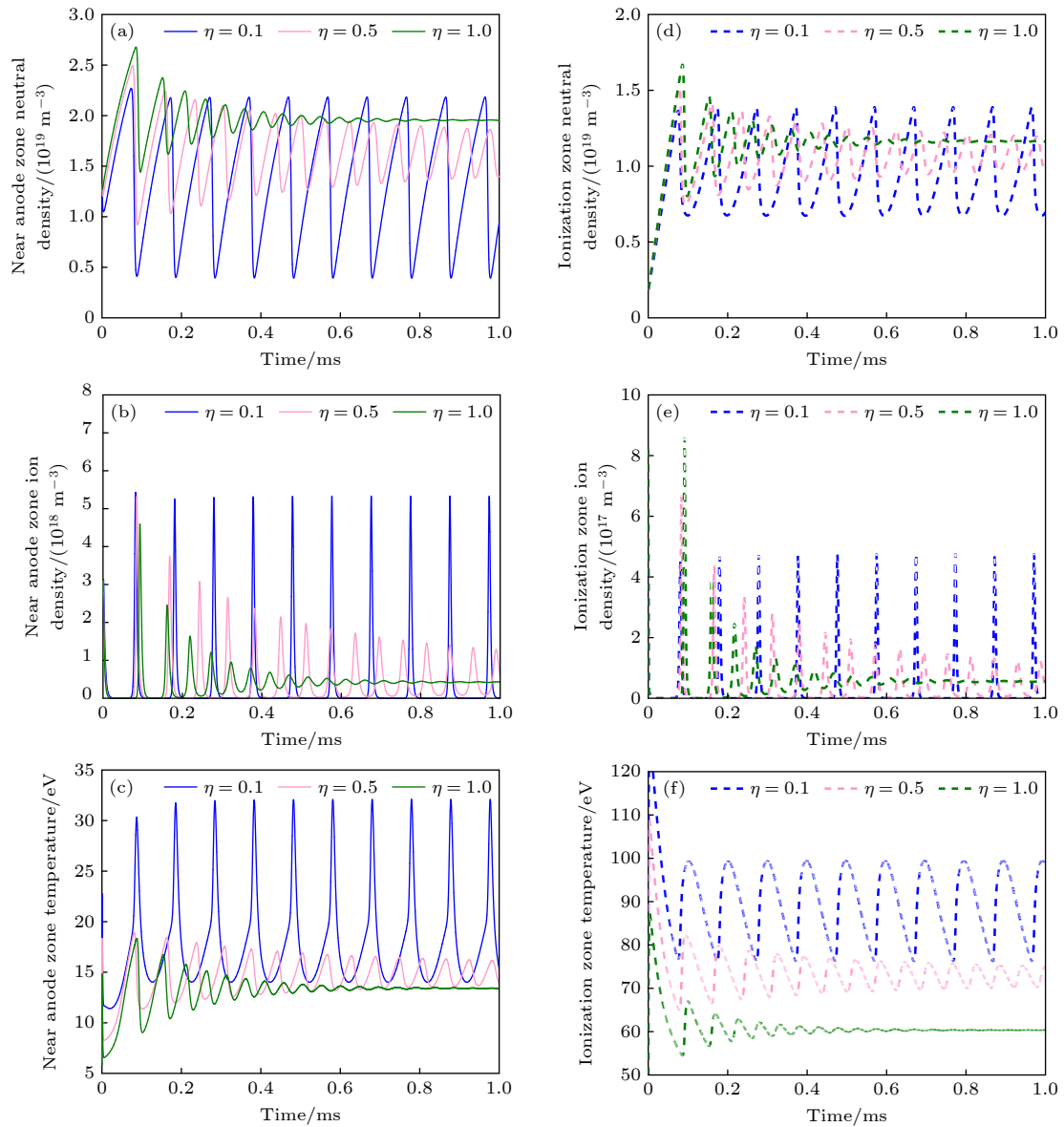


图 7 有电子与壁面相互作用时近阳极区 (实线) 和电离区 (虚线) 的中性原子密度、离子密度、以及电子温度

Fig. 7. Neutral atom density, ion density, and electron temperature in the near anode zone (solid line) and ionization zone (dashed line) with electron-wall interaction effect.

