

电子温度各向异性对霍尔推力器 BN 绝缘壁面鞘层特性的影响^{*}

于达仁¹⁾ 卿绍伟^{1)†} 王晓钢²⁾ 丁永杰¹⁾ 段 萍³⁾

1) (哈尔滨工业大学能源科学与工程学院, 哈尔滨 150001)

2) (北京大学物理学院, 核物理与核技术国家重点实验室, 北京 100871)

3) (大连海事大学, 大连 116026)

(2010 年 3 月 21 日收到; 2010 年 4 月 15 日收到修改稿)

建立多价态多组分等离子体一维流体鞘层模型, 引入电子温度各向异性系数并考虑出射电子速度分布, 研究了电子温度各向异性对霍尔推力器中的 BN 绝缘壁面鞘层特性和近壁电子流的影响. 分析结果表明, 相比于纯一价氙等离子体鞘层参数, 推力器中的多价态氙等离子体鞘层电势降略有降低, 电子壁面损失增加, 临界二次电子发射系数减小. 推力器中的电子温度各向异性现象可以显著地加大出射电子能量系数, 进而降低鞘层电势降, 增强电子壁面相互作用. 数值结果表明, 空间电荷饱和机制下电子温度各向异性对鞘层空间电势分布影响显著.

关键词: 霍尔推力器, 电子温度各向异性, 空间电荷饱和鞘层

PACS: 52.40. Kh, 52.75. Di, 52.27. Cm, 52.25. Tx

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].

等离子体壁面相互作用会在近壁附近形成鞘层, 壁面二次电子发射是影响鞘层的重要因素. 对于经典的各向同性 Maxwell 分布等离子体鞘层而

言, 研究表明二次电子发射会降低鞘层电势降, 从而降低鞘层的绝热特性^[6,7]. 当二次电子发射系数增加到临界值 Γ_c , 鞘层进入空间电荷饱和状态, 此时, 壁面二次电子流达到最大值 (近似等于入射电子流). 而实际上霍尔推力器中的等离子体壁面相互作用比一般的各向同性 Maxwell 分布更为复杂, 如 1) 粒子模拟^[8,9] 和流体模拟^[10] 表明, 由于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) 实验研究表明, 高放电电压下通道等离子体呈现明显的多组分混合状态^[11]; 3) 相比于金属壁面, BN 陶瓷材料具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^[10]; 4) 随放电电压的增加, 通道局部位置的绝缘壁面鞘层从经典的正离子鞘层转变为空间电荷饱和鞘层, 并伴随推力器性能的显著变化^[10, 12, 13].

目前, 有关的一维^[4,10] 和二维^[14,15] 流体模拟以及混合模拟^[16] 都采用 Hobbs 和 Wesson^[6] 关于各向同性 Maxwell 分布等离子体的鞘层模型. 该模型假

^{*} 国家杰出青年科学基金 (批准号: 50925625)、国家自然科学基金 (批准号: 10975026) 和辽宁省教育厅高校科研基金 (批准号: 2009A047) 资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: qshaowei@gmail.com

设出射电子能量为零,且没有考虑电子温度各向异性和多组分离子对鞘层参数的影响. 本文建立多价态多组分等离子体一维稳态流体鞘层模型,引入电子温度各向异性系数和出射电子平均动能系数,研究电子温度各向异性和多价态多组分等离子体对鞘层特性(包括经典及空间电荷饱和鞘层)和近壁电子流的影响.

2. 理论模型

2.1. 霍尔推力器中的电子温度各向异性现象

霍尔推力器典型的交叉电、磁场如图1所示. 下面就其特有的电子温度各向异性现象做定性解释^[8]. 在轴向强电场 E_z , 湍性碰撞和中性原子碰撞的共同作用下, 轴向迁移的电子会获得能量 $\Delta\epsilon$. 当 E_z 足够大时, 部分电子获得的能量 $\Delta\epsilon > e\Delta\Phi$, 其中 $\Delta\Phi$ 为鞘层电势降. 此时通道中的电子可以分成三部分: 第一部分电子的总能量 $\epsilon < e\Delta\Phi$, 这部分电子不能到达壁面, 电子与原子碰撞则趋向于使其各向异性; 第二部分电子的总能量 $\epsilon > e\Delta\Phi$, 但径向能量 $\epsilon_x < e\Delta\Phi$, 这部分电子可以通过与中性原子碰撞而使其与壁面发生碰撞; 第三部分电子的径向能量 $\epsilon_x > e\Delta\Phi$, 这部分电子可以很快地离开等离子体区域与壁面发生作用. 可见, 当电子湍性碰撞频率远大于电子-原子碰撞频率时, 其在平行于壁面方向上获得能量的速率要比电子与中性原子碰撞而使能量重新分配到垂直于壁面方向的速率要快得多, 因而造成电子温度各向异性^[17].

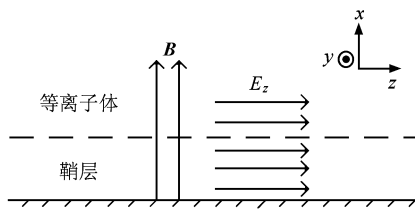


图1 近壁区交叉电、磁场示意图 磁场 B 垂直于壁面, 轴向电场 E_z 平行于壁面, x, y 和 z 分别是径向、轴向和周向坐标

为了便于分析电子温度各向异性对霍尔推力器鞘层特性的影响, 得到其解析关系式, 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 Maxwell 分布, 相应的温度为 $T_{e\perp}$ 和 $T_{e\parallel}$ (并采用能量单位).

考虑到鞘层很薄, 远小于带电粒子的平均自由程, 可以假设电子和离子在鞘层中不发生碰撞. 又霍尔推力器中的磁场大致沿径向(如图1所示), 不同于倾斜磁场对鞘层结构的影响^[18,19], 交叉场的存在不会影响电子在径向方向的运动.

考虑在壁面上出射电子尚没有“磁化”, 我们可以假设出射电子各向同性, 并设出射电子能量系数为

$$a = \bar{\epsilon}_s / T_{e\perp}, \quad (1)$$

其中 $\bar{\epsilon}_s$ 为垂直于壁面方向上出射电子的平均动能. 当然, 电子温度各向异性会造成电子入射角度的增加. 但是, 研究表明当二次电子发射系数小于1时, 入射角度对二次电子发射系数的影响很小^[20]. 由于霍尔推力器中大部分电子的能量都不足以使二次电子发射系数大于1, 因此本文不考虑入射电子角度对二次电子发射系数的影响. 根据文献[10], 壁面二次电子发射系数可以表示为线性关系式

$$\sigma(\epsilon_p) = \sigma(0) + \frac{\epsilon_p}{\epsilon^*} [1 - \sigma(0)], \quad (2)$$

其中 ϵ_p 为壁面入射电子的能量, ϵ^* 为能量阈值. 对 BN 陶瓷壁面材料, $\sigma(0) = 0.45$, $\epsilon^* = 53 \text{ eV}$ ^[10]. 壁面总二次电子发射系数 Γ 可以通过对 σ 在整个 Maxwell 分布上进行积分得到. 由 $\sigma(\epsilon_p)$ 的线性特性可以得到如下关系:

$$\Gamma = \sigma(\bar{\epsilon}_p), \quad (3)$$

其中 $\bar{\epsilon}_p$ 为电子轰击壁面的平均能量. 由文献[10]可知, $\bar{\epsilon}_p = T_{e\parallel} + T_{e\perp} + \epsilon_d$. 其中 ϵ_d 为电子在周向($\hat{y} = \hat{z} \times \hat{x}$)上的漂移运动能量.

