

电子温度各向异性对霍尔推力器中等离子体与壁面相互作用的影响*

卿绍伟^{1)2)†} 鄂鹏^{1)‡} 段萍³⁾

1) (哈尔滨工业大学电气工程系, 哈尔滨 150001)

2) (重庆大学动力工程学院, 重庆 400030)

3) (大连海事大学物理系, 大连 116026)

(2012年5月17日收到; 2012年7月26日收到修改稿)

为进一步揭示霍尔推力器放电通道饱和和电子温度高达 50—60 eV 的原因, 利用二维粒子模拟方法研究了霍尔推力器中电子温度各向异性对等离子体与壁面相互作用的影响, 统计了等离子体与壁面相互作用的重要物理量, 如电子与壁面的碰撞频率、通道电子在壁面的能量沉积及二次电子对通道电子的冷却. 结果表明, 当电子温度较低时, 电子温度各向异性对等离子体与壁面相互作用的影响较小; 当电子温度大于 24 eV 时, 等离子体与壁面相互作用明显增强, 并且电子温度各向异性会显著地降低电子与壁面的碰撞频率, 减小电子在壁面的能量沉积, 减弱鞘层对通道电子的冷却效应. 电子温度的各向异性通过减弱通道电子与壁面的相互作用, 有利于提高霍尔推力器放电通道的饱和电子温度.

关键词: 霍尔推力器, 电子温度各向异性, 等离子体与壁面相互作用, 粒子模拟

PACS: 52.40.Hf, 52.40.Kh, 52.65.Rr

1 引言

霍尔推力器又名稳态等离子体发动机, 是一种先进的电推进装置^[1,2]. 放电过程在两个绝缘套筒之间构成的狭窄通道中进行. 通道两端施加了大约几百伏的放电电压. 通道中大致沿径向的强磁场束缚电子, 与轴向电场共同产生角向的电漂移以降低电子迁移率. 因为通道的特征尺度在离子回旋半径的数量级, 所以可以利用霍尔效应使磁化的电子与非磁化的离子的运动分离: 一方面使电子有足够的停留时间来电离原子; 另一方面, 轴向的强电场使离子加速喷出形成推力. 由于通道的表面积远大于截面积, 并且电子在径向不受磁场约束, 因此在放电过程中, 等离子体与壁面相互作用十分频繁, 成

为影响等离子体放电和推力器性能的一个重要物理过程^[2-5].

等离子体与壁面相互作用, 一方面会造成离子在壁面复合, 降低工质利用率和电压利用率; 另一方面会造成电子在壁面沉积能量, 降低通道电子温度, 进而影响工质电离^[4,6]. 可见, 研究通道等离子体与壁面相互作用对于认识霍尔推力器放电性能的影响因素具有重要意义. 然而, 不同于一般的麦克斯韦分布各向同性等离子体, 霍尔推力器中的等离子体与壁面相互作用存在如下特殊性: 1) 粒子模拟^[7,8]和流体模拟^[6]表明, 因为大致沿径向的强磁场的存在, 推力器平行于壁面方向的电子平均动能是垂直于壁面方向的好几倍, 电子温度表现为强各向异性; 2) 相比于金属壁面, 氮化硼陶瓷材料具

* 中央高校基本科研业务费 (批准号: 0903005203189)、国家自然科学基金 (批准号: 11005025, 10975026)、哈尔滨工业大学科学研究创新基金 (批准号: HITNSRIF2009044) 和辽宁省科学技术计划重点项目 (批准号: 2011224007) 资助的课题.

† E-mail: qshaowei@gmail.com

‡ E-mail: epengyn@163.com

有较强的二次电子发射特性,且在入射电子能量低于 30 eV 时弹性反射特性明显,出射电子能量不可忽略^[6]; 3) 放电通道电子温度的变化范围较大(从几个电子伏到五六十个电子伏)^[9],当电子温度较大时,近壁鞘层表现为二维空间振荡特性^[5,10]. 由于传统的基于流体近似的模拟方法不能捕捉鞘层的振荡特性,而振荡机制下电子与壁面相互作用会发生明显变化^[11],因此,本文采用能够反映电子动力学的二维粒子模拟方法来研究不同电子温度条件对霍尔推力器中等离子体与壁面相互作用的影响.

