

磁场梯度对 Hall 推力器放电特性影响的实验研究^{*}

鄂 鹏¹⁾ 段 萍²⁾ 江滨浩¹⁾ 刘 辉¹⁾ 魏立秋¹⁾ 徐殿国^{1)†}

1)(哈尔滨工业大学电气工程系, 哈尔滨 150001)

2)(大连大学物理科学与技术学院, 大连 116622)

(2009 年 11 月 12 日收到; 2009 年 12 月 16 日收到修改稿)

为进一步探索 Hall 推力器通道内磁场优化设计理论, 通过实验分析了强场区磁场梯度对推进剂的电离与加速等放电过程的影响. 研究发现, 在本实验设计的磁场梯度范围内, 磁场梯度大小对推进剂的电离过程影响较小, 但是对离子流的加速特性会产生较为明显的影响. 随着磁场梯度的增加, 离子束的能量分布会趋于集中, 推力器效率提高. 最后, 对磁场轴向梯度进一步变大可能会引起的一系列物理问题如有限 Larmor 半径效应、电子传导机理转变规律和梯度漂移效应等进行了分析和思考.

关键词: Hall 推力器, 磁场梯度, 放电特性

PACC: 5225F, 5275D

1. 引 言

Hall 推力器是一种为航天器在轨运行提供动力的等离子体加速器. 在近似径向的磁场分布下, 位于推力器加速通道底部的阳极和出口区域附近的阴极之间的放电等离子体在通道内将产生自洽的轴向电场. 在正交的电磁场作用下形成 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 漂移运动的电子, 同从阳极注入的推进剂工质 (通常为 Xe 气等惰性气体) 原子发生碰撞并使其电离形成离子, 离子在通道内轴向电场的作用下被加速喷出放电通道, 从而形成推力^[1], 如图 1 所示.

Hall 推力器放电通道中的磁场会直接通过 Lorentz 力作用于等离子体, 约束电子横越磁场的传导, 影响通道内的电导率分布, 从而形成相应的电势沿推力器通道的分布特性^[2,3], 直接影响离子束流的加速效果和出射方向, 进而影响推力器的效率、比冲等性能指标. 因此 Hall 推力器通道内的磁场是影响推力器综合性能的关键因素, 也是推力器性能优化的重要设计自由度.

基于 Hall 推力器的轴对称几何结构特点, 现有的 Hall 推力器磁场设计理论通常将通道内的磁场分布提炼为特征磁场强度 (出口处最大磁场强度)

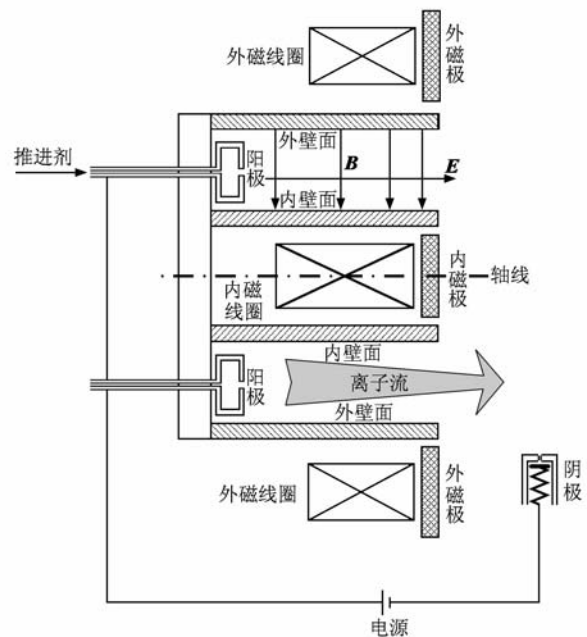


图 1 Hall 推力器工作原理示意图

和磁场轴向梯度这两个量化参数^[4]. 针对特征磁场强度的选择, Morozov 和 Savelyev^[5] 根据推力器工作在 Hall 效应区的物理要求, 使磁场强度大小符合 $r_{ce} \ll L \ll r_{ci}$ (其中 r_{ce} , L 和 r_{ci} 分别为电子回旋半径、放

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 10975026, 50877018)、辽宁省教育厅高校科研基金 (批准号: 2006A047)、哈尔滨工业大学科研创新基金 (批准号: 2009044) 和黑龙省博士后科学基金 (批准号: LBH-Z09161) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: xudiang@hit.edu.cn

