

## 霍尔电推进剥落物致放电扰动机理\*

张岩<sup>1)2)</sup> 于博<sup>1)2)†</sup> 苗鹏<sup>1)2)3)</sup> 王伟宗<sup>3)</sup>

1) (上海空间推进研究所, 上海 201112)

2) (空间高效能推进技术及应用全国重点实验室, 北京 101416)

3) (北京航空航天大学宇航学院, 北京 100191)

(2025 年 11 月 30 日收到; 2026 年 1 月 11 日收到修改稿)

霍尔电推进放电扰动对在轨工作可靠性具有显著影响, 为明晰放电扰动的诱发机理, 本文提出一种霍尔电推进壁面剥落物运输的二维数值模型. 具体地, 除模拟等离子体的输运过程之外, 重点模拟剥落物在等离子体流场中的电荷吸附、输运和与离子的碰撞过程, 结合电源的反馈调节模型, 实现剥落物诱发放电扰动微观过程的数值模拟, 获取了放电扰动的诱发机理. 在此基础上, 为验证机理研究的正确性, 在真空舱内开展霍尔推力器放电扰动的监测试验, 通过示波器和高速摄像机采集放电扰动过程中的电流和图像数据, 以试验结果和计算结果进行对比, 验证计算结果的正确性. 主要结论如下, 霍尔电推进存在两种形式的放电扰动, 一种是剥落物向下游运动的载流锐减型扰动 (已有文献公布), 另一种是剥落物向阳极运动的载流突增型扰动 (未有文献公布), 并且放电扰动的形成与剥落物对电离作用的衰减和剥落物对阳极的电荷沉积有直接关系. 本文研究为放电扰动抑制方法的建立提供理论依据.

**关键词:** 霍尔电推进, 剥落物, 放电扰动, 数值模拟**DOI:** 10.7498/aps.75.20251634**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251634

## 1 引言

霍尔电推进放电扰动是指由外来因素 (主要是壁面剥落物) 对推力器通道等离子体放电产生短暂、剧烈影响的行为, 该过程在电路上表现为明显的电流波动、在视觉上会出现类似“打火”或“闪燃”的现象. 在当前研究中, 放电扰动的触发与等离子体和壁面的相互作用有关, 是霍尔推力器工作中固有的、无法预测的负面过程, 可导致放电不稳定, 甚至电源工作中断<sup>[1]</sup>. 具体地, 在 2022 年, 我国某重要卫星用 300 W 霍尔推力器曾在某一时段出现多次放电扰动现象, 并在最后一次剧烈放电扰动中导致母线电源中断, 致使卫星丧失动力性能, 同样的现象也重复出现在 2023 年发射的另几台卫星以

及地面归零试验 (图 1) 中, 放电扰动问题已严重影响了霍尔电推进的在轨运行可靠性. 因此, 在近几年的空间推进领域中, 霍尔电推进放电扰动已成为目前最主要的技术瓶颈问题之一.

迄今为止, 国外研究人员已在其他型号的霍尔推力器试验中观测到了放电扰动现象. 1993 年, Sankovic 等<sup>[2]</sup> 在 SPT-100 推力器运行过程中观测到了短暂持续的几毫秒电流波动现象, 同时还观察到有发光物质从通道内喷出的打火现象, 试验后, 发现放电室壁面的原初白灰色陶瓷表面由于沉积作用已变成了棕色, 放电通道壁面下游边缘发生了沉积膜层开裂、翘曲和剥落的现象, 但文中没有对打火现象的成因进行分析和推断. 2019 年, Anton 等<sup>[3]</sup> 在试验中观测到 SPT-140 推力器发生火花溢出放电通道的现象, 同时伴随发生瞬态电流高达

\* 空间高效能推进技术及应用全国重点实验室基金项目资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 441695759@qq.com

80 A 的偶发剧烈放电现象, 结果推断火花溢出可能与放电溅射剥落物喷出有关, 剥落物由发生开裂或分层翘曲的壁面薄膜脱落而形成, 但该推断同样缺乏直接的证据支撑. 2019 年, Robert 等<sup>[4]</sup>通过在推力器出口附近布置石墨板开展碳沉积加速试验, 发现溅射沉积物回流回推力器壁面沉积并进一步形成剥落物进入放电区, 可引起瞬态的高电流尖峰, 并导致频繁的“碳闪燃”现象, 所引发的电源中断行为从“非加速试验”的每 14 天 1 次降低为“加速试验”的每 5.9 h/次, 间接证明了碳沉积剥落的增多可引起放电扰动频率的增大, 文献间接证明该现象与沉积剥落物有关, 但未给出直接证据和放电扰动详细的诱发过程.

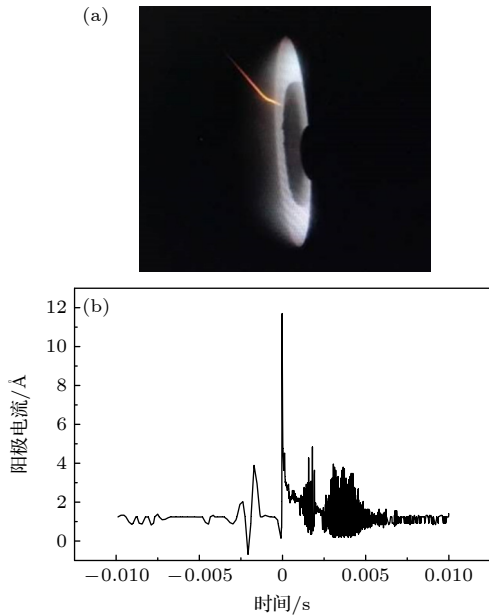


图 1 国内某卫星配套 300 W 霍尔推力器的放电扰动试验数据 (a) 放电扰动的侧向照片; (b) 电流波动曲线

Fig. 1. Test results of the discharge disturbance in the 300 W class Hall thruster used in the domestic satellite system: (a) Lateral photo of discharge disturbance; (b) current fluctuation curve.

综上, 由于霍尔电推进放电扰动的触发属于随机的、不可预测的瞬时过程, 并非每次触发都会导致电源中断, 故在试验中容易被研究人员忽略, 或者归因于由磁场设计或热设计不良所导致的放电不稳定, 导致该问题在近几年才开始进入研究人员的视野. 另一方面, 目前的霍尔电推进放电扰动成因尚处于间接推测阶段, 并未有研究可以直接证明沉积剥落物的产生是引起放电扰动的主要因素, 同时, 剥落物形成放电扰动的微观过程也尚不明确,

这会导致针对放电扰动的有效抑制方法难以建立, 相关技术问题难以彻底攻克. 因此, 本文将针对上述问题展开更深入的机理挖掘.

为模拟剥落物在霍尔放电通道内输运和诱发放电扰动的过程, 建立霍尔电推进壁面剥落物输运的二维数值模型, 除对等离子体流场进行模拟外, 重点捕捉剥落物在流场中的电荷吸附、输运和与离子的碰撞过程, 同时结合电源的反馈调节算法, 模拟剥落物引发电路电流的扰动过程, 明晰放电扰动的诱发机理. 在此基础上, 开展霍尔推力器放电扰动特性监测试验, 利用示波器和高速摄像机联合捕捉瞬态的放电扰动过程, 以试验结果验证数值研究的正确性.

## 2 数值模型

放电扰动的数值模型主要包含以下 4 方面的计算模块: 1) 粒子 (电子、离子和剥落物) 的输运和碰撞 (电子-原子碰撞和粒子壁面碰撞) 模块; 2) 剥落物在输运中与等离子体环境的相互作用模块; 3) 空间电势模块; 4) 电流输运变化引起的电源调节模块.

各子模型之间的逻辑关系如图 2 所示, 剥落物的运动过程会直接影响等离子体参数分布情况, 进而形成空间载流电流的变化, 电源会根据反馈算法来调节输出电压, 导致空间电势发生变化, 这会再次影响剥落物的输运和带电粒子的输运与碰撞过程, 从而再次影响等离子体参数分布. 整个计算过程是一种不断自我调节的、有延迟性的自洽过程, 但最终会在一定时间后, 实现等离子体参数分布的稳定, 即达到计算收敛状态.

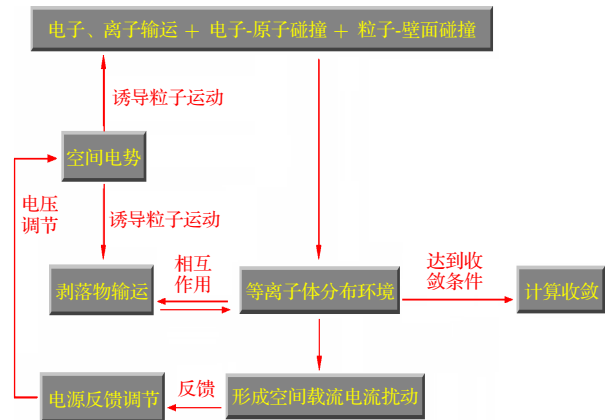


图 2 数值模型的计算流程图

Fig. 2. Calculation flow chart of the numerical model.

本文仿真研究对象选取 350 W 级霍尔推力器. 计算域的网格划分和边界设定如图 3 所示, 网格步长取 0.1 mm, 电子电流设定为阴极放电电流 1.2 A, 电子初始能量设定为 5 eV. 其中, 电子从阴极电子入口进入计算域, 一部分进入放电室发生电离以及进入阳极, 另一部分与电离产生的离子共同向羽流区流出, 并在收敛过程中逐渐形成准中性状态.

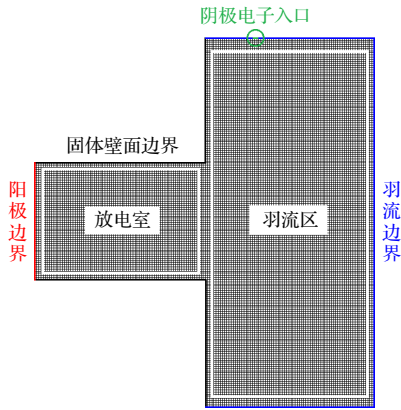


图 3 2D 数值模型的计算域和边界设定

Fig. 3. Computational domain and boundary settings in the 2D numerical model.

需要说明的是, 在 2D 模型下, 阴极电子入口呈环面状, 这与真实情况存在差异, 这种假设会造成羽流中等离子体分布比真实情况更加均匀, 当剥落物向靠近阴极出口一侧运动时, 由于剥落物呈负电性, 计算结果会比试验结果更远离对称轴, 但并不影响模型对放电扰动诱发过程和演化机理的定性分析.