已有实验研究表明,随着放电电压的增加,霍尔推力器中的最大电子温度会出现饱和(即电子温度基本不变),且饱和电子温度可达 50—60 eV^[9],明显大于流体模拟的近似值 18 eV^[12]. 目前,考虑到鞘层进入空间电荷饱和机制后电子与壁面相互作用显著增强^[13],人们普遍认为近壁鞘层在高电子温度条件下出现的空间电荷饱和机制是引起温度饱和的原因^[14,15]. 然而,在通道电子温度各向同性的假设下,霍尔推力器中的氮化硼材料壁面鞘层进入空间电荷饱和机制的临界电子温度大约为 26 eV^[6],仍然明显小于饱和电子温度. 这意味着,相比于电子温度各向同性,霍尔推力器中电子温度的各向异性可能会减弱通道电子与壁面的相互作用. 尽管前人采用二维粒子模拟方法对霍尔推力器中的等离子体与壁面相互作用做了相应的研究,但都采用电子温度各向同性假设^[5,16],该假设与霍尔推力器中实际的电子温度各向异性明显不符^[6-8]. 本文正是在已有研究的基础上,采用二维粒子模拟方法进一步研究电子温度各向异性对霍尔推力器中等离子体与壁面相互作用的影响.

2 计算模型

已有数值研究表明,当壁面总二次电子发射系数 $\bar{\sigma} \rightarrow 1$ 时,鞘层从经典的稳态鞘层机制转变为具有空间电荷饱和的周期性时空振荡机制^[10,17,18]. 在振荡鞘层机制下,大量具有较低能量的等离子体区电子也可以克服鞘层势垒打到壁面上,从而显著地增强了电子与壁面的相互作用^[11]. 因此,考虑使用能够反映鞘层动态行为的二维粒子模拟方法来研究电子温度各向异性对霍尔推力器中等离子体与壁面相互作用的影响^[5,16]. 粒子模拟方法通过跟踪

大量单个微观粒子的运动,并统计平均,可以得到粒子的宏观特性. 对于鞘层而言,采用粒子模拟方法,可以获得通道等离子体与壁面相互作用的宏观物理量,如电子与壁面碰撞的频率、电子在壁面的能量沉积、近壁鞘层对通道电子的冷却等. 下面就本文使用的粒子模拟方法做简要介绍.

取霍尔推力器中的典型参数: 等离子体密度 $N_0 = 10^{18}/\text{m}^3$, 电子温度 $T_e = 20 \text{ eV}$, 大致沿径向磁场的强度 $B = 0.02 \text{ T}$, 可得电子拉莫尔回旋半径 ($\approx 0.75 \text{ mm}$) 远大于德拜长度 ($\lambda_D \approx 0.03 \text{ mm}$). 由于鞘层厚度为几个德拜长度量级,所以在计算中不考虑磁场对电子运动的影响. 由于氩离子质量远大于电子质量 ($m_i \gg m_e$), 因此计算中把离子当做背景,其密度 n_i 和速度 V_i 在鞘区保持不变,鞘边离子速度按照 Bohm 速度给定 ($V_i = V_{i0} = \sqrt{T_e/m_i}$).

