

磁场强度对霍尔推力器放电特性影响的实验研究*

鄂 鹏¹⁾ 于达仁^{2)†} 武志文³⁾ 韩 轲¹⁾

1) 哈尔滨工业大学电气工程系, 哈尔滨 150001)

2) 哈尔滨工业大学能源科学与工程学院, 哈尔滨 150001)

3) 北京科技大学机械工程学院, 北京 100083)

(2008 年 10 月 10 日收到, 2009 年 2 月 10 日收到修改稿)

为探索霍尔推力器通道内优化磁场的标准, 本文研究了磁场强度对其放电特性的影响规律. 通过在保持磁场形貌不变(“聚焦”形)下改变磁场强度的大小, 使用朗缪尔探针、光谱仪等测量手段分析了工作于不同磁安特性曲线段的推力器放电特性. 研究表明: 当磁场强度小于优化值时, 电子横越磁场的传导以近壁传导机制为主; 反之, 当磁场强度大于优化值时, 放电电流反常变化, 而现有的电子输运传导机制不能解释这种现象.

关键词: 霍尔推力器, 磁场强度, 放电特性

PACC: 5225F, 5275D

1. 引 言

霍尔推力器是具有同轴几何结构的等离子体电磁式加速器(如图 1 所示), 电子在通道内的 $E \times B$ 场作用下作周向的闭环漂移运动, 同时横越磁场向阳极方向传导以维持等离子体放电. 通过选择适当的磁场强度使等离子体处于霍尔效应区, 此时等离子体中的电子被磁化而离子未磁化, 这样电子的轴向传导受到磁场的抑制, 因而能够在强磁场区建立起强电场, 从而对离子实现加速^[1].

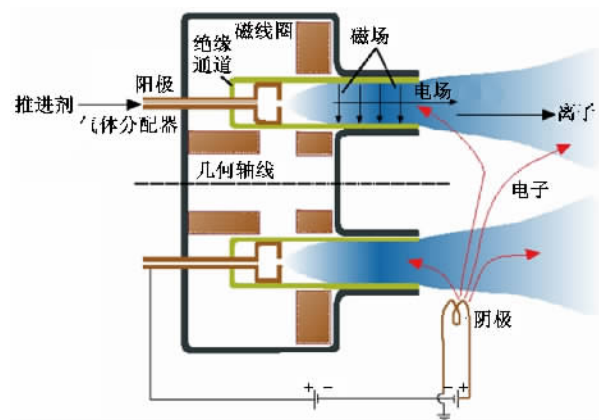


图 1 霍尔推力器工作原理示意图

磁场对霍尔推力器的性能和物理过程具有决定性的影响^[2], 许多文献从不同角度进行了研究. 在电子传导方面, 目前普遍接受的电子传导机制除了电子与重粒子碰撞形成的经典传导机制外, 还有近壁传导和玻姆传导这两种非经典传导机制^[3]. 这三种传导机制分别通过磁场来影响电子的平均自由程、鞘层电场、扰动电场, 从而控制电子的轴向传导^[4-6]. 尽管这三种机制的传导机理互不相同, 但是它们形成的电子传导电流分布主要都是受到当地磁场的影响. 在等离子体振荡方面, 磁场能显著影响轮辐模式等离子体波在周向的传播速度 v_ϕ , $v_\phi \approx c_v E_z / B_r$ (常数 $c_v = 0.4-0.8$, E_z 、 B_r 分别为当地轴向电场强度和径向磁场强度)^[7]; Litvak 等研究发现轴向磁场梯度能引起周向不稳定^[8]; Bugrova 发现在推力器出口附近的负磁场轴向梯度区, 存在 1—100 MHz 的高频周向波^[9]. 在工质电离方面, Hofer 等提出弯曲的磁力线能够增加电子的约束路径, 提高电离效率^[10]. 在离子束聚焦方面, Morozov 提出凸向阳极并具有正梯度的“聚焦形”磁场构型能减小推力器的羽流发散角和离子对通道壁面溅射损失^[11]; Garrigues 等人通过优化磁力线曲率、径向磁场轴向梯度等磁场位形特征参数减小推力器的离子束发散角; 并基于“聚焦形”磁场构型, 通过 1000 小时寿命实验研究发现设计“零磁场区”位形, 并使其轴向位置更接近

* 国家自然科学基金(批准号: 60871035, 50877018)和长江学者和创新团队发展计划(批准号: JRT0520)资助的课题.

† 通讯联系人, E-mail: yudaren@hit.edu.cn

通道出口,能减小壁面溅蚀带长度和溅蚀深度^[12].