电通道特征长度和离子回旋半径);在此基础上, Epsinchuck 和 Tilinin^[6]以及 Tilinin^[7]测量了不同特征磁场强度下放电电流的振荡,得出选择放电电流最小所对应的特征磁场强度时,放电电流的振荡水平最低.最近文献[8]较为系统地研究了磁场强度对推力器放电特性的影响,分析了磁场强度对工质电离、加速等物理过程的影响规律,对磁场强度的选择有一定的意义.然而,在磁场轴向梯度的研究方面,Morozov 和 Esipchuck^[9]早在 20 世纪 70 年代初就出于减小推力器的羽流发散角和离子对通道壁面溅射损失的考虑,提出了凸向阳极并具有正梯度(即磁场强度从阳极向出口方向逐渐变大)的“聚焦形”磁场构型,迄今 Hall 推力器的磁场设计均沿用这一定性设计指导原则.纵观 Hall 推力器的技术发展,每一次推力器性能参数的明显改善都伴随着磁场设计中轴向梯度的增加.例如,将磁极宽度减小,磁场轴向梯度由 30—40 Gs/cm ($1 \text{ Gs} = 10^{-4} \text{ T}$) 提高到 60—70 Gs/cm,推力器效率相应从 45% 提高到了 50%^[10];在推力器底部增加励磁线圈,构造“零磁场”区位形,磁场轴向梯度由 70—80 Gs/cm 提高到约 90 Gs/cm,推力器效率相应从 50% 提高到了 55%^[11,12];把底部的励磁线圈移到内导磁柱上,从而使“零磁场”区更靠近通道出口,磁场轴向梯度进一步增加,由约 90 Gs/cm 提高到了 120 Gs/cm 以上,推力器效率从 55% 提高到了 65% 以上^[13].但是至今还没有找到磁场梯度加大导致推力器性能提升的深层次原因,以致于理论研究远落后于工程上的进展.目前对大磁场梯度下电子的运动行为、传导特性、工质的电离和加速等物理过程还不非常清楚,不能将磁场梯度和推力器的工作状态建立直接的联系.这在很大程度上限制了磁场的优化设计和 Hall 推进技术的进一步发展.

本文根据 Hall 推力器通道内出口区域对磁场梯度选择范围的物理要求,通过实验分析强场区磁场梯度给推力器放电过程带来的深刻变化,例如对推进剂电离率、电离区轴向位置、电子温度轴向分布及离子能量分布等放电特性的影响,从而为优化

磁场梯度的选择提供必要的理论依据.

2. 实验装置

2.1. 推力器和真空装置

实验采用哈尔滨工业大学等离子体推进技术实验室的 P70 型 Hall 推力器,样机的环形陶瓷通道外半径为 35.5 mm,宽为 15 mm,长为 36 mm,阴极安装在距出口截面 20 mm,几何轴线 60 mm 的位置,如图 2 所示.

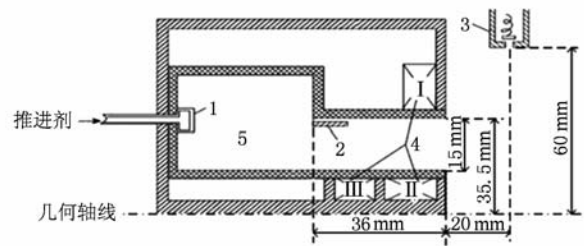


图 2 P70 型实验样机结构图 1 气体分配器,2 阳极,3 阴极,4 励磁线圈(其中, I 外线圈, II 内线圈, III 附加线圈),5 工质气体缓冲腔^[12]

为避免磁场位形的其他参数影响实验过程,保证只有磁场轴向梯度这一个参数作为调节自由度, Hall 推力器通道内的磁场梯度调节需要保持磁力线形貌和出口处特征磁场强度不变.采用 FEMM 有限元计算软件设计了 6 组不同励磁电流组合下的轴向磁场梯度(如表 1 所示),3 个励磁线圈——外线圈、内线圈和附加线圈的匝数分别为 111,140 和 20 匝.为了方便实验过程中调节励磁电流以改变轴向磁场梯度,将 Hall 推力器的 3 个励磁线圈分别由 3 个不同的直流电源单独供电.

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 $2.7 \times 10^{-3} \text{ Pa}$.当推力器供气流量为 2 mg/s(工质为 Kr 气)并点火运行时,真空罐内压强约为 $1.4 \times 10^{-2} \text{ Pa}$.

表 1 Hall 推力器样机的励磁电流及磁场梯度

序号	外线圈电流/A	内线圈电流/A	附加线圈电流/A	磁场梯度/Gs·cm ⁻¹	出口处最大磁场强度/Gs
1	4.42	1.68	7.44	90.7	324
2	4.42	1.91	6.04	94.5	327
3	4.42	2.15	4.64	98.4	325
4	4.42	2.39	3.24	102.3	326
5	4.42	2.63	1.82	106.1	328
6	4.42	2.94	0.02	111.1	329

2.2. 测量设备

本实验采用的测量设备有泰克 TDS2024 型示波器、Ava 八通道光栅光谱仪和多栅探针. 光谱仪的测量范围为 200—1000 nm, 分辨率小于 0.1 nm, 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为 6 mm 的准直镜. 这样只有直径为 6 mm 内的平行光才能被光谱仪接收处理, 提高了测量精度. 多栅探针是由两个栅格 C1, C2 和收集器 K 组成的(如图 3 所示). 栅格 C2 上加载有相对于等离子体足够高的负电势 U_{C2} , 可截断电子分量而使离子分量顺利通过. 栅格 C1 用来屏蔽栅格 C2 场对等离子体的影响. 如果调节收集器上的正电势 U_B , 只有能量大于 U_B 的离子才能被收集器 K 收集到. 因为收集器电场几乎没穿过栅格 C1, 在变化探针电势时探针收集表面实际没有变化, 所以得到的制止曲线有非常好的饱和特性. 根据测得的 $V-I$ 特性即可求得离子能量分布特性. 为尽量减小出射离子流对多栅探针的溅蚀, 安装探针时使探针端面距推力器出口截面 0.7 m.