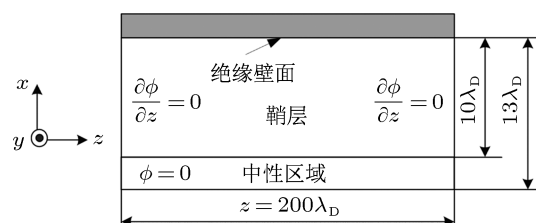


图1 二维粒子模拟区域图

模型区域为通道轴向 (z 方向) $200 \lambda_D$ 和径向 (x 方向) $10 \lambda_D$ (如图 1 所示). 空间步长 $\Delta z = \Delta x = 0.5 \lambda_D$, 时间步长 $\Delta t = 0.1 \omega_{pe}^{-1}$, 其中 ω_{pe} 为等离子体频率. 霍尔推力器主流区等离子体满足电中性条件,并且电子温度各向异性. 因此,我们在模型中距离鞘边 ($r = r_0 = 0.035 \text{ m}$) $3 \lambda_D$ 长度范围内均匀地布置电子和离子,密度均为 $N_0 = 10^{18}/\text{m}^3$,对电子采用“双温度”热平衡假设,即等离子体电子在垂直于壁面方向 (x 方向) 和平行于壁面方向 (yz 平面) 各自服从不同的麦氏分布,相应的温度为 $T_{e\perp}$ 和 $T_{e\parallel}$ (采用能量单位). 鞘层中的电场通过求解泊松方程获得,即

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

其中 ϕ 为电势, n_e 为鞘层中电子的密度(包含了来自等离子体区的电子和从壁面发射的二次电子), ϵ_0 为真空介电常数. 模拟区域的左右两侧采用周期性边界条件. 绝缘壁面电场的边界条件为 $E = -\rho/\epsilon_0$, 其中 ρ 为壁面电荷密度. 计算中考虑了氮化硼绝缘壁面的二次电子发射. 实验数据^[6]显示,即使入射

电子能量 ε_P 很低时, 氮化硼绝缘壁面的二次电子发射系数 $\sigma(\varepsilon_P)$ 也始终大于 0.5. 原因在于弹性反射系数在入射电子能量 $\varepsilon_P < 30$ eV 时迅速增长, 并且在大约 $\varepsilon_P = 5\text{--}10$ eV 时达到 0.5 量级^[6]. 当能量为 ε_P 的一次电子打到壁面上时, 可能发生的事件的概率为

$$\begin{aligned} W_0(\varepsilon_P) &= P_0 \exp(-\varepsilon_P^2/\alpha_0^2), \\ W_r(\varepsilon_P) &= P_r \exp(-\varepsilon_P^2/\alpha_r^2), \\ W_1(\varepsilon_P) &= 1 - W_0(\varepsilon_P) \\ &\quad - W_r(\varepsilon_P) - W_2(\varepsilon_P), \\ W_2(\varepsilon_P) &= 1 - \exp(-\varepsilon_P^2/\alpha_2^2), \end{aligned} \quad (2)$$

式中 $W_0(\varepsilon_P)$ 为壁面吸附概率, $W_r(\varepsilon_P)$ 为弹性反射概率, $W_1(\varepsilon_P)$ 为打出一个真二次电子概率, $W_2(\varepsilon_P)$ 为打出两个真二次电子概率.

于是可得二次电子发射系数 $\sigma(\varepsilon_P) = W_r(\varepsilon_P) + W_1(\varepsilon_P) + 2W_2(\varepsilon_P)$. 计算中相应的参数取值为: $P_0 = 0.5$, $\alpha_0 = 43.5$, $P_r = 0.5$, $\alpha_r = 30$, $\alpha_2 = 127.9$. 从图 2 可以看出, 模型曲线与氮化硼绝缘壁面二次电子发射系数的实验数据符合. 另外, 假设壁面发射的二次电子服从各向同性麦克斯韦分布, 二次电子的温度为 1/3 倍通道各向同性电子温度^[18](即 $T_{se} = T_e/3$).