## 2.1 粒子的输运和碰撞模块

在粒子碰撞模型中, 主要考虑电子-原子的弹性、激发和电离碰撞, 忽略离子与离子、离子与原子间的各类碰撞. 关于剥落物与等离子体之间的碰撞作用将在 2.2 节中介绍.

### 2.1.1 粒子输运

计算域中各种粒子 (电子、离子和剥落物) 的运动采用“蛙跳”算法 [5,6] 下的牛顿力学模型来描述, 即粒子的位移由该时间步长内的平均速度决定, 而以时间中位点的速度来表征平均速度, 显然要比时间步长两端的速度具有更高的精度. 同理, 以时间步长某端点的受力来求解两个相邻中位点速度相关的加速度也具有更高的精度. 需要说明的

是, 各种粒子对应的时间步长不同, 主要依据粒子在每个时间步长内不可跨越超过 1 个网格的原则 [7]: 电子时间步长取  $4 \times 10^{-12}$  s, 离子时间步长取  $1 \times 10^{-9}$  s, 剥落物时间步长取  $5 \times 10^{-5}$  s. 每个计算粒子 (仅电子和离子) 代表  $1 \times 10^8$  个真实粒子. 为提高计算效率, 本模型忽略了原子运动状态的计算, 采用第三方软件计算获取原子数密度分布, 并在电子-原子碰撞计算中, 直接调用当地的原子数密度数据, 碰撞后不对原子数密度进行更改.

需要说明的是, 在粒子当前所受的合外力中, 电子受力包括电场力和洛伦兹力, 而离子和剥落物受力仅为空间电场力, 故粒子受力过程可以描述为 [8]

$$F = q(E + v \times B), \quad (1)$$

式中, 电场力可通过调用二维空间电势数据实现求解, 三维  $x$  轴电场强度直接调用二维  $Z$  轴电场数据  $|E_{3D,x}| = |E_{2D,Z}|$ ; 三维  $y$  轴电场强度设定为二维  $R$  轴 (径向) 的一个分量  $|E_{3D,y}| = |E_{2D,R}| \cdot \cos\theta$  (关于  $E_{2DR}$ , 可参考后文空间电势模型); 三维  $z$  轴电场强度设定为二维  $R$  轴在另一个方向的分量  $|E_{3D,z}| = |E_{2D,R}| \cdot \sin\theta$ . 同时, 洛伦兹力计算可调用第三方霍尔推力器通道内磁感应强度数据.

基于上述方法, 可求解出所有二维计算域内粒子的三维空间运动轨迹, 进而将该轨迹展示于二维空间, 如图 4 所示. 这种处理方法的特点为: 可在一定程度上提升整体计算效率, 又可近似模拟实际物理过程的粒子分布特性, 但会由于忽略了粒子周向运动的影响而产生少量误差.

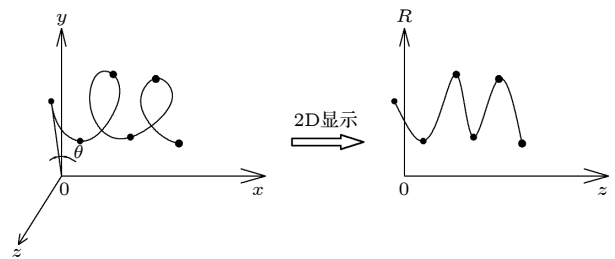


图 4 三维空间粒子运动在二维空间的显示

Fig. 4. Display of 3D-particle motion in 2D space.

### 2.1.2 电子-原子的碰撞

根据 MCC 模型 [9-11], 电子与原子发生弹性、激发或电离碰撞的概率与两者的碰撞频率有关, 在一个时间步长  $\Delta t_e$  内, 某个电子发生某一类碰撞的概率为

$$P_i = (1 - e^{-v_{e-n}\Delta t_e}) \cdot \frac{\sigma_i}{\sigma_T}, \quad (2)$$

式中, 下角标  $i$  为“ela”, “exc”或“ion”, 分别表征弹性、激发或电离碰撞,  $\sigma_T$  为电子与原子的总碰撞截面, 即 3 种碰撞截面之和.  $v_{e-n}$  为电子与原子的碰撞频率, 可描述为

$$v_{e-n} = n_n v_e \sigma_T, \quad (3)$$

其中,  $n_n$  为电子所在当地的原子数密度,  $v_e$  为电子与原子的相对速度, 可取电子运动速度.

关于各类电子-原子碰撞截面<sup>[12]</sup>如图 5 所示.

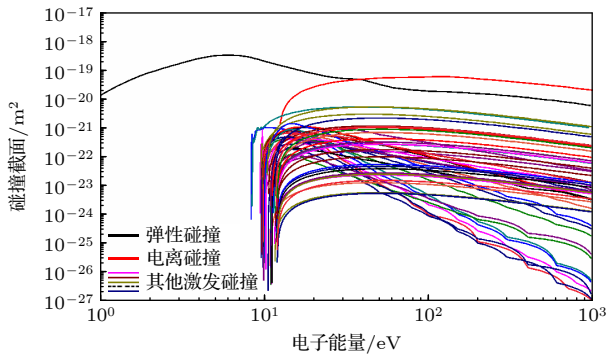


图 5 电子-Xe 原子的碰撞截面数据

Fig. 5. Cross sections of the electron-xenon atom.

### 2.1.3 粒子-壁面碰撞

由于本文并不考虑壁面溅射作用, 基于对计算效率的考虑, 将离子-壁面碰撞 (实际应是一种漫反射碰撞<sup>[13,14]</sup>) 视作镜面反射碰撞. 这里仅考虑电子与壁面的鞘层作用和二次电子发射作用.

鞘层是由于等离子体双极扩散作用所形成的亚微米级的薄层, 宏观上呈负电势, 对电子有降低动能作用, 对离子有增加动能的作用. 因此, 在数值模型中, 通常将鞘层处理为带电粒子在撞击壁面时的动能对电势能的瞬间转化过程, 鞘层电势可通过 (4) 式<sup>[15,16]</sup> 计算:

$$V_{\text{sheath}} = \frac{T_e}{e} \ln \left[ (1 - \gamma) \left( \frac{2\pi m_e}{m_i} \right)^{0.5} \right], \quad (4)$$

其中,  $T_e$  为电子温度, 这里不妨取 2 eV<sup>[17]</sup>,  $\gamma$  为二次电子发射系数,  $m_i$  为离子质量,  $m_e$  为电子质量.

当电子的动能超过鞘层电势后, 才能撞击放电室壁面, 壁面的二次电子发射系数  $\gamma$  可以认为是发生二次电子的概率, 但  $\gamma$  与入射电子能量有关<sup>[18,19]</sup>:

$$\gamma = \gamma_0 + \frac{E_e}{E_{e,0}}(1 - \gamma_0), \quad (5)$$

式中,  $\gamma_0$  为参考二次电子发射系数,  $E_e$  为电子入射能量 (eV), 该能量为电子进入鞘层前的动能减去鞘层势能,  $E_{e,0}$  为参考电子能量 (eV), 一般在 40—50 eV 之间.

在入射电子发生二次电子发射后, 该电子离开壁面的动能要增加鞘层势能, 方向遵循余弦函数分布, 而新产生的二次电子则以壁面温度所对应的动能进入计算域, 运动方向遵循余弦函数分布.

## 2.2 剥落物与等离子体环境的作用模块

基于对计算效率的考虑, 本数值模型忽略剥落物的具体产生过程 (溅射、沉积与脱离过程), 仅设定剥落物脱离瞬间的状态参数以及模拟在流场运动过程中与等离子体环境的相互作用.

### 2.2.1 剥落物的参数设定

首先, 给出剥落物的体积设定方式.

1) 剥落物在运动过程中视作质点, 质量、位移和速度都针对质点进行设置; 2) 剥落物在碰撞过程和云图展示中视作具有体积的物体, 即为  $0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm} \times 0.5 \text{ mm}$  的立方体, 且剥落物不发生旋转; 3) 剥落物在电场计算中视作质点, 电荷量针对质点进行设置.

当剥落物从壁面脱落前, 会面临电子和离子的双极扩散作用, 壁面会累积动态负电荷, 从而呈现一定的相对负电势. 若以剥落物的静电屏蔽边界为零电势面, 那么剥落物相对于静电屏蔽边界的电势即为剥落物的鞘层电势  $\phi_{\text{sheath}}$ . 进一步地, 可将剥落物与静电屏蔽边界视作一组电容, 介电常数  $\epsilon_0$  取真空数值  $8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ , 那么剥落物此刻携带电量  $Q_{\text{ex}}$  为

$$Q_{\text{ex}} = \frac{\phi_{\text{sheath}} \epsilon_0 A_w}{\lambda_d}, \quad (6)$$

式中,  $A_w$  为剥落物有效裸露面积, 取  $2.5 \times 10^{-7} \text{ m}^2$ ,  $\lambda_d$  为当地德拜长度. 一般地,  $Q_{\text{ex}}$  在  $10^{-10} \text{ C}$  量级.

带电剥落物在空间网格内的电场力  $F_{E, \text{ex}}$  可由 (1) 式求解, 式中的  $q_{\text{ptc}}$  取  $Q_{\text{ex}}$  数值.

带电剥落物在等离子体环境中会不断受到离子的撞击作用, 其离子的动量变化率为剥落物受到的撞击力  $F_{S, i-\text{ex}}$ :

$$F_{S, i-\text{ex}} = \left( \sum \Delta m_i v_i \right) / \Delta t_i, \quad (7)$$

式中,  $v_i$  为离子撞击剥落物前的速度. 需要说明的

是, 相对于离子而言, 剥落物可视为一种虚阴极, 采取假设“离子将全部动能和电离能沉积在表面”<sup>[14]</sup>, 故离子几乎将全部动量贡献给剥落物。

因此, 剥落物在脱落后, 主要会受到以上两种力的竞争作用, 在不同的受力情况下, 剥落物的脱落方向可能不同。

### 2.2.2 剥落物对电子的吸附

剥落物与电子的相互作用主要表现为吸附作用, 在电子与剥落物碰撞时, 当电子动能突破剥落物的亲和能时, 则会发生电子吸附。如图 6 所示, 由于剥落物本身自带大量负电荷, 在当地会产生强烈的负电势, 故电子需要同时克服电势能和亲和能的阻碍才能被剥落物吸附。

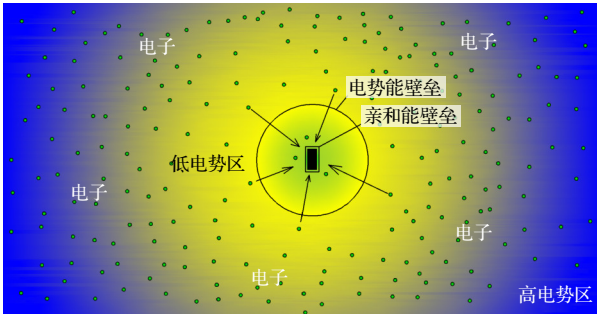


图 6 剥落物对电子的吸附作用

Fig. 6. The absorption of the exfoliation on electrons.