可以看出,推力器的工作状态很大程度上取决于磁场的位形和强度,由于磁场比较容易人为设计和控制,所以常常被研究者作为推力器性能优化过程中最重要的调节手段.在调节磁场位形方面,Morozov 提出了“正梯度”和“聚焦型”这两条磁场位形定性设计指导原则,在此基础上,美国、法国的相关研究机构从定量化设计的角度在不同磁镜比、轴向磁场梯度、磁力线曲率中心径向位置等磁场位形下研究了推力器的工作状态,得出了一些很有意义的结论,进一步完善了磁场位形设计体系^[10,12-15].然而在磁场强度的选择方面,通常是根据推力器工作在霍尔效应区的物理要求,使磁场强度大小满足 $r_{ce} \ll L \ll r_{ci}$ (其中 r_{ce} 、 L 和 r_{ci} 分别为电子回旋半径、通道特征长度和离子回旋半径)^[16].由于这一范围过宽,使得这一不等式对推力器性能优化过程中选择磁场强度的指导作用并不明显.在实际的推力器性能优化过程中,通常是基于效率的考虑,根据磁安特性曲线^[11](即放电电流 I_d 随磁场强度 B 的变化曲线——放电电流随着磁场强度的增加先逐渐减小后逐渐增大)在给定工质的质量流量(包括阳极流量和阴极流量)和放电电压下调节磁场强度大小,使 I_d 最小^[2,17-18],同时兼顾 I_d 的振荡水平和羽流发散情况.另外,Epsinchuck 等测量了 $B_r(\max)/B_r^*(\max) < 1.35$ ($B_r(\max)$ 和 $B_r^*(\max)$ 分别为通道出口处的径向磁场强度和放电电流 I_d 最小时通道出口处的径向磁场强度,为叙述方便,称 $B_r(\max)$ 和 $B_r^*(\max)$ 分别为出口处磁场强度和特征磁场强度)对不同磁场强度下放电电流的振荡^[19-21],Choueiri 对这些振荡的频谱分布和相对强度进行了统计^[17],得出了当 $B_r(\max) > B_r^*(\max)$ 时低频振荡显著加剧的结论.这对磁场强度的选择有一定的意义.总之,对于磁场强度的选择,目前很大程度上要依赖于观察推力器的工作状态,还没有形成一套可行的指导原则和评价标准.这一方面固然与推力器工作的不稳定有关,但更重要的是,不同磁场强度下电子的传导、工质的电离和加速等物理过程的图象还不是很清楚,以致不能将磁场强度与推力器的工作状态建立起直接的联系.

为了探索磁场强度大小对推力器放电特性的影响规律,本文基于磁安特性曲线^[11],采用哈尔滨工业大学 P70(ATON)型霍尔推力器,在放电电压 $U_d = 300$ V、工质(Xe 气)质量流量 $\dot{m}_a = 2$ mg/s(阴极供气

质量流量 $\dot{m}_c = 0.4$ mg/s)的工况下,在通道内磁场位形(聚焦形)不变的前提下改变磁场强度大小,通过使用朗缪尔单探针、光谱诊断等手段对处于磁安特性曲线不同区域下的推力器工作状态进行实验研究,从而分析和研究了电子的传导、原子电离、离子加速等物理过程的变化规律.

2. 实验装置

2.1. 推力器和真空系统

P70 型霍尔推力器的环形陶瓷通道外半径 35.5 mm、宽 15 mm、长 36 mm,阴极安装在距出口截面 20 mm、几何轴线 60 mm 的位置,如下图 2 所示.

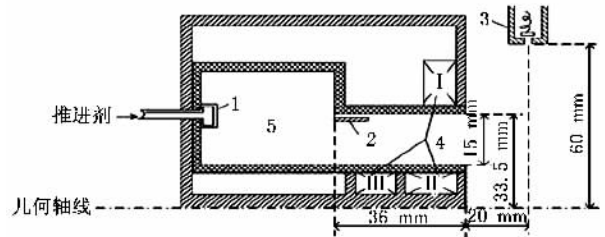


图2 P70型实验样机结构图 其中1 气体分配器 2 阳极 3 阴极 4 励磁线圈(其中 I 外线圈、II 内线圈、III 附加线圈) 5 工质气体缓冲腔

为实验方便,将三个励磁线圈串联,这样就可以通过一个电源给三个励磁线圈供电.根据前期实验调试确定的优化磁场位形,通过有限元计算平台确定外线圈、内线圈和附加线圈的匝数分别为 111、140、20 匝,径向磁场强度 B_r 从阳极朝出口方向逐渐增加,在出口处达到最大值,到通道外后又逐渐减小,典型的径向磁场强度沿轴向的分布如下图 3 所示.在导磁材料的线性工作区改变线圈励磁电流的大小,从而能够在保持磁场位形不变的前提下调节推力器通道内磁场强度的大小,通过高斯计测量励磁电流在 0.5—6 A 下通道出口处的径向磁场强度,如下图 4 所示,可见 $B_r(\max)$ 与 I_c 几乎是成正比的.

真空罐长为 4 m,直径为 1.5 m,真空系统由两台抽速为 7000 l/s 的油扩散泵实现并维持真空度,真空系统静压能达到 2.7×10^{-3} Pa,当推力器供气流量为 2 mg/s 并点火运行时,真空罐内压强约为 1.5×10^{-2} Pa.