对于特定的壁面, $\bar{\epsilon}_s$ 可以近似为 $\bar{\epsilon}_p$ 的单值函数. 方程(1)可以进一步表示为

$$a = (1 + K/2) a_0, \quad (4)$$

其中 $K = (T_{e\parallel} + \epsilon_d - T_{e\perp}) / T_{e\perp}$ 为电子温度各向异性系数, $a_0 = 2\bar{\epsilon}_s / \bar{\epsilon}_p$ 为电子温度各向同性($K=0$)时出射电子的能量系数. 上式表明, 电子温度各向异性可以显著地增大出射电子能量系数.

2.2. 壁面边界条件

由单电子入射引起的出射电子速度分布十分复杂并呈现双峰形貌^[21], 然而由初始 Maxwell 分布^[22]或非 Maxwell 分布^[23]电子引起的总二次电子速度分布呈现出类似于 Maxwell 分布的单峰形貌.

因此,只考虑所有出射电子的总速度分布,并假设所有出射电子服从各向同性的 Maxwell 分布,且在垂直于壁面方向,服从半 Maxwell 分布

$$f_0(V_0) = N \left(\frac{m_e}{2\pi(2akT_{e\perp})} \right)^{1/2} \times \exp\left(-\frac{m_e V_0^2}{2(2akT_{e\perp})}\right) \quad (V_0 > 0), \quad (5)$$

其中,出射电子能量系数 a 满足方程(1), $N/2$ 为出射电子数密度.

方程(4)给出了电子温度各向异性对出射电子能量系数 a 的影响. 下面我们就各向同性等离子体,说明 a_0 的计算方法.

对于各向同性的等离子体电子,令 $T_{e//} = T_{e\perp} = T_e = \bar{\varepsilon}_p/2$. 则垂直于壁面方向上的二次电子平均能流

$$Q_{SEEx} = \int_0^\infty \frac{1}{2} m V_0^2 V_0 f_0(V_0) dV_0 / \int_0^\infty V_0 f_0(V_0) dV_0 = 2a_0 T_e.$$

一般地,出射电子可以分为真二次电子和反向散射电子. 通过分别计算这两部分电子的能流,可得出射电子平均能流为

$$Q_{SEEx} = \frac{\frac{1}{2} \bar{\tau} \cdot \eta J_{e1} \cdot \bar{\varepsilon}_p + \frac{1}{2} (\Gamma - \eta) J_{e1} \cdot \bar{\varepsilon}_{is}}{\Gamma J_{e1}}, \quad (6)$$

其中, $\bar{\tau}$ 为入射电子和出射电子的平均能量系数(可取经验值 $\bar{\tau} = 0.6^{[10]}$), η 是总的反向散射系数, $\bar{\varepsilon}_p = 2T_e$, $\bar{\varepsilon}_{is} = 2$ eV 为真二次电子的平均能量^[23], J_{e1} 为入射电子流. 可得 a_0 的计算式为

$$a_0 = 0.3 \frac{\eta}{\Gamma} + \frac{1}{2T_e} \left(1 - \frac{\eta}{\Gamma} \right). \quad (7)$$

上式表明, a_0 由等离子体电子温度 T_e 和系数比 $\frac{\eta}{\Gamma}$ (总反射系数与总发射系数之比) 决定.

由文献[23], 单电子入射的反向散射系数 σ_{sr} 可表述如下

$$\sigma_{sr} = \sigma_0 \exp(-\varepsilon_p/\varepsilon_r), \quad (8)$$

其中, ε_p 为入射电子能量. 对 BN 陶瓷壁面, $\sigma_0 = 0.45$, $\varepsilon_r = 50$ eV^[10, 23]. 于是总反向散射系数 η 可以通过对 σ_{sr} 在整个 Maxwell 分布上积分得到

$$\eta = \frac{\int_0^\infty \sigma_{sr} \varepsilon_p \exp\left(-\frac{\varepsilon_p}{T_e}\right) d\varepsilon_p}{\int_0^\infty \varepsilon_p \exp\left(-\frac{\varepsilon_p}{T_e}\right) d\varepsilon_p} = \sigma_0 \left(\frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_r + T_e} \right)^2. \quad (9)$$

联立(3)及(7)–(9)式, 对于 BN 材料, (7)式可进一步表示为

$$a_0 = \frac{0.55(T_e)^2 + 66.925T_e + 20455}{(23.85 + 1.1T_e)(50 + T_e)^2}. \quad (10)$$

由(3)和(10)式可以得到 Γ 和 a_0 随 T_e 的变化曲线, 如图 2 所示.

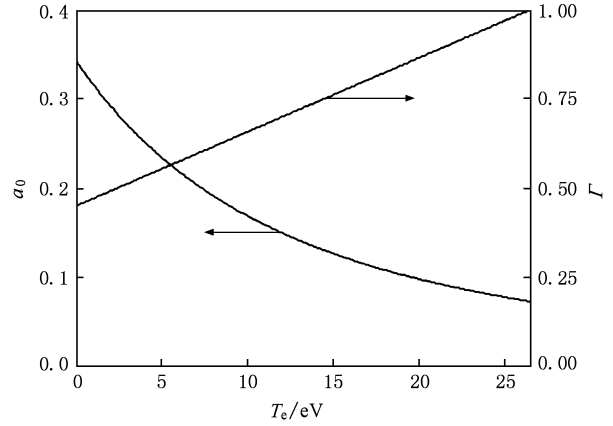


图2 BN 陶瓷壁面二次电子发射系数 Γ 和出射电子能量系数 a_0 随各向同性等离子体电子温度 T_e 的变化曲线

2.3. 径向一维稳态流体鞘层模型

下面我们发展一种简单模型来计算各向异性温度分布下出射电子的有关参数.