在一个剥落物时间步长内, 电子与剥落物碰撞的实际数量为剥落物运动过程中所碰撞到的全部电子数量。然而, 这样的处理方式无疑会增加大量的计算量, 基于计算效率考虑, 本文采用以下假设: 剥落物相对于电子而言可以视为静止状态, 在每一个电子时间步长内, 都会有剥落物所占空间体积所包含的电子与剥落物发生碰撞, 碰撞数量如下:

$$N_{e-ex}|\Delta t_e = V_{ex} \cdot n_e, \quad (8)$$

式中,  $\Delta t_{ex}$  表示剥落物时间步长,  $V_{ex}$  为剥落物体积, 取  $1.25 \times 10^{-10} \text{ m}^3$ ,  $n_e$  为电子数密度。这样, 在一个剥落物时间步长内, 所发生的电子-剥落物碰撞数量为

$$N_{e-ex}|\Delta t_{ex} = \frac{\Delta t_{ex}}{\Delta t_e} \cdot 1.25 \times 10^{-10} \cdot n_e, \quad (9)$$

式中,  $\Delta t_1$  为离子时间步长。

一方面, 如果撞击向剥落物的电子没有发生吸附作用, 则以镜面反射方式处理电子的后续运动过程, 即电子出射方向与入射方向关于撞击点位置

的(剥落物)表面法线对称, 速率不变。另一方面, 只有电子动能超过 BN 亲和能 (1.85 eV) 时, 电子才可能被剥落物吸附, 此刻, 剥落物电荷量增加一个负元电荷 ( $-e$ ), 该参数会影响剥落物位置的空间电势计算。

### 2.2.3 剥落物对离子的中和作用

除剥落物对离子会产生动量交换作用外, 还会对离子产生中和碰撞作用: 这类碰撞行为没有能量阈值的限制, 但同样会受限于剥落物与离子的碰撞数量。与电子-剥落物的碰撞数量计算方式相同, 在一个剥落物时间步长内, 离子-剥落物的碰撞数量为

$$N_{i-ex}|\Delta t_{ex} = \frac{\Delta t_{ex}}{\Delta t_i} \cdot 1.25 \times 10^{-10} \cdot n_i, \quad (10)$$

式中,  $\Delta t_1$  为离子时间步长,  $n_i$  为离子数密度。

当离子与剥落物发生中和碰撞后, 剥落物电荷量增加一个元电荷 ( $+e$ ), 离子以原子形态离开剥落物。由于不考虑后续原子的计算过程, 所以本文不跟踪原子的后续运动状态。

## 2.3 空间电势模块

计算域各节点都存在净剩电荷, 该电荷量由等离子体或剥落物产生, 其数值为两者的代数和。所形成的空间电势可由泊松方程进行求解:

$$\Delta \phi = -\frac{\rho_{\text{charge}}}{\epsilon_0}, \quad (11)$$

其中,  $\rho_{\text{charge}}$  为空间净剩电荷密度 ( $\text{C/m}^3$ ),  $\epsilon_0$  为真空介电常数, 取  $8.85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$ 。在一维模型中, 可通过五点差分法进行求解, 差分方程如下:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \varphi(r, z) = -\frac{(n_i - n_e)e}{\epsilon_0}, \quad (12)$$

其中  $r$  和  $z$  分别表示径向和轴向位移,  $n_i$  和  $n_e$  分别为节点的离子数密度 [ $\text{m}^{-3}$ ] 和电子数密度 [ $\text{m}^{-3}$ ]。边界条件为: 在阳极表面,  $\varphi$  初始电压取 300 V, 后续会根据电源反馈调节来进行更新; 在阴极电子发射表面,  $\varphi = 0 \text{ V}$ , 羽流边界表面取电荷气泡边界条件 ( $\rho_\infty = 0$ )。

由 (12) 式引入的超松弛迭代计算格式:

$$B_N = \frac{1}{2(r_{j+1} - r_j) + \frac{r_{i,j}}{(r_{j+1} - r_j)^2}} \cdot \frac{r_{i,j}}{8 \left[ \frac{r_{i,j}}{(r_{j+1} - r_{j-1})^2} + \frac{r_{i,j}}{(z_{i+1} - z_{i-1})^2} \right]}, \quad (13a)$$

$$B_S = \frac{1}{2(r_j - r_{j-1})} + \frac{r_{i,j}}{(r_{j-1} - r_j)^2}, \quad (13b)$$

$$B_E = \frac{r_{i,j}/(z_{i+1} - z_i)^2}{8 \left[ \frac{r_{i,j}}{(r_{j+1} - r_{j-1})^2} + \frac{r_{i,j}}{(z_{i+1} - z_{i-1})^2} \right]}, \quad (13c)$$

$$B_W = \frac{r_{i,j}/(z_i - z_{i-1})^2}{8 \left[ \frac{r_{i,j}}{(r_{j+1} - r_{j-1})^2} + \frac{r_{i,j}}{(z_{i+1} - z_{i-1})^2} \right]}, \quad (13d)$$

$$B_C = \frac{r_{i,j}}{\varepsilon_0} / 8 \left[ \frac{r_{i,j}}{(r_{j+1} - r_{j-1})^2} + \frac{r_{i,j}}{(z_{i+1} - z_{i-1})^2} \right], \quad (13e)$$

$$\begin{aligned} \phi_{i,j}^{(k+1)} = & \phi_{i,j}^{(k)} + w \left( B_N \phi_{i,j+1}^{(k)} + B_S \phi_{i,j-1}^{(k+1)} + B_E \phi_{i+1,j}^{(k)} \right. \\ & \left. + B_W \phi_{i-1,j}^{(k+1)} + B_C \frac{(n_i - n_e)e}{r_{i,j}} - 4\phi_{i,j}^{(k)} \right), \end{aligned} \quad (13)$$

其中,  $w$  为松弛因子, 本文取 1.25. 空间电势求解的迭代收敛条件为

$$\left\{ \left| \varphi_{i,j}^{(k+1)} - \varphi_{i,j}^{(k)} \right| \right\} / \varphi_{i,j}^{(k)} \leq \xi_0, \quad (14)$$

式中,  $\xi_0$  为趋近于 0 的收敛残差, 该参数越小计算精度越高, 本文取  $\xi_0 = 1 \times 10^{-6}$ .

## 2.4 电源反馈调节模块

本节给出卫星常用霍尔推力器的配套功率单元 (PPU) 作为本数值模块的电源模型, 对电源数学模型的简化处理考虑到电源对低压输入、高压大功率输出的需求, 并减小主要开关器件的应力, 采用全桥拓扑结构, 功率变换拓扑示意如图 7 所示. 出于模型简化的考虑, 仅针对图 7 中的“模型简化区域”进行数学建模.

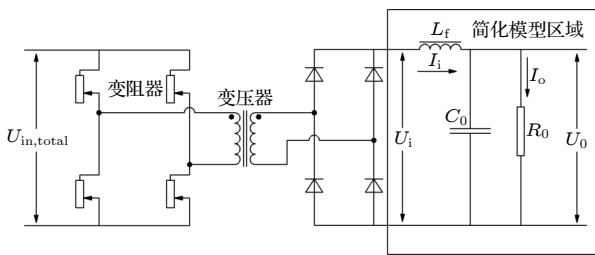


图 7 霍尔推进系统功率处理单元的拓扑结构

Fig. 7. Topology of power processing unit in the Hall propulsion system.

根据图 7 中的简化模型区域, 建立电路电压调控的调控方程组:

$$\begin{cases} U_i^{(n)} - U_i^{(n-\Delta\tau)} = \kappa(I_0^{(n-\Delta\tau)} - 1.2), \\ U_i^{(n)} \geq 0, \\ U_i^{(n)} = L_f \frac{I_i^{(n)} - I_i^{(n-\Delta\tau)}}{\Delta\tau} + U_0^{(n-\Delta\tau)}, \\ I_i^{(n)} = C_0 \frac{U_0^{(n)} - U_0^{(n-\Delta\tau)}}{\Delta\tau} + I_0^{(n-\Delta\tau)}, \end{cases} \quad (15)$$

式中,  $U_0$  为负载  $R_0$  两端的输出电压 (即为调控后的阳极电压),  $I_0$  为负载  $R_0$  两端电流,  $U_i$  和  $I_i$  分别为简化模型区域的输入电压和电流. 需要说明的是, 在电源进行反馈调节时, 实际上是对  $U_i$  进行调控, 对应第一个方程, 其中  $\kappa$  为调控系数, 取 2.44; 而第 2 和第 3 个方程则表征在调控  $U_i$  之后, 电路其他参数发生的变化, 其中,  $L_f$  为滤波电感,  $C_0$  为滤波电容,  $\Delta\tau$  为电源响应时间, 是一个经验系数, 取 0.1 ms.

滤波电感  $L_f$  的感量以输出纹波电流  $\Delta I_0$  来估算<sup>[20]</sup>:

$$L_f = \frac{D}{f_s \times \Delta I_0} [U_{in} \times n - 2U_D - U_0], \quad (16)$$

式中,  $U_{in, total}$  为电源的总输入电压,  $U_D$  为整流管正向压降,  $U_0$  为阳极电源额定输出电压,  $f_s$  开关管频率,  $\Delta I_0$  为纹波电流, 取额定输出电流  $I_0$  的 0.3 倍,  $D$  为 LC 滤波器占空比, 取 0.43. 代入相关参数, 计算得到  $L_f$  不低于 499  $\mu\text{H}$ , 取  $L_f = 500 \mu\text{H}$ .

滤波电容  $C_0$  根据输出电压纹波峰峰值计算, 设输出电压峰值为 1 V, 应满足如下公式:

$$C_0 = \frac{\Delta I_0}{8 \times f_s \times \Delta U_0}, \quad (17)$$

式中, 代入估算数据取  $C_0 = 21.5 \mu\text{F}$ .