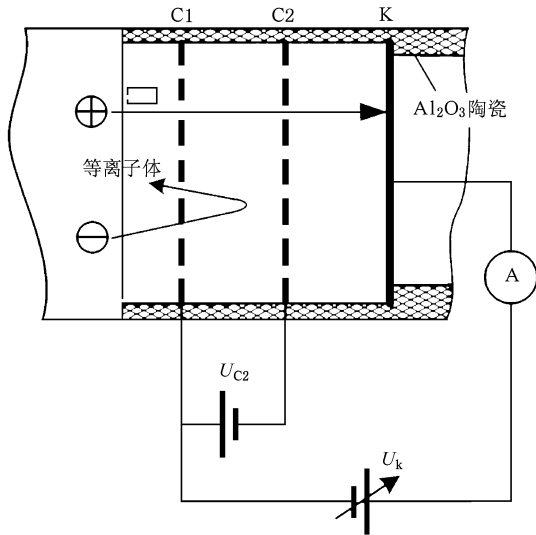


图 3 多栅探针结构示意图^[14]

3. 实验结果及分析

磁场强度通过影响 Hall 推力器通道内电子的动力学行为, 从而对推进剂的电离和加速过程等放电特性产生深刻的影响. 推进剂的电离过程主要取

决于放电通道内电子温度的分布, 加速过程则主要取决于通道内的电势分布, 而电子温度和电势的分布归根到底取决于通道内的电子传导轴向分布特性. 本文首先研究不同磁场强度下放电电流的变化规律, 然后基于 Hall 推力器放电通道内的推进剂电离过程与随后的加速过程一一对应的特点^[15], 从分析离子能量分布(加速特性)入手, 研究推进剂的电离行为. 通过电子能量的输运过程解释电离区轴向位置和电离率随磁场梯度的变化, 并结合推力器效率随磁场梯度的变化特点来分析推力器通道内优化磁场梯度的选择规律.

本实验分别在放电电压为 350, 400 和 450 V, 推进剂流量为 2 和 2.5 mg/s 工况下进行(此处为阳极供气流量, 阴极供气流量保持为 0.3 mg/s), 如表 2 所示.

表 2 实验工况

工况序号	推进剂流量/mg·s ⁻¹	放电电压/V
1	2.0	350
2	2.0	400
3	2.0	450
4	2.5	350
5	2.5	400
6	2.5	450

3.1. 推力器的放电电流

将一个 0.1 Ω 的电阻串入主放电回路, 可用示波器测量不同磁场梯度下的推力器放电电流 I_d , 如图 4 所示.

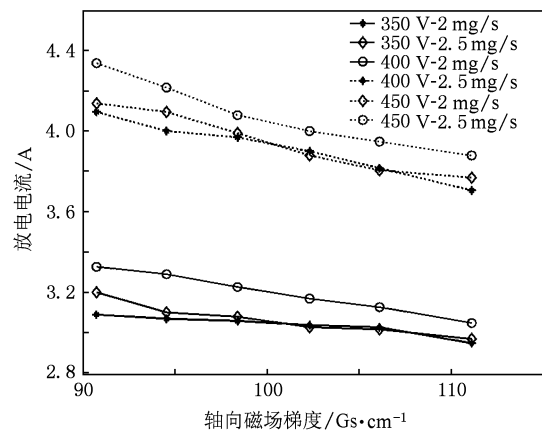


图 4 不同轴向磁场梯度下的推力器放电电流

从图 4 中可以看出, 1) 随放电电压 U_d 的升高, 放电电流 I_d 略有增加. 这可以解释为放电电压 U_d 升高后, 轴向电场得以加强, 从而促进了电子向阳

极方向的传导,使电子传导电流 I_e 变大,因此放电电流 I_d 增加.2) 推进剂流量 \dot{m}_a 增加后,放电电流 I_d 明显变大. 这是因为在假设推进剂完全电离的前提下(实际上,在 Hall 推力器放电通道内的等离子体参数范围内,推进剂几乎完全电离),放电电流 I_d 与推进剂流量 \dot{m}_a 成正比,因此放电电流 I_d 随推进剂流量 \dot{m}_a 近似呈正比变化.3) 随着磁场梯度的增加,放电电流 I_d 逐渐减小. 由于放电电流 I_d 等于离子电流

I_i 与电子电流 I_e 之和,因此还需要从推进剂的电离加速过程随磁场梯度的变化规律来进一步研究这种变化趋势.

3.2. 推进剂的加速特性

根据多栅探针测量到的离子流伏安特性曲线,可采用差分、线性插值和滤波等方法求得喷流离子的能量分布,如图 5 所示.

