

电子非广延分布的多离子磁化等离子体鞘层特性*

陈龙 檀聪琦 崔作君 段萍† 安宇豪 陈俊宇 周丽娜

(大连海事大学理学院, 大连 116026)

(2023 年 9 月 8 日收到; 2023 年 12 月 19 日收到修改稿)

等离子体磁化鞘层在半导体加工、材料表面改性、薄膜沉积等方面都发挥着重要作用. 在等离子体实验和放电应用中, 常存在由两种以上离子组成的多离子等离子体; 对于长程相互作用的等离子体系统, 非麦克斯韦分布的电子可通过 Tsallis 的非广延分布来描述. 本文针对多离子等离子体鞘层建立一维空间坐标三维速度坐标的流体模型, 假设鞘层中电子速度服从非广延分布, 本底氦离子和不同种类的杂质离子在有一定倾斜角度的磁场中被磁化, 通过数值模拟探究了非广延参量、杂质离子及斜磁场对多离子磁鞘中离子的数密度、速度、壁面电势和离子动能等物理量的影响. 结果表明, 在氦氩或氦氙混合等离子体鞘层中, 随着非广延参量增大, 离子沿垂直壁方向的速度减小, 鞘层中离子、电子数密度均减小, 鞘层厚度减小, 壁面处离子动能减小; 当杂质离子浓度增大时, 壁面处离子动能与离子种类无关. 随着磁场强度的增大, 氦离子数密度和沿垂直壁方向的速度在鞘边出现起伏, 且波动幅度随着非广延参量的减小而增大, 而重离子则无明显的波动. 此外, 还分析了杂质离子种类和浓度对鞘层相关特性的影响.

关键词: 多离子等离子体, 非广延分布, 磁化鞘层, 玻姆判据

PACS: 52.25.Xz, 52.40.Hf, 52.40.Kh

DOI: 10.7498/aps.73.20231452

1 引言

在等离子体发生装置中, 由于电子的运动速度远大于离子, 器壁上会累积大量负电荷, 正电荷则会聚集在器壁附近形成正空间电荷层, 这个非中性区域被称为等离子体鞘层^[1], 其厚度相当于十几个电子德拜长度. 自 1929 年 Langmuir^[2] 首次提出鞘层概念以来, 鞘层就成为等离子体物理学中的一个重要研究热点, 其特性广泛应用于各行业, 如等离子体材料表面改性^[3-5]、探针测量^[6]、薄膜沉积^[7]和离子体蚀刻^[8-10]等方面, 等离子体鞘层中的电场分布、带电粒子的密度分布、鞘层厚度以及入射到待加工工件表面上的粒子能量分布等都直接影响等离子体蚀刻和膜沉积的工艺质量^[11,12].

等离子体鞘层由大量带电粒子组成, 在以往鞘

层的研究中通常采用统计力学的方法描述电子, 通常借助 Boltzmann-Gibbs(BG) 统计, 假设鞘层中电子、离子都处于热平衡状态, 电子服从麦克斯韦分布, 但经典统计力学并不适用于所有情况, 当系统的熵不等于子系统熵函数的和, 那么熵函数的广延性就被破坏. 如长程相互作用、一维耗散系统、纯电子等离子体系统等^[13-17] 超出了统计力学的适用范围, 对于上述的情况, 1988 年, Tsallis^[18,19] 在熵的概念中引入一个非广延参量 q , 其数学表达式为

$$S_q = k_B \frac{1 - \sum_{i=1}^N p_i^q}{q - 1}, \quad (1)$$

式中, k_B 是玻尔兹曼常数, N 表示系统中微观状态数的总和, p_i 代表系统处于第 i 个微观状态的概率且满足归一化条件 $\sum p_i = 1$, q 表示热力学系

* 国家自然科学基金 (批准号: 11975062, 11605021, 12205033) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: 3132023192) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: duanping@dlnu.edu.cn

统的非广延程度. 当 $q \rightarrow 1$ 时, 非广延熵 S_q 可简化为一般熵的形式: $S_q = -k_B \sum_i p_i \ln p_i$, 非广延分布退回经典的麦克斯韦分布; 当 $q < 1$ 时, 电子服从超广延分布; 当 $q > 1$ 时, 电子服从亚广延分布. Tsallis 统计在近年来得到了广泛的应用, 如等离子体不稳定性、尘埃离子声波以及碰撞热等离子体等诸多领域^[20-22], 针对具有不同物理条件的鞘层特性也进行了大量的研究^[23-28]. Hatami^[23] 数值研究了正离子温度对电子非广延鞘层特性的影响, 研究表明, 随着正离子温度的升高, 鞘层厚度和带电粒子的密度减小, 此外, 非广延参量对鞘层区域特性的影响随着正离子温度的升高而减小. 邹秀等^[24] 研究了电子超广延和亚广延分布对碰撞磁化鞘层结构的影响, 发现与电子服从麦克斯韦分布相比, 当 $q < 1$ 时, 壁面悬浮电势、离子和电子数密度降落得较慢, 空间电荷密度曲线的峰值更加靠近器壁; 而当 $q > 1$ 时, 壁面悬浮电势、离子和电子密度降落得较快, 尤其是电子密度更快地降为零, 空间电荷密度曲线的峰值远离器壁. Fouial 等^[25] 研究了电子满足非广延分布尘埃颗粒对含有氩和氦正离子的未磁化等离子体鞘区的影响. 上述研究表明, 非广延参量可以改变鞘层厚度、壁面悬浮电势和空间电荷密度的等物理量. 本文所采用的流体模型同样引入了 Tsallis 模型描述电子的非麦氏分布, 并针对鞘层已开展了一定工作, 如二次电子发射对电子非广延分布斜磁场等离子体鞘层特性影响^[26], 非广延分布对霍尔推力器加速区鞘层结构影响^[27], 以及电子服从非广延分布情况下的碰撞鞘层研究^[28], 研究发现, 随着非广延参量的增大, 鞘边二次电子数密度增大; 随着非广延参量 q 的减小, 鞘层区电位降增大, 鞘层厚度相应增大, 离子到达壁面时动能增大, 加剧了壁面侵蚀.