和电子温度 (图 7(c), (f)) 则随 η 的增大单调减小, 且这一趋势不依赖于对应物理量所处的区间. 导致这一结果的原因是, 随着 η 的增大, 从空心阴极发射进入放电通道中的原初电子与壁面发生碰撞的概率增大. 原初电子与陶瓷放电通道碰撞后, 致使能量较高的原初电子密度减小, 而由壁面发射的能量较低的二次电子密度增大. 二次电子的能量相对较低, 不足以与中性原子发生有效的电离碰撞, 从而使中性原子密度增大, 等离子体密度减小. 此外, 由于二次电子温度较低, 从而使位于近阳极区和电离区的电子温度随着 η 的增大而整体下降. 当不存在电子与壁面相互作用, 即 $\eta = 0$ 时, 从空心阴极

发射的原初电子经轴向电场加速后几乎都参与了与中性原子的碰撞, 从而在阳极工质流率不变的情况下, 位于放电通道中的等离子体密度最高, 中性原子密度最低, 如图 1 所示. 位于近阳极区的中性原子密度 (图 7(a)) 和等离子体密度 (图 7(b)) 高于电离区中性原子密度 (图 7(d)) 和等离子体密度 (图 7(e)), 位于电离区的电子温度 (图 7(f)) 高于近阳极区的电子温度 (图 7(d)). 这是因为, 霍尔推力器中电子是磁化的而离子是非磁化的, 磁场对电子的约束作用使放电通道内形成一个沿着轴向的局部大电场. 在磁场强度最大位置附近对应的电场最大. 轴向电场一方面对原初电子加速, 使原初电子

获得足够的能量与中性气体发生电离碰撞. 另一方面, 轴向电场对电离产生的离子加速, 使其高速喷出放电通道产生推力. 由于近阳极区轴向电场较小, 经碰撞后从电离区流向近阳极区的电子在被阳极吸收之前从近阳极区电场中获得的能量有限, 从而使得近阳极区的电子温度小于电离区的电子温度. 需要注意的是, 由于霍尔推力器特殊的磁场位形使得位于放电通道中的电离区和加速区相互耦合, 即在模型中的电离区并不只是单纯的电离区, 而是电离区和加速区的叠加区域. 位于电离区的中性原子, 一方面与电子发生碰撞电离, 另一方面未被电离的中性原子从推力器出口喷出, 从而使电离区的中性原子密度 (图 7(a)) 小于近阳极区的中性原子密度 (图 7(d)). 产生于电离区的离子, 在轴向电场作用下迅速离开放电通道, 致使电离区的离子密度小于近阳极区的离子密度.

图 8 所示为电子与壁面相互作用对放电电流和电离区长度的影响. 从图 8 可以看到, 在阳极电压、工质流率以及磁场强度不变的情况下, 推力器

的放电电流随着 η 的增大而减小. 产生这一结果的原因是电子与壁面的碰撞导致单位时间内流向阳极的电子通量减小, 从而使阳极吸收的电子减小, 放电电流降低. 电离区长度随 η 的增大而增大, 究其原因是电子与壁面之间的碰撞增加了电子的近壁传导, 降低了磁场对电子的约束, 使电离区的长度增大, 近阳极区的长度减小. 需要说明的是, 这一解释只是定性解释. 由于电离区的长度与离子速度、电子温度、离子密度之间存在非线性依赖关系, 因此很难通过定量手段分析电子与壁面相互作用对电离区长度的影响.

3.3 离子径向扩散位置对呼吸振荡的影响

3.1 节和 3.2 节的结果表明, 离子的径向扩散对霍尔推力器中的呼吸振荡具有激发作用, 而电子与壁面之间的相互作用对呼吸振荡有抑制作用. 本节通过分别研究近阳极区 ($\delta^A = 1, \delta = 0$) 和电离区 ($\delta^A = 0, \delta = 1$) 的离子径向扩散, 明确不同轴向位置处的离子径向扩散对激发呼吸振荡的影响.