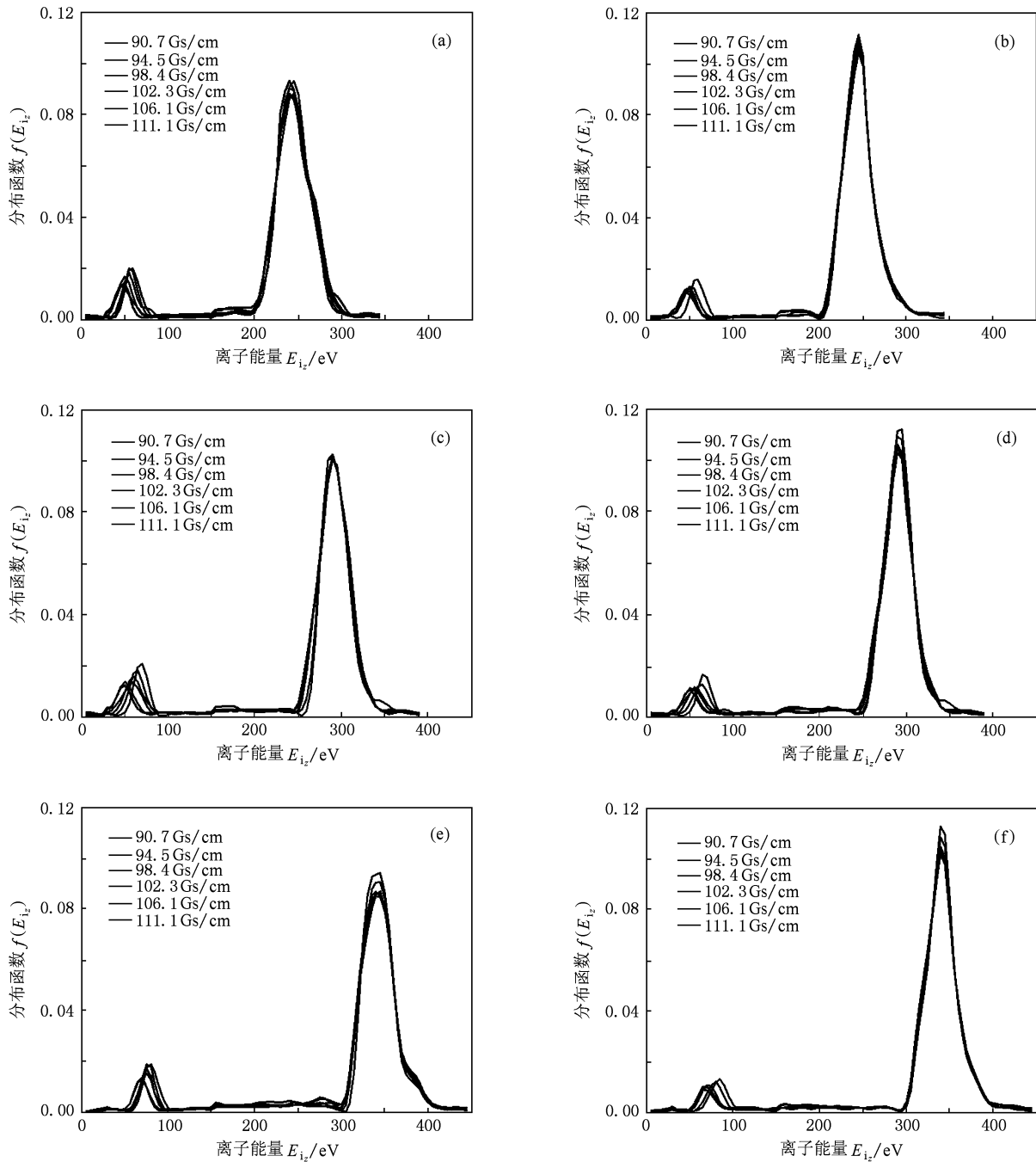


图 5 不同轴向磁场梯度下的离子能量分布 (a)350 V,2 mg/s;(b)350 V,2.5 mg/s;(c)400 V,2 mg/s;(d)400 V,2.5 mg/s;(e)450 V,2 mg/s;(f)450 V,2.5 mg/s

从图 5 中可以看出以下特点:

1) 离子能量分布曲线出现了双峰分布. 较低的峰值对应于真空罐内背景气体返流在放电通道内电离后所形成的离子能量分布, 较高的峰值对应于推进剂(主流)电离后形成的离子能量分布. 主流离子的流量和平均能量均明显大于返流离子流量. 返流离子的平均能量随磁场轴向梯度的增加而增大, 这是因为磁场轴向梯度增加使加速区变短, 轴向电场得以加强, 从而使返流背景气体在进入放电通道电离后的加速过程中能从轴向电场获取更多的能量. 另外, 放电电压 U_d 对返流离子的平均能量也有较为明显的影响. 这是因为 U_d 的大小会影响轴向电场的平均水平, U_d 越高, 轴向平均电场强度越大, 相应返流离子能量也会越高. 推进剂质量流量 \dot{m}_a 对返流离子的能量分布影响并不明显, 这是因为推进剂质量流量 \dot{m}_a 的大小既不会明显改变放电通道内的轴向电场分布, 也不会影响背景气体进入放电通道的返流流量大小(背景气体返流流量大小主要取决于真空背压水平).

2) 主流离子电流的能量分布几乎不随磁场梯度发生变化, 但是放电电压 U_d 对主流离子的平均能量具有较为明显的影响. U_d 越高, 轴向平均电场强度越大, 相应主流离子从电场获得的能量也会越高. 推进剂质量流量 \dot{m}_a 变大会提高主流离子电流占总离子电流的份额, 这是因为推进剂质量流量 \dot{m}_a 越大, 单位时间内参与电离的推进剂原子越多, 主流离子流通量相应也会增加. 但是由于推进剂质量流量 \dot{m}_a 不会影响背景气体进入放电通道的返流流量大小, 所以推进剂质量流量 \dot{m}_a 的变化不会改变返流离子电流的大小.

3) 背景气体返流离子电流份额随磁场梯度的增加而增大, 且返流离子平均能量也随磁场梯度的增加而变大. 由于离子的能量分布与推进剂原子的电离程度以及其在通道内的电离位置密切相关, 所以, 为了分析离子能量分布随磁场梯度的变化规律, 需要进一步研究不同磁场梯度下推进剂的电离特性.