## 2.5 收敛条件

在数值计算角度, 整个计算域流场的收敛判定基于带电粒子离开流场边界时数量的稳恒, 进一步地, 带电粒子应满足粒子数量守恒关系: 1) 进入计算域的电子与离开计算域阳极边界 (各类边界可参考图 2) 的电子数量一致, 该条件表征空间电路载流电子的数量守恒; 2) 离开计算域羽流边界的电子数量与离子数量一致, 该条件表征羽流的准中性原则. 因此, 流场计算收敛需满足以下两个条件:

$$\frac{|\overline{N_{a,out}} - \overline{N_{dom,in}}|}{\overline{N_{dom,in}}} \leq \xi_e, \quad (18)$$

式中,  $\overline{N_{a,out}}$  为从阳极离开的电子数量平均值,  $\overline{N_{dom,in}}$  为进入计算域的电子数量平均值, “平均值”是指取包含当前  $\Delta t$  在内的 50 个  $\Delta t$  中的代数平均值, 以监测在足够长的时间内流场都会处于这种稳定性,  $\xi_e$  为计算残差, 取  $\xi_e = 0.1\%$ .

$$|\overline{N_{p,i}} - \overline{N_{p,e}}| / \overline{N_{p,e}} \leq \xi_n, \quad (19)$$

式中,  $\overline{N_{p,i}}$  为离开羽流边界的离子数量平均值,  $\overline{N_{p,e}}$  为离开羽流边界的电子数量平均值, “平均值”的统计方法与 (18) 式一致,  $\xi_n$  为计算残差, 取  $\xi_n = 0.1\%$ .

### 3 仿真结果与分析

针对霍尔电推进放电扰动机理的研究需要明晰两方面问题: 剥落物脱落过程中对空间电荷输运和碰撞的影响过程, 以及上述问题对电路电流波动的影响过程. 在下文的机理研究中, 将从上述两方面进行阐述.

需要说明的是, 在本节的数值计算研究中, 发现了两种形式的放电扰动: 第 1 种, 剥落物向下游输运, 这种形式与先前试验中和文献中的放电扰动现象类似 (见图 1); 第 2 种, 剥落物沉积在阳极壁面, 这种形式在文献中并未有公布, 但在后文的试验结果中可以得到验证.

#### 3.1 剥落物向下游运动

首先给出剥落物向下游输运的工况 (工况 1), 见图 8. 这里,  $\Delta t_{ex}$  为剥落物时间步长,  $\Delta t_{ex} = 5 \times 10^{-5}$  s. 根据计算结果: 第一, 在剥落物向下游运动过程中, 电子数密度分布会伴随地出现“空穴”效应, 这里指向剥落物在运动过程中衰减了其周围的电子数量. 分析推断, 一方面, 剥落物对电子的吸附作用会消耗电子, 从剥落物的带电量变化可以印证这点. 另一方面, 剥落物的感生电势 (见图 9) 对电子具有较强的排斥作用 (从图中同样可以观察到“空穴”效应), 当剥落物穿过核心电离区 (大概位于各云图中的电子温度红区, 该位置磁场较强, 容易引发电离) 时, 导致大量电子无法正常进入该区域, 而是被排斥到近壁或非强磁区, 从而减小霍尔漂移的路程, 削弱电离碰撞作用, 降低电子产生数量.

第二, 剥落物对于电子数密度分布的影响具有延迟性, 即使剥落物离开计算域, 依然可以在后续一段时间内发现计算域整体电子数密度的变化, 该过程成因是电源对电路载流电荷降低 (由于电离造成衰减) 所进行的反馈调节作用, 整个扰动过程的电流变化可参考图 10 数据, 从这一层意义来看, 霍尔放电扰动又可以看作是一种异常的电源反馈调节行为.

进一步地, 图 10 展示了工况 1 中一次完整放电扰动过程电流变化的仿真数据. 图 8 中各个时刻在图 10 均有所标注, 结合两张图可以更直接地看到电流波动所对应的电子数密度变化: 当剥落物最初破坏电离过程时, 会引起电路电流先降低 (见 A, B, C 三个时刻) 至 0—0.2 A (额定电流为 1.2 A), 接着, 在 D—I 时间段, 电路电流会在电源反馈调节 (电压升高) 机制下进行波动性的快速升高至几十倍额定电流数值, 并在经过 J, K 和 L 时刻后, 逐渐回归于额定电流数值. 值得注意的是, 整个放电扰动过程中电流波动数据与霍尔推力器开机启动时所表现的电流波动数据非常类似, 从诱发机制来看, 这一类放电扰动过程属于“电离局部中断-载流电流降低-电源短暂重启”的范畴, 因此, 本文将这种剥落物向下游运动的放电扰动称为“载流锐减”型放电扰动.

#### 3.2 剥落物向阳极运动

图 11 给出剥落物向阳极运动的工况 (工况 2,  $\Delta t_{ex} = 5 \times 10^{-5}$  s). 与工况 1 类似, 工况 2 中的剥落物在穿过电离区时同样出现了电子数密度的“空穴”效应. 同样推断, 电子数密度的下降与剥落物对电子的吸附作用以及电离作用遭到破坏有关. 然而, 与工况 1 不同的是, 电子“空穴”效应较为微弱, 这里推断, 诱导电离的电子主要从下游 (阴极处) 引入, 那么向下游运动的剥落物 (工况 1) 对电离的破坏程度应高于工况 2. 同样地, 当剥落物进入阳极后, 放电扰动造成的电子数密度变化依然存在延迟性, 但电子数密度所表现出的高低变化趋势与工况 1 不同, 工况 2 在 C 时刻到 L 时刻的过程中, 呈现出“降低-升高-再降低”的变化趋势, 相关机理将通过图 12 数据进行阐述.

进一步地, 图 12 展示了工况 2 中一次完整放电扰动过程的电流变化数据. 与工况 1 类似, 在放电扰动初期 (时刻 A—C), 由于剥落物对电子数量

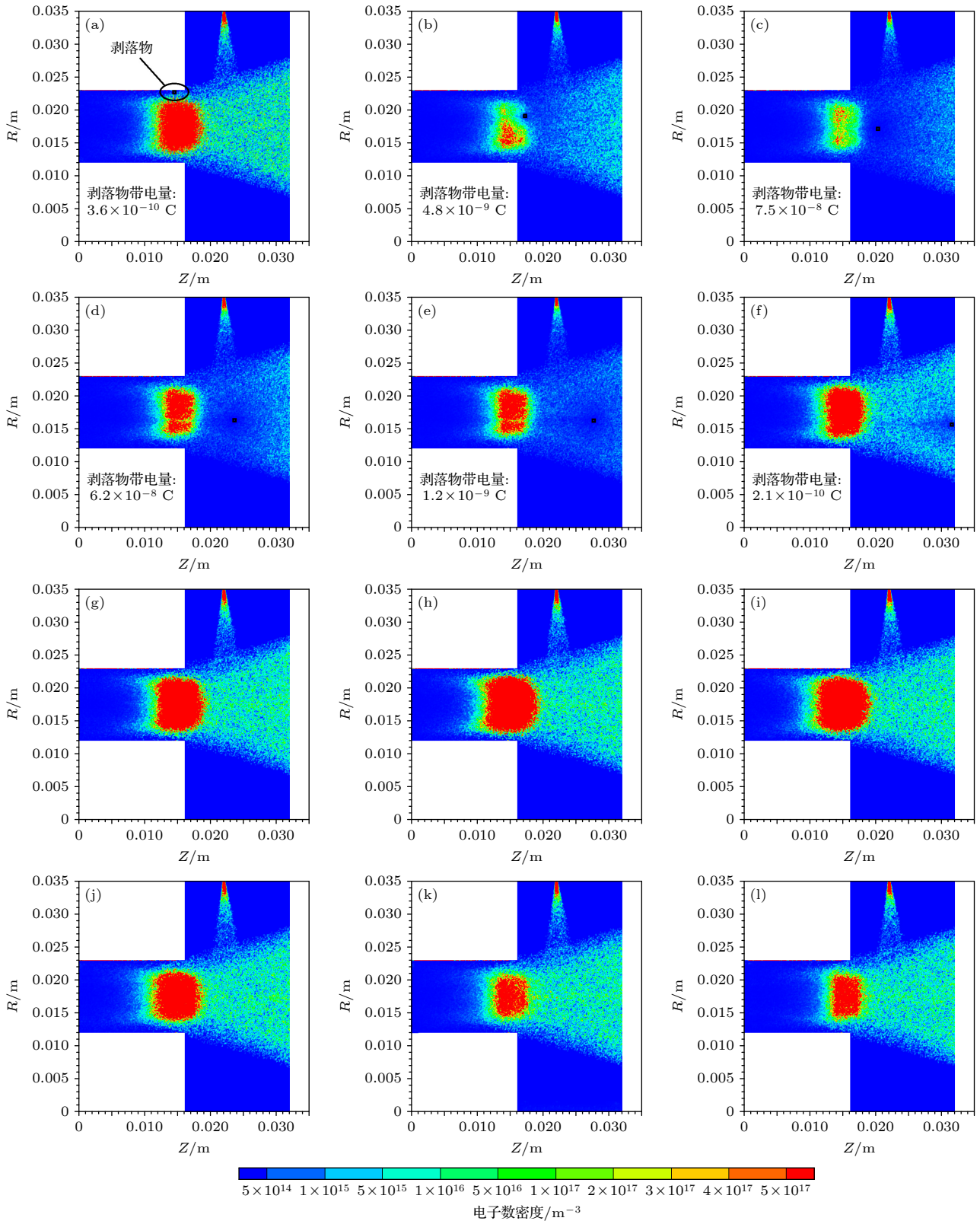


图 8 剥落物运动对电子数密度分布的影响 (工况 1) (a)  $t = 0$  (A 时刻); (b)  $t = 2 \Delta t_{\text{ex}}$  (B 时刻); (c)  $t = 4 \Delta t_{\text{ex}}$  (C 时刻); (d)  $t = 6 \Delta t_{\text{ex}}$  (D 时刻); (e)  $t = 8 \Delta t_{\text{ex}}$  (E 时刻); (f)  $t = 10 \Delta t_{\text{ex}}$  (F 时刻); (g)  $t = 11 \Delta t_{\text{ex}}$  (G 时刻); (h)  $t = 12 \Delta t_{\text{ex}}$  (H 时刻); (i)  $t = 13 \Delta t_{\text{ex}}$  (I 时刻); (j)  $t = 15 \Delta t_{\text{ex}}$  (J 时刻); (k)  $t = 26 \Delta t_{\text{ex}}$  (K 时刻); (l)  $t = 40 \Delta t_{\text{ex}}$  (L 时刻)

Fig. 8. Impact of the exfoliation transportation on the electron number density (case 1): (a)  $t = 0$  (at time A); (b)  $t = 2 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time B); (c)  $t = 4 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time C); (d)  $t = 6 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time D); (e)  $t = 8 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time E); (f)  $t = 10 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time F); (g)  $t = 11 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time G); (h)  $t = 12 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time H); (i)  $t = 13 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time I); (j)  $t = 15 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time J); (k)  $t = 26 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time K); (l)  $t = 40 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time L).