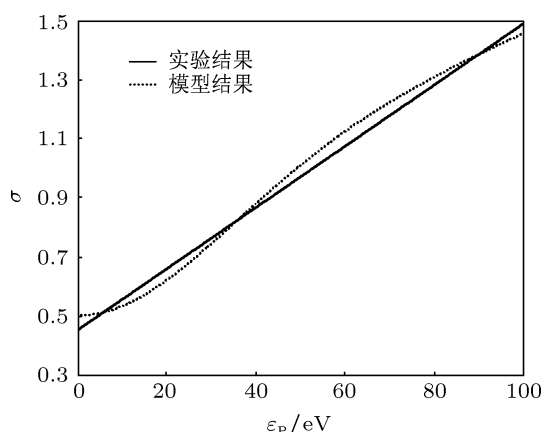


图 2 氮化硼陶瓷壁面二次电子发射系数的实验数据^[6]及二次电子发射模型比较

采用稀疏矩阵的方法解各个点的电势分布, 采用体积加权法计算粒子所在位置 (z, x) 处的等离子体参数. 计算中取等离子体电子温度范围为 $T_e = 3\text{--}50$ eV.

3 计算结果

根据粒子模拟^[7]和流体模拟^[6]的结果, 霍

尔推力器放电通道平行于壁面方向的电子平均动能 $\bar{\varepsilon}_{\parallel}$ 与垂直于壁面方向电子平均动能 $\bar{\varepsilon}_{\perp}$ 之比可达 4, 即 $\bar{\varepsilon}_{\parallel}/\bar{\varepsilon}_{\perp} \leq 4$. 当电子温度各向同性时, $\bar{\varepsilon}_{\parallel}/\bar{\varepsilon}_{\perp} = 2$. 因此 $2 \leq \bar{\varepsilon}_{\parallel}/\bar{\varepsilon}_{\perp} \leq 4$, 其中 $\bar{\varepsilon}_{\parallel} = T_{e\parallel}$, $\bar{\varepsilon}_{\perp} = T_{e\perp}/2$, 不考虑电子周向漂移能. 于是可得各向异性温度之比的范围为 $1 \leq \kappa = T_{e\parallel}/T_{e\perp} \leq 2$. 计算中各向同性电子温度为 $T_e = (T_{e\perp} + 2T_{e\parallel})/3$, 各参数的取值为

$$\begin{aligned} \kappa &= T_{e\parallel}/T_{e\perp} = 1, 1.5, 2, \\ T_e &= 3\text{--}50 \text{ eV}. \end{aligned} \quad (3)$$

我们统计了衡量等离子体与壁面相互作用强弱的重要物理量, 如电子与壁面的碰撞频率、电子在壁面的能量沉积、鞘层对通道电子的冷却等.

3.1 电子壁面碰撞频率

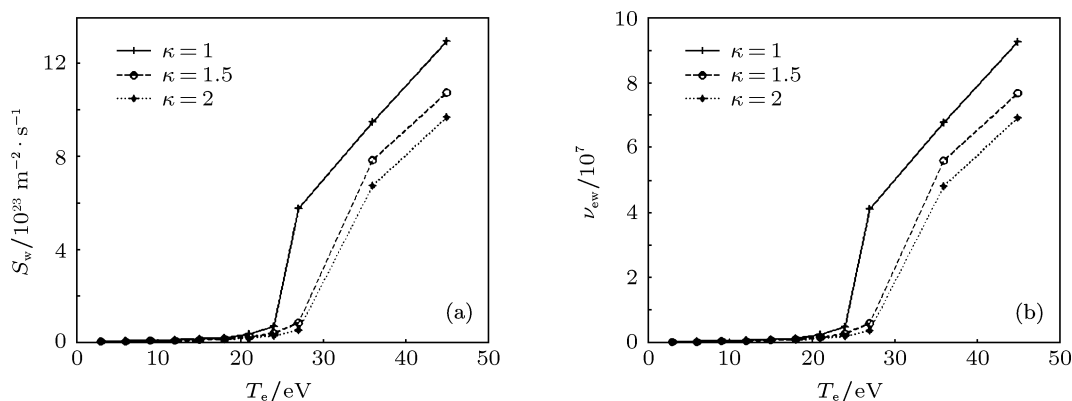
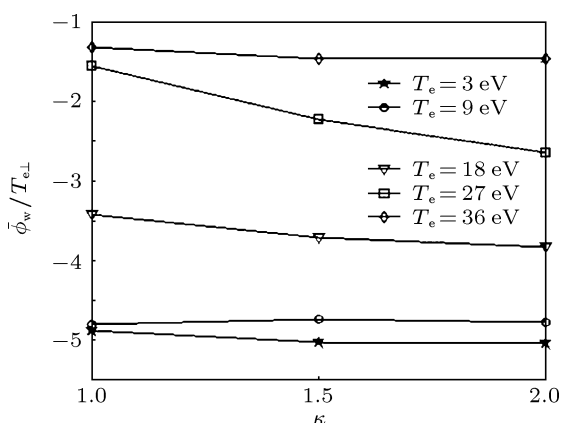
电子与壁面的碰撞频率反映了等离子体与壁面相互作用的剧烈程度. 为了求出电子与壁面的碰撞频率, 需要先统计入射电子通量 s_w (如图 3(a) 所示). 据此, 根据 SPT-100 型霍尔推力器的几何参数及等离子体参数, 可以求出电子与壁面的碰撞频率 ν_{ew} .