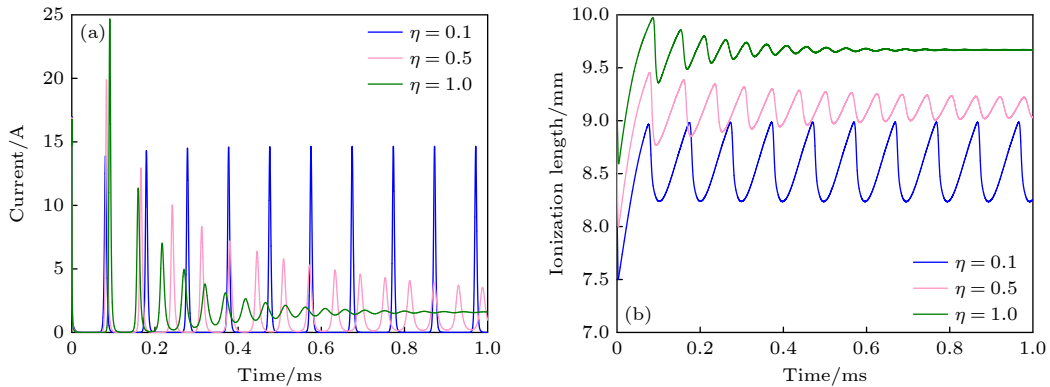


图 8 有电子与壁面相互作用时放电电流 (a) 和电离区长度 (b)

Fig. 8. Discharge current (a) and length of ionization zone (b) with electron-wall interaction effect.

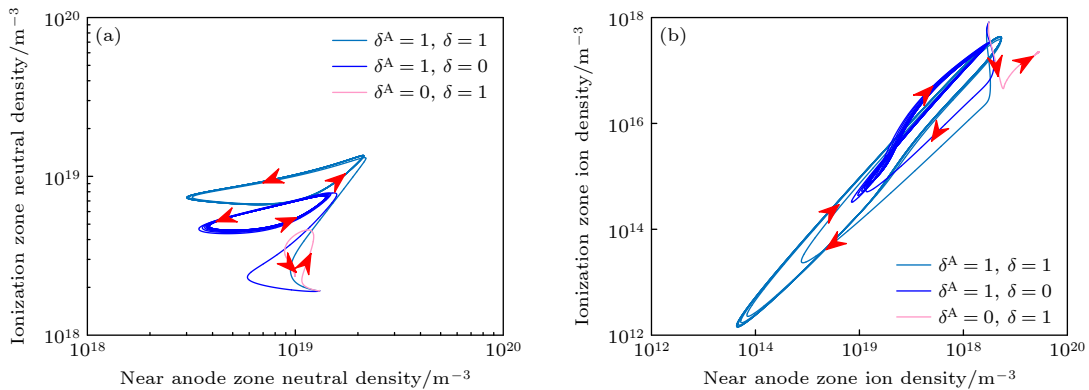


图 9 离子径向扩散对中性原子密度 (a) 和离子密度 (b) 在相空间中的动力学行为的影响

Fig. 9. Ions radial diffusion effect on phase space dynamics of neutral atom density (a) and ion density (b).

图 9 是不同位置处的离子径向扩散对中性原子密度和离子密度在相空间中变化行为的影响. 从图 9 可以看出, 位于近阳极区的离子径向扩散是激发霍尔推力器中呼吸振荡的诱因. 此外, 不存在振荡的情况下, 系统达到稳态时位于电离区的中性原子密度小于存在振荡时的中性原子密度 (图 9(a)), 而位于近阳极区的等离子体密度则大于存在振荡时的等离子体密度 (图 9(b)).