2.2. 测量设备

本实验采用的测量设备有泰克公司生产的

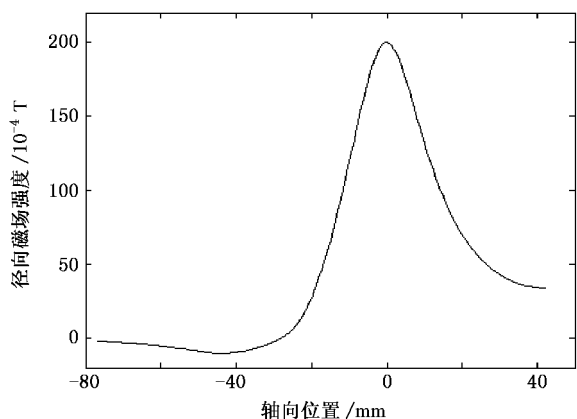


图3 P70型实验样机典型径向磁场轴向分布 其中0 mm处对应通道出口位置

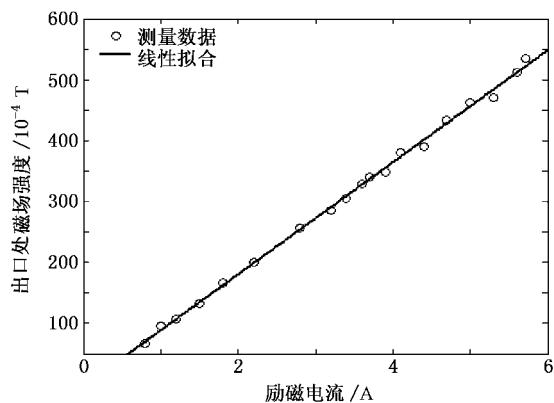


图4 不同励磁电流下的最大径向磁场强度

TDS2024型示波器、推力仪、朗缪尔探针和爱万提斯(Avantes)公司生产的2048FT型八通道光栅光谱仪。光谱仪的测量范围为200—1000 nm,分辨率小于0.1 nm,考虑到光谱仪探测器(如图5所示)敏感度的影响,实验测量时一般仅涉及350—900 nm的波段,为抑制噪声和防止信号饱和,测量积分时间选为300 ms。为了减小光纤带宽对光谱辐射强度测量的影响,在接收光纤头部安装了一个直径6 mm的准直镜,这样只有直径6 mm内的平行光才能被光谱仪接收处理,提高了测量精度。推力器通道内德拜半径在0.1 mm左右,而电子的拉莫尔半径在毫米量级,为减小小探针对于等离子体的扰动并保证足够的接收面积,确定钨丝的直径为0.3 mm,氧化铝陶瓷套筒直径1 mm。朗缪尔探针和光纤探头的位置如下图5所示,朗缪尔探针紧靠外陶瓷套筒,记录探针的伏安特性曲线,为减小离子流对探针的烧蚀,探针的敏感部分超出陶瓷内壁面仅2 mm;光纤探头采集出口截面的光谱辐射强度,为避免外陶瓷套筒外缘略超出出

口截面带来的影响,将探头放置在轴向和径向分别距出口截面中心5 mm和95 mm的位置,另外,考虑到扫描方向上不能有任何障碍,安装时使朗缪尔探针和光纤探头的朝向在周向成45°角。在抽真空之前,对推力仪和光谱仪进行标定。

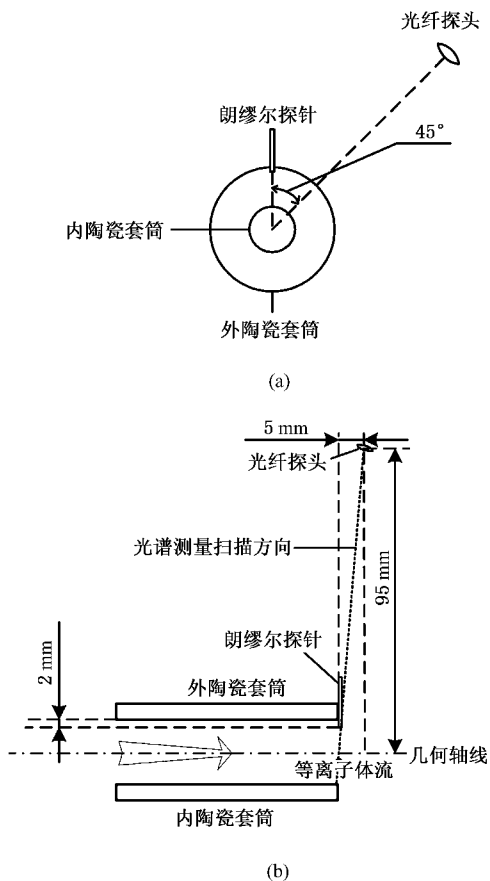


图5 朗缪尔探针、光纤探头与推力器的相对位置示意图 (a) 正面视图(从出口向内)(b)侧面视图

2.3. 有关参数的测量和计算

本实验需要测量和计算的参数有放电电流 I_d 、推力 T 、比冲 I_{sp} 、效率 η 、出口截面各粒子(原子、一价离子、二价离子)比例、电子温度 T_e^* 、离子电流 I_i^* 和电子电流 I_e^* 。分别由下面方法确定。

(1) 放电电流 I_d

将一个 0.1Ω 的采样电阻串入主放电回路,结合示波器可以测量推力器工作中的放电电流 I_d 。

(2) 推力、比冲 I_{sp} 和效率 η

通过推力仪测得推力 T 后,可以根据(1)式计算比冲 I_{sp} ,

$$I_{sp} = \frac{T}{\dot{m}_a}, \quad (1)$$

其中 m_a 为 Xe 气阳极质量流量.

(3) 电子温度 T_e^*

根据朗缪尔探针测得的悬浮电势 ϕ_f^* 、等离子体电势 ϕ_p^* 结合如下(2)式的玻姆鞘层判据,可以计算出出口截面的电子温度 T_e^* [25],

$$\phi_f^* - \phi_p^* = \frac{k_B T_e^*}{e} \ln \left(\frac{m_i}{2\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

其中 k_B 、 m_e 、 m_i 和 e 分别为玻尔兹曼常数、电子质量、离子质量和单位电荷电量.另外,可以采用双谱线法计算电子温度与之进行比较 [25],即对于同种原子的两条谱线而言,两条波长分别为 λ_1 和 λ_2 的谱线相对强度之比应满足:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_1}{A_2} \frac{g_1}{g_2} \frac{\lambda_2}{\lambda_1} e^{-(E_1 - E_2)/k_B}, \quad (3)$$

其中 A_1 和 A_2 分别为两条谱线的跃迁几率, g_1 和 g_2 为两条谱线激发态的统计权重, E_1 和 E_2 为两条谱线的能级差.