设 Δs 为通道壁表面积, Δv 为通道体积, 可得等离子体电子与壁面碰撞的总通量为 $s_w \times \Delta s$, 通道中的总电子数为 $N_0 \times \Delta v$. 于是可得通道中单个电子与壁面碰撞的平均频率为

$$\nu_{ew} = \frac{s_w \times \Delta s}{N_0 \times \Delta v} = \frac{s_w \times \Theta}{N_0}, \quad (4)$$

其中 $\Theta = \Delta s/\Delta v = 500/7$ 为通道面容比, 利用上式求出的电子与壁面碰撞频率如图 3(b) 所示.

从图 3 可以看出, 当电子温度 T_e 比较低时, 入射电子通量 s_w 和电子壁面碰撞频率 ν_{ew} 缓慢增加, 电子温度各向异性对 s_w 和 ν_{ew} 的影响很小, 这是因为一方面鞘层表现为稳态特性^[5,10,16]; 另一方面壁面时平均电势 $\bar{\phi}_w$ 很低, 且电子温度各向异性对 $\bar{\phi}_w$ 的影响很小 (如图 4 所示). 当 $T_e > 24$ eV 时, s_w 和 ν_{ew} 迅速增加, 电子温度各向异性对 s_w 和 ν_{ew} 的影响显著增强. 这是因为, 一方面鞘层表现为空间振荡特性, 且垂直于壁面方向上 (x 方向) 的壁面电势振荡很强烈^[5,10,16], 导致大量低能的入射电子也能打到壁面上; 另一方面 $\bar{\phi}_w$ 较高, 且相对于电子温度各向同性, 电子温度各向异性降低了 $\bar{\phi}_w$ (如图 4 所示), 从而在一定程度上减弱了电子与壁面相互作用.


 图3 电子与壁面相互作用参数, $T_e = 3\text{--}50$ eV, $\kappa = 1, 1.5, 2$ (a) 入射电子通量 S_w ; (b) 电子壁面碰撞频率 ν_{ew}

 图4 不同电子温度时电子温度各向异性对壁面平均电势 $\bar{\phi}_w$ 的影响

3.2 壁面能量沉积

霍尔推力器放电通道绝缘壁面的温度能达到 10^2 °C 量级^[19], 其主要原因就是等离子体壁面能量沉积. 一般地, 电子或离子轰击壁面都会造成壁面能量沉积, 但是电子壁面能量沉积是构成等离子体壁面能量沉积的主要部分, 这是因为: 首先, 由于电子被磁化, 而离子非磁化, 会造成通道中的径向电子流远大于离子径向流; 其次, 从稳态鞘层的角度来看, 壁面入射电子流通量 $\Gamma_{ew} = \Gamma_{iw}/(1 - \bar{\sigma})$, 可见当总二次电子发射系数 $\bar{\sigma} \rightarrow 1$ 时, 电子入射通量远大于离子通量, 即 $\Gamma_{ew} \gg \Gamma_{iw}$.