图 10 是不同位置处的离子径向扩散对放电电流的影响. 当 $\delta^A = \delta = 1$ 时, 模式的振荡频率为 $\omega \approx 10.15$ kHz, 当 $\delta^A = 1, \delta = 0$ 时, 模式的振荡频率 $\omega \approx 16.24$ kHz. 此外, 在 $\delta^A = 1, \delta = 0$ 时, 放电电流振荡的峰值与 $\delta^A = 0, \delta = 1$ 时的放电电流几乎相等, 且均小于 $\delta^A = \delta = 1$ 时放电电流的峰值. 由电流密度的表达式可知, 放电电流满足

$$J = en \left[v_i + \mu \left(\frac{1}{L_{ch}} + \frac{2\sqrt{eT_e/m_i}}{v_i R_\Delta} \right) \right]. \quad (8)$$

在推力器几何参数和电气参数固定的情况下, 放电电流与等离子体密度 n 和电子温度 T_e 成正比. 放电电流越大, 对应的等离子体密度和电子温度越高. 在近阳极区和电离区包含等离子体径向扩散后导致电子温度和等离子体密度增大的可能原因是, 离子的径向扩散增大, 意味着位于放电通道内的磁场增大. 磁场增大一方面提高了对电子的约束能力, 另一方面离子在 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 的作用下沿着角向运动, 降低了沿着轴向的运动, 增大了离子与电子之间发生碰撞的概率, 从而使电子横越磁力线的迁移率减小. 大量的电子聚集在推力器出口附近, 缩短了电离区的长度, 电场强度增大, 从而使电子从电场中

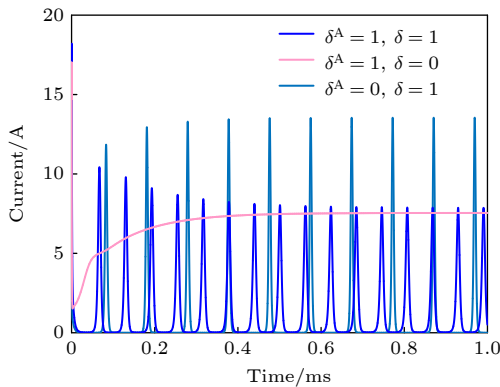


图 10 离子径向扩散对放电电流的影响

Fig. 10. Influence of radial diffusion of ions on the discharge current.

获得较高的能量, 导致电子温度升高. 电离率与电子温度成正比, 电子温度的升高导致大量的中性气体被电离, 等离子体密度增大, 放电电流密度增大 (准中性假设), 放电电流振荡峰值增大, 如图 10 所示. 同理, 等离子体的径向扩散导致电子的沿轴向运动速度变缓, 从而使振荡频率减小.

3.4 电离区长度对呼吸振荡的影响

上述计算中, 模型中自然地包含了电离区长度的变化. 为了研究在推力器放电通道长度不变的情况下, 电离区的长度对呼吸振荡的影响, 在这里假定电离区的长度在推力器工作过程中保持恒定. 其他物理参数不变, 且 $\delta^A = \delta = 1$. 图 11 意味着模式的振荡频率随着电离区长度的增而增加, 但其始终处于呼吸振荡的频率范畴 [6,39]. 导致这一结果的原因是, 在放电通道长度 L_{ch} 固定的情况下, 电离区 L 越长, 近阳极区 $L_{ch} - L$ 越短, 中性原子能够在 $\tau = (L_{ch} - L)/v_n$ 的时间内补偿由于电离碰撞引起的中性原子密度下降, 从而使振荡频率随着近阳极区 (电离区) 长度的增加而减小 (增加) (振荡周期随近阳极区 (电离区) 长度的增加而增加 (减小)),