为减小光谱透射率、光谱辐射率对测量结果的影响,选用波长相差较小且相对光谱强度较大的 823.18 nm ($6p[3/2]_2 \rightarrow 6s[3/2]_2$) 和 828.06 nm ($6p[1/2]_2 \rightarrow 6s[3/2]_2$) [26] 两条谱线来计算电子温度.假设电子能量服从麦克斯韦分布,根据文献 [27, 28] 提供的 Xe 原子激发和跃迁等数据,可计算出不同 B_r (\max) 下出口截面的电子温度 T_e^* .

(4) 各粒子的组分

由于谱线相对强度的变化能表征相应粒子密度的变化 [29], 可选取谱线相对强度最大的原子 (Xe I) 一价离子 (Xe II) 二价离子 (Xe III) 特征谱线, 其波长分别为 881.96 nm ($6p[5/2]_2 \rightarrow 6s[3/2]_2$) [26]、529.21 nm ($6p[3/2]_1 \rightarrow 5d[1/2]_2$) [30]、362.32 nm ($6p[3/2]_2 \rightarrow 6s[3/2]_2$) [31], 通过特征谱线相对强度相对值的比例关系可得到不同励磁电流下的原子、一价离子和二价离子组分, 每个工况记录三组光谱数据, 取平均值.

(5) 离子电流 I_i^* 和电子电流 I_e^*

推力器的放电电流 I_d 等于离子电流 I_i 和电子电流 I_e 之和, 表示为:

$$I_d = I_e + I_i = I_e^* + I_i^* \quad (4)$$

在质量流量不变的情况下, 在出口截面, 若认为原子完全电离, 且产生的都是一价离子, 则出口截面的离子电流 I_i^* 可以视为常数, 并与推力器的工作流量 \dot{m} 成正比, 即

$$I_i^* = k\dot{m}, \quad (5)$$

其中比例系数 k 为质量电流当量值, 定义为:

$$k = \frac{e}{M}, \quad (6)$$

其中 M 为工质原子质量.对于工质 Xe 气而言, 该质量当量值取为 $k = 0.73 \text{ A} \cdot \text{s}/\text{mg}$. 由于推力器在实际运行过程中会存在二价离子和未电离的原子, 而原子速度和在相同加速电场作用下的一价离子、二价离子速度会有差异, 计算离子电流过程中需对 k 值进行修正. 原子速度典型值为 $\bar{v}_0 = 300 \text{ m/s}$, 实测推力器比冲为 1500 s 左右. 令一价离子和二价离子的平均速度分别为 $\bar{v}_i^{(1)} = 15000 \text{ m/s}$ 和 $\bar{v}_i^{(2)} = 21210 \text{ m/s}$, 于是可以得到不同 B_r (\max) 工况下 k 的修正值 k^* , 从而计算出不同 B_r (\max) 工况下出口截面离子电流 I_i^* 和电子电流 I_e^* 的大小.

3. 实验结果及分析

3.1. 推力器放电特性

改变励磁电流, 记录不同励磁电流下的放电电流. 如下图 6 所示, 为分析方便, 根据上述放电电流随磁场强度的变化规律将曲线标记为四个部分 (分别记作 I、II、III 和 IV). 在图 6 中, 在 B_r (\max) < B_r^* (\max) 的 'I 区', I_d 随 B_r (\max) 增加而减小; 而在 B_r (\max) > B_r^* (\max) 的 'II 区' 时, I_d 随 B_r (\max) 增加而变大; 当 B_r (\max) / B_r^* (\max) = 1.8—2.3 时, 随 B_r (\max) 增加, I_d 的变化很小, 呈现为一个平台为 'III 区'; 随着 B_r (\max) 的进一步增加, 在 'IV 区', I_d 又随 B_r (\max) 的增加而迅速变大.

如下图 7 所示测量了原子、一价离子和二价离子特征谱线在不同磁场强度工况下的相对强度. 为分析方便, 对强度值进行了归一化处理, 并将横坐标表示为 B_r (\max) 与 B_r^* (\max) 的比值. 从图 7 中可看出归一化后的原子谱线 (Xe I) 相对强度值较小, 工质的电离率较高, 在 95% 以上; 一价离子 (Xe II) 的比例保持在 80—90% 的较高水平; 二价离子 (Xe III) 含量在 4—9%, 但在 B_r (\max) / B_r^* (\max) = 1.8—2.3 的 III 区, 二价离子含量明显较高, 达到近 15% 的水平.

由于电子温度的高低是影响原子电离程度的主要因素, 为分析二价离子含量随磁场强度变化的原因, 采用朗缪尔探针和光谱诊断的方法测量了出口截面电子温度 T_e^* 随 B_r (\max) / B_r^* (\max) 的变化曲线