假设一无限大的平整壁面置于 $x=0$ 处, 在半空间 $x>0$ 充满了等离子体, 鞘层边界位于 $x=L$ 处. 静电场满足 Poisson 方程

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = 4\pi e(n_{ep} + n_{ew} - n_i), \quad \phi(L) = 0, \quad (11)$$

其中 n_{ep} 和 n_{ew} 分别为鞘层中来自等离子体的电子密度和壁面出射电子的密度, $n_i = \sum_{\alpha=1}^P n_{i\alpha}$ 为所有(共 P 种)离子的总密度. 取 $n_0 \equiv n_i(x \geq L) = \sum_{\alpha=1}^P n_{i\alpha 0}$ 在等离子体中均匀且满足电中性

$$n_0 = n_i(x \geq L) = n_{ep}(x \geq L) + n_{ew}(x \geq L).$$

根据 2.1 节的假设, 等离子体中的电子满足双温 Maxwell 分布, 即平行和垂直于壁面的温度分别为 $T_{e//}$ 和 $T_{e\perp}$. 则 n_{ep} 满足 Boltzman 分布

$$n_{ep} = n_{ep}(\infty) \exp(e\phi/T_{e\perp}) = [n_0 - n_{ew}(\infty)] \exp(e\phi/T_{e\perp}). \quad (12)$$

设第 α 种离子所带的电荷数为 q_α , 质量为 M_α ($\alpha = 1, 2, \dots, P$). 假定鞘层边界处单位电荷获得能量为 E , 且离子温度很低 ($T_i \ll E$), 则该处该种离子能量可以近似写为 $q_\alpha E = \frac{1}{2} M_\alpha v_{\alpha 0}^2$, 其中 $v_{\alpha 0}$ 为鞘层边界该种入射离子的速度. 假设离子进入鞘层后, 自由地打到壁面上, 则该离子在鞘层中的速度 v_α 可以通过能量守恒方程 $\frac{1}{2} M_\alpha v_\alpha^2 + q_\alpha e\phi = \frac{1}{2} M_\alpha v_{\alpha 0}^2$ 得到, 将 v_α 代入到连续性方程 $n_{i\alpha} v_\alpha = n_{i\alpha 0} v_{\alpha 0}$ 可以得到

$$\begin{aligned}
 n_{i\alpha} &= n_{i\alpha 0} \left(\frac{E}{E - e\phi} \right)^{1/2} \\
 &= \kappa_\alpha n_0 \left(\frac{E}{E - e\phi} \right)^{1/2} \quad (\alpha = 1, \dots, P).
 \end{aligned}$$

其中 κ_α 为鞘层边界处第 α 种离子密度所占总离子密度的比例, 显然有 $\sum_{\alpha=1}^P \kappa_\alpha = 1$, 且 $n_i = \sum_{\alpha=1}^P n_{i\alpha} = n_0 \left(\frac{E}{E - e\phi} \right)^{1/2}$.

出射电子服从 Maxwell 分布 (如 (5) 式所示), 垂直于壁面方向的平均动能为 $aT_{e\perp}$. 由壁面电子流为 0, 即 $\int_0^\infty V_0 f_0(V_0) dV_0 = \frac{\Gamma}{1 - \Gamma} \sum_{\alpha=1}^P n_{i\alpha 0} v_{\alpha 0}$, 可得

$$N = \sqrt{4\pi} n_0 \frac{\Gamma}{1 - \Gamma} \left(\sum_{\alpha=1}^P \kappa_\alpha \sqrt{\frac{q_\alpha m_e}{M_\alpha}} \right) \left(\frac{E}{2akT_{e\perp}} \right)^{1/2}.$$

根据鞘层空间电势的变化特点, 可以把鞘层划分为三种形态^[6, 24], 分别为经典鞘层 ($\Gamma < \Gamma_c$)、临界空间电荷饱和鞘层 ($\Gamma = \Gamma_c$) 和空间电荷饱和鞘层 ($\Gamma > \Gamma_c$). 不同鞘层形态下的鞘层电势形貌如图 3 所示. 当 $\Gamma \leq \Gamma_c$ 时, 鞘层电势在指向壁面方向上单调降低, 壁面处电势最低. 而当 $\Gamma > \Gamma_c$ 时, 鞘层电势在壁面附近发生反转, 最低电势点脱离壁面. 下面就这两种情况给出鞘层特性的计算过程.

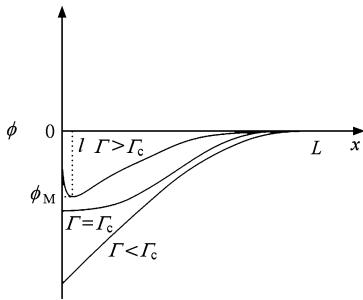


图 3 不同鞘层形态下的鞘层电势分布示意图 壁面位于 $x=0$ 处, 半空间 $x>0$ 充满等离子体, 鞘层边界位于 $x=L$. 当 $\Gamma > \Gamma_c$ 时, 电势最低点位于 $x=l$, 且最低电势值为 ϕ_M

2. 3. 1. 经典及临界空间电荷饱和鞘层 ($\Gamma \leq \Gamma_c$)

由出射电子在垂直方向上的能量守恒方程 $\frac{1}{2} m_e V_x^2 + e\phi = \frac{1}{2} m_e V_0^2 + e\phi_0$, 以及关系式^[24] $f_x(V_x) = f_0(V_0)$, 可得

$$\begin{aligned}
 n_{ew} &= \int_{\sqrt{\frac{2e(\phi - \phi_0)}{m_e}}}^\infty f_x(V_x) dV_x \\
 &= \int_{\sqrt{\frac{2e(\phi - \phi_0)}{m_e}}}^\infty f_0 \left(\sqrt{V_x^2 - \frac{2e(\phi - \phi_0)}{m_e}} \right) dV_x \\
 &= \frac{N}{2} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{e(\phi - \phi_0)}{2akT_{e\perp}}} \right) \exp \left(\frac{e(\phi - \phi_0)}{2akT_{e\perp}} \right),
 \end{aligned}$$

其中补误差函数 $\operatorname{erfc}(y)$ 定义为

$$\operatorname{erfc}(y) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-t^2} dt.$$

为简化方程, 引入下列无量纲量:

$$\hat{\phi} = \frac{e\phi}{T_{e\perp}}, \hat{E} = \frac{E}{T_{e\perp}}, \xi = \frac{x}{\lambda_D}, \hat{L} = \frac{L}{\lambda_D},$$

其中 $\lambda_D = (T_{e\perp}/4\pi e^2 n_0)^{1/2}$, 则 Poisson 方程可表示为

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2 \hat{\phi}}{d\xi^2} &= (1 - B \hat{E}) e^{\hat{\phi}} + A \hat{E} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\hat{\phi} - \hat{\phi}_0} \right) e^{\hat{\phi}} \\
 &\quad - \left(1 - \frac{\hat{\phi}}{\hat{E}} \right)^{-1/2},
 \end{aligned}$$

其中,

$$A = M \sqrt{\pi} \frac{\Gamma}{1 - \Gamma} e^{-\hat{\phi}_0},$$

$$M = \sum_{\alpha=1}^P \kappa_\alpha \sqrt{\frac{q_\alpha m_e}{M_\alpha}},$$

$$B = A \operatorname{erfc} \left(\sqrt{-\hat{\phi}_0} \right),$$

$$\hat{\phi} = \frac{\hat{\phi}}{2a}, \hat{\phi}_0 = \frac{\hat{\phi}_0}{2a}, \hat{E} = \left(\frac{\hat{E}}{2a} \right)^{1/2}.$$

将上式乘以 $d\hat{\phi}/d\xi$ 后从 $\hat{L}$ 到 ξ 积分得到关于 $\left(\frac{d\hat{\phi}}{d\xi} \right)^2$ 的表达式