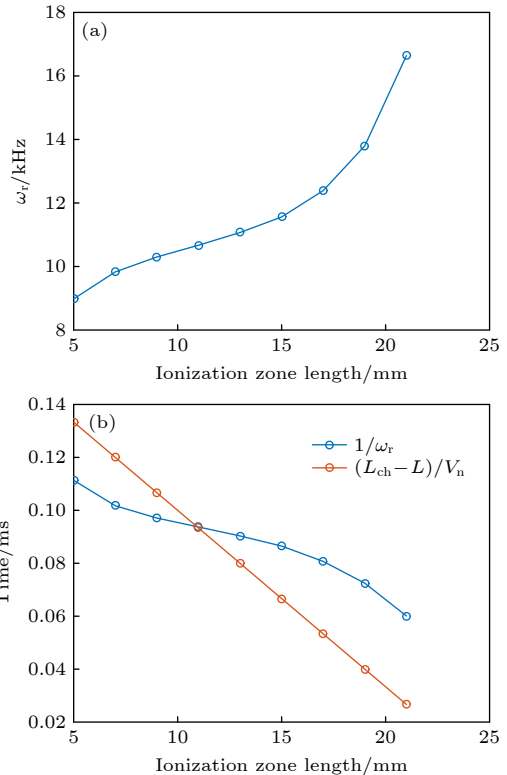


图 11 电离区长度对振荡频率的影响

Fig. 11. Influence of length of ionization zone on the oscillation frequency.

如图 11(b) 所示. 由于离子在径向扩散过程中与中性原子发生了碰撞, 使得沿着轴向运动的中性原子的速度发生了变化, 从而使 $1/\omega_r$ 与 $(L_{ch} - L)/v_n$ 之间存在一定的差异, 但二者随电离区长度的增加具有相同的变化趋势. 系统中呼吸振荡的激发与电离区长度的变化无关. 也就是说, 不论电离区长度恒定还是发生变化, 在近阳极区的离子径向扩散达强度 $\delta \geq 0.4$ 时, 呼吸振荡将被激发.

4 结 论

针对霍尔推力器中的呼吸振荡, 本文利用包含离子径向扩散效应和电子与壁面碰撞导致能量耗散效应的双区“P-P”模型开展了系统研究.

1) 近阳极区的离子径向扩散效应能够激发呼吸振荡, 且呼吸振荡频率与离子的径向扩散强度之间存在非线性的变化关系. 在 $0.1 < \delta = \delta^A < 0.4$ 时, 振荡频率随着离子径向扩散强度的增加而增加; 当 $\delta = \delta^A \geq 0.4$ 时, 模式的振荡频率随着离子径向扩散强度的增加而减小. 放电电流振荡峰值与振荡频率之间随离子径向扩散强度的变化呈现相反的变化趋势. 电子与壁面碰撞导致的能量损耗对霍尔推力器中呼吸振荡具有稳定作用. 中性原子密度、电离区长度随电子与壁面碰撞强度 η 的增加单调增加, 等离子体密度、电子温度、放电电流则表现出相反的变化趋势.

2) 电离区的离子径向扩散效应对呼吸振荡的激发没有影响, 但是对模式的振荡频率和幅值有影响. 与模型中仅包含近阳极区离子径向扩散效应的情况相比, 当模型中同时包含近阳极区和电离区的离子径向扩散效应时, 模式的振荡频率减小, 但振荡幅值增加.

3) 电离区长度的变化对呼吸振荡的激发没有影响, 但对呼吸振荡的频率有影响. 在推力器放电通道长度固定的情况下, 呼吸振荡频率随着电离区(近阳极区)长度的增加(减小)而增加, 振荡周期随电离区(近阳极区)长度的增加(减小)而减小.

本文的研究结果将有助于理解霍尔推力器中呼吸振荡的激发机制, 为呼吸振荡的抑制提供新思路. 后续, 将以此模型为基础, 开展其他物理、几何参数对呼吸振荡影响的定量研究.

参考文献

[1] Cusson S E, Dale E T, Jorns B A, Gallimore A D 2019 *Phys.*

Plasmas **26** 023506

[2] Brown N P, Walker M L R 2020 *Appl. Sci.* **10** 3775

[3] Choueiri E Y 2001 *Phys. Plasmas* **8** 1411

[4] Kawashima R, Hara K, Komurasaki K 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 035010

[5] Chaplin V H, Jorns B A, Ortega A L, Mikellides I G, Conversano R W, Lobbia R B, Hofer R R 2018 *J. Appl. Phys.* **124** 183302