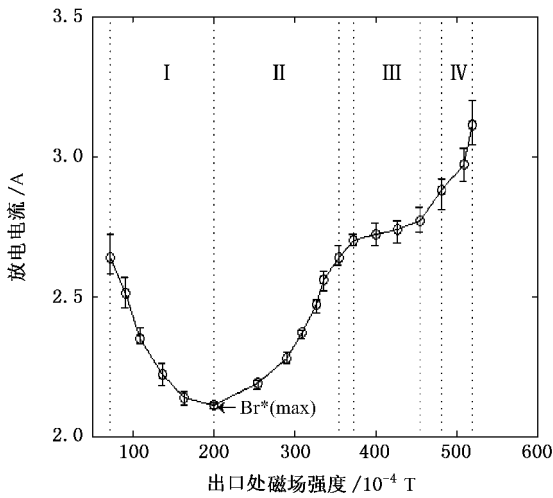


图 6 不同磁场强度下的放电电流

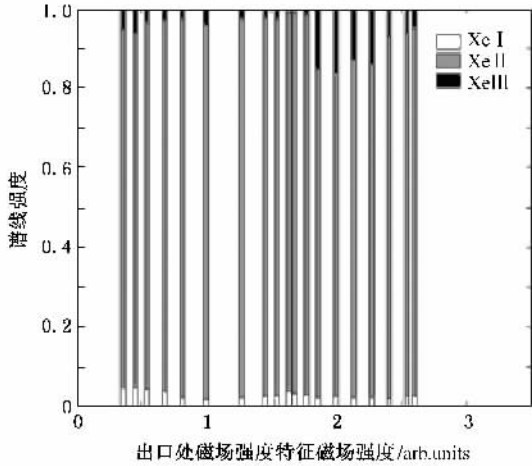


图 7 出口截面原子、一价离子和二价离子组分随磁场强度的变化

(如图 8 所示. 具体测量方法参见 2.3.). 随着 $B_r(\max)$ 的增强, T_e^* 由约 12 eV 逐渐降低, 到 $B_r(\max) = B_r^*(\max) = 1$ 时达到最小值(约 10.5 eV), 随着 $B_r(\max)$ 的进一步增加, T_e^* 开始变大, 在“平台区即 III 区”的工况下能达到近 14 eV, 经过“平台区”后 T_e^* 下降到约 12 eV 的水平. 相比探针测量得到的电子温度, 光谱测量得到的电子温度略低, 在“平台区”的工况下, 电子温度 T_e^* 约为 13 eV, 高于非“平台区”工况下的 11 eV 左右, 但 T_e^* 随 $B_r(\max)$ 的变化趋势几乎不变, 这可能是由于受到了处于积分路径中的通道外冷电子的影响. 值得注意的是, 根据谱线相对强度计算得出的各粒子含量数据, 在电子温度较高的“平台区”, 二价离子含量要明显高于电子温度相

对较低的非“平台区”.

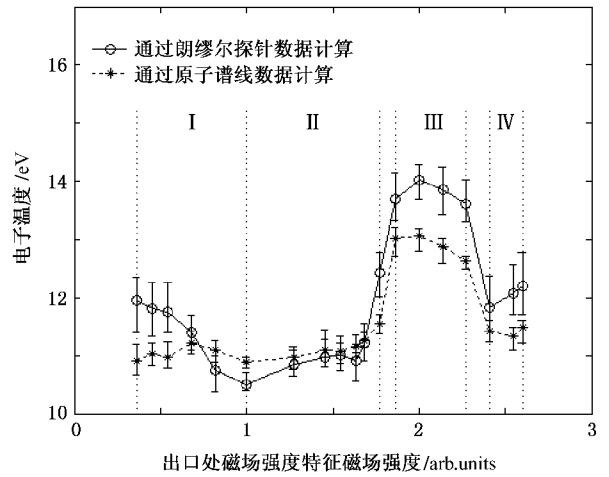


图 8 出口截面处电子温度随磁场强度的变化

加速区电场轴向分布则可根据比冲 I_{sp} 随 $B_r(\max) = B_r^*(\max)$ 的变化(如图 9 所示, 采用 2.3. 给出的方法计算得出)来分析. 在非“平台区”工况下, 比冲 I_{sp} 几乎保持不变, 约为 1520 s, 可近似认为电场 E 沿轴向的分布不变, 但在“平台区”工况, 比冲比非“平台区”工况下略低, 下降 70 s 左右, 约为 1450 s.

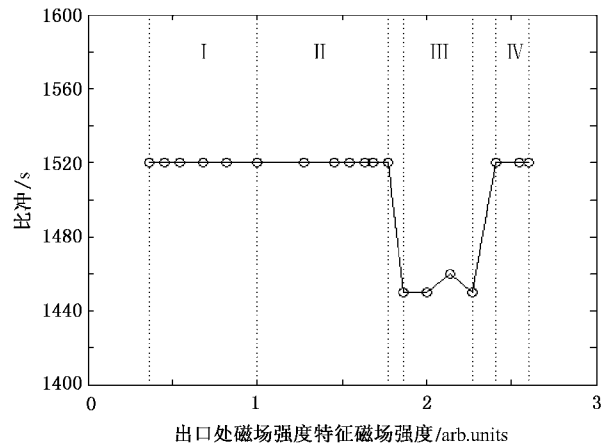


图 9 比冲随磁场强度的变化

电子的能量来源于电场, 因此电子温度的高低取决于电场的分布. 在比冲 I_{sp} 保持不变的“平台区”工况下, 可认为电场沿轴向的分布基本不变, 电子从电场中获取能量的机制符合直流电场“加热”电子的规律. 因此电子在电场中的加热功率 P_h 与电子电流密度 j_e 成正比, 即 $P_h \propto j_e$. 由于 j_e 可视为电子加热功率的衡量, 亦可看作是电子温度 T_e 的衡

量 $j_e = I_e/S$, 而通道截面积 S 恒定, 因此 $I_e \propto T_e$. 比较图 9 和后面的图 10(b), 容易发现 j_e^*, T_e^* 随 $B_r(\max)$ 的变化趋势几乎一致. 而在“平台区”工况下, 电子温度较高, 比较反常, 真实的原因还需要进一步研究.