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{2} \left(\frac{d\hat{\phi}}{d\xi} \right)^2 &= 2\hat{E} \left[\left(1 - \frac{\hat{\phi}}{\hat{E}} \right)^{1/2} - 1 \right] + [1 - B \hat{E}] (e^{\hat{\phi}} - 1) \\
 &\quad + 2aA \hat{E} \left[e^{\hat{\phi}} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\hat{\phi} - \hat{\phi}_0} \right) - \frac{B}{A} \right. \\
 &\quad \left. + \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{\hat{\phi}_0} \left(\sqrt{\hat{\phi} - \hat{\phi}_0} - \sqrt{-\hat{\phi}_0} \right) \right].
 \end{aligned}$$

可根据稳态鞘层的两个基本条件获得确定 $\hat{E}$ 和 $\hat{\phi}_0$ 的两个方程. 由壁面总电流为零得到

$$(1 - B\hat{E})e^{\hat{\phi}_0} = (M + \gamma)(4\pi\hat{E})^{1/2}, \quad (13)$$

其中 $\gamma = \frac{I}{1-I}M$; 由鞘层边界上满足电中性条件, 即当 $x \rightarrow L$ 时, $n_i \geq n_{ep} + n_{ew}$ 且 $\phi \rightarrow 0$, 则

$$\hat{E} = \frac{1}{2} + B(2a - 1)\left(\frac{\hat{E}}{2a}\right)^{3/2} - \gamma \frac{\hat{\phi}_0}{2a} \left(-\frac{\hat{E}}{\hat{\phi}_0}\right)^{3/2}. \quad (14)$$

联立(13)和(14)式, 可以得到 $\hat{E}$ 和 $\hat{\phi}_0$ 的精确解. 而当 M 很小时, 可得 $\hat{E}$ 和 $\hat{\phi}_0$ 的近似解

$$\hat{\phi}_0 = -\ln\left[\frac{1-I}{2\pi M}\right],$$

$$\hat{E} = \frac{1}{2}. \quad (15)$$

从上式可以看出: 离子所带的电荷数 q_a 越大, 离子进入鞘层的能量就越大; 二次电子发射导致了鞘层电势降的减少. 当二次电子发射系数 $\Gamma \rightarrow 1$ 时, 近似解不存在. 实际上在二次电子发射系数增大到 1 之前出现了一个新的重要物理现象.

由(14)式壁面电场 $(d\hat{\phi}/d\xi)_0$ 可整理为

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\left(\frac{d\hat{\phi}}{d\xi}\right)_0^2 &= 2\hat{E}\left[\left(1 - \frac{\hat{\phi}_0}{\hat{E}}\right)^{1/2} - 1\right] \\ &+ \frac{\sqrt{\pi}(a - \hat{E})e^{-\hat{\phi}_0}B/A + \hat{E}}{\sqrt{\pi}(2a - 1)e^{-\hat{\phi}_0}B/A + C} \sqrt{\frac{1}{-\hat{\phi}_0}} \\ &\times \frac{1}{\hat{E}}[e^{\hat{\phi}_0} - 1] \\ &+ \frac{\sqrt{\pi}2a^2(2\hat{E} - 1)e^{-\hat{\phi}_0}}{\sqrt{\pi}(2a - 1)e^{-\hat{\phi}_0}B/A + C} \sqrt{\frac{1}{-\hat{\phi}_0}} \\ &\times \frac{1}{\hat{E}}\left[\left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{-\hat{\phi}_0}\right)e^{\hat{\phi}_0} - B/A\right]. \end{aligned}$$

我们可以通过近似解(15)式来研究该方程的一些特性:

$$\frac{1}{2}\left(\frac{d\hat{\phi}}{d\xi}\right)_0^2 \approx (1 - 2\hat{\phi}_0)^{1/2} - 2.$$

可见, 随着发射系数 Γ 向 1 逐渐增加, 鞘层电势降 $|\hat{\phi}_0|$ 以及壁面电场都降低. 当 $\hat{\phi}_0 \approx -\frac{3}{2}$, 且 $\Gamma = \Gamma_c$ 时, 壁面处电场为 0, 其中 Γ_c 接近并小于 1. 当 $\Gamma >$

Γ_c 时, 鞘层电势 $\hat{\phi}$ 在鞘层空间不再是单调变化, 壁面附近会出现一个电势降把部分出射电子吸引回壁面, 使得二次电子发射系数趋向于 Γ_c . 这种条件下的发射电流满足空间电荷饱和^[6].

为了求 Γ_c 的精确解, 将方程(14)代入方程(13), 得到

$$\begin{aligned} &\frac{\sqrt{\pi}(a - \hat{E}_c)e^{-\hat{\phi}_{0c}}B/A + \hat{E}_c}{\sqrt{\pi}(2a - 1)e^{-\hat{\phi}_{0c}}B/A + C} \sqrt{\frac{1}{-\hat{\phi}_{0c}}} \frac{1}{\hat{E}_c} e^{\hat{\phi}_{0c}} \\ &= M \sqrt{4\pi\hat{E}_c} + \frac{a/\sqrt{8a}}{\sqrt{\pi}(2a - 1)e^{-\hat{\phi}_{0c}}B/A + C} \sqrt{\frac{1}{-\hat{\phi}_{0c}}} \frac{1}{\hat{E}_c}, \end{aligned} \quad (16)$$

由 $(d\hat{\phi}/d\xi)_0 = 0$ 得到

$$\begin{aligned} 0 &= 2\hat{E}_c \left[\left(1 - \frac{\hat{\phi}_{0c}}{\hat{E}_c}\right)^{1/2} - 1 \right] \\ &+ \frac{\sqrt{\pi}(a - \hat{E}_c)e^{-\hat{\phi}_{0c}}B/A + \hat{E}_c}{\sqrt{\pi}(2a - 1)e^{-\hat{\phi}_{0c}}B/A + C} \sqrt{\frac{1}{-\hat{\phi}_{0c}}} \frac{e^{\hat{\phi}_{0c}} - 1}{\hat{E}_c} \\ &+ \frac{\sqrt{\pi}2a^2(2\hat{E}_c - 1)e^{-\hat{\phi}_{0c}}}{\sqrt{\pi}(2a - 1)e^{-\hat{\phi}_{0c}}B/A + C} \sqrt{\frac{1}{-\hat{\phi}_{0c}}} \\ &\times \frac{1}{\hat{E}_c} \left[\left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}}\sqrt{-\hat{\phi}_{0c}}\right)e^{\hat{\phi}_{0c}} - \frac{B}{A} \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

联立(16), (17)式, 对特定的等离子体和出射电子能量系数 a , 可计算 $\hat{\phi}_{0c}$ 和 $\hat{E}_c$ 的精确解, 代入(14)式可求出 Γ_c .

