# 离子推力器电子反流的理论预测与试验测量

## 曹康,顾左,徐金灵

(兰州空间技术物理研究所,真空低温技术与物理重点实验室,甘肃兰州 730000)

摘要:对离子推力器来说,加速栅的作用是提供一个负的电势壁垒,阻止下游的电子反流到放电室内部。反流 电子流不仅会导致推力器能量损失,严重的甚至会导致推力器无法工作。电子反流阈值是由加速栅孔内的鞍点电 势所决定的,而决定鞍点电势的因素有屏栅和加速栅的电势,屏栅和加速栅的几何结构,子离子束流的大小。推导 了鞍点电热公式,采用监测屏栅电流的变化的方法,测量出反流阈值,并与理论计算值相比较。

关键词:电推进;电子反流;鞍点电势

中图分类号: V439<sup>+</sup>.1 文献标志码: A 文章编号: 1006-7086(2013) 02-0105-05 DOI: 10.3969/j.issn.1006-7086.2013.02.009

## THEORY AND EXPERIMENT OF BACK-STREAMING FOR ION THRUSTER

CAO Kang , GU Zuo , XU Jin-ling

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

**Abstract:** For ion thruster the accel grid can produce a potential barrier to stop neutralizer electrons from flowing back into the discharge chamber. The backstreaming electron current is not only a parasitic power loss ,but it can damage the thruster. The back-streaming limit is determined by the "saddle-point" voltage and the factors related to the "saddle-point" including the voltage of screen grid and accelerator grid; the structure of grids; the beamlet current. In general , there are two methods to measure the back-streaming limit. This paper choose the method to monitor the increase in the screen power supply current as the magnitude of the accelerator grid voltage is decreased.

Key words: ion thruster; back-streaming ; saddle-point voltage

## 1 引言

离子电推进系统是一个先进的空间电推进系统,它具有高比冲,高效率,推力小的特点。在推力器运行 的时候,为了维持航天器的电中性,离子推力器在运行时,中和器会发射和栅极引出束流离子相反的电子流, 将束流离子中和。加速栅的负电压的作用是阻止电子反流到放电室内部。加速栅外面的电子符合麦克斯韦分 布 如果加速栅电压不够,某些速度非常高的电子就能穿过加速栅,进入到放电室内部,形成电子反流现象。

电子反流现象发生后,由于电子流不会贡献推力,会造成不必要的功率损耗,引起离子推力器性能下降, 寿命降低,而且电子轰击到放电室内部产生的能量沉积会造成放电室局部温度过高,损害放电室组件。当电 子反流严重时,甚至会导致离子推力器无法正常而寿命终结<sup>[1]</sup>。

2 理论预测

2.1 加速栅孔电势

在离子推力器中,屏栅和加速栅上面有很多对齐的小孔,用来引出束流。而从每一对小孔中引出的束流 称之为子离子束流。所有的子离子束流结合在一起,就形成整个离子束流。离子推力器的加速栅下游等 离子体是由带正电的束流离子,尚未被电离的中性粒子和由中和器发射出的带负电的电子所组成的。

对于带负电的电子来说 ,电势为负的加速栅 ,就是一个负的电势壁垒 ,只有具有一定能量的电子才能穿

收稿日期:2013-03-12.

作者简介: 曹康(1986-) ,男 ,湖北鄂州人 ,硕士研究生 ,主要从事电推力器仿真和试验技术研究。

过这这个电势壁垒。加速栅外面的电子 符合麦克斯韦分布 ,处于分布曲线尾部的高能电子就有可能穿过加 速栅电势壁垒。所以加速栅负的电势越高 ,能穿过这个壁垒的电子就越少 ,电子反流就越小。但是加速栅电 势太高 ,又会导致其它的负面影响(比如说 ,电荷交换离子对加速栅的腐蚀作用)。所以要在加速栅上设置 一个合适的电势 ,使得反流的电子足够小。在加速栅附近的空间电势分布如图 1 所示<sup>[6]</sup>:

其中虚线为子离子束流轴线上的电势分布; 实线为两个子 离子束流之间,即栅边界上的电势分布。子离子束流轴线上的 电势最低点比加速栅上的电势要高,称这个电势最低点为"鞍 点"。产生这个电势差的主要原因是束流内部的正空间电荷。这 个鞍点电势即为电子反流到放电室内部所需要克服的电势壁垒。

进一步的研究表明 凝点电势和三个因素有关:

(1) 栅极间的静态电势分布

(2) 屏栅与加速栅之间的几何结构(包括栅间距,栅孔径,加速栅腐蚀程度<sup>[5]</sup>等)

(3) 加速栅孔内部的子离子束流空间电荷分布。

2.2 反流阈值

106

反流电流是随着加速栅压的变化而变化 设定一个电子反流函数<sup>[4]</sup>:

$$f_{ebs} = \frac{I_{be}}{I_i} \tag{1}$$

式中  $I_{be}$  为反流电流  $I_i$  为离子电流  $c \gtrsim f_{ebs} = 1\%$  时的加速栅电压即为电子反流阈值。

由于加速栅下游的电子服从麦克斯韦电子分布,那么能够穿过加速栅电势壁垒的电子所产生的反流电流为<sup>[2]</sup>:

$$I_{be} = \frac{1}{4} n_e e \left(\frac{8kT_e}{\pi m}\right)^{\frac{1}{2}} e^{\frac{-(V_{bp} - V_m)}{T_e}} A_a$$
(2)

式中  $n_e$ 为束流等离子体中的电子密度; e为电子电量; k为玻尔兹曼常数;  $T_e$ 为电子温度; m为电子质量;  $V_{ba}$ 为束流等离子体电势;  $V_m$ 为鞍点电势;  $A_a$ 为加速栅孔内的子离子束流截面积。

子离子束流内部的离子电流为:

$$I_i = n_i e v_i A_a \tag{3}$$

其中 离子速度为:

$$v_i = \sqrt{\frac{2e(V_p - V_{bp})}{M}} \tag{4}$$

式中  $V_p$  是放电室内屏栅鞘层边界处的电势; *M* 为离子质量;  $n_i$  为子离子束流中的离子密度。假设  $n_i = n_e$ , 联立上面三个式子,可得鞍点电势为:

$$V_m = V_{bp} + T_e \ln \left[ \frac{2I_{be}}{I_i} \sqrt{\pi \frac{m}{M} \left( \frac{V_p - V_{bp}}{T_e} \right)} \right]$$
(5)

然而,实际的鞍点电势是由栅极的几何特性、实际的栅极电势以及束流空间电荷所决定的。考虑到离子 鞘层并不是平的,可以将其近似看成一个圆弧,如图2为离子推力器双栅之间的几何关系:

在这种几何关系下 鞍点电势为<sup>[2]</sup>:

$$V_{m} = V_{a} + \frac{d_{a}(V_{p} - V_{a})}{2\pi l_{e}} \left[ 1 - \frac{2t_{a}}{d_{a}} \tan^{-1} \left( \frac{d_{a}}{2t_{a}} \right) \right] e^{-t_{a}/d_{a}}$$
(6)

式中  $V_m$  为鞍点电势;  $V_a$  为加速栅电势;  $l_e = \sqrt{(l_g + t_s)^2 + \frac{d_s}{4}}$ ;  $d_a$  为加速栅孔直径;  $d_s$  为屏栅孔直径;  $V_p$  为放 电等离子体鞘层电势;  $t_a$  为加速栅厚度;  $t_s$  为屏栅厚度;  $l_g$  为加速栅与屏栅间距。但是上式并没有考虑空间 电荷的影响。





2.3 加速栅孔内空间电荷

在加速栅孔内,考虑到空间电荷,由高斯定理可得:

$$\oint_{S} E \cdot d\mathbf{A} = \frac{1}{\varepsilon_{0}} \int_{V} \rho dV$$
(7)