3.3. 推进剂的电离特性

推进剂的电离特性主要体现在电离程度(即电离率 η_i) 和电离区轴向位置上, 下面分别从这两方面来展开分析.

3.3.1 推进剂的电离率

由于没有电离的推进剂原子对离子电流没有

贡献, 所以可以根据出口截面离子电流 I_i^* 的大小和推进剂的质量流量 \dot{m}_a 来反推推进剂电离率 η_i 的大小, 此关系可以表示为

$$\eta_i = \frac{I_i^*}{e\dot{m}_a/m_a}, \quad (1)$$

其中 e 为基本电荷电量, m_a 为 Kr 原子质量.

出口截面离子电流 I_i^* 可根据多栅探针测量得到的离子电流 I_i^{probe} 计算得出. 多栅探针测量得到的离子电流 I_i^{probe} 由两部分构成, 一部分是阳极气体电离后形成的离子电流 I_i^{probe} , 另一部分是真空罐内背景气体返流电离后形成的离子电流 I_i^{probe} . 于是 I_i^{probe} 可表示为

$$I_i^{\text{probe}} = I_i^{\text{probe}} + I_i^{\text{probe}}. \quad (2)$$

假设出射离子与背景气体原子碰撞后发生弹性碰撞, 损失所有动能, 将速度传递给原子, 亦即发生碰撞的离子对探针测量得到的电流没有贡献. 这样考虑碰撞效应后, 根据主离子流通量 Γ_i 守恒, 可得

$$\begin{aligned} d\Gamma_i(z) &= -\Gamma_i(z) \cdot n_b \cdot \sigma_c \cdot dz \\ &= -\Gamma_i(z) \cdot \frac{dz}{\lambda}, \end{aligned} \quad (3)$$

这里 n_b 为真空罐内背景气体原子密度, σ_c 为离子与背景气体原子的碰撞截面, λ 为单个离子的平均自由程. 多栅探针收集极端面与推力器出口截面之间的距离为 $z = 0.72$ m, 这样探针接收到的主流(阳极气体)离子电流 I_i^{probe} 可表示为

$$I_i^{\text{probe}} = e\Gamma_i(0.72)S_p, \quad (4)$$

这里 S_p 为多栅探针收集极 K 的截面积.

n_b 可由(5)式的状态方程求出,

$$P_b = n_b k_B T_b, \quad (5)$$

其中 P_b 为背景气压(可由真空计读出), k_B 为 Boltzmann 常数, T_b 为背景气体温度, 这里取 $T_b = 400$ K. 离子与背景气体原子的碰撞截面 σ_c 取决于两者的半径大小, 可表示为

$$\sigma_c = \pi(r_a + r_i)^2, \quad (6)$$

其中 r_a 和 r_i 分别为 Kr 原子半径和离子半径, $r_i \approx r_a = 1.04 \times 10^{-10}$ m. 单个 Kr 离子的平均自由程 λ 与背景气体原子的密度 n_b 及碰撞截面 σ_c 相关, 可表述为

$$\lambda = \frac{1}{n_b \sigma_c}. \quad (7)$$

依据(3)–(7)式, 可计算出推力器出口截面阳极气体电离后的离子流通量 $\Gamma_i(0)$, 这样出口截面

离子电流 I_i^* 可表示为

$$I_i^* = e\Gamma_{i'}(0)S_c, \quad (8)$$

其中 S_c 为推力器放电通道的截面积。

出口截面离子电流 I_i^* 随磁场梯度的变化规律, 如图 6 所示. 从图 6 可看出, 在本实验研究的磁场梯度范围内, 推进剂电离率较为稳定地保持在 92%—96% 的水平, 且几乎不随放电电压 U_d 和推进剂质量流量 \dot{m}_a 发生变化. 由于推进剂电离率很大程度上取决于电子温度水平, 由此可以说明磁场梯度对电子横越磁场过程中的加热功率影响并不明显.

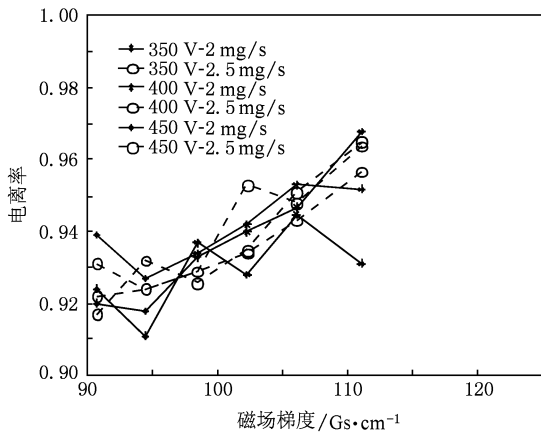


图 6 出口截面推进剂电离率随磁场梯度的变化

3.3.2. 电离区的轴向位置及宽度

1) 电离区轴向位置

电离区是在 Hall 推力器放电通道内的等离子体参数分布下自洽形成的大部分推进剂原子集中电离的区域, 可将电离区中心位置 z_{ion} 定义为

$$z_{ion} = \frac{\int z k_i dz}{\int k_i dz}, \quad (9)$$

其中 k_i 为推进剂的电离速率.

电离区宽度 L_{ion} 则定义为 80% 的推进剂原子集中电离的区域轴向宽度^[16], 即:

$$L_{ion} = z_2 - z_1, \quad \int_{z_1}^{z_{ion}} k_i dz = \int_{z_{ion}}^{z_2} k_i dz = -0.4 \frac{\eta_i \dot{m}_a}{m_i S_c}, \quad (10)$$

这里 z_1 和 z_2 分别为电离区靠阳极和出口方向的边界所在轴向位置.