3.2. 电子传导机制

霍尔推力器通道内电子的传导决定了电势的分布, 从而对工质的电离和加速产生影响, 进一步影响到推力器的宏观性能. 推力器通道内的电子被正交电磁场位形约束在某一有限区域内做圆周方向的稳定霍尔漂移运动, 并不产生轴向位移, 因此不会有宏观传导电流产生; 只有当其他因素破坏了电子的这种稳定霍尔漂移运动以后, 电子才会在轴向电场作用下沿通道轴向进行迁移, 表现出宏观的传导电流. 目前发现在霍尔推进器的通道中共存着以下三种破坏电子稳定霍尔漂移运动的因素: 电子与重粒子碰撞、等离子体集体振荡、电子与壁面碰撞. 分别对应的电子传导为经典传导、玻姆传导和近壁传导^[4-6]. 由于推力器加速区内的电子传导电流主要是由非经典传导机制引起的^[32], 但是目前在推力器通道内磁场最强的加速区, 针对玻姆传导和近壁传导这两种传导机制, 哪一种占主导一直没有定论^[33, 34]. 玻姆传导和近壁传导这两种传导机制都表明当地磁场越强, 电子传导电流越小. 其中玻姆传导机制形成的宏观电子传导电流与当地磁感应强度的一次方成反比, 而近壁传导机制形成的宏观电子传导电流与当地磁感应强度的平方成反比. 从上面的叙述可以看出, 为分析磁场强度大小对电子传导机制的影响, 首先需要分析电子电流大小与磁场强度之间的关系.

由于电子传导电流分布的特殊性, 一直无法精确测量. 通常的做法是, 依据(4)式, 采用放电电流 I_d 与出口截面离子电流 I_i^* 的差值给出电子电流 I_e^* . 因此要计算电子电流 I_e^* , 首先需计算不同磁场强度工况下的离子电流 I_i^* , 依据 2.3 部分介绍的方法, 由图 7 给出的出口截面各粒子所占的比例, 于是可以对(5)式中的 k 值进行修正, 进而得出各工况下离子电流 I_i^* 和电子电流 I_e^* 的大小. 由于在 I, II 区, 推力器比冲、电子温度、二价离子比例变化很小, 可认为推力器通道内的电势分布并未发生明显的变化, 因而验证这两个区域的电子传导机制相比 III 区和 IV 区来说更为合理. I、II 区工况下离子电

流、电子电流随磁场的变化如下图 10 所示.

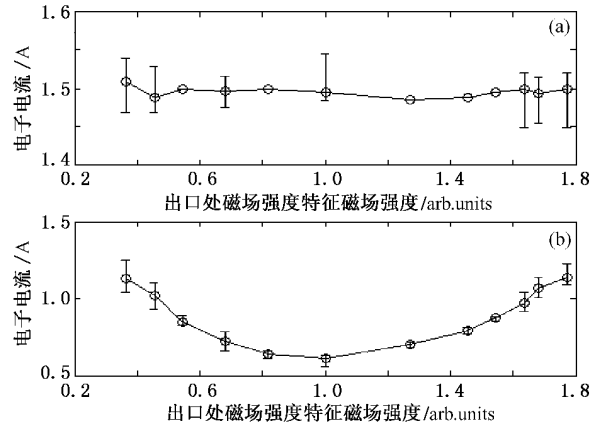


图 10 出口截面处离子电流(a) 电子电流(b)随磁场强度的变化

图 10(a)为出口截面处电子电流 I_i^* 随 $B_r(\max)$ 的变化. 可见离子电流几乎不变, 保持在 1.5 A 左右. 从图 10(b)中可以看出, 当 $B_r(\max) < B_r^*(\max)$ 时, I_e^* 随 $B_r(\max)$ 增加而减小, 而当 $B_r(\max) > B_r^*(\max)$ 对, I_e^* 反而随 $B_r(\max)$ 的增加而变大.

在 $B_r(\max) < B_r^*(\max)$ 工况下, 比冲 I_{sp} 保持不变. 根据欧姆定律 $j_e = \sigma E$, 可认为电子电流 I_e^* 的变化规律即为出口截面处电导率 σ^* 的变化规律(假定电场分布不变). 为分析此变化规律, 根据励磁电流 I_c 与 $B_r(\max)$ 成正比, 将 I_c 的数据分别按照 $1/I_c$ 和 $1/I_c^2$ 进行整理, 然后与出口截面的电子电流 I_e^* 数据进行线性回归分析, 得到的典型电导特性曲线, 如图 11 所示.

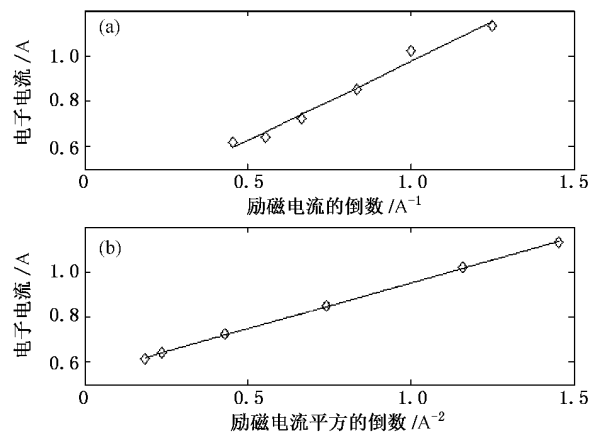


图 11 电导特性曲线 (a)电子电流对励磁电流倒数作图 (b) 电子电流对励磁电流平方的倒数作图

对根据 $1/I_c$ 和 $1/I_c^2$ 两种线性回归的实验数据进行了回归效果的显著性分析. 记电子传导电流的

平均值为 \bar{I}_e^* , 第 i 次电子传导电流的测量值为 I_{ei}^* , 第 i 次电子传导电流回归分析值为 \hat{I}_{ei}^* , 则有公式