式中 E 是电场; dA 是积分区域的有限元;  $\varepsilon_0$  空间中的介电常数;  $\rho$  是积分表面 S 所包围的区域 V 内的电荷 密度。积分区域示意图如图 3 所示。

假设在积分面上的电场,在轴向和径向分量的大小都是常数,并且在子离子束流内部,电荷密度是均匀的。通过对上式积分,可以计算出径向电场分量。然后对电场积分,可以算出鞍点与加速栅边界处的电势 差 将所得结果与相加,即可得到最终的鞍点电势:

$$V_m = V_a + \Delta V + \frac{d_a (V_p - V_a)}{2\pi l_e} \left[ 1 - \frac{2t_a}{d_a} \tan^{-1} \left( \frac{d_a}{2t_a} \right) \right] e^{-t_a/d_a}$$
(8)

式中  $d_b$  为加速栅孔内子离子束的直径,并且  $d_b = 0.7 d_a^{[2]} \Delta V$  为鞍点与加速栅边界处的电势差。 利用两种方式算出的鞍点电势必须相等,即(5)与(8)相等,那么有:

$$\frac{I_{be}}{I_i} = \frac{e^{(V_a + \Delta V + (V_p - V_a) C - V_{bp})/T_e}}{2\sqrt{\pi \frac{m}{M} \frac{(V_p - V_{bp})}{T_e}}}$$
(9)

式中 C为几何参数。

推力器工况参数为: 放电功率为 270 W, 束流功率为 600 W, 中和器功率为 32 W, 屏栅电压为 1 000 V, 试 验设备真空度为 8.1×10<sup>-3</sup> Pa, 作出的曲线图, 如图 4 所示:

从图可以看出,在 $\frac{I_{be}}{I_i}$  = 1% 处,对应的反流阈值大约为 $V_a \approx -145$  V。

3 试验验证

在实际应用中对反流阈值的不同定义,使得测量方法 也不相同。目前,反流电流阈值可以用以下两种方法来测 量:

第一种方法是监测产生离子所需的能量消耗<sup>[3]</sup>。对于 运行在稳定的束流模式下的推力器来说,这种方法很有效。 电子反流发生的时候,产生离子所需要的能量会降低。因 此随着加速栅电压的降低,反流电子也逐渐增大,产生单



位离子所需的能量消耗也会降低。定义为当能量消耗量降低了1%的时候,所对应的加速栅电压即为反流 阈值。

第二种方法是监测屏栅电流的变化。随着加速栅电压的降低,屏栅电流会随着增大。定义屏栅电流增 大1%时,所对应的加速栅电压,即为反流阈值。由于电子是通过子离子束流,逆向流到放电室内部,电子与 离子的流动方向是相反的,所以两者所产生的电流是同向的,因此可以认为束流的增量即为反流电流。 在试验中是采用第二种方法测量反流电流及反流阈值。

- 3.1 试验原理和方法
- 3.1.1 试验原理图
  - 试验原理 如图5所示。



图 5 离子推力器试验原理图

3.1.2 离子电流的测量

在屏栅电路上串接一个精密电流表,直接读出屏栅电流。当加速电压很大的时候,即没有电子反流发生的时候,屏栅电流即为束流电流 *I*<sub>i</sub>。

3.1.3 反流电流的测量

加速电压很大的时候,没有电子反流,即反流电流为0。随着加速电压的降低,开始发生电子反流。由于反流的电子是沿着离子运动的路径回流到真空室内部,所以,束流的增大量即为反流电流。