电离区的轴向位置和宽度可以采用光谱测量的方法确定^[17]. 为尽量减小光谱透射率和辐射率对测量结果的影响, 选用波长相差较小且相对强度

较大的 758.74 和 760.15 nm 两条原子激发谱线相对强度数据, 可以得出电离速率分布函数, 结合 (9) 和 (10) 式, 就可以确定电离区的轴向位置和宽度.

电离区轴向位置如图 7 所示. 从图 7 中可以看出, 随着磁场轴向梯度的增加, 电离区轴向位置有向放电通道出口方向移动的趋势, 磁场梯度越大, 电离区越靠近出口. 当磁场梯度从约 90 Gs/cm 增加到 110 Gs/cm 时, 电离区中心轴向位置从距出口 8.8 mm 左右的位置移动到约 8 mm 的位置. 这是因为在 Hall 推力器放电通道内, 电场与磁场的轴向分布是相对应的^[8]. 磁场梯度增加使强磁场区电场得以加强, 电子横越磁场向阳极方向输运过程中, 单位长度内获得的能量增加, 从而使电子温度在更靠近出口的轴向位置达到电离阈值, 所以电离区相应地会更靠近出口. 但是放电电压 U_d 和推进剂质量流量 \dot{m}_a 对电离区轴向位置的影响规律并不明显, 这是因为电子横越磁场过程中的能量输运对放电电压 U_d 和推进剂质量流量 \dot{m}_a 的变化并不敏感.

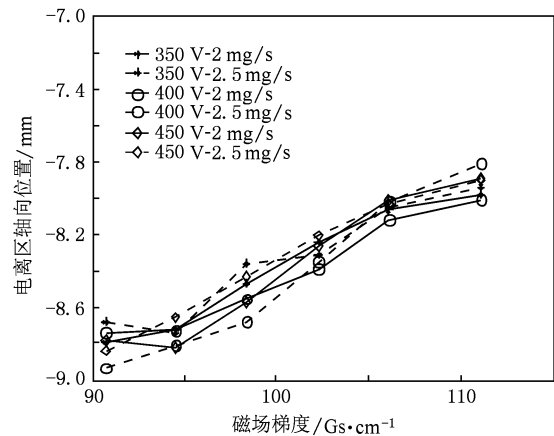


图 7 电离区轴向位置随磁场梯度的变化曲线

2) 电离区宽度

根据 (9) 和 (10) 式分别给出的电离速率 k_i 及电离区宽度 L_{ion} 的计算方法, 可计算得出不同磁场梯度下的电离区宽度 L_{ion} . 如图 8 所示, 电离区宽度约为 6.8—7.2 mm, 随着磁场梯度的增加, 电离区宽度有减小的趋势, 这是因为电离区位于放电通道中电子温度相对较高的区域, 磁场梯度增加会使电势降趋于集中, 电子温度相对较高的区域相应会变窄. 另一方面, 电离区宽度随磁场梯度增加而变窄也证实了磁场梯度的提高会使离子流的能量分布趋于集中 (参见图 4). 由于电子横越磁场过程中的能量输运对放电电压 U_d 和推进剂质量流量 \dot{m}_a 的变

化并不敏感,从图 4 中可看出放电电压 U_d 和推进剂质量流量 \dot{m}_a 对电离区宽度的影响规律并不明显.

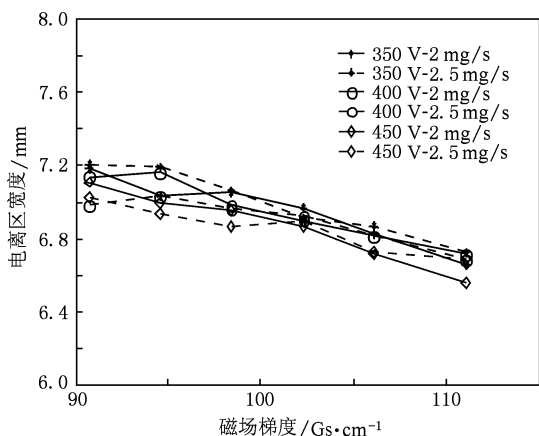


图 8 电离区宽度随磁场梯度的变化曲线

4. 磁场梯度的选择分析

Hall 推进器是一种典型的具有 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 场结构的等离子体放电装置,电子向阳极的传导电流大小是衡量推力器性能水平的一个重要指标. 因为从推力器工作效率的角度来看,电子向阳极的传导起着电离推进剂原子、维持放电的连续性的作用. 过多的电子参与传导,就会超出电离推进剂原子所需的电子数目,必然会造成能量的损失;而过少的电子参与传导,一方面不能提供足够的能量电离推进剂原子,另一方面不能保证电子稳定持续地到达阳极,从而会导致推力器工作不稳定甚至熄火. 因此从这个意义上讲,基于磁场优化合理地调节和控制电子传导电流 I_e 的大小是提高 Hall 推力器效率的一个

基本设计手段.