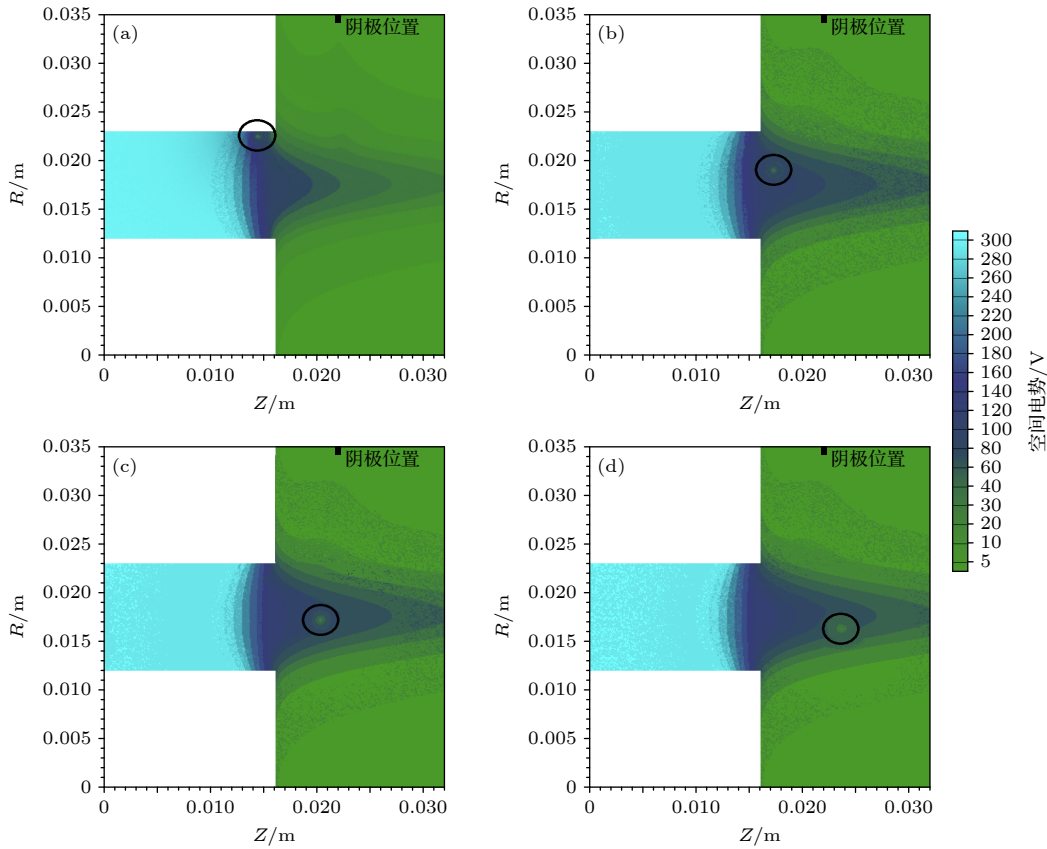


图 9 剥落物附近的空电势变化 (工况 1 的前 4 个时刻) (a) A 时刻; (b) B 时刻; (c) C 时刻; (d) D 时刻

Fig. 9. Space potential distribution near the exfoliation (the first 4 moments of case 1): (a) At time A; (b) at time B; (c) at time C; (d) at time D.

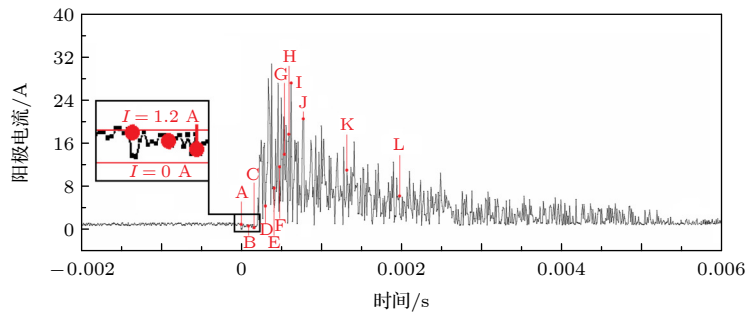


图 10 剥落物运动对电流波动的影响 (工况 1, 红色字母表示各时刻编号)

Fig. 10. Impact of the exfoliation transportation on the current fluctuation (case 1, the red letter represents each moment number).

的衰减作用, 电路载流电流降低, 时刻 D 和 E 是电源反馈调节下的电流突增过程, 该过程同样与电离中断后的再点火过程类似. 时刻 F 为剥落物将自身携带的电量沉积至阳极的瞬间, 导致电流发生第 2 次突增, 与第 1 次突增相比, 这一次的电流突增作用属于大量悬浮电荷 (非空间载流电荷) 瞬间进入电路的结果, 这种外界电荷的大量注入会使得电源反馈调节出现不同的调节规律, 即在后续的时刻 G—L 中, 电流呈现出剧烈的振荡状态, 这种电

流高低变化的振荡状态可以解释图 11 中 C—L 时刻的“降低-升高-再降低”的变化趋势. 该振荡波形与工况 1 的波形有较大差异, 但这种电流波形与电路过流保护前的放电振荡波形非常相似, 都属于由外界因素导致电流突增过程中的电源反馈调节行为, 由此, 本文将这种放电扰动类型称为“载流突增”型.

综上, 剥落物对电离作用的衰减和剥落物对阳极的电荷沉积均是可以引起放电扰动的诱因, 对于

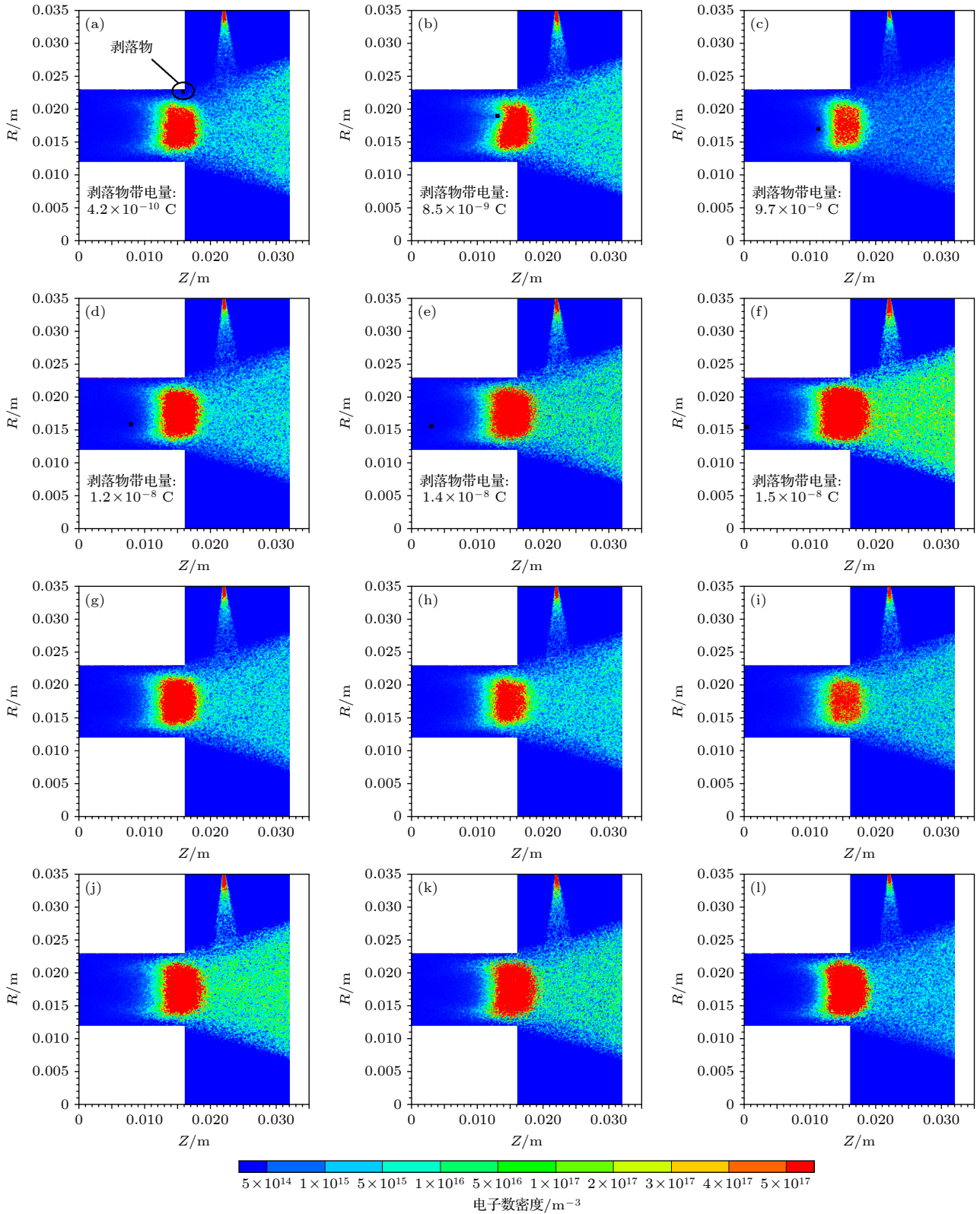


图 11 剥落物运动对电子数密度分布的影响 (工况 2) (a)  $t = 0$  (A 时刻); (b)  $t = 3 \Delta t_{\text{ex}}$  (B 时刻); (c)  $t = 6 \Delta t_{\text{ex}}$  (C 时刻); (d)  $t = 8 \Delta t_{\text{ex}}$  (D 时刻); (e)  $t = 12 \Delta t_{\text{ex}}$  (E 时刻); (f)  $t = 15 \Delta t_{\text{ex}}$  (F 时刻); (g)  $t = 18 \Delta t_{\text{ex}}$  (G 时刻); (h)  $t = 21 \Delta t_{\text{ex}}$  (H 时刻); (i)  $t = 24 \Delta t_{\text{ex}}$  (I 时刻); (j)  $t = 27 \Delta t_{\text{ex}}$  (J 时刻); (k)  $t = 31 \Delta t_{\text{ex}}$  (K 时刻); (l)  $t = 35 \Delta t_{\text{ex}}$  (L 时刻)

Fig. 11. Impact of the exfoliation transportation on the electron number density (case 2): (a)  $t = 0$  (at time A); (b)  $t = 3 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time B); (c)  $t = 6 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time C); (d)  $t = 8 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time D); (e)  $t = 12 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time E); (f)  $t = 15 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time F); (g)  $t = 18 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time G); (h)  $t = 21 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time H); (i)  $t = 24 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time I); (j)  $t = 27 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time J); (k)  $t = 31 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time K); (l)  $t = 35 \Delta t_{\text{ex}}$  (at time L).