用表达式表示:离子电流为 I<sub>i</sub>,加速电压降低到 V<sub>a</sub>时,屏栅电流为 I<sub>va</sub>,那么反流电流为即为:

$$I_{be} = I_{va} - I_i \tag{10}$$

3.1.4 试验步骤和方法

将试验用的推力器装入真空罐中,接好线路和电流表,抽真空,点火,调整好推力器的状态参数,包括屏 栅电压, 阳极电压,加速电压, 阳极电流和电压, 阴极触持电压等。

等推力器性能稳定之后,用精密电流表读出束流电流 $I_i$ 读数,对同一个加速电压,每隔一段时间读取一次数据,测量多次数据,取其平均值。通过读出去来的屏栅电流读数,计算出反流电流 $I_{be}$ 。将测出的 $I_i$ 和 $I_{be}$ 代入公式 $f_{ebs} = \frac{I_{be}}{I_i}$ 得到反流函数值。

将加速电压降低 10 V,重复上述测量步骤,一直到屏栅电流突然增大,调节加速栅电压,回到无反流的 状态,待推力器稳定后,将加速栅电压降低 5 V,依次测量出在反流阈值附近的束电流和反流电流。 3..2 试验数据和结果

对同一个加速电压 测量的屏栅电流作平均值 结果数据如下表 1 所列:

| 表1 离子推力器性能参数 |       |       |                             |           |
|--------------|-------|-------|-----------------------------|-----------|
|              | 屏栅电压  | 屏栅电流  | $\mathbf{I}_{\mathrm{ebs}}$ | $f_{ebs}$ |
| -380         | 1 000 | 0.8   | 0                           | 0         |
| -220         | 1 000 | 0.8   | 0                           | 0         |
| -210         | 1 000 | 0.8   | 0                           | 0         |
| -200         | 1 000 | 0.8   | 0                           | 0         |
| -190         | 1 000 | 0.8   | 0                           | 0         |
| -180         | 1 000 | 0.8   | 0                           | 0         |
| -175         | 1 000 | 0.802 | 0.002                       | 0.002 5   |
| -174         | 1 000 | 0.804 | 0.004                       | 0.004 9   |
| -173         | 1 000 | 0.807 | 0.007                       | 0.008 7   |
| -172         | 1 000 | 0.81  | 0.010                       | 0.012     |
| -171         | 1 000 | 0.816 | 0.016                       | 0.02      |

当加速栅电压继续下降的时候,反流电流过大,推力器就已经不能正常工作了。屏栅电流随着加速电压的变化曲线,如图6所示,电子反流函数随加速电压的变化,如图7所示。







图 7 反流函数值随加速电压的变化

## 3.3 试验结果分析

从上面的试验结果可以看出,当加速栅电压降低到-175 V 时,就可以开始出现电子反流。随着加速栅 电压的继续下降,反流电流迅速增大。在-172 V 附近,达到我们设定的反流阈值: $f_{os} = 1\%$ 。

将试验和理论计算的结果相对比,发现反流阈值函数的理论曲线和试验曲线形状上是一样的,都是随着加速栅电压的减小而迅速增大。然而试验测量得到的阈值比理论计算出的阈值大18.6%。分析原因,主要为理论推导过程中的假设和近似处理。

(1) 在推导(5) 式的时候,假设 n<sub>e</sub> = n<sub>i</sub>,但是在加速栅出口平面附近,离子密度比电子密度大得多。这大量的离子,在加速栅出口平面附近形成一个正离子鞘层,使得鞍点电势偏高。

(2)考虑加速栅孔内,空间电荷的影响的时候,假设子离子束流内部的空间电荷是均匀分布的,然而屏栅和加速栅对离子的聚焦作用,使得在加速栅孔内,轴线附近的电荷密度最大,越靠近加速栅边界,电荷密度 越小。在加速栅内部,空间电荷的这种分布,使得鞍点电势比理论值要偏高。

4 结论

在考虑栅极间的静态电势分布 栅极的几何结构,以及加速栅孔内的空间电荷分布的情况下,推导了一 种鞍点电势的表达式,并且针对具体的推力器进行了试验验证。

通过理论计算的到的反流函数与加速栅电压的图形 与试验测量数据拟合出的图形相一致 验证了理论 (下转第99页)

$$T_g = \frac{0.55I_a + I_b}{I_s + I_a + I_b}$$
(4)