我们统计了壁面处的入射电子能量通量 ε_{we1} , 出射电子能量通量 ε_{we2} , 以及壁面的能量沉积系数

$$\Lambda_w = (\varepsilon_{we1} - \varepsilon_{we2})/\varepsilon_{we1}, \quad (5)$$

统计结果如图 5 所示.

当电子温度 T_e 比较低时, ε_{we1} 和 Λ_w 缓慢增加, 电子温度各向异性对 ε_{we1} 和 Λ_w 的影响很小, 这是因为一方面鞘层表现为稳态特性^[5,10,16]; 另一方面壁面时平均电势 $\bar{\phi}_w$ 很低, 且电子温度各向异性对 $\bar{\phi}_w$ 的影响很小 (如图 4 所示). 当 $T_e > 24$ eV 时, ε_{we1} 和 Λ_w 迅速增加, 电子温度各向异性对 ε_{we1} 和 Λ_w 的影响显著增强, 这是因为, 一方面鞘层表现为空间振荡特性, 且垂直于壁面方向上 (x 方向) 的壁面电势振荡很强烈^[5,10], 导致大量具有较低能量的入射电子也能打到壁面上, 并把大部分能量沉积在壁面上; 另一方面 $\bar{\phi}_w$ 较高, 且相对于电子温度各向同性, 电子温度各向异性降低了 $\bar{\phi}_w$ (如图 4 所示), 从而在一定程度上减弱了电子与壁面相互作用.

3.3 近壁鞘层对通道电子的冷却

通道电子经过鞘层势垒的减速作用后, 打到壁面的电子把大部分能量沉积在壁面, 同时生成低能的二次电子. 二次电子经过近壁鞘层的加速作用后进入通道与通道等离子体掺混, 对通道电子有冷却作用. 为了衡量近壁鞘层对通道电子的冷却作用, 我们统计了等离子体-鞘层边界的入射电子能量通量 ε_{0e1} 和出射电子能量通量 ε_{0e2} , 以及冷却系数

$$\Lambda_0 = (\varepsilon_{0e1} - \varepsilon_{0e2})/\varepsilon_{0e1}, \quad (6)$$

统计结果如图 6 所示.

ε_{0e1} 随电子温度 T_e 的增加近似呈线性增加, 电子温度各向异性对 ε_{0e1} 的影响逐渐增加. 当电子温度 T_e 比较低时, Λ_0 缓慢增加, 电子温度各向异

性对 ε_{0e1} 和 Λ_0 的影响很小. 这是因为一方面鞘层表现为稳态特性 [5,10,16]; 另一方面壁面时平均电势 $\bar{\phi}_w$ 很低, 且电子温度各向异性对 $\bar{\phi}_w$ 的影响很小 (如图 4 所示). 当 $T_e > 24$ eV 时, Λ_0 迅速增加, 电子温度各向异性对 Λ_0 的影响显著增加, 这是因为, 一方面鞘层表现为空间振荡特性, 且垂直于壁面方向上 (x 方向) 的壁面电势振荡很强烈 [5,10,16], 导致大量具有较低能量的入射电子也能打到壁

面上, 生成的大量低能二次电子进入通道; 另一方面 $\bar{\phi}_w$ 较高, 且相对于电子温度各向同性, 电子温度各向异性降低了 $\bar{\phi}_w$ (如图 4 所示), 从而在一定程度上增大了鞘边出射电子的动能. 当电子温度进一步增大到 $T_e > 36$ eV 时, 此时壁面生成的二次电子数量虽继续增大 (如图 3(a)), 但是 ε_{0e1} 增长得也很迅速, 因此电子温度各向异性对 Λ_0 的影响变小.