(7) 成立:

$$\sum_{i=1}^n I_{ei}^* = \sum_{i=1}^n \bar{I}_e^* + \sum_{i=1}^n r_i, \quad (7)$$

其中, $\sum_{i=1}^n I_{ei}^* = \sum_{i=1}^n (I_{ei}^* - \bar{I}_e^*) + \sum_{i=1}^n \bar{I}_e^*$, $\sum_{i=1}^n (I_{ei}^* - \bar{I}_e^*) = \sum_{i=1}^n (I_{ei}^* - \bar{I}_e^*)$, 分别称为总偏离平方和、剩余偏离平方和以及回归平方和。

回归方程显著性的检验通常采用 F 检验法. 构造统计量 $F = \left(\sum_{i=1}^n I_{ei}^* / \nu_r \right) / \left(\sum_{i=1}^n I_{ei}^* / \nu_l \right)$, ν_r 和 ν_l 分别是回归偏离和剩余偏离变量的自由度, 在假定剩余偏离服从独立、等权正态随机误差分布的前提下, F 是服从 $F(\nu_r, \nu_l)$ 分布的. 考虑测量情况的自由度以

后, 有 $F = \sum_{i=1}^n I_{ei}^* / \left(\sum_{i=1}^n (n-2) \right)$, n 为测量数据点总数. 分别将以关系 $1/I_e$ 和 $1/I_e^*$ 求得的线性回归记为 A 种回归与 B 种回归, 在给定显著性水平 α 下, 可以得到 A、B 两种线性回归的 F 分布值, 并且可以查得 F 分布的临界值 $F_{\alpha}(1, n-2)$ 与之做比较. 针对实验得到的不同励磁电流下的电子电流数据, 分别计算了显著性水平 $\alpha = 0.01$ 下所对应的 A、B 两种线性回归的 F 分布值, 分别为 24.47 和 81.23, 并且查得了其临界值 $F_{0.01}(1, n-2) = 21.20$. 可以看出, A、B 两种线性回归方法求得的 F 分布值都比临界值 $F_{0.01}(1, n-2)$ 要大, 并且 B 组线性回归的 F 分布值远远大于 A 组线性回归 F 分布值, 因此, 在 F 分布意义下可以得到 B 组线性回归要比 A 组线性回归更显著. 也就是说, 在推力器通道中加速区内的电子电流与磁场强度之间更符合平方反比关系, 即电导率 σ

与磁场强度之间更符合平方反比关系.

$$\sigma \propto 1/B^2. \quad (8)$$

由于推力器加速区内的电子传导电流主要是由非经典传导机制引起的^[32], 而且电导率 σ^* 与磁场强度成平方反比关系, 由此说明在 $B_r(\max) < B_r^*(\max)$ 工况下推力器加速区内电子横越磁场的非经典传导机制以近壁传导为主.

在 $B_r(\max) > B_r^*(\max)$ 的 II 区工况下, I_e^* 随 $B_r(\max)$ 增加而增加, 碰撞传导机制(电子与重粒子的碰撞以及电子与壁面的碰撞, $\sigma \propto 1/B^2$) 和玻姆传导机制($\sigma \propto 1/B$) 都不能解释这种现象. 因此, 这个区域工况下的电子传导机制和形成机理需要进一步研究.

4. 结 论

磁场是影响推力器性能的一个关键因素, 磁场强度的大小通过影响电子的轴向传导, 进而影响推力器通道内的电离、加速等物理过程. 本文基于电子电流、离子电流的大小分别体现电子传导、原子电离过程的特征, 针对磁场强度大小对推力器放电特性的影响进行了研究. 当 $B_r(\max) > B_r^*(\max)$ 时, 离子电流 I_i^* 的大小几乎不随 $B_r(\max)$ 发生变化, 电子电流 I_e^* 与 $B_r(\max)$ 成平方反比关系, 加速区的电子传导机制以近壁传导为主. 但当 $B_r(\max) > B_r^*(\max)$ 时, 随着磁场强度的增加, 电子电流 I_e^* 逐渐变大, 现有的电子传导理论无法解释.

后续的工作将围绕 $B_r(\max) > B_r^*(\max)$ 时电子的传导机制以及“平台区”的形成机理展开研究, 特别要注意的是磁场强度变化过程中高频振荡的实验研究.

[1] Zhurin V V, Kaufman H R, Robinson R S 1999 *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** 1

[2] Morozov A I, Esipchuk Y V, Kapulkin A M, Nevrovskii V A, Smirnov V A 1972 *Sov. Phys. -Tech. Phys.* **17** 482

[3] Keidar M, Beilis I I 2006 *IEEE Transc. Plasma Sci.* **34** 804

[4] Baranov V I, Nazarenko Y S, Petrosov V A, Vasin A I, Yashnov Y M 1997 *Proceedings of the 25th International Conference on Electric Propulsion*, Cleveland, September, 1997, p365

[5] Sheridan T E, Goree J 1989 *J. Vac. Sci. Technol.* **A 7** 1014

[6] Morozov A I, Shubin A P 1984 *Sov. J. Plasma Phys.* **10** 1262

[7] Esipchuk Y B, Morozov A I, Tiliin G N, Trofimov A V 1974 *Sov. Phys. -Tech. Phys.* **18** 928

[8] Litvak A A, Fisch N J 2004 *Phys. Plasmas* **11** 1379

[9] Bugrova A I, Kim V 1984 *Collection of Papers from the 5th All-Union Conf. on Plasma Accelerators and Ion Injectors* (Moscow: Nauka) p107

[10] Hofer R R, Gallimore A D 2002 38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibition, Indianapolis, July 7-10, 2002, p4111

[11] Morozov A I, Savel'yev V V 1966 *Reviews of Plasma Physics* (Vol.