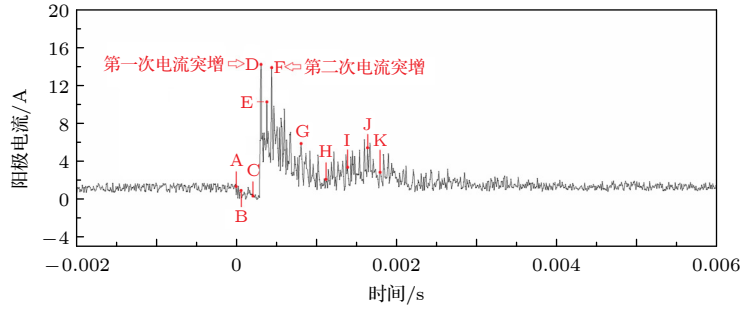


图 12 剥落物运动对电流波动的影响 (工况 2)

Fig. 12. Impact of the exfoliation transportation on the current fluctuation (case 2).

载流锐减型扰动而言,前者是起主要作用的诱因,但对于载流突增型扰动而言,两者都对扰动的诱发起作用,但后者为主要因素.值得补充的是,载流锐减型扰动引起的波动幅度和时间宽度一般高于载流突增型扰动,原因为剥落物对阳极的电荷沉积是瞬间完成的,而剥落物对电离作用的破坏是持续的,电源的反馈调节过程也更剧烈和更长久.

### 3.3 两种类型扰动的成因

基于前文的研究阐述,放电扰动的两种触发类

型与剥落物脱离壁面后的运动方向有直接关系,根据数值模型 2.2.1 小节的阐述,剥落物脱离后的运动方向主要受限于两个因素:当地空间电场力和离子对剥落物的持续撞击压力.由此,图 13 给出工况 1 和工况 2 在不同时刻对应的剥落物(轴向)受力数据.

根据图 13,在对比工况 1 和工况 2 的受力分析后,发现剥落物在脱离壁面最初时段内的受力情况直接决定了后续的运动方向:当剥落物初始位于电场力较低的区域时,剥落物在脱离壁面后的短暂

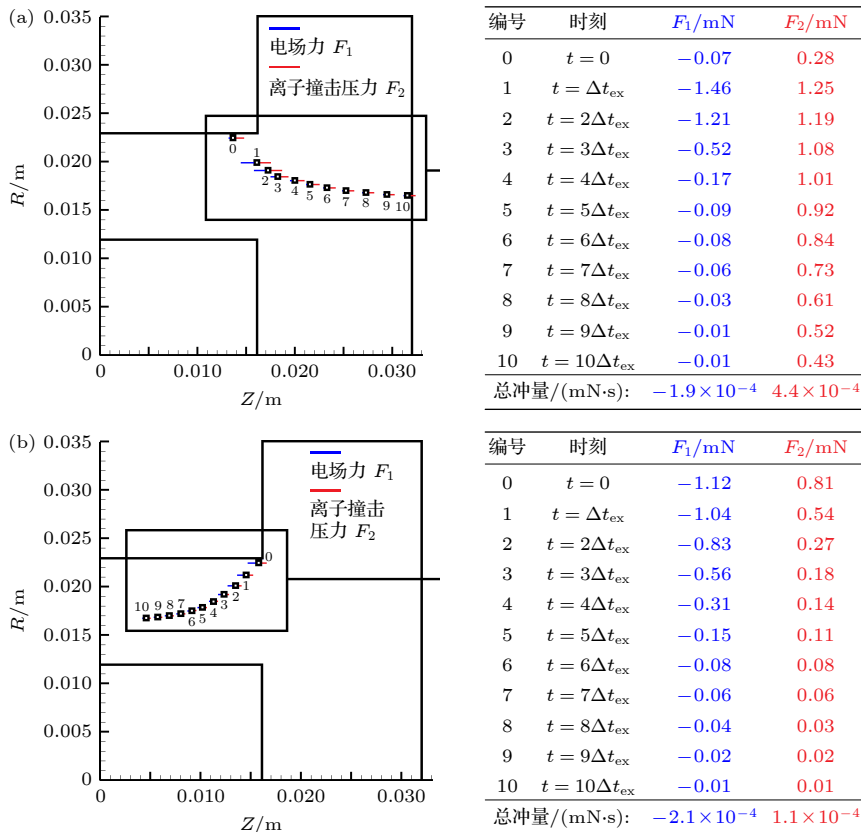


图 13 剥落物在不同时刻的受力分析 (a) 工况 1; (b) 工况 2

Fig. 13. Force analysis of the exfoliation at different time: (a) Case 1; (b) case 2.

时间内, 会持续受到离子向下游运动的撞击压力以及相对较弱的电场力, 导致剥落物会具备一个向下游运动的初速度, 并且在后续运动中持续向下游运动, 即使穿过强电场区, 此处的电场力也不足以影响其运动方向; 当剥落物初始位于电场力较强的区域时, 在脱离瞬间剥落物会受到一个较高的电场力作用和相对较低的离子撞击压力, 令剥落物在最初就具备一个较高的、向阳极运动的初速度, 即使剥落物穿过电离区, 离子的撞击作用也无法改变其运动方向, 直至剥落物撞向阳极. 因此, 剥落物在脱离壁面后的运动方向与其所处位置相关.

进一步地, 为验证上述推断的正确性, 图 14 再次给出从不同壁面位置脱离的剥落物在后续运动中最大运动速度的数值, 以 Z 轴向右为正向, 符号取“+”, 图 14 共统计 40 个工况的数据.

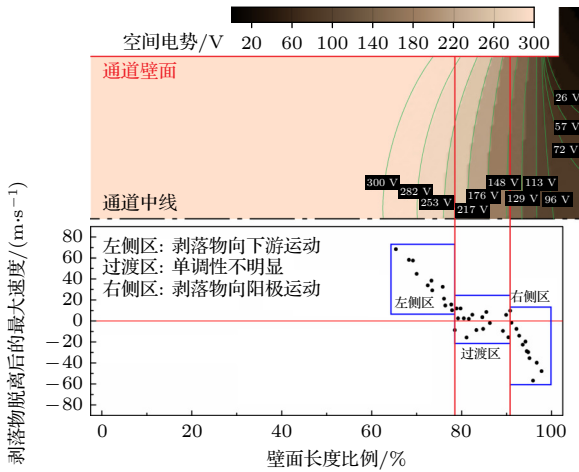


图 14 剥落物在不同壁面位置脱离对应的后续最大速度 (“+”为 Z 轴向右)  
 Fig. 14. The subsequent max velocity of the exfoliation dropping from the different wall position (“+” represents the “+Z” direction).

根据图 14 数据, 发现剥落物脱离壁面位置与剥落物后续运动方向确实存在较为明显的相关性: 在左侧区, 剥落物脱离壁面时的空间电势较高, 初始电场力较低, 导致离子撞击压力占据主导优势, 故该区域的剥落物均向下游运动, 工况 1 恰好属于这种情况; 在右侧区, 剥落物脱离壁面时的空间电势较低, 初始电场力较高, 导致电场力占据主导优势, 故该区域的剥落物均向阳极运动, 工况 2 恰好属于这种情况; 而在中间的过渡区, 是电场力与离子撞击压力竞争相当的区域, 剥落物的运动方向与其运动轨迹、当地空间电势和当地等离子体分布参数均存在关联性, 因而该区域剥落物运动方向与壁面位置无明显关联性.

#### 4 试验验证

为验证上述放电扰动产生机理的正确性, 本节将通过试验测量方法验证三方面内容: 第一, 在图像数据中, 应存在剥落物向阳极运动和向下游运动两种情况; 第二, 剥落物在运动过程中对电离存在衰减作用; 第三, 在电流数据中, 应存在两种波形的放电扰动类型.

基于上述试验目的, 在真空系统内开展霍尔推力器的放电扰动监测试验, 如图 15 所示. 推力器采用 20 mN 霍尔推力器工程样机, 以示波器采集推力器的阳极电流信号, 以高速摄像机捕捉推力器通道正面动态图像, 相机镜头与推力器出口平面距离为 1.16 m. 示波器型号为 Tektronix MDO3054C, 配套 150 A 级电流探头及放大器, 采样率高于 2.5 GS/s, 可满足试验需求. 高速相机型号为千眼

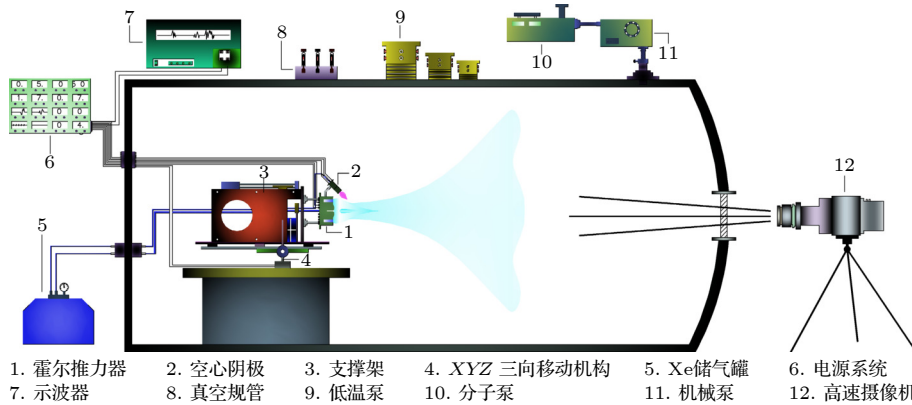


图 15 霍尔推力器放电扰动监测试验平台

Fig. 15. The test platform of the discharge disturbance monitoring in a Hall thruster.