式中 *I<sub>s</sub> J<sub>a</sub> J<sub>b</sub>* 分别为屏栅碰撞电流 加速栅电流和束流电流。将修正后的有效透明度与理论值、栅极组件的几何透明度对比 ,如图 6 所示。理论值约为 73% ,几何透明度约为 67% ,实际工况下 ,推力器离子透明度 在两者之间波动 符合最大束电流和最小束电流约定的离子透明度变化区间。

4 试验结论及改进意见

4.1 结论

在地面试验测量离子透明度时 将偏置电压置于 15 V 附近,得到的离子透明度值与放电损耗值更为适 宜,可将该值作为偏置电压法测量离子透明度的参考值。

在离子透明度和偏置电压关系曲线上,当偏置电压超过15 V时,离子透明度有小幅度上升,但放电损耗 急剧增加,存在个别的尖峰和不规则点,试验过程中发现这些尖峰点多发生于屏栅与加速栅间产生间歇性打 火前后,随着试验时间的增加,推力器工况趋于稳定,不规则点出现的频率大为减小。

4.2 改进意见

由于本次试验时间有限,试验设备的真空度和离子推力器的工况均未达到最佳状态,至少应等待栅间打 火频率大为减少或稳定后进行测量数据会更加准确有效。为防止栅间打火导致加速栅测量回路中的电流表 损坏,可以尝试利用二极管分流方法对电流表进行保护。后续试验建议在15 V 的参考偏置电位下,通过改 变放电电流和 Xe 推进剂流率得到放电功率-离子透明度特性曲线、放电功率-中性原子特性曲线、流率-离 子透明度特性曲线、推进剂利用率-放电损耗特性曲线,有益于进一步评测离子推力器的性能。

#### 参考文献:

[1] 郑茂繁, 江豪成, 张天平, 等. 离子推力器热特性测试与分析 [J]. 真空与低温, 2011, 17(2): 96~100.

[2] J. R. Brophy. Simulated Ion Thruster Operation Without Beam Extraction [C]. AIAA90-2665, June, 1990.

[3] D. A. Herman. Performance Evaluation of the Prototype-Model NEXT Ion Thruster [C]. AIAA 2007-5212, July , 2007.

[4]D. M. Gobel. Ion Source Discharge Performance and Stability [M]. Physics of Fluids , 25(1982) 1093.

[5] J. R. Brophy. Ion Thruster Performance Model [D]. NASA CR-174810, Ph. D. Thesis, Colorado State University, Dec. 1984.

### (上接第109页)

计算结果的正确性。同时通过分析理论与试验所得具体数值的差异,得出了理论推导过程中近似处理所产 生的误差。

### 参考文献:

#### [1] 贾艳辉 李忠明 涨天平 為. 栅极系统电子反流对离子推力器寿命的影响 [J]. 真空与低温 2012, 18(1):21-25.

- [2] John D. Williams Dan M. Geobel Paul J. Wilbur. Analytical Model of Electron Backstreaming for Ion Thrusters [C]. AIAA 2003 -4560.
- [3] John Steven Snyder, John R. Brophy. Performance Characterization and Vibration Testing of 30-cm Caron-Carbon Ion Optics [C]. AIAA 2004-3959.
- [4] Richard E. Wirz Jra Katz Dan M. Goebel, et al. Electron Backstreaming Determination for Ion Thrusters [J]. AIAA 2008-4732.
- [5] John E. Foster ,Robert F. Roman ,George C. Soulas , et al. Electron Backstreaming Mitigation via a Magnetic Grid [R]. IEPC-01-91.
- [6]Brian T. Young Jacques C. Richand. Lattice Boltzmann Models of Xe ,Xe<sup>+</sup> ,Xe<sup>++</sup> ,e<sup>-</sup> Flow through Ion Thruster Optics [C]. AIAA , 2006–5006.