2.3.2. 空间电荷饱和鞘层 ($\Gamma > \Gamma_c$)

当 $\Gamma > \Gamma_c$ 时, 空间电荷饱和鞘层的电势分布如图 3 所示. 此时, 壁面发射的电子一部分被反射回壁面, 余下的具有较高能量的出射电子才能克服近壁势垒进入 $x > l$ 区域. 在 $x > l$ 区域, 根据文献[25], 或由出射电子能量守恒方程 $\frac{1}{2}mV_x^2 + e\phi = \frac{1}{2}mV_0^2 + e\phi_0$, 以及关系式^[24] $f_x(V_x) = f_0(V_0)$, 可得

$$\begin{aligned} n_{ew} &= \int_{\sqrt{\frac{2e(\phi - \phi_M)}{m_e}}}^{\infty} f_x(V_x) dV_x \\ &= \int_{\sqrt{\frac{2e(\phi - \phi_M)}{m_e}}}^{\infty} f_0\left(\sqrt{V_x^2 - \frac{2e(\phi - \phi_0)}{m_e}}\right) dV_x \\ &= \frac{N}{2} \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{e(\phi - \phi_M)}{2akT_{e\perp}}}\right) \exp\left(\frac{e(\phi - \phi_0)}{2akT_{e\perp}}\right). \end{aligned}$$

在 $x < l$ 区域, 由于近壁势垒的作用, 部分出射电子被反射回壁面, 将被反射的指向壁面的电子密度折算到 n_{ep} 中 (考虑到 (12) 式使得 n_{ep} 大于真实值), 可近似认为出射电子密度 n_{ew} 仍满足上式.

引入无量纲量 $\hat{\phi}, \hat{E}$ 和 ξ , Poisson 方程可表示为

$$\frac{d^2 \hat{\phi}}{d\xi^2} = (1 - B_M \hat{E}) e^{\hat{\phi}} + A \hat{E} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\hat{\phi} - \hat{\phi}_M} \right) e^{\hat{\phi}} - \left(1 - \frac{\hat{\phi}}{\hat{E}} \right)^{-1/2},$$

其中 $B_M = A \operatorname{erfc} \left(\sqrt{-\hat{\phi}_M} \right)$, $\hat{\phi}_M = \frac{\hat{\phi}_M}{2a}$. 将上式乘以 $d\hat{\phi}/d\xi$ 后从 $\hat{L}$ 到 ξ 积分得到关于 $\left(\frac{d\hat{\phi}}{d\xi} \right)^2$ 的表达式

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \left(\frac{d\hat{\phi}}{d\xi} \right)^2 = & 2\hat{E} \left[\left(1 - \frac{\hat{\phi}}{\hat{E}} \right)^{1/2} - 1 \right] \\ & + [1 - B_M \hat{E}] (e^{\hat{\phi}} - 1) \\ & + 2aA \hat{E} \left[e^{\hat{\phi}} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\hat{\phi} - \hat{\phi}_M} \right) - \frac{B_M}{A} \right. \\ & \left. + \frac{2}{\pi} e^{\hat{\phi}_M} \left(\sqrt{\hat{\phi} - \hat{\phi}_M} - \sqrt{-\hat{\phi}_M} \right) \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

下面将根据稳态鞘层的两个基本条件获得确定 $\hat{E}$ 和 $\hat{\phi}_0$ 的两个方程. 由壁面总电流为零得到

$$\begin{aligned} (1 - B_M \hat{E}) e^{\hat{\phi}_0} + 2 \sqrt{2aA} \hat{E} (e^{\hat{\phi}_0} - e^{\hat{\phi}_M}) \\ = (M + \gamma) (4\pi \hat{E})^{1/2}. \end{aligned} \quad (19)$$

由鞘层边界上满足电中性条件, 即当 $x \rightarrow L$ 时, $n_i \geq n_{ep} + n_{ew}$ 且 $\phi \rightarrow 0$, 则

$$\begin{aligned} \hat{E} = \frac{1}{2} + B_M (2a - 1) \left(\frac{\hat{E}}{2a} \right)^{3/2} \\ - \gamma \frac{\hat{\phi}_M}{2a} \exp(\hat{\phi}_M - \hat{\phi}_0) \left(-\frac{\hat{E}}{\hat{\phi}_M} \right)^{3/2}. \end{aligned} \quad (20)$$

在电势最低点 $x = l$ 处, $\hat{\phi}(l) = \hat{\phi}_M$ 且 $d\hat{\phi}/d\xi|_{x=l} = 0$, 代入 (18) 式可得

$$\begin{aligned} 0 = & 2\hat{E} \left[\left(1 - \frac{\hat{\phi}_M}{\hat{E}} \right)^{1/2} - 1 \right] + [1 - B_M \hat{E}] (e^{\hat{\phi}_M} - 1) \\ & + 2aA \hat{E} \left[e^{\hat{\phi}_M} - \frac{B_M}{A} - \frac{2}{\pi} \sqrt{-\hat{\phi}_M} e^{\hat{\phi}_M} \right]. \end{aligned} \quad (21)$$

对于给定的二次电子发射系数 $\Gamma > \Gamma_c$ 和出射电子能量系数 a , 联立 (19) — (21) 式, 可得 $\hat{E}, \hat{\phi}_0$ 和 $\hat{\phi}_M$

的精确解.

3. 计算结果

根据实验结果^[11], 高放电电压下霍尔推力器中的 $X_e^+, X_e^{2+}, X_e^{3+}, X_e^{4+}$ 离子电流之比约为 $I_1 : I_2 : I_3 : I_4 = 62\% : 20\% : 13\% : 5\%$, 四种离子所带的电荷数分别为 $q_\alpha = \alpha (\alpha = 1, 2, 3, 4)$. 设加速电压为 ΔU , 由离子电流的近似方程 $I_\alpha = q_\alpha \kappa_\alpha n_0 \sqrt{\frac{2q_\alpha \Delta U}{M_\alpha}}$, 可得 $\kappa_1 : \kappa_2 : \kappa_3 : \kappa_4 = 85.88\% : 9.79\% : 3.46\% : 0.87\%$, 把以该比例组成的等离子体称作多价态氙等离子体. 下面以纯一价氙等离子体、多价态氙等离子体和纯四价氙等离子体为例, 研究出射电子能量系数对鞘层特性和壁面电子流的影响.

3.1. 经典鞘层 $\Gamma < \Gamma_c$

由于氙原子的质量远大于电子的质量, 所以对于二次电子发射系数 $\Gamma < \Gamma_c$ 的情形, 鞘层参数可近似为 (15) 式, 即可以忽略电子温度各向异性对鞘层参数的影响. (15) 式表明, 带单电荷的离子进入鞘层的能量 $\hat{E}$ 与二次电子发射系数无关, 且恒等于 $T_{e\perp}/2$. 而壁面电势 $\hat{\phi}_0$ 则与 Γ 以及参数 M 有关. 计算结果表明 (如图 4(a) 所示), 相比于一价氙等离子体, 纯四价氙等离子体可以显著增加壁面电势, 降低近壁入射电子流. 但对于多价态氙等离子体, 其鞘层参数和纯一价氙等离子体接近.