狼 S1315 M-192G, 最大帧率  $10^6$ , 对应像素  $1280 \times 8$ , 试验采用帧率为  $10^5$ , 对应像素  $1280 \times 128$  (此参数可保证推力器在画幅范围内), 此帧率对应的最长图像保存时间为 12.58 s.

放电扰动是一种随机性强、触发频率极低的瞬态物理现象, 持续时间尺度一般在毫秒量级, 同时, 高速摄像机由于内存的限制, 无法将整个试验中的采集图像都保存下来. 因此, 对放电扰动的捕捉需要具备时间上的精准性.

具体地, 高速相机在试验过程中, 会不断地动态保存 12 s 的图像数据, 并随着时间的推移, 不断将新拍摄的图像数据覆盖后面的数据, 保证相机内存中一直保存 12 s 的图像数据. 在此基础上, 利用示波器对高速相机进行保存图像下载的触发判定, 可令高速相机将放电扰动触发时刻前后共 8 s 的图像数据下载至本地电脑 (但在此过程中, 高速相机是暂停拍摄工作的). 这里触发判定条件为: 当示波器采集电流高于 3 倍额定放电电流 (1.2 A) 时, 认为推力器触发了放电扰动, 示波器立即对高速相机发送下载信号. 需要说明的是, 整个过程存在一定的延迟, 一般在 0.2—0.3 ms, 每次使用都略有差

异, 需要在后续的图像-电流数据对齐中要进行平移校准处理.

基于上述监测方法, 在长达 500 h 的监测试验中, 示波器共捕捉到 128 次放电扰动事件, 其中能够通过摄像机在视觉上观察到清晰剥落物的事件共计 24 次 (剥落物向下游运动事件: 17 次, 剥落物向阳极运动事件: 9 次). 下文列举了 2 个图像数据较为明显且具有代表性的放电扰动事件的监测结果, 以验证前文机理研究的正确性.

图 16 给出剥落物向下游运动 (载流锐减型) 的图像数据 (按时间顺序给出 9 个图像), 图 17 为对应的阳极电流数据, 并在图中标注了图 16 中图像数据对应的时间点. 图 17 以  $t \geq 0$  时段为放电扰动的发生时段, 以  $t < 0$  时段为正常工作状态时段 (图 19 与图 17 情况相同). 根据试验监测数据: 第一, 在图像数据中, 剥落物呈白色不规则形状, 因为剥落物在不断被等离子体轰击的过程中是发热发光的, 同时, 会随着运动而呈现出视觉面积逐渐增大的规律, 这里指向剥落物在向镜头靠近 (近大远小), 证明剥落物在向下游运动; 第二, 在剥落物附近存在暗色区域, 推断该区域的成因是剥落物

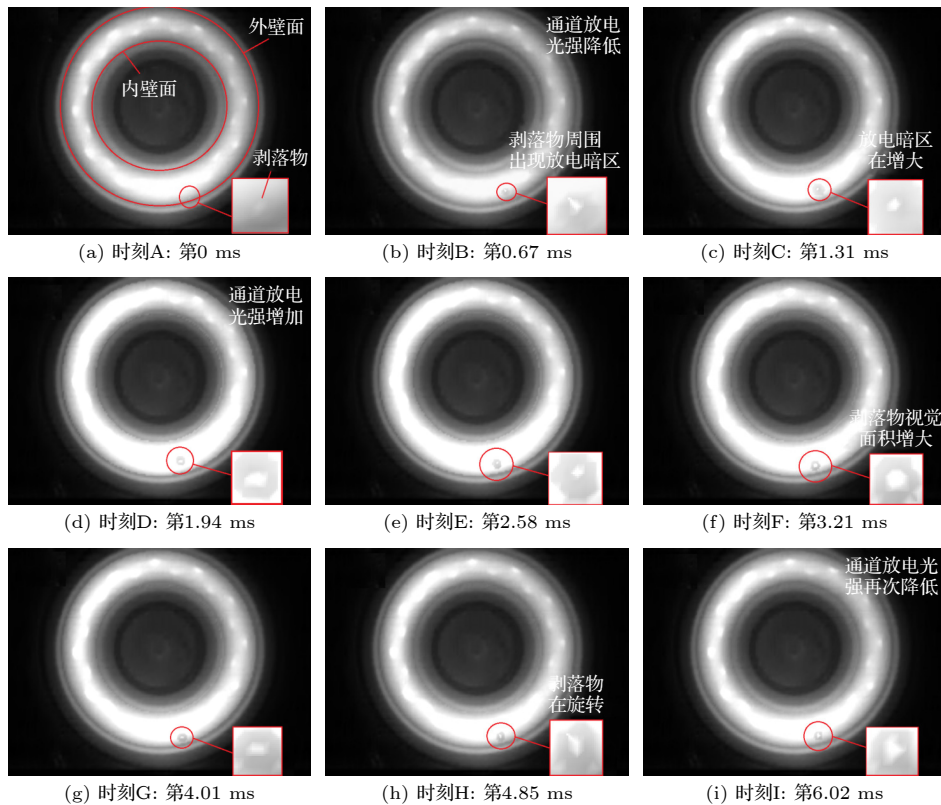


图 16 载流锐减型放电扰动的图像数据 (剥落物向下游运动)

Fig. 16. Images of the discharge disturbance of plummeting current-carrying (the exfoliation moves downstream).

破坏了周围的电子-原子碰撞过程, 主要包括电离碰撞和激发碰撞, 导致周围的退激原子数量和光子产生数量均有所降低, 形成了“放电暗区”, 对放电暗区的观测从侧面证明了剥落物对电离具有衰减作用; 第三, 在电流数据中, 剥落物在最初离开壁面时 (时刻 A 和 B), 阳极电流发生下降, 时刻 C—I 是电源进行反馈调节后的电流变化, 该波形与数值计算结果 (图 10) 在趋势上吻合, 与推力器点火波形非常相似。

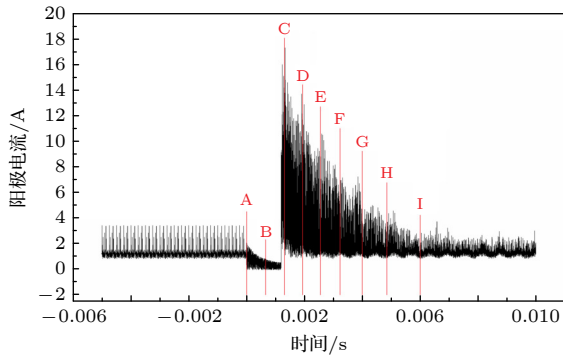


图 17 载流锐减型放电扰动的电流数据

Fig. 17. Current data of the discharge disturbance of plummeting current-carrying.

需要说明的是, 由图 16(g)—(i) 可以观察到剥落物的形状在发生规律性变化, 这种变化指向了剥落物在运动过程中是存在翻转的; 另一方面, 当阳极电流突增时 (时刻 C—E), 放电通道会伴随放电亮度略微增大, 这是因为空间载流电流的增大会伴随电子雪崩效应的增益, 电子-原子的激发碰撞次数增加, 以及原子退激所产生的光子数量增加。

图 18 给出剥落物向阳极运动 (载流突增型) 的图像数据 (按时间顺序给出 9 个典型图像), 图 19 为对应的阳极电流数据. 根据试验监测数据: 第一, 通过图 18(a), (f), (g), (h) 的图像对比, 可以判断剥落物的视觉面积在降低, 中间图像中剥落物的视觉面积偶然增大推断是剥落物翻转的结果, 并且在时刻 I 之后的全部图像数据都无法发现剥落物的痕迹, 这说明剥落物已经消失, 这里推断剥落物撞击到了阳极表面, 发生了破碎和烧蚀殆尽; 第二, 在剥落物附近同样存在的“放电暗区”, 在 B, C 和 D 时刻, 放电暗区达到视觉面积最大, 推断此时剥落物处于核心电离区, 对电离和激发碰撞的影响程度较大, 但在 F 时刻之后, 放电暗区逐渐减小甚至消失, 这里推断剥落物在进入放电室深处后, 已脱

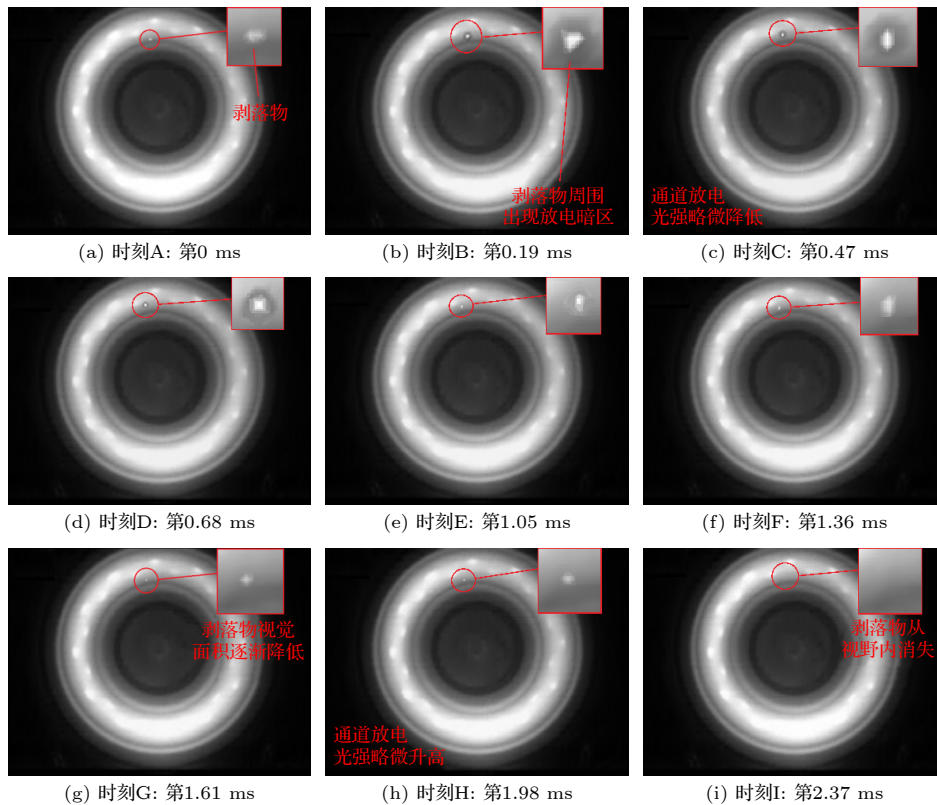


图 18 载流突增型放电扰动的图像数据 (剥落物向阳极运动)

Fig. 18. Images of the discharge disturbance of soaring current-carrying (the exfoliation moves upstream).