- 2)(New York : Consultants Bureau) p24
- [12] Garrigues L , Hagelaar G J M , Bareilles J , Boniface C , Boeut J P 2003 *Phys. Plasmas* **10** 4886
- [13] Nikolay V B , Oleg A G , Andrey A S 2005 *Proceedings of the 29th International Conference on Electric Propulsion* , Princeton , October 31–November 4 , 2005 , p33
- [14] Hofer R R , Haas J M , Peterson P Y 2000 *27th IEEE International Conference on Plasma Science* , New Orleans , June 4–7 , 2000 , p240
- [15] Keidara M , Boyd I D 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 121501
- [16] Brushlinskii K V , Morozov A I 1980 *Reviews of Plasma Physics* (Vol. **8**)(New York : Consultants Bureau) p65
- [17] Choueiri E Y 2001 *Phys. Plasmas* **8** 1411
- [18] Morozov A I , Savelyev V V 2001 *Reviews of Plasma Physics* (Vol. **21**)(New York : Consultants Bureau) p121
- [19] Morozov A I , Esipchuck Y , Kapulkin A M 1972 *Sov. Phys. Tech. Phys.* **17** 482
- [20] Esipchuck Y , Morozov A I , Tilinin G , Trofimov A 1974 *Sov. Phys. -Tech. Phys.* **18** 928
- [21] Esipchuck Y , Tilinin G 1976 *Sov. Phys. -Tech. Phys.* **21** 417
- [22] Tilinin G 1977 *Sov. Phys. -Tech. Phys.* **22** 974
- [23] Bechu S , Gascon N , Roche S , Prioul M , Albarede L 2000 *Proceedings of the 36th AIAA Joint Propulsion Conference* , Huntsville , July 16–19 , 2000 , p3524.
- [24] Yu D R , Wei L Q , Ding Y J , Han K , Yan G J , Qi F Y 2007 *Plasma Sources Sci. Technol.* **16** 757
- [25] Karabadzhak G F , Chiu Y H 2001 *37th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibition* , Salt Lake City , July 8–11 , 2001 , p1
- [26] Meggers W F , Humphreys C J 1934 *J. Res. Natl. Bur. Stand.* **13** 293
- [27] Karabadzhak G 2004 *4th International Spacecraft Propulsion Conference* , Cagliari , June 2–4 , 2004 , p1
- [28] Saloman E B 2004 *NIST Atomic Spectra Database* (Version 3.1.5). Available 10 June , 2008 , <http://physics.nist.gov/asd3>
- [29] Morozov A I , Balebanov V M , Lipatov A S , Khartchevnikov V K 1997 *Plasma Phys. Rep.* **23** 587
- [30] Hansen J E , Persson W 1987 *Phys. Scr.* **36** 602
- [31] Persson W , Wahlström W G , Bertuccelli G , Rocco H O D , Reyna A J G , Gallardo M 1988 *Phys. Scr.* **38** 347
- [32] Bugrova A I , Morozov A I , Kharchevnikov V K 1983 *Techn. Phys. Lett.* **9** (in Russian)
- [33] Ahedo E , Martínez C P , Martínez S M 2001 *Phys. Plasmas* **8** 3058
- [34] Boniface C , Garrigues L , Hagelaar G J M , Boeuf J P , Gawron D , Mazouffre S 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 161503

On the role of magnetic field intensity effects on the discharge characteristics of Hall thrusters^{*}

E Peng¹⁾ Yu Da-Ren^{2)†} Wu Zhi-Wen³⁾ Han Ke¹⁾

¹⁾ Department of Electrical Engineering , Harbin Institute of Technology , Harbin 150001 , China)

²⁾ School of Energy Science and Engineering , Harbin Institute of Technology , Harbin 150001 , China)

³⁾ School of Mechanical Engineering , University of Science and Technology Beijing , Beijing 100083 , China)

(Received 10 October 2008 ; revised manuscript received 10 February 2009)

Abstract

We investigate the magnetic field intensity effects on the discharge characterization of Hall thrusters for optimization of the magnetic fields by varying the strength of magnetic fields with its topography holds constant (keep in "focusing" type), and making an experimental study of the thruster's operating performance working in different regions of magneto-ampere curve through Langmuir probe , spectrograph , etc. . The results show that when the magnitude of magnetic field intensity is less than its optimal value , near-wall conductivity gives priority to the activity that electrons traverse the magnetic field ; contrarily , discharge current varying with magnetic field intensity abnormally , and existing electron conductive theories are failed to explain this phenomenon .

Keywords : Hall thruster , magnetic field intensity , discharge characterization

PACC : 5225F , 5275D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60871035 , 50877018) and the Program for Changjiang Scholars and Innovative Research Team in University (Grant No. IRT0520).

[†] Corresponding author. E-mail : yudaren@hit.edu.cn