推力器的效率 η 与比冲 I_{sp} 的平方成正比 ($\eta \propto I_{sp}^2$),与放电电流 I_d 成反比 ($\eta \propto 1/I_d$). 由于推进剂接近完全电离,所以可认为推进剂流量不变的前提下离子电流 I_i 保持不变,电子传导电流 I_e 的变化趋势与放电电流 I_d 相同. 在本实验研究的磁场轴向梯度范围内,随着磁场轴向梯度的增加,离子平均能量逐渐变大(参见图 5),放电电流 I_d 逐渐减小(参见图 4). 由此可以说明,在本实验研究的磁场梯度范围内,磁场轴向梯度越大,推力器效率越高,因此可认为磁场梯度越大,推力器的性能水平越高. 但是需要指出的是,当磁场轴向梯度进一步增加时,磁场轴向特征尺寸(用磁场强度分布半宽表征)并不满足远大于电子回旋半径. 在如此小的磁场分布空间尺度上,等离子体参数轴向变化剧烈,空间分布不均匀性将会变得非常突出,而且几何光学近似不再成立,这样会对电子运动行为、推力器的放电特性产生深刻的影响,并引出许多新的物理问题.

1) 有限 Larmor 半径效应

Hall 推力器的稳定运行有赖于电子在 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 场中建立起相对稳定的 Hall 漂移运动,亦即磁场对电子要有足够的约束能力,抑制其横越磁场的轴向传导. 然而当电子处于大梯度磁场中时,磁场的特征尺寸与电子回旋半径尺度相接近,这样电子的导向中心近似图像不再适用. 对试验电荷在放电通道内的漂移运动模拟结果如图 9 所示^[18],当磁场特征尺寸 $L = 2.6 \text{ mm}$ 时,周向的 Hall 漂移运动明显被破坏,这样必然会对电子的轴向传导及工质的电离过程的研究产生深刻的影响.

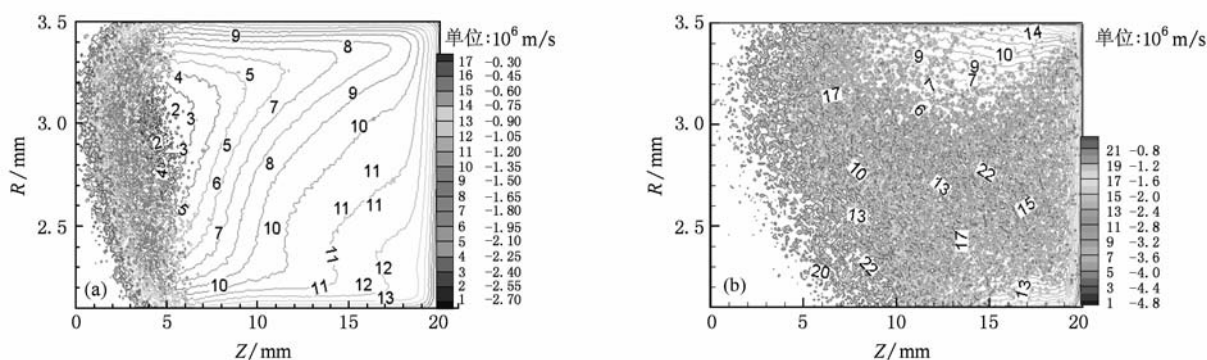


图 9 不同磁场特征尺寸下电子周向漂移速度的二维分布

2) 梯度漂移

在大梯度磁场位形下,磁场梯度对电子的作用

力不容忽视. 由于推力器通道内的磁场强度分量主要是径向分量 B_r , 于是可忽略 B_θ 和 B_z 分量,这个作

用可写作

$$\begin{aligned} \mathbf{B} \times \nabla \mathbf{B} &\approx B_r \mathbf{e}_r \times \nabla B_r \\ &= \left(B_r \frac{\partial B_r}{\partial z} - B_z \frac{\partial B_r}{\partial r} \right) \mathbf{e}_\theta. \end{aligned} \quad (11)$$

根据(11)式可看出,轴向磁场梯度会引起周向上的磁场梯度漂移,从而导致电荷的分离,由此产生的周向电场 E'_θ 与径向磁场 B_r 的相互作用 $E'_\theta \mathbf{e}_\theta \times B_r \mathbf{e}_r$ 会引起电子轴向的电漂移,从而会影响到电子轴向横越磁场的传导。

3) 电导机理控制规律

由于磁场和等离子体参数分布的变化, Hall 推力器通道内不同轴向位置的主导电导机理会有所差异。早期的研究表明^[14-19]。近阳极处中性原子的密度较高,磁场强度和电子密度较低,电导机理以经典传导和近壁传导为主;电离区的等离子体物理过程比较复杂,等离子体振荡比较剧烈,电导机理以反常传导为主;但是在离子流加速区,宽磁极磁路构型下(典型的磁场梯度为 30—40 Gs/cm),电子传导机理以反常传导为主,而窄磁极磁路构型下(典型的磁场梯度为 60—70 Gs/cm),电子传导机理则以近壁传导为主。离子流加速区磁场梯度进一步变大时,近阳极区和电离区的磁场分布变化相对较小,这两个区域的主导电导机理也变化不大;但是在加速区,由于强磁场区的空间尺度变小,有限 Larmor 半径效应会引起加速区等离子体参数的重