[6] Choueiri E Y, 2004 *J. Propul. Power* **20** 193

[7] Lopez O A, Mikellides I G, Sekerak M J, Jorns B A 2019 *J. Appl. Phys.* **125** 033302

[8] Wei L Q, Han K, Wang C S, Li H, Zhang C H, Yu D R 2012 *J. Vac. Sci. Technol. A* **30** 061304

[9] Romadanov I, Raites Y, Smolyakov A 2018 *Plasma Sources Sci. Technol.* **27** 094006

[10] Tilinin G N 1977 *Soviet Tech. Phys.* **206** 2900

[11] Fife J M, Martinez-Sanchez M, Szabo J 1997 *33rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* Seattle, WA, July 6–9, 1997 p12

[12] Boeuf J P, Garrigues L 1998 *J. Appl. Phys.* **84** 3541

[13] Darnon F, Lyszyk M, Bouchoule A 1997 *33rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* Seattle, WA, July 6–9, 1997 p6–9 AIAA–1997–3051

[14] Barral S, Makowski M, Peradzyński Z, Dudeck M 2005 *Phys. Plasmas* **12** 073504

[15] Chable S, Rogier F 2005 *Phys. Plasmas* **12** 033504

[16] Huang W S, Kamhawi H, Lobbia R B, Brown D 2014 *50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference* Cleveland OH, July 28–30, 2014, AIAA–2014–3708

[17] Linnell J A, Gallimore A D 2006 *Phys. Plasmas* **13** 093502

[18] Xia G J, Ning Z X, Zhu X M, Wei L Q, Chen S W, Yu D R 2020 *J. Propul. Power* **36** 1

[19] Gascon N, Perot C, Bonhomme G, Caron X, Bechu S, Lasgorceix P, Izrar B, Dudeck M 1999 *35th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference* Los Angeles, CA, June 20–24, 1999, pAIAA–1999–2427

[20] Gascon N, Barral S, Dudeck M 2003 *Phys. Plasmas* **10** 4123

[21] Yamamoto N, Komurasaki K, Arakawa Y 2005 *J. Propul. Power* **21** 870

[22] Lobbia R B, Gallimore A D 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **81** 073503

[23] Tahara H, Imanaka K, Yuge S 2006 *Vacuum* **80** 1216

[24] Raites Y, Smirnov A, Fisch N J 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 221502

[25] Granstedt E M, Raites Y, Fisch N J 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 103302

[26] Smirnov A, Raites Y, Fisch N J 2008 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **36** 1998

[27] Tamida T, Nakagawa T, Suga I, Osuga H, Ozaki T, Matsui K 2007 *J. Appl. Phys.* **102** 043304

[28] Barral S, Miedzik, Ahedo E 2008 *44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* Hartford CT, July 21–23, 2008, pAIAA–2008–4632

[29] Raites Y, Romadanov I, Simmonds Jacob, Smolyakov A, Kaganovich I 2019 *AIAA Propulsion and energy Forum* Indianapolis, IN, August 19–22, 2019, AIAA–2019–4078

[30] Yu D R, Wang C S, Wei L Q, Gao C, Yu G 2008 *Phys. Plasmas* **15** 113503

[31] Wei L Q, Ning Z X, Peng E, Yu D R 2010 *J. Vac. Sci. Technol.* **15** 28

[32] Barral S, Miedzik J 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 013302

[33] Wei L Q, Li W B, Ding Y J, Yu D R 2018 *Plasma Sci. Technol.* **20** 075502

- [34] Yu D R, Wei L Q, Zhao Z Y, Han K, Yan G J 2008 *Phys. Plasmas* **15** 043502
- [35] Dale E T, Jorns B A 2019 *36th International Electric Propulsion Conference* University of Vienna, Austria, September 15–20, 2019 pIEPC-2019-354
- [36] Barral S, Ahedo E 2009 *Phys. Rev. E* **79** 046401
- [37] Amici R 2019 *Ph. D. Dissertation* (Pisa: Università di Pisa)
- [38] Hara K, Sekerak M J, Boyd I D, Gallimore A D 2014 *Phys. Plasmas* **21** 122103
- [39] Fabris A L, Young C V, Cappelli M A 2015 *J. Appl. Phys.* **118** 233301