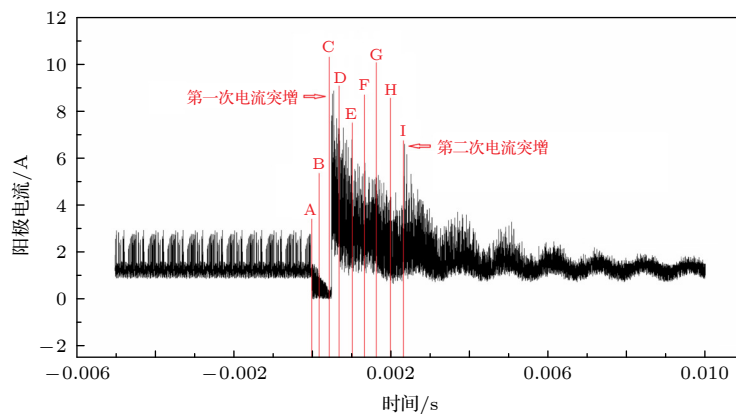


图 19 载流突增型放电扰动的电流数据

Fig. 19. Current data of the discharge disturbance of soaring current-carrying (the exfoliation moves upstream).

离出核心电离区,当地几乎不存在电离和激发碰撞过程;第三,在电流数据中,与数值计算结果(图 12)相似,出现了两次电流突增现象,第 2 次电流突增时刻也恰好对应着剥落物撞击阳极表面的时刻。

综上所述,通过图像-电流联合监测的试验方法,可说明剥落物在等离子体流场中运动时间与放电扰动发生时间完全吻合,并且剥落物向下游运动可以诱发电离衰减,剥落物向阳极运动可以诱发载流突增,这些都是引起放电扰动的重要诱因,因此,根据上述两点证据,基本可以判断放电扰动的触发与剥落物的运动直接相关。进一步地,上述试验数据还验证了前文关于“两种放电扰动类型”、“剥落物触发放电扰动”以及“两种放电扰动波形特征”等仿真研究结论的正确性,然而,关于“剥落物导致两种放电扰动的成因”无法通过试验方法验证,原因为现有测量方法无法获取当地空间电势的精准数据以及剥落物脱离壁面的精确位置。

## 5 结 论

本文通过建立霍尔电推进壁面剥落物运输的二维数值模型,获取了剥落物诱发放电扰动的微观动态过程与物理机制,并通过放电扰动监测试验来验证数值研究的正确性。主要结论如下:

1) 放电扰动类型存在两种,除文献已公布的载流锐减型(剥落物向下游运动)放电扰动外,还存在一种载流突增型(剥落物向阳极运动)放电扰动;

2) 放电扰动的触发类型与剥落物脱离壁面的位置有较大关联性,当剥落物从上游高电势区域脱离壁面时,有较大概率触发载流锐减型放电扰动,

当剥落物从壁面低电势区脱离时,有较大概率触发载流突增型放电扰动;

3) 载流锐减型放电扰动的诱发机制为剥落物对电离碰撞的衰减作用,而载流突增型放电扰动的诱发机制同时具备剥落物对电离碰撞的衰减作用和对阳极的电荷沉积作用。

本文研究虽初步明晰放电扰动的诱发机理,但仍有不足之处。在未来的研究中,可针对剥落物触发两种放电扰动类型的机理做进一步试验验证,同时,关于剥落物的数值模型尚存在不足,未将剥落物完全视作有体积的、可转动的物体来进行模拟,未来将针对该模型作进一步优化改进。另一方面,可根据本文研究结论针对放电扰动的抑制方法进行构思,例如从抑制剥落物产生数量、控制剥落物脱离位置和输运轨迹等方面进行优化。

## 参考文献

- [1] Daniel F, Boaz S, Amoz D 2024 *38th International Electric Propulsion Conference* Toulouse France, June 23–28, 2024 p1
- [2] Sankovic J M, Hamley J A, Haag T W 1993 *23rd International electric propulsion conference* Washington USA, September 13–16, 1993 p1
- [3] Anton K, Sergey P, Giovanni L 2019 *36th International electric propulsion conference* Vienna Austria, September 15–20, 2019 p1
- [4] Robert B L, James E P, Richard R H, Ira K 2019 *AIAA Propulsion and Energy Forum*, Indiana USA, August 19–22, 2019 p1
- [5] Martin T, Rene S, Carsten S 2009 *J. Propul. Power* **25** 1178
- [6] Robert S, Eduardo A 2009 *45th Joint Propulsion Conference*, Colorado USA, May 9–13, 2009 p1
- [7] Quan L, Cao Y, Tian B 2023 *Appl. Sci.* **13** 547
- [8] Shen Z T 2025 *Acta Astronaut.* **236** 692
- [9] Curtis G, Manish J 2022 *37th International Electric Propulsion Conference* Cambridge USA, June 19–23, 2022 p1
- [10] Ved M, Kowsik B, Bhooshan P 2022 *37th International*

- Electric Propulsion Conference* Cambridge, USA, June 19–23, 2022 p1
- [11] Huang Z, Hu Y, Sun Q 2024 *38th International Electric Propulsion Conference* Toulouse France, June 23–28, 2024 p1
- [12] Yu B, Huang H, Xu Y N, Kang X L 2024 *J. Propul. Technol.* **45** 687 (in Chinese) [于博, 黄浩, 徐亚男, 康小录 2024 推进技术 **45** 687]
- [13] Vigot G, Cuenot B, Vermorel O 2025 *Journal of Elec. Prop.* **4** 25
- [14] Joy C M, Kavitha L 2025 *Braz. J. Phys.* **55** 8
- [15] Rei K, Kimiya K 2022 *37th International Electric Propulsion Conference* Cambridge USA, June 19–23, 2022 p1
- [16] Federico P, Alejandro A L, Anne B 2022 *37th International Electric Propulsion Conference* Cambridge USA, June 19–23, 2022 p1
- [17] Parra F, Escobar D, Ahedo E 2006 *42nd Joint Propulsion Conference*, Sacramento USA, 2006 p1
- [18] Yan L, Wang P Y, Chen J L 2015 *J. Propul. Technol.* **36** 953 (in Chinese) [严立, 王平阳, 陈家洛 2015 推进技术 **36** 953]
- [19] Williams H V, Joshua S J 2005 *41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, Tucson USA, 2005 p1
- [20] Grusso G, Bizzarri F, Brambilla A 2012 *2nd International Conference on Power Electronics, Machines and Drivers*, Bristol, March 27–28, 2012 p1

## Mechanisms of the discharge disturbance based on the exfoliation in the Hall electric propulsion\*

ZHANG Yan<sup>1)2)</sup> YU Bo<sup>1)2)†</sup> MIAO Peng<sup>1)2)3)</sup> WANG Weizong<sup>3)</sup>

1) (*Shanghai Institute of Space Propulsion, Shanghai 201112, China*)

2) (*State Key Laboratory of Advanced Space Propulsion, Beijing 101416, China*)

3) (*School of Astronautics, Beihang University, Beijing 100191, China*)

( Received 30 November 2025; revised manuscript received 11 January 2026 )

### Abstract

The discharge disturbance of Hall thruster has been exerted a significant impact on the on-orbit operational reliability in the propulsion system. In order to clarify the triggering mechanism of the discharge disturbance, the present study proposes a two-dimensional numerical model for the wall exfoliation transportation in Hall electric propulsion. Specifically, besides the transport process simulation of plasma, the numerical simulation of the microscopic process of the disturbance triggered by the exfoliation is achieved by simulating the process of charge absorption, transport, and collision of the exfoliation in the plasma flow field, combined with the feedback regulation model of the power supply. The calculation results showed that the detachment and transport of the exfoliation can triggered the current fluctuation simultaneously, and the electron density distribution and anode current fluctuation data at several typical moments could be used to compare the evolution of the two kinds of discharge disturbances. On this basis, to verify the correctness of the mechanism research, a discharge disturbance monitoring test of Hall thruster in a vacuum chamber was conducted. Current and image data during the discharge disturbance process were collected using an oscilloscope and a high-speed camera. It was found from the test that the discharge disturbance was synchronous with the detachment and transport of the exfoliation, and the different discharge disturbance forms were caused by the different movement direction of the exfoliation to the upstream/downstream. The main conclusions are as follows: Hall propulsion has two forms of discharge disturbance. One is the plummeting current-carrying type disturbance caused by the downstream movement of the exfoliation (already published in the literature), and the other is the soaring current-carrying type disturbance caused by the upstream movement of the exfoliation (not published in the literature). Moreover, the formation of discharge disturbance is directly related to the attenuation of the ionization by the exfoliation and the charge deposition of the exfoliation onto the anode. This study provides a theoretical basis for the establishment of methods to suppress discharge disturbance.

**Keywords:** Hall electric propulsion, exfoliation, discharge disturbance, numerical simulation

**DOI:** 10.7498/aps.75.20251634

**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251634

\* Project supported by the State Key Laboratory of Advanced Space Propulsion, China.

† Corresponding author. E-mail: 441695759@qq.com

## 霍尔电推进剥落物致放电扰动机理

张岩 于博 苗鹏 王伟宗

## Mechanisms of the discharge disturbance based on the exfoliation in the Hall electric propulsion

ZHANG Yan YU Bo MIAO Peng WANG Weizong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 070502 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251634

CSTR: 32037.14.aps.75.20251634

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251634>

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

高速钝锥对不同类型来流扰动的三维感受性

Three-dimensional receptivity of high-speed blunt cone to different types of freestream disturbances

物理学报. 2024, 73(23): 234701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241383>

应用于电推进的碘工质电子回旋共振等离子体源

Iodine electron cyclotron resonance plasma source for electric propulsion

物理学报. 2023, 72(22): 225202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230785>

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>

不同氧浓度混合气体二次流注放电下激发态氧原子生成特性与影响因素

Characteristics and influencing factors of excited oxygen atom generation in secondary streamer discharge of mixed gases with different oxygen concentrations

物理学报. 2025, 74(4): 045101 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241550>

超临界CO<sub>2</sub>池式传热流固耦合传热特性数值模拟

Numerical simulation of fluid-structure coupled heat transfer characteristics of supercritical CO<sub>2</sub> pool heat transfer

物理学报. 2024, 73(10): 104401 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231953>

SiO<sub>2</sub>/聚四氟乙烯复合介质材料热性能和介电性能的数值模拟

Numerical simulation of thermal and dielectric properties for SiO<sub>2</sub>/polytetrafluoroethylene dielectric composite

物理学报. 2022, 71(21): 210201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220839>