新分布,这对此区域的电子加热和主导传导方式将产生深刻的影响,进而也会影响到工质在电离区的电离和离子的加速过程。

5. 结 论

磁场是影响推力器性能的一个关键因素,磁场梯度的大小通过影响电子横越磁场过程中的动力学行为,进而影响推力器通道内的电离、加速等物理过程。本文从磁场梯度大小对 Hall 推力器放电特性的影响规律入手,通过改变励磁电流调节轴向磁场梯度的大小,在 90—120 Gs/cm 梯度范围内分析了不同磁场梯度下推进剂的电离、加速等放电特性。研究发现,在本实验设计的磁场梯度范围内,磁场梯度大小对推进剂的电离过程影响较小,但对离子流的加速特性及等离子体振荡特性会产生较为明显的影响,随着磁场梯度的增加,离子束的能量分布会趋于集中,且等离子体振荡的幅值逐渐降低。另外,通过改变放电电压 U_d 和推进剂质量流量 \dot{m}_a 研究发现,磁场梯度的选择受放电电压 U_d 和推进剂质量流量 \dot{m}_a 变化的影响较小。下一步的工作主要是围绕磁场梯度对电子的传导机理影响及其控制规律进行研究,并要特别注意针对磁场梯度变化过程中高频振荡的实验研究。

- [1] Zhurin V V, Kaufman H R 1999 *Plasma Sourc. Sci. Technol.* **8** 1
- [2] Yu D R, Zhang F K, Li H, Liu H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1844 (in Chinese) [于达仁、张凤奎、李 鸿、刘 辉 2009 物理学报 **58** 1844]
- [3] Geng S F, Tang D L, Zhao J, Qiu X M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5520 (in Chinese) [耿少飞、唐德礼、赵 杰、邱孝明 2009 物理学报 **58** 5520]
- [4] E P 2009 *Ph. D. Dissertation* (Harbin: Harbin Institute of Technology) (in Chinese) [鄂 鹏 2009 博士学位论文(哈尔滨:哈尔滨工业大学)]
- [5] Morozov A I, Savelyev V V 2001 *Reviews of Plasma Physics* (Volume 21) (New York: Consultants Bureau) p207
- [6] Esipchuck Y, Tilinin G 1976 *Sov. Phys. Tech. Phys.* **21** 417
- [7] Tilinin G 1977 *Sov. Phys. Tech. Phys.* **22** 974
- [8] E P, Yu D R, Wu Z W, Han K 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2535 (in Chinese) [鄂 鹏、于达仁、武志文、韩 轲 2009 物理学报 **58** 2535]
- [9] Morozov A I, Esipchuck Y V 1972 *Sov. Phys. Tech. Phys.* **17** 482
- [10] Morozov A I 2003 *Plasma Phys. Rep.* **29** 235
- [11] Racca G D, Giuseppe D 1999 *Acta Astronaut.* **45** 337
- [12] Garrigues L, Hagelaar G J M, Bareilles J, Boniface C, Boeuf J P 2003 *Phys. Plasmas* **10** 4886
- [13] Morozov A I, Balebanov V M, Bugrova A I, Lipatov A S, Khartchevnikov V K 1997 *Plasma Phys. Rep.* **23** 587
- [14] Ding Y J 2009 *Ph. D. Dissertation* (Harbin: Harbin Institute of Technology) (in Chinese) [丁永杰 2009 博士学位论文(哈尔滨:哈尔滨工业大学)]
- [15] Li Y Q, Yu D R 2006 *Plasma Sci. Technol.* **8** 666
- [16] Linnell J A, Gallimore A D 2006 *Phys. Plasmas* **13** 103504
- [17] Karabadzha G F, Chiu Y H, Dressler R A 2006 *J. Appl. Phys.* **11** 113305
- [18] Fu H Y 2008 *MS Dissertation* (Harbin: Harbin Institute of Technology) (in Chinese) [付海洋 2008 硕士学位论文(哈尔滨:哈尔滨工业大学)]
- [19] Bugrova A I, Morozov A I, Kharchevnikov V K 1990 *Sov. J. Plasma Phys.* **16** 849

On the effect of magnetic field gradient on the discharge characteristics of Hall thrusters^{*}

E Peng¹⁾ Duan Ping²⁾ Jiang Bin-Hao¹⁾ Liu Hui¹⁾ Wei Li-Qiu¹⁾ Xu Dian-Guo^{1)†}

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

2) (*College of Physics Science and Technology, Dalian University, Dalian 116622, China*)

(Received 12 November 2009; revised manuscript received 16 December 2009)

Abstract

An experiment was performed to investigate how the magnetic field gradient in strong field zone affects the discharge processes of Hall thrusters, such as the ionization and acceleration of propellants, for further research on optimal design theory of magnetic field in discharge channels of Hall thrusters. The results show that magnetic field strength has little effect on the ionization of propellants within the designed range of magnetic field gradient, but has significant influence on the acceleration of ions. With the increase of magnetic field gradient, the ion-beam energy distribution tends to be concentrated, and the thrust efficiency tends to rise. Finally, further increase of magnetic field gradient may lead to a series of physical problems, among which such as the finite Larmor radius effect, the changes in the law of electronic conduction mechanism, and the magnetic field gradient drift are analyzed.

Keywords: Hall thruster, magnetic field gradient, discharge characteristics

PACC: 5225F, 5275D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10975026, 50877018), the College Scientific Research Foundation of Liaoning Provincial Education Department, China (Grant No. 2006A047), the Natural Scientific Research Innovation Foundation in Harbin Institute of Technology (Grant No. 2009044) and the Science Foundation for Post-Doctoral Scientists of Heilongjiang Province, China (Grant No. LBH-Z09161).

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