设 F_{ew1}, F_{ew4} 和 F_{ewM} 分别为一价氙等离子体、四价氙等离子体和多价态氙等离子体壁面入射电子流. 易得 $F_{ew4} = 2F_{ew1}$, $F_{ewM} = \sum_{\alpha=1}^4 \kappa_\alpha \sqrt{q_\alpha} F_{ew1} = 1.0746 F_{ew1}$. 因此, 相比于一价的氙等离子体, 霍尔推力器中典型的多价态氙等离子体对近壁电子流影响较小, 但随着高价态氙离子成分的增加, 近壁电子流逐渐增加.

图 4(b) 显示了纯一价氙等离子体不同二次电子发射系数对应的鞘层电势的空间分布. 随着二次电子发射系数 Γ 的增加, 壁面电势逐渐增加, 鞘层中的电场趋于平缓, 且当二次电子发射系数增加到 $\Gamma_c = 0.9859$ 时, 壁面处电场降低为零.

3.2. 临界空间电荷饱和鞘层 ($\Gamma = \Gamma_c$)

不同出射电子能量系数下, 霍尔推力器多组分

等离子体空间电荷饱和鞘层临界参数与单组分的一价、四价氙离子等离子体空间电荷饱和鞘层临界参数的对比如图 5 所示. 可以看出, 多组分等离子体的空间电荷饱和鞘层临界参数介于两种单组分参

数之间, 并且壁面电势和鞘层边界处离子能量基本不变. 多组分等离子体临界二次电子发射系数低于单组分一价氙等离子体大约 0.001, 且高于单组分四价氙等离子体大约 0.01.

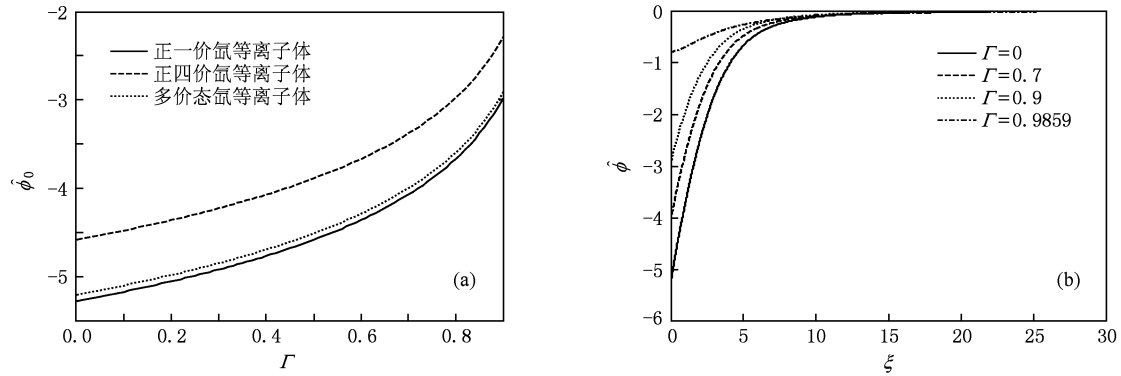


图4 (a) 纯一价氙、纯四价氙等离子体和霍尔推力器中的混合多价态氙等离子体壁面电势 $\hat{\phi}_0$ 随二次电子发射系数 Γ 的变化关系; (b) 不同二次电子发射系数下纯一价氙等离子体鞘层电势 $\hat{\phi}$ 的空间分布. 计算中统一取 $a = 0.05$

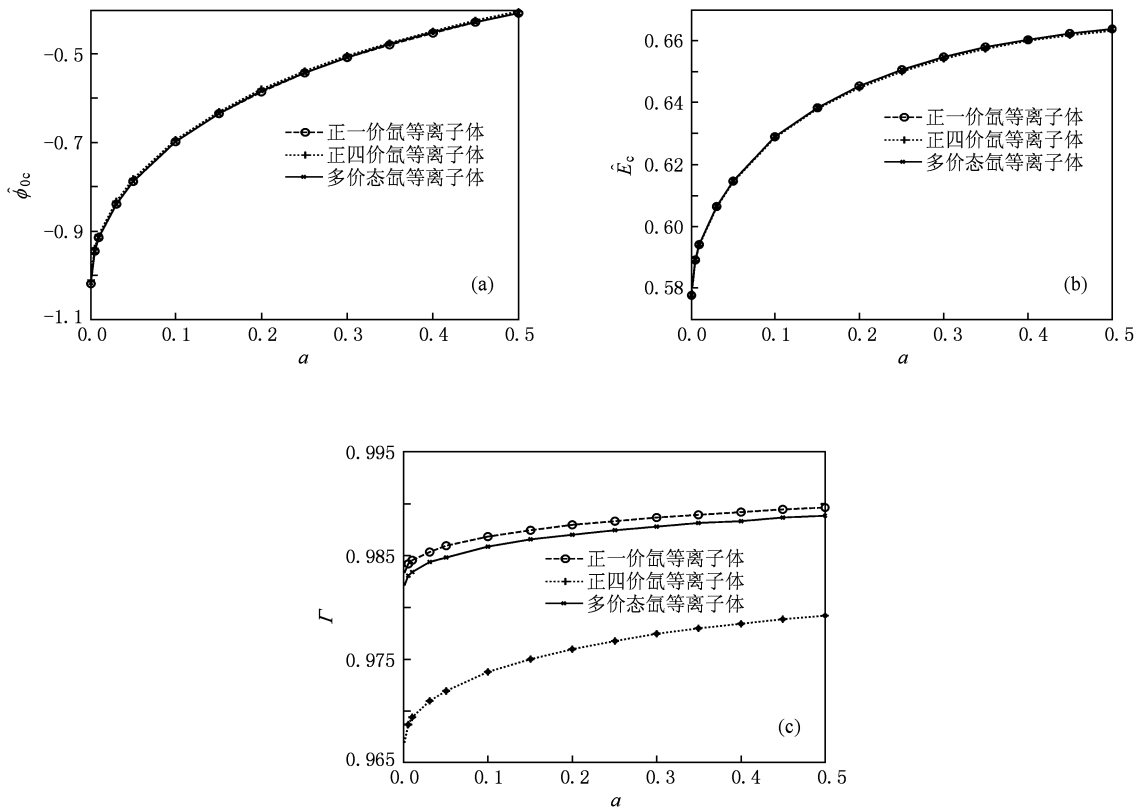


图5 纯一价氙、纯四价氙等离子体和霍尔推力器中的混合多价态氙等离子体空间电荷饱和鞘层临界参数随出射电子能量系数的演化关系 (a) 壁面电势 $\hat{\phi}_{0c}$, (b) 鞘层边界离子能量 $\hat{E}_c$, (c) 临界二次电子发射系数 Γ_c .