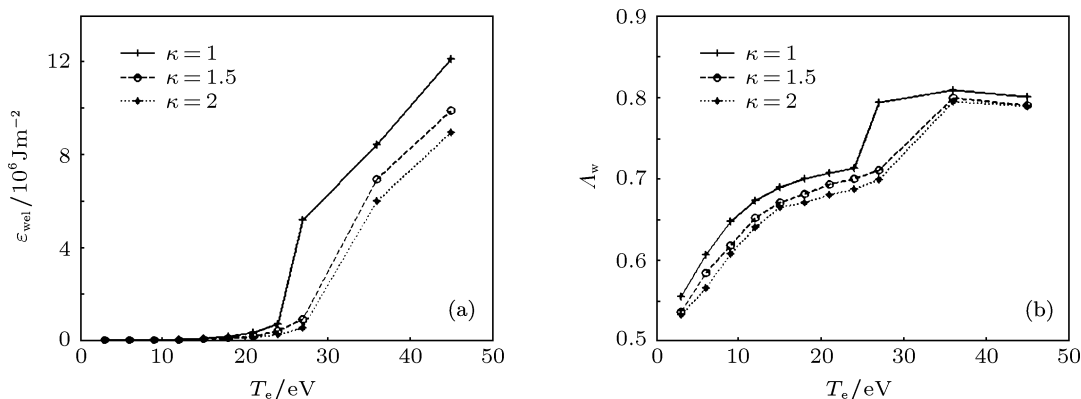


图 5 电子能量沉积参数, $T_e = 3\text{--}50$ eV, $\kappa = 1, 1.5, 2$ (a) 入射电子能流 ε_{we1} ; (b) 能量沉积系数 Λ_w

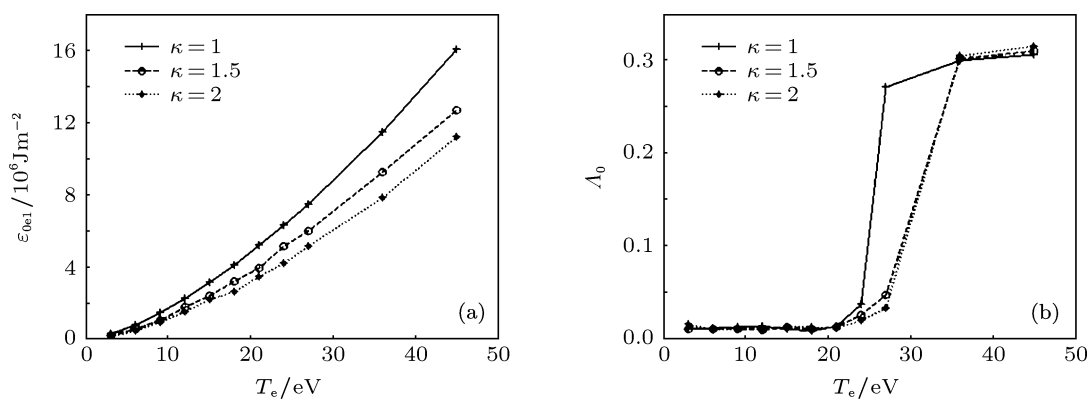


图 6 鞘边电子能流参数, $T_e = 3\text{--}50$ eV, $\kappa = 1, 1.5, 2$ (a) 入射电子能流 ε_{0e1} ; (b) 冷却系数 Λ_0

4 结论

采用二维粒子方法研究了电子温度各向异性对霍尔推力器中等离子体与壁面相互作用的影响. 结果表明: 当电子温度较低时, 电子温度各向异性对等离子体与壁面相互作用的影响较小; 当电子温度大于 24 eV 时, 等离子体与壁面相互作用明

显增强, 并且电子温度各向异性会显著地降低电子与壁面的碰撞频率, 减小电子壁面能量沉积, 减弱鞘层对通道电子的冷却效应. 这些结果有助于我们理解霍尔推力器放电通道最大电子温度 (可达 50—60 eV^[9]) 大于流体模拟的预测值 (18 eV^[12]) 以及空间电荷饱和鞘层的临界电子温度 26 eV^[6].