Breathing oscillations excitation mechanism and influence factors in Hall thrusters*

Yang San-Xiang Guo Ning[†] Jia Yan-Hui Geng Hai Gao Jun
Liu Jia-Tao Liu Shi-Yong Yang Sheng-Lin

(*Science and Technology on Vacuum Technology and Physics Laboratory, Lanzhou Institute of Physics, Lanzhou 730000, China*)

(Received 3 January 2023; revised manuscript received 2 February 2023)

Abstract

Breathing oscillations as one of the low frequency, large amplitude discharge instabilities have serious influence on the performance and lifetime of Hall thrusters. In order to acquire a better understanding of the breathing-oscillation in the Hall thrusters and provide the effective suppression methods for breathing-oscillation, the excitation mechanism and influence factors of the breathing oscillations are investigated by utilizing the two-zone predator-prey (P-P) model in this paper. The two-zone P-P model divides the discharge channel of Hall thruster into two parts according to the working principle of Hall thruster: one is the near anode zone and the other is the ionization zone. The model includes the ion radial diffusion effect and electrons-wall interaction effect. The four-order Runge-Kutta method is utilized to solve the nonlinear two-zone P-P model equation. The research results show that the interaction of electrons with the wall has the inhibition effect on the breathing oscillations caused by the energy consumption due to the colliding with discharge channel wall. However, ion radial diffusion effect which is near anode has an excitation effect on the breathing oscillation. The ion and neutral atom dynamic behaviors obviously show the P-P feature in the phase space. In other words, there is a phase difference between the change of ion density and the change of neutral particle density. Relying on the intensity of the ions radial diffusion effect, the mode oscillation frequency and oscillation amplitude of discharge current present non monotonic change trend. More specifically, with the increase of intensity of ion radial diffusion effect, the oscillation frequency first increases and then decreases. However, the discharge peak current first decreases and then increases. Furthermore, the breathing oscillations excitation is irrelevant to the length of ionization zone, and the oscillation frequency increases (oscillation period) with length of ionization zone increasing (decreasing), provided that the length of discharge channel is constant. The research results of this paper will provide support to make clear the excitation mechanism and propose the new method of suppressing the breathing oscillations in the hall thrusters.

Keywords: Hall thruster, breathing oscillations, two-zone predator-prey model, ions radial diffusion, electron-wall interaction

PACS: 52.27.-h, 85.30.Fg, 52.75.Di, 52.35.-g

DOI: 10.7498/aps.72.20230009

* Project supported by the National Key R&D program of China (Grant No. 2021YFC2202704), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 62201238), and the Outstanding Youth Fund of Gansu Province, China (Grant No. 21JR7RA744).

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



霍尔推力器中呼吸振荡激发机理及影响因素

杨三祥 郭宁 贾艳辉 耿海 高俊 刘家涛 刘士永 杨盛林

Breathing oscillations excitation mechanism and influence factors in Hall thrusters

Yang San-Xiang Guo Ning Jia Yan-Hui Geng Hai Gao Jun Liu Jia-Tao Liu Shi-Yong Yang Sheng-Lin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 085201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230009

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230009>

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

径向磁场对霍尔推力器性能影响的数值模拟研究

Numerical study of the effect of radial magnetic field on performance of Hall thruster

物理学报. 2022, 71(10): 105201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212386>

阳极磁屏蔽对阳极层霍尔推力器内磁极刻蚀的影响

Effect of anode magnetic shield on inner magnetic pole etched in anode layer Hall thruster

物理学报. 2019, 68(21): 215202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190654>

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>

离子推力器推力密度特性

Thrust density characteristics of ion thruster

物理学报. 2018, 67(2): 022901 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171507>

高超声速磁流体动力学控制霍尔效应影响

Influence of Hall effect on hypersonic magnetohydrodynamic control

物理学报. 2020, 69(21): 214703 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200630>

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>