临界空间电荷饱和条件下, 高放电电压霍尔推力器中的多价态氙等离子体鞘层参数与纯一价氙

等离子体相近. 通过曲线拟合的方法, 得到纯一价氙等离子体空间电荷饱和鞘层参数随出射电子能

量系数变化的关系式为

$$\begin{aligned}\hat{\phi}_{0c} &= -0.2331\exp(-25.06a) \\ &\quad - 0.7604\exp(-1.296a), \\ \hat{E}_c &= 0.6438\exp(0.06156a) \\ &\quad - 0.05999\exp(-12.33a), \\ \Gamma_c &= 0.9871\exp(0.005114a) \\ &\quad - 0.003351\exp(-14.91a). \quad (22)\end{aligned}$$

于是对于正一价氙等离子体的情形,可以得到考虑电子温度各向异性和出射电子能量系数时 BN 绝缘壁面鞘层参数的计算流程:1)由(3)式计算总二次电子发射系数 Γ ,由(10)式计算各向同性条件下的出射电子能量系数 a_0 ,并代入(4)式计算各向异性条件下的出射电子能量系数 a ;将 a 代入(22)式计算临界二次电子发射系数 Γ_c ;2)判断,若 $\Gamma < \Gamma_c$,则鞘层为经典鞘层,鞘层参数满足(15)式;若 $\Gamma \geq \Gamma_c$,则鞘层进入空间电荷饱和状态,鞘层参数满足(22)式.

3.3. 空间电荷饱和鞘层 ($\Gamma > \Gamma_c$)

数值计算表明,当 $\Gamma > \Gamma_c$ 时,推力器中的多价态等离子体对鞘层参数和近壁电子流影响较小,且与纯一价氙等离子体鞘层参数相近.为了研究电子分布函数各向异性对空间电荷饱和鞘层的影响,对纯一价氙等离子体,由于临界二次电子发射系数 $\Gamma_c < 0.99$ (如图 6(c) 所示),取 $\Gamma = 0.99$ 和 $\Gamma = 0.999$ 两种情况,计算了空间电荷饱和鞘层稳态参数随出射电子能量系数 a 的变化关系,如图 6(a), (b) 所示.可以看出,随着壁面二次电子发射系数 Γ 增加,壁面电势 $\hat{\phi}_0$ 随之增加,而最低电势 $\hat{\phi}_M$ 随出射电子能量系数 a 的变化则没有一致的规律.对于二次电子发射系数足够大的情形 ($\Gamma = 0.999$),若 a 大于某一值时,壁面电势 $\hat{\phi}_0 > 0$. 鞘层边界处离子能量 $\hat{E}$ 随出射电子能量系数 a 单调增加,并且二次电子发射系数 Γ 越大, $\hat{E}$ 越大.

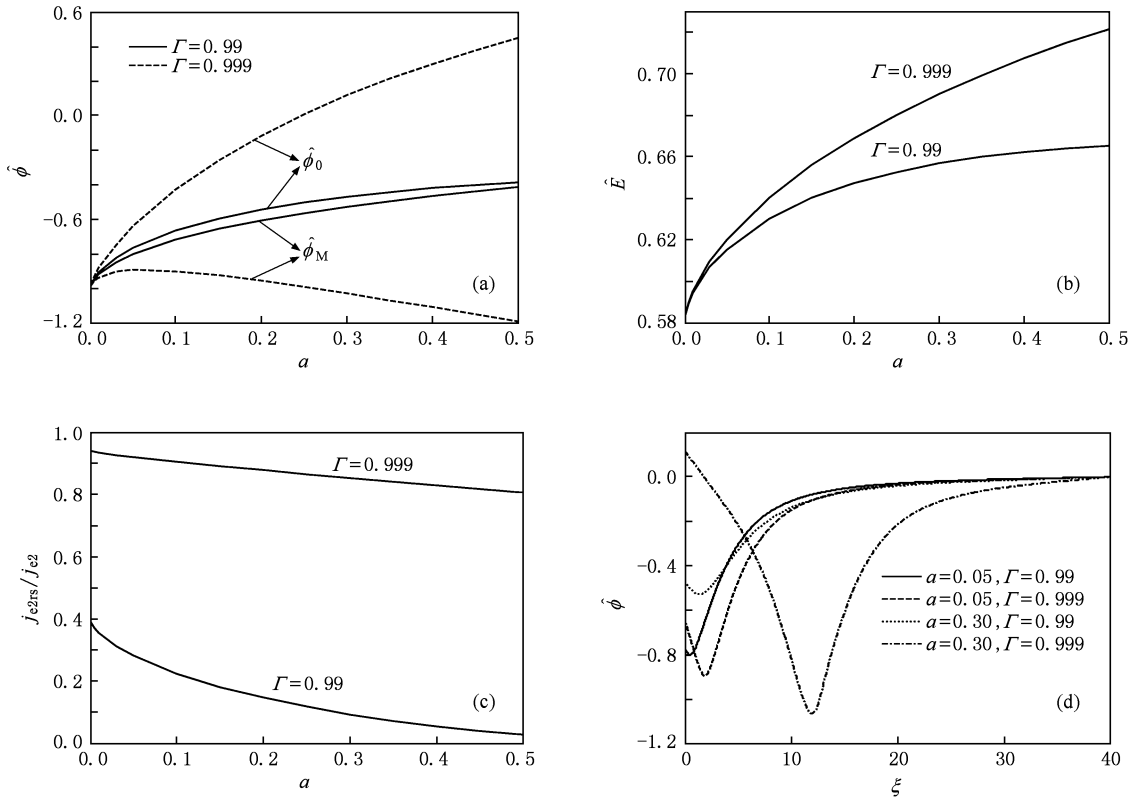


图6 二次电子发射系数 Γ 分别取 0.99 和 0.999 时,一价氙等离子体稳态鞘层参数随出射电子能量系数的变化关系

(a) 壁面电势 $\hat{\phi}_0$ 和最低电势 $\hat{\phi}_M$, (b) 鞘层边界离子能量 $\hat{E}$, (c) 出射电子被反射通量与出射电子通量之比 j_{e2rs}/j_{e2} , (d) 鞘层电势的空间分布

如图 6(c) 所示,出射电子被反射通量与出射电子通量之比为 j_{e2rs}/j_{e2} . 随着二次电子发射系数的增

加, j_{e2rs}/j_{e2} 增加显著,且当 $\Gamma = 0.999$ 时,大于 80% 的出射电子被鞘层反射回壁面. 其中,

$$\begin{aligned}
 j_{e2rs} &= \int_0^{\sqrt{\frac{2e(\phi_0 - \phi_M)}{m}}} V_0 f_0(V_0) dV_0 \\
 &= n_0 \sqrt{4\pi} \frac{\Gamma}{1 - \Gamma} \left(\frac{m_e}{M} \right)^{1/2} \left(\frac{E}{2akT_e} \right)^{1/2} \\
 &\quad \times \left(1 - \exp\left(-\frac{e(\phi_0 - \phi_M)}{2akT_e} \right) \right) \left(\frac{akT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2}, \\
 j_{e2} &= \frac{\Gamma}{1 - \Gamma} n_0 \left(\frac{2E}{M} \right)^{1/2}.
 \end{aligned}$$

在二次电子发射系数 Γ 分别取 0.99 和 0.999 时,鞘层电势的空间分布如图 6(d) 所示. 可以看出, 对于恒定的 Γ , 随着电子温度各向异性程度的加深 (即出射电子能量系数 a 增大), 电势最低点向远离壁面方向移动. 对于恒定的 a , 随着 Γ 的增加, 电势最低点也向着远离壁面方向移动, 并且壁面电势 $\hat{\phi}_0$ 相应增大, 最低电势 $\hat{\phi}_M$ 则相应减小.