- [1] Kim V 1998 *J. Propul. Power.* **14** 736
- [2] Zhurin V V, Kaufman H R, Robinson R S 1999 *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** R1
- [3] Raitses Y, Ashkenazy J, Appelbaum G 1997 *25th International Electric Propulsion Conference* Cleveland, USA, October, 1997 97-056
- [4] Ahedo E, Gallardo J M, Martinez-Sanchez M 2003 *Phys. Plasmas* **10** 3397
- [5] Yu D R, Zhang F K, Li H, Liu H 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3 (in Chinese) [于达仁, 张凤奎, 李鸿, 刘辉 2009 物理学报 **58** 3]
- [6] Barral S, Makowski K, Peradzynski Z, Gascon N, Dudeck M 2003 *Phys. Plasmas* **10** 4137
- [7] Sydorenko D, Smolyakov A, Kaganovich I, Raitses Y 2006 *Phys. Plasmas* **13** 014501
- [8] Sydorenko D, Smolyakov A, Kaganovich I, Raitses Y 2006 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 815
- [9] Raitses Y, Staack D, Keidar M, Fisch N J 2005 *Phys. Plasmas* **12** 057104
- [10] Yu D R, Zhang F K, Liu H, Li H, Yan G J, Liu J Y 2008 *Phys. Plasmas* **15** 104501
- [11] Yu D R, Li H, Wu Z W, Mao W 2007 *Phys. Plasmas* **14** 064505
- [12] Smirnov A, Raitses Y, Fisch N J 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 852
- [13] Hobbs G D, Wesson J A 1967 *Plasma Phys.* **9** 85
- [14] Raitses Y, Staack D, Smirnov A, Fisch N J 2005 *Phys. Plasmas* **12** 073507
- [15] Raitses Y, Smirnov A, Staack D, Fisch N J 2006 *Phys. Plasmas* **13** 014502
- [16] Zhang F K, Ding Y J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 065203 (in Chinese) [张凤奎, 丁永杰 2011 物理学报 **60** 065203]
- [17] Morozov A I, Savelyev V V 2004 *Plasma Phys. Rep.* **30** 299
- [18] Morozov A I, Savelyev V V 2002 *Plasma Phys. Rep.* **28** 1017
- [19] Mazouffre S, Echegut P, Dudeck M 2007 *Plasma Sources Sci. Technol.* **16** 13

Effect of electron temperature anisotropy on plasma-wall interaction in Hall thruster*

Qing Shao-Wei^{1)2)†} E Peng^{1)‡} Duan Ping³⁾

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

2) (*Institute of Power Engineering, Chongqing University, Chongqing 400030, China*)

3) (*Department of Physics, Dalian Maritime University, Dalian 116026, China*)

(Received 17 May 2012; revised manuscript received 26 July 2012)

Abstract

To further reveal the physical mechanism of the saturated electron temperature which is about 50–60 eV in the discharge channel of Hall thruster, the effect of electron temperature anisotropy (ETA) on plasma-wall interaction in Hall thruster is studied by using a 2D3V particle-in-cell sheath dynamic model. Some important physical parameters such as electron-wall collision frequency, electron energy deposition at wall and the cooling effect of near-wall sheath on channel electron are calculated. Numerical results indicate that the influence of ETA on plasma-wall interaction is neglectable when electron temperature is low. However, when $T_e > 24$ eV, the ETA can significantly reduce electron-wall collision frequency, thereby reducing the electron energy deposition at wall and weakening the cooling effect of near-wall sheath on channel electron. It suggests that the anisotropy of electron temperature tends to increase the saturated electron temperature in the discharge channel of Hall thruster through remarkably weakening the interaction between channel electron and wall.

Keywords: Hall thruster, electron temperature anisotropy, plasma-wall interaction, particle-in-cell simulation

PACS: 52.40.Hf, 52.40.Kh, 52.65.Rr

* Project supported by the Fundamental Research Fund for the Central Universities, China (Grant No. 0903005203189), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11005025, 10975026), the Scientific Research Innovation Foundation of Harbin Institution of Technology, China (Grant No. HITNSRIF2009044), and the Key Project of the Scientific Technology Program of Liaoning Province, China (Grant No. 2011224007).

† E-mail: qshaowei@gmail.com

‡ E-mail: epengyn@163.com