在等离子体放电过程中, 会存在含有负离子^[29-31]、不同质量数的正离子^[32-36] 的情况, 例如在等离子体射流装置采用氩氦混合气体能够结合氦气射流与氦气射流的优势^[37]; 在空心阴极放电的应用中采用氩氦混合气体可以提高放电的热稳定性^[38]; 在聚变实验中, 通过向偏滤器室内注入氦杂质气体^[39] 或氦氖混合杂质气体^[40] 能够实现偏滤器脱靶, 可以有效降低偏滤器靶板超高热负荷的问题. 在过去的几十年里, 许多学者从理论和实验上对多离子等离子体进行了大量研究^[41-44]. Hatami 等^[41,42] 通过

流体模型对双正离子组成的磁化等离子体鞘层进行了数值研究, 研究表明, 增大较重离子的密度, 鞘区的静电势降低, 离子密度分布的波动幅度增大; 另外还对包含三种离子的等离子体鞘层进行了数值研究. Basnet 等^[43] 研究了两种正离子的磁化等离子体鞘层特性. 结果表明, 第二种离子的存在会影响鞘层入口和壁面处离子速度分布函数. Franklin^[44] 研究了具有两种正离子的电正性等离子体中的等离子体鞘层.

综上所述, 含有多种离子成分的鞘层厚度、壁面悬浮电势随杂质离子浓度的增大而减小, 但不同种类杂质离子对鞘层的研究尚未开展. 且以往对多离子等离子体鞘层的研究中, 电子均采用麦克斯韦分布假设, 而对于电子服从非广延分布时的多离子等离子体鞘层特性尚未研究, 非广延参数对玻姆判据和壁面悬浮电势影响显著, 因此, 对电子服从非广延分布情况下的多离子鞘层特性研究具有重要意义. 此外, 在以上对多离子鞘层的研究中, 仅仅以离子声速作为各离子的玻姆速度, 没有考虑磁场角度和非广延参量等条件下修正的玻姆判据. 因此本文建立了电子服从非广延统计描述的双离子磁化鞘层模型, 通过赛格捷夫势推导出两种离子的玻姆判据, 详细研究了非广延参量、杂质离子浓度、杂质离子质量数等对磁化鞘层的玻姆判据、壁面电势、离子速度、电势分布影响.

2 物理模型和基本方程

考虑磁化双离子鞘层由电子和两种正离子组成. 建立一维空间坐标和三维速度坐标的等离子体鞘层模型, 如图 1 所示, 鞘层边界为 $x = 0$, 器壁为 $x = x_w$, $0-x_w$ 为磁化鞘层区域. 考虑器壁是绝缘的, 假设 y 和 z 方向壁无限长, 则鞘层区域的物

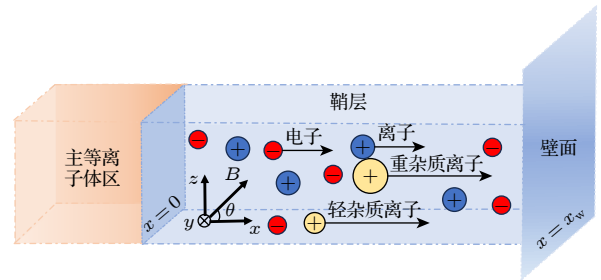


图 1 等离子体磁化鞘层模型示意图

Fig. 1. Schematic diagram of plasma magnetization sheath model.

理量仅在 x 方向上变化, 即 $\nabla \rightarrow (\partial/\partial x)$. 因存在外加磁场, 鞘层中离子和电子被磁化, 故速度空间是三维的. 外加恒定磁场位于 (x, z) 平面内, 且与 x 轴方向的夹角为 θ , 磁场强度的表达式为 $\mathbf{B} = B(\cos\theta\mathbf{e}_x + \sin\theta\mathbf{e}_z)$. 在鞘边处, 空间静电势 $\varphi = 0$. 磁化等离子体鞘层由电子和两种正离子组成.

采用流体模拟, 假设等离子体鞘层中电子服从非广延分布, 电子的一维速度分布函数为^[45]

$$f_e(v) = C_q \left\{ 1 - (q-1) \left[\frac{m_e v_e^2}{2k_B T_e} - \frac{e\varphi(x)}{k_B T_e} \right] \right\}^{\frac{1}{q-1}}, \quad (2)$$

其中, C_q 表示归一化的无量纲常数, 其形式为

$$C_q = \begin{cases} n_{e0} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{1-q}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{1-q} - \frac{1}{2}\right)} \left[\frac{m_e(1-q)}{2\pi k_B T_e} \right]^{\frac{1}{2}}, & -1 < q < 1, \\ n_{e0} \frac{q+1}{2} \frac{\Gamma\left(\frac{1}{q-1} + \frac{1}{2}\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{q-1}\right)} \left[\frac{m_e(q-1)}{2\pi k_B T_e} \right]^{\frac{1}{2}}, & q > 1, \end{cases} \quad (3)$$

其中, m_e , v_e 和 T_e 分别表示鞘层区域电子质量、电子速度及电子温度, e 是单位元电荷, φ 表示鞘层区域静电势, Γ 代表标准伽马函数, n_{e0} 是鞘边电子密度. 当 $q = 1$ 时, (2) 式简化为常见的麦克斯韦速率分布函数; $q < -1$ 时, 非广延速率分布函数不可归一化; $q > 1$ 时, 速度分布函数有最大值, 其形式为^[22]

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{2k_B T_e}{m_e(q-1)} - \frac{2e\varphi}{m_e}}, \quad (4)$$

电子采用 Tsallis 非广延分布, 其密度可以表示为^[23,46]

$$n_e = n_{e0} \left[1 + (q-1) \frac{e\varphi}{k_B T_e} \right]^{\frac{q+1}{2(q-1)}}, \quad (5)$$

式中, n_{e0} 是鞘边处电子的数密度. 忽略碰撞和电离, 考虑离子温度较低且被磁化, 则两种离子的连续性方程和动量方程如下:

$$\frac{\partial(n_1 v_{1x})}{\partial x} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\partial(n_2 v_{2x})}{\partial x} = 0, \quad (7)$$

$$m_1 v_{1x} \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial x} = -e \frac{\partial \varphi}{\partial x} \mathbf{e}_x + e(\mathbf{v}_1 \times \mathbf{B}), \quad (8)$$

$$m_2 v_{2x} \frac{\partial \mathbf{v}_2}{\partial x} = -e \frac{\partial \varphi}{\partial x} \mathbf{e}_x + e(\mathbf{v}_2 \times \mathbf{B}), \quad (9)$$

式中, n_1 , n_2 , \mathbf{v}_1 , \mathbf{v}_2 , m_1 和 m_2 分别表示氦离子数密度、杂质离子数密度、氦离子三维速度矢量、杂质离子三维速度矢量、氦离子质量和杂质离子质

量. 在鞘边处, 带电粒子准中性条件:

$$n_{i0} = n_{10} + n_{20} = n_{e0}, \quad (10)$$

其中, n_{i0} 表示鞘边处离子数密度. 最后, 鞘层电荷数密度与电势满足泊松方程:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_1 + n_2 - n_e), \quad (11)$$

式中, ε_0 表示真空介电常数.

由于鞘层区域各物理参量的数量级间差别较大, 为了简化模型方程, 引入以下无量纲化的参量: $\Phi = e\varphi/(k_B T_e)$, $\xi = x/\lambda_D$, $N_1 = n_1/n_{e0}$, $N_2 = n_2/n_{e0}$, $N_e = n_e/n_{e0}$, $\mathbf{u}_1 = \mathbf{v}_1/c_{s1}$, $\mathbf{u}_2 = \mathbf{v}_2/c_{s1}$, $\delta = n_{20}/n_{10}$, $\gamma = \omega_i/\omega_{pi}$, $m_{is} = m_1/m_e$, $M_1 = v_{1x0}/c_{s1}$, $M_2 = v_{2x0}/c_{s1}$, $\mu = m_1/m_2$, 其中 $\omega_i = eB/m_1$ 为离子回旋频率, $\omega_{pi} = \sqrt{n_{e0}e^2/(\varepsilon_0 m_1)}$ 为离子等离子体频率, $\lambda_D = [\varepsilon_0 k_B T_e/(n_{e0}e^2)]^{1/2}$ 为电子德拜长度, $c_{s1} = \sqrt{k_B T_e/m_1}$ 为氦离子声速.

将上述无量纲化参量代入方程 (6) 式—(11) 式, 得到:

$$N_1 u_{1x} = \frac{M_1}{1 + \delta}, \quad (12)$$

$$N_2 u_{2x} = \frac{\delta M_2}{1 + \delta}, \quad (13)$$

$$u_{1x} \frac{\partial u_{1x}}{\partial \xi} = -\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} + \gamma u_{1y} \sin\theta, \quad (14)$$

$$u_{1x} \frac{\partial u_{1y}}{\partial \xi} = \gamma (-u_{1x} \sin\theta + u_{1z} \cos\theta), \quad (15)$$

$$u_{1x} \frac{\partial u_{1z}}{\partial \xi} = -\gamma u_{1y} \cos \theta, \quad (16)$$

$$u_{2x} \frac{\partial u_{2x}}{\partial \xi} = \mu \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} + \gamma u_{2y} \sin \theta \right), \quad (17)$$

$$u_{2x} \frac{\partial u_{2y}}{\partial \xi} = \mu \gamma (-u_{2x} \sin \theta + u_{2z} \cos \theta), \quad (18)$$

$$u_{2x} \frac{\partial u_{2z}}{\partial \xi} = -\mu \gamma u_{2y} \cos \theta, \quad (19)$$

$$\frac{d^2 \Phi}{d\xi^2} = (N_e - N_1 - N_2). \quad (20)$$

当鞘层处于稳定状态时, 壁面处总电流等于 0, 即

$$j_e = j_1 + j_2, \quad (21)$$

其中 j_e , j_1 和 j_2 分别为壁面接收的电子通量、壁面接收的氦离子通量和壁面接收的杂质离子通量. 壁面接收的离子通量可以表示为

$$j_1 = n_1 v_{1x}, \quad (22)$$

$$j_2 = n_2 v_{2x}, \quad (23)$$

在鞘层系统中, 电子数密度服从非广延分布, 其壁面接收的电子通量为

$$j_e = n_{e0} \left(\frac{k_B T_e}{2\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 + (q-1) \frac{e\phi_w}{k_B T_e} \right]^{\frac{q+1}{2(q-1)}}, \quad (24)$$

式中, ϕ_w 为悬浮电势.

引入赛格捷夫势, 有

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} \equiv -\frac{dV(\Phi)}{d\Phi}, \quad (25)$$

式中 $V(\Phi)$ 表示赛格捷夫势. 结合 (12) 式和 (14) 式、(13) 式和 (17) 式, 分别可以得到:

$$\frac{dN_1}{d\Phi} = \frac{N_1}{u_{1x}^2} \left(1 - \gamma u_{1y} \frac{\partial \xi}{\partial \Phi} \sin \theta \right), \quad (26)$$

$$\frac{dN_2}{d\Phi} = \frac{\mu N_2}{u_{2x}^2} \left(1 - \gamma u_{2y} \frac{\partial \xi}{\partial \Phi} \sin \theta \right). \quad (27)$$

对 (5) 式求导可以得出:

$$\frac{dN_e}{d\Phi} = \frac{(q+1)}{2} [1 + (q-1)\Phi]^{\frac{-q+3}{2(q-1)}}. \quad (28)$$

考虑鞘层边界赛格捷夫电势最大值条件, 即 $\frac{\partial^2 V(\Phi)}{\partial \Phi^2} \leq 0$, 且在鞘边处 $\Phi \rightarrow 0$, 可得

$$\left. \frac{d^2 V(\Phi)}{d\Phi^2} \right|_{\Phi=0} = \frac{dN_1}{d\Phi} + \frac{dN_2}{d\Phi} - \frac{dN_e}{d\Phi} \leq 0. \quad (29)$$

离子在等离子体预鞘层区域的 $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ 漂移运动, 使离子在鞘边速度 y 方向分量分别为 $u_{1y0} =$

$-E_0 \sin \theta / \gamma$ 和 $u_{2y0} = -E_0 \sin \theta / \gamma$, 式中 $E_0 = -\frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \neq 0$. 将 (26) 式—(28) 式代入 (29) 式可得:

$$\frac{N_1}{M_1^2} \cos^2 \theta + \frac{\mu N_2}{M_2^2} \cos^2 \theta - \frac{q+1}{2} \leq 0, \quad (30)$$

两种离子在 x 方向上经过预鞘层区域加速, 获得相同的能量:

$$\frac{1}{2} m_1 v_{1x}^2 = \frac{1}{2} m_2 v_{2x}^2, \quad (31)$$

化简 (31) 式, 得到鞘边处两种离子玻姆速度的关系为 $M_2 = \sqrt{\mu} M_1$, 代入 (30) 式可得

$$\frac{N_1 + N_2}{M_1^2} \leq \frac{q+1}{2 \cos^2 \theta}, \quad (32)$$

根据 (10) 式可得 $N_1 + N_2 = 1$, 代入 (32) 式得

$$M_1 \geq \sqrt{\frac{2 \cos^2 \theta}{q+1}}, \quad (33)$$

$$M_2 \geq \sqrt{\frac{2 \mu \cos^2 \theta}{q+1}}. \quad (34)$$

(33) 式和 (34) 式为电子服从非广延分布时, 双离子等离子体磁鞘的玻姆判据, 由 (33) 式可知, 进入鞘层的离子在 x 方向的速度最小值主要依赖于非广延参数 q 、磁场角度 θ , 与磁场强度无关. 为了验证玻姆准则不等式 (33) 式的准确性, 讨论一些极限情况. 当 $\theta \rightarrow 0$ 时, (33) 式与文献 [26] 中仅考虑离子磁化下鞘层的玻姆准则不等式一致; 当 $\theta \rightarrow 0$ 时, 可以得到 $M_1 \geq [2/(q+1)]^{1/2}$, 与文献 [43] 和文献 [46] 中所得出的结果一致; 当 $\theta \rightarrow 0$, $q \rightarrow 1$ 时, 可以得到 $M_1 \geq 1$, 与电子为经典麦氏分布时所得到的等离子体鞘层的玻姆判据一致 [1].

3 数值模拟结果与讨论

本节以赛格捷夫势理论为依据, 联立泊松方程和两种离子在预鞘层中的能量关系, 推导得到两种离子修正的玻姆判据, 采用四阶龙格库塔法对 (14) 式—(20) 式进行求解, 运算从等离子体鞘边位置开始, 当壁面接收的离子通量和壁面接收的电子通量相等时, 运算截止, 得到自洽耦合的悬浮壁鞘层空间各物理量的分布, 对所得结果进行讨论. 假设无碰撞等离子体由氦和一部分 (0—30%) 杂质离子组成. 双离子在鞘边处离子速度为 $M_1 = \sqrt{\frac{2}{q+1}} \cos \theta$, $M_2 = \sqrt{\frac{2\mu}{q+1}} \cos \theta$. 氦离子和杂质离

子的初始速度分别为: $\mathbf{u}_{10} = (M_1, u_{1y0}, 0)$, $\mathbf{u}_{20} = (M_2, u_{2y0}, 0)$. 等离子体鞘层的边界条件为 $\Phi(0) = 0$, $N_1(0) + N_2(0) = N_e(0) = 1$, $E_0 = 0.01$.

3.1 非广延参量对多离子磁化鞘层影响

图 2(a) 表示 He^+ 和 Ar^+ 的玻姆速度随非广延参量的变化曲线. 图 2(b) 为非广延参量对鞘层中 He^+ 和 Ar^+ 沿 x 方向速度分布的影响. 如图 2(a) 所示, Ar^+ 玻姆速度整体较小, 这是因为 Ar^+ 质量大于 He^+ 质量, 离子沿 x 方向的玻姆速度随着非广延参量的增大而减小, 随着非广延参量 q 的增大, 鞘边 He^+ 的速度相较于 Ar^+ 减小较为明显, 说明非广延参量对较轻的离子影响更为显著. 如图 2(b) 所示, 随着非广延参量 q 增大, He^+ 沿 x 方向速度变化相较于 Ar^+ 更明显. 当 $0 < \xi < 7$ 时, 随着非广延参量 q 增大, 离子沿 x 方向的速度逐渐减小. 当 $\xi > 7$ 时, 鞘层中两离子的速度曲线变化趋势相同,

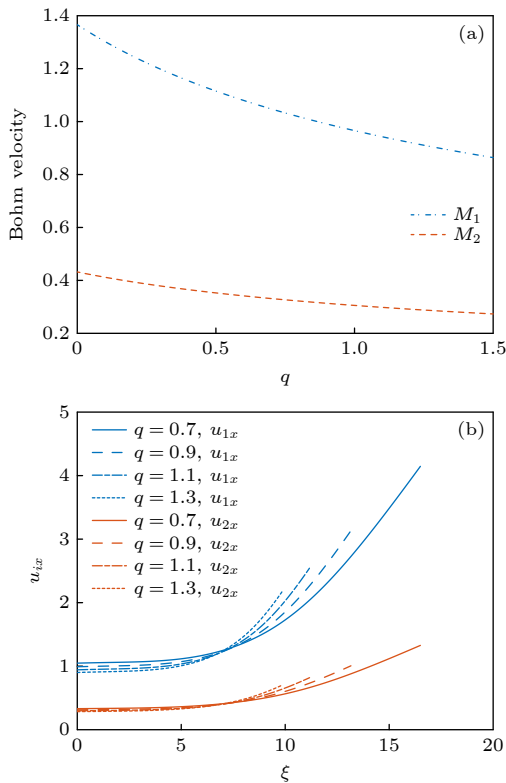


图 2 非广延参量对玻姆速度及鞘层中两种离子 x 方向的速度变化的影响 ($\theta = 15^\circ$, $B = 0.06$, $\delta = 0.1$) (a) 玻姆速度分布; (b) 两种离子 x 方向的速度分布

Fig. 2. Influence of non-extensive covariates on Bohm's velocity and velocity changes in the x -direction of two ions in the sheath layer ($\theta = 15^\circ$, $B = 0.06$, $\delta = 0.1$): (a) Bohm velocity distribution; (b) velocity distribution of two ions in the x direction.

离子速度随着 q 的增大而增大. 当非广延参量 $q > 1$ 时, 鞘边处两离子的玻姆速度小于 1, 离子沿 x 方向的速度变化率随非广延参量的增大而减小.

鞘层边界的离子流量决定了壁面处电势、电流强度和等离子体与壁面相互作用强度等, 在低温等离子体应用中有重要的意义. 图 3 表示非广延参量 q 和杂质离子浓度对壁面处离子流量的影响, 其中图 3(a) 为 He^+ 在壁面处的离子流量, 图 3(b) 为 Ar^+ 在壁面处的离子流量. 由图 3 可知, 壁面处的离子流量与离子种类有关, 随着 Ar^+ 浓度的增大, 壁面处 He^+ 的离子流量减小, 壁面处 Ar^+ 的离子流量增大; 当非广延参量 q 增大时, He^+ 在壁面处的离子流量减小. 从图 3(b) 可以看出, 在壁面处的离子流量随 q 的变化趋势不明显, 这是由于虽然两种离子在预鞘层的加速作用下获得的能量相同, 但 Ar^+ 的相对质量较大, 则速度变化较小, 因此非广延参量 q 对 Ar^+ 的离子流量影响较小.

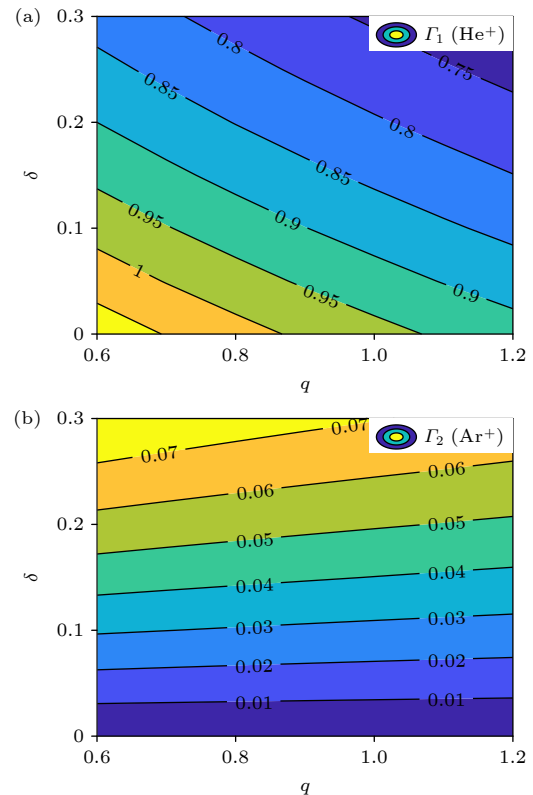


图 3 非广延参量和杂质离子浓度对离子流量的影响 ($\theta = 15^\circ$, $B = 0.06$) (a) He^+ 的离子流量; (b) Ar^+ 的离子流量

Fig. 3. The influence of non-extensive parameters and impurity ion concentration on ion flux ($\theta = 15^\circ$, $B = 0.06$): (a) The ion flux of He^+ ; (b) the ion flux of Ar^+ .

图 4(a) 为非广延参量 q 和杂质离子浓度对鞘层中 He^+ 数密度分布的影响, 图 4(b) 为非广延参量 q 和杂质离子浓度对鞘层中电子数密度分布的影响. 从图 4 可以看出, 电子数密度和 He^+ 数密度在空间中均呈现减小趋势. 由图 4(a) 可知, 非广延参量对壁面处氦离子密度分布影响较小, 随着杂质离子浓度的增大, 氦离子数密度分布变化较小. 当电子服从亚广延分布时, 电子和离子数密度下降速度较快. 由图 4(b) 可知, 非广延参量和杂质离子浓度对鞘层中电子数密度的影响较小.

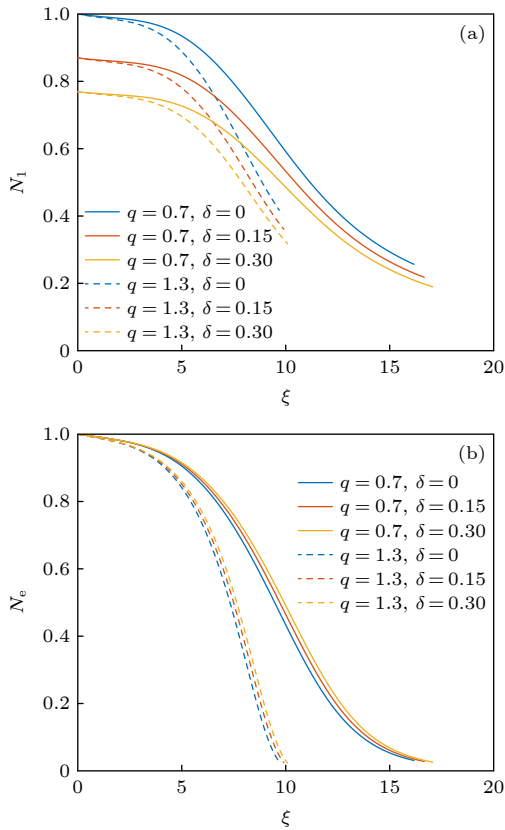


图 4 非广延参量和杂质离子浓度对 He^+ 数密度和电子数密度分布的影响 ($\theta = 15^\circ$, $B = 0.06$) (a) He^+ 数密度; (b) 电子数密度

Fig. 4. The effect of non-extensive parameter and impurity ion concentrations on ions and electrons number density distribution ($\theta = 15^\circ$, $B = 0.06$): (a) He^+ number density; (b) electron number density.

图 5 表示非广延参量 q 对鞘层空间净电荷数密度及电势分布的影响. 图 5(a) 为净空间电荷数密度分布, 当非广延参量 q 增大时, 鞘层中净电荷数密度增大, 净电荷密度峰值增大且向鞘层壁面靠近. 当非广延参量 $q > 1.3$ 时, 壁面处的净电荷密度最大. 图 5(b) 为电势分布, 当非广延参量 q 减小时, 壁面附近高能电子的聚集, 壁面电势减小, 则需要

形成一个更大的屏蔽空间, 因此鞘层厚度增大, 离子分布相对分散, 因此净电荷的峰值减小.

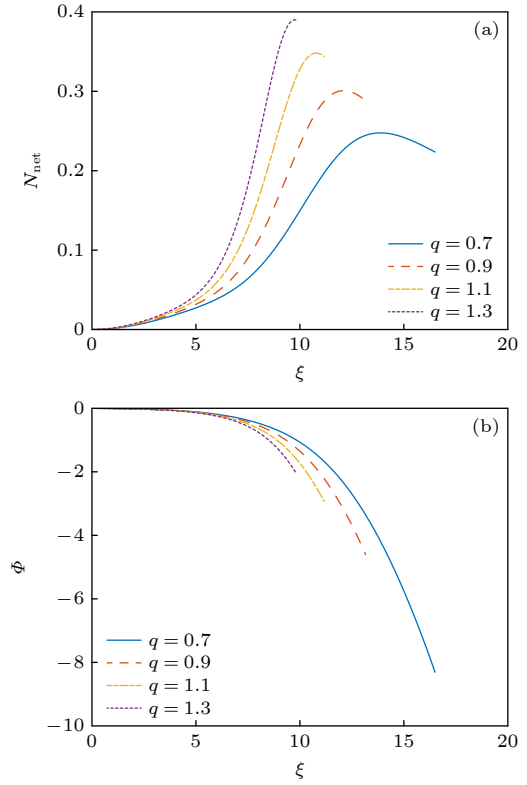


图 5 非广延参量对鞘层空间净电荷和电势分布的影响 ($\theta = 15^\circ$, $B = 0.06$, $\delta = 0.1$) (a) 空间净电荷分布; (b) 电势分布

Fig. 5. The effect of non-extensive parameters on net charge and potential in sheath space ($\theta = 15^\circ$, $B = 0.06$, $\delta = 0.1$): (a) Space net charge distribution; (b) potential distribution.

在求解微分方程过程中, 利用 (21) 式来确定悬浮鞘层的壁面位置, 即鞘层宽度 ξ_w 和悬浮壁面的电势 Φ_w , 将 (22) 式—(24) 式无量纲化后代入 (21) 式得到

$$N_1 u_{1x} + N_2 u_{2x} = \left(\frac{m_{is}}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} [1 + (q-1)\Phi_w]^{\frac{q+1}{2(q-1)}}, \quad (35)$$

结合离子的连续性方程 (6) 式, (35) 式可转换为

$$\frac{M_1}{1+\delta} + \frac{\delta M_2}{1+\delta} = \left(\frac{m_{is}}{2\pi} \right)^{\frac{1}{2}} [1 + (q-1)\Phi_w]^{\frac{q+1}{2(q-1)}}. \quad (36)$$

图 6 表示非广延参量 q 对壁面悬浮电势 Φ_w 、鞘层厚度 ξ_w 的影响. 如图 6 所示, 随着非广延参量 q 的增大, 悬浮电势的绝对值和鞘层厚度均减小, 非广延分布函数特征的研究表明: 当非广延参量 q 越小, 鞘层中高能电子的比例增大^[26], 鞘层中高能电子数相对较多, 克服鞘层电场阻碍到达壁面的电

子数量较多, 壁面电势相对较低, 则需要更大的空间形成屏蔽, 因此鞘层厚度增大. 此外, 从图 6 可以看出, Ar^+ 浓度对壁面悬浮电势和鞘层厚度具有一定程度影响, 当 Ar^+ 浓度较高, 壁面悬浮电势绝对值较大, 鞘层厚度也增大.

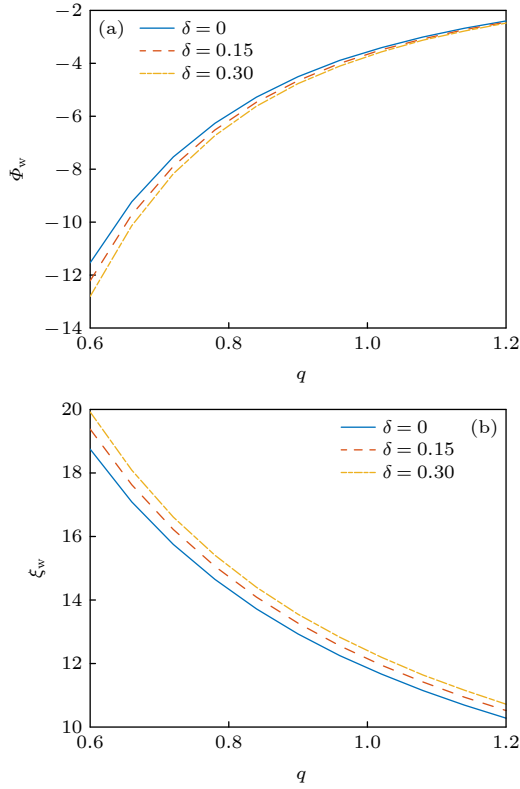


图 6 非广延参数对鞘层壁面电势和鞘层厚度的影响 ($\theta = 15^\circ$, $B = 0.06$) (a) 壁面电势; (b) 鞘层厚度

Fig. 6. The effect of non-extensive parameters on the floating wall potential and sheath thickness ($\theta = 15^\circ$, $B = 0.06$): (a) Wall potential; (b) sheath thickness.

3.2 磁场对多离子鞘层特性的影响

由于鞘层中离子受到磁场磁化的作用, 而鞘层的结构特点与磁场强度和倾斜角度密切相关. 图 7 所示为磁场强度和非广延参量对离子数密度的影响, 图 8 为磁场强度和非广延参量对双离子沿 x 方向速度的影响. 图 7 表明, 当 $B < 0.06$ T 时, Ar^+ 离子数密度和 He^+ 离子数密度朝着壁面方向单调减小, 而当 $B > 0.06$ T 时, 在鞘层边缘处, Ar^+ 和 He^+ 数密度的变化趋势不尽相同. 随着磁场强度的增大, He^+ 数密度在鞘边出现起伏, 且波动趋势随着非广延参量的减小而增大. 而 Ar^+ 的数密度则朝着壁平滑地减小. 主要因为 He^+ 质量小于 Ar^+ , He^+ 回旋半径较小, 磁场对 He^+ 束缚作用较明显,

因此在鞘边位置发生聚集而形成密度起伏, 图 8 所示的离子速度变化曲线也表明了这一点: 当磁场强度 B 较大时, He^+ 在进入鞘层后处沿 x 方向的速度出现减速, He^+ 在鞘边处堆积, 鞘边处离子数密度出现起伏, 且波动趋势随着非广延参量的减小而变大. 此外, 当磁场强度 B 增大时, 离子沿 x 方向速度整体上增大.

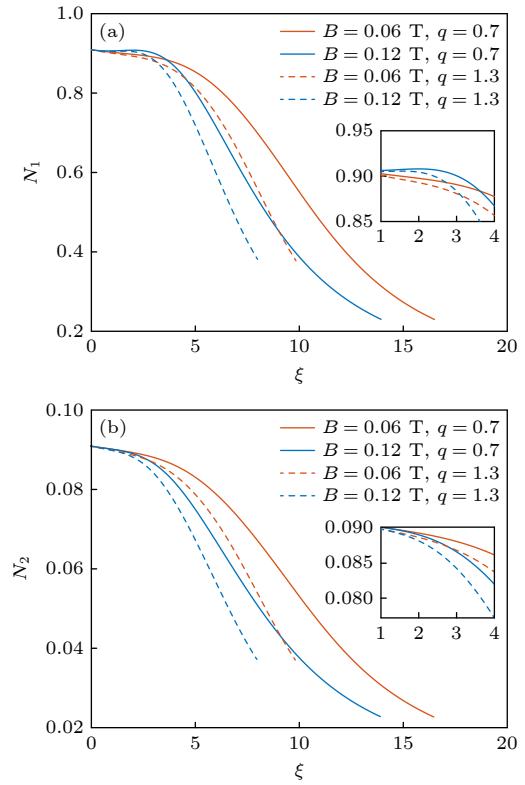


图 7 磁场强度和非广延参量对离子数密度分布的影响 ($\theta = 15^\circ$, $\delta = 0.1$) (a) He^+ ; (b) Ar^+

Fig. 7. The effect of magnetic field intensity and non-extensive parameters on ion number density distribution ($\theta = 15^\circ$, $\delta = 0.1$): (a) He^+ ; (b) Ar^+ .

图 9 和图 10 分别为磁场角度对鞘层中离子数密度和离子沿 x 方向的速度变化图像. 如图 9 所示, 当磁场角度 $\theta < 15^\circ$ 时, Ar^+ 和 He^+ 数密度朝着壁面方向单调递减, 当 $\theta > 15^\circ$ 时, 随着磁场角度的增大, 鞘层边处的 He^+ 数密度振荡; 而 Ar^+ 数密度则朝着壁面平滑地减小. 当磁场强度不变, 磁场角度 θ 增大时, 磁场沿 z 方向的分量增大, 对 x 方向离子的束缚增强, 由于 He^+ 质量较小, 则 He^+ 在鞘边处堆积, 鞘边处离子数密度起伏. 此外, 如图 10 所示, 由于离子的玻姆速度与磁场角度的余弦值成正比, 故鞘边处两离子的玻姆速度随磁场角度的增大而减小.

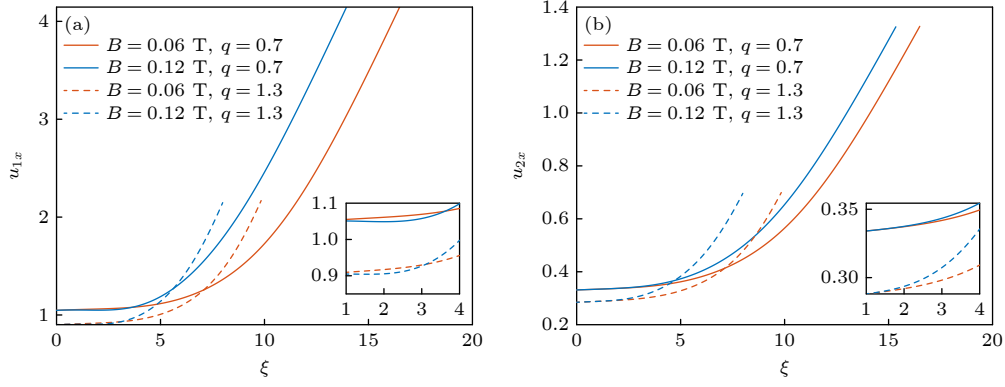


图 8 磁场强度和非广延参量对 He^+ 沿 x 方向速度分布的影响 ($\theta = 15^\circ$, $\delta = 0.1$) (a) He^+ ; (b) Ar^+

Fig. 8. The effect of magnetic field intensity and non-extensive parameters on velocity distribution of He^+ in x direction ($\theta = 15^\circ$, $\delta = 0.1$): (a) He^+ ; (b) Ar^+ .

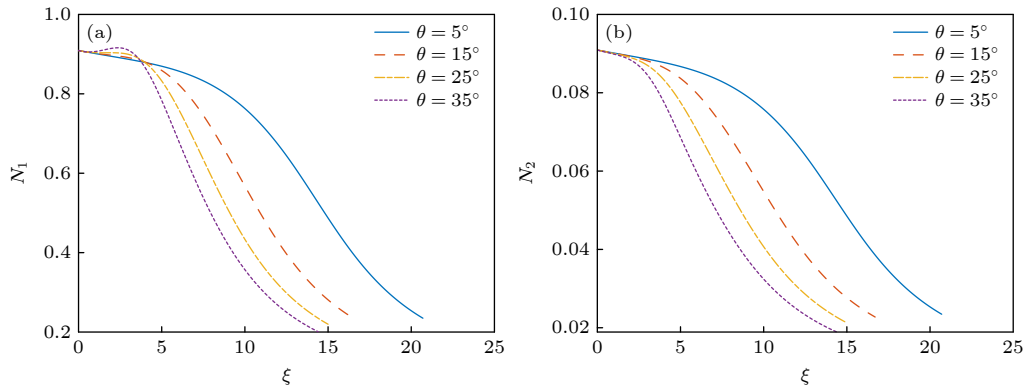


图 9 磁场角度对鞘层离子密度分布的影响 ($B = 0.06$, $\delta = 0.1$, $q = 0.7$) (a) He^+ ; (b) Ar^+

Fig. 9. The effect of magnetic field angle on ion density distribution in sheath ($B = 0.06$, $\delta = 0.1$, $q = 0.7$): (a) He^+ ; (b) Ar^+ .