4. 结 论

本文建立了多离子组分的霍尔推力器等离子体一维稳态流体鞘层模型, 考虑了等离子体电子温度各向异性和出射电子分布函数. 对于霍尔推力器高放电电压下出现的多价态氙等离子体, 分析了电子温度各向异性和出射电子平均动能对 BN 绝缘壁面鞘层特性和近壁电子流的影响. 计算结果表明, 多价态混合氙等离子体对鞘层参数和壁面电子流

影响不大, 可以近似为纯一价氙等离子体鞘层参数. 对于纯一价氙等离子体, 霍尔推力器中的电子温度各向异性现象可以显著地提高出射电子能量系数并改变鞘层参数和近壁电子流: 1) 当 $\Gamma < \Gamma_c$ 时, 电子温度各向异性对无量纲鞘层参数和近壁电子流影响较小; 2) 对于 $\Gamma = \Gamma_c$ 的临界情况, 随着电子温度各向异性系数 K 的增加, 出射电子能量系数随之增加, 造成壁面电势 $\hat{\phi}_0$ 和鞘层边界处离子能量 $\hat{E}_c$ 显著增加, 临界二次电子发射系数 Γ_c 则略有提高; 3) 当 $\Gamma > \Gamma_c$ 时, 随着电子温度各向异性系数 K 的增加, 壁面电势 $\hat{\phi}_0$ 和鞘层边界处离子能量 $\hat{E}$ 单调增加, 并且二次电子发射系数 Γ 越大, $\hat{\phi}_0$ 和 $\hat{E}$ 均越大. 而电子温度各向异性对鞘层最低电势 $\hat{\phi}_M$ 的影响没有一致的规律, 且当 Γ 较小时 (如 $\Gamma = 0.99$), 随着 K 的增加电势 $\hat{\phi}_M$ 单调增加, 但当 Γ 较大时 ($\Gamma = 0.999$), 随着 K 的增加电势 $\hat{\phi}_M$ 先增加后降低. 需要指出的是, 空间电荷饱和机制下, 随着二次电子发射系数的增加, 大量的出射电子流被反射回壁面, 如当 $\Gamma = 0.999$ 时, 大于 80% 的出射电子被鞘层反射回壁面. 数值结果表明, 电子温度各向异性对鞘层空间电势分布形貌影响显著: 当 Γ 一定时, 在空间电荷饱和机制下, 随着电子温度各向异性程度的加深 (即出射电子能量系数 a 增大), 电势最低点向远离壁面方向移动.

- [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] Raites Y, Ashkenazy J, Appelbaum G 1997 *25th International Electric Propulsion conference* Cleveland OH, May 26—29, 1997 p56
- [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** 1844 (in Chinese) [于达仁、张凤奎、李 鸿、刘 辉 2009 物理学报 **58** 1844]
- [6] Hobbs G D, Wesson J A 1967 *Plasma Phys.* **9** 85
- [7] Schwager L A 1993 *Phys. Fluids B* **5** 631
- [8] Sydorenko D, Smolyakov A, Kaganovich I, Raites Y 2006 *Phys. Plasmas* **13** 014501
- [9] Sydorenko D, Smolyakov A, Kaganovich I, Raites Y 2006 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 815
- [10] Barral S, Makowski K, Peradzynski Z, Gascon N, Dudeck M 2003 *Phys. Plasmas* **10** 4137
- [11] Linnell J A, Gallimore A D 2005 *41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit* Tucson Arizona, July 10—13, 2005 p3683
- [12] Raites Y, Smirnov A, Staack D, Fisch N J 2006 *Phys. Plasmas* **13** 014502
- [13] Taccogna F, Longo S, Capitelli M 2005 *Phys. Plasmas* **12** 093506
- [14] Fife J M 1998 *Ph. D. Thesis* (Massachusetts Institute of Technology)
- [15] Keidar M, Boyd I, Beilis I I 2001 *Phys. Plasmas* **8** 5315
- [16] Garrigues L, Hagelaar G J M, Boniface C, Boeuf J P 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 123301
- [17] Kaganovich I, Misina M, Berezhnoi S V, Gijbels R 2000 *Phys. Rev. E* **61** 1875
- [18] Zou X, Liu J Y, Wang Z X, Gong Y, Liu Y, Wang X G 2004

- Acta Phys. Sin.* **53** 3409 (in Chinese) [邹秀、刘金远、王正涵、宫野、刘悦、王晓钢 2004 物理学报 **53** 3409]
- [19] Zou X 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1907 (in Chinese) [邹秀 2006 物理学报 **55** 1907]
- [20] Rodney J, Vaughan M 1989 *IEEE Trans. Electron Devices* **36** 1963
- [21] Morozov A I, Savelyev V V 2001 *Reviews of Plasma Physics* (Volume 21) (New York: Consultants Bureau) p241
- [22] Taccogna F, Longo S, Capitelli M 2004 *Vacuum* **73** 89
- [23] Ahedo E, De Pablo V 2007 *Phys. Plasmas* **14** 083501
- [24] Morozov A I, Savelyev V V 2004 *Plasma Phys. Rep.* **30** 299
- [25] Wang D Y, Ma J X, Li Y R, Zhang W G 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 8432 (in Chinese) [王道泳、马锦秀、李毅人、张文贵 2009 物理学报 **58** 8432]

Effect of electron temperature anisotropy on BN dielectric wall sheath characteristics in Hall thrusters^{*}

Yu Da-Ren¹⁾ Qing Shao-Wei^{1)†} Wang Xiao-Gang²⁾ Ding Yong-Jie¹⁾ Duan Ping³⁾

¹⁾ (School of Energy Science and Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

²⁾ (State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

³⁾ (Dalian Maritime University, Dalian 116026, China)

(Received 21 March 2010; revised manuscript received 15 April 2010)

Abstract

The effect of electron temperature anisotropy on BN dielectric wall sheath characteristics in Hall thruster plasma is studied by using a one-dimensional fluid sheath model with the help of emitted electron velocity distribution and multi-species mixed ion effects. Analytic results show that, in comparison with that of a pure univalent xenon plasma, the sheath potential drop and the critical secondary electron emission coefficient are decreased in mixed valence xenon plasmas, while the primary electron flux at the wall is increased. The electron temperature anisotropy in Hall thrusters thus significantly enhances the electron energy emission coefficient, and further reduces the sheath potential drop while intensifies the electron-wall interaction. Numerical results also indicate that the electron temperature anisotropy influences the potential distribution of space charge saturated sheath remarkably.

Keywords: Hall thruster, electron temperature anisotropy, space charge saturated sheath

PACS: 52.40. Kh, 52.75. Di, 52.27. Cm, 52.25. Tx

^{*} Project supported by the National Science Found for Distinguished Young Scholars of China (Grant No. 50925625), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10975026) and the Scientific Research Foundation of the Higher Education Institutions of Liaoning Education Bureau, China (Grant No. 2009A047).

[†] Corresponding author. E-mail: qshaowei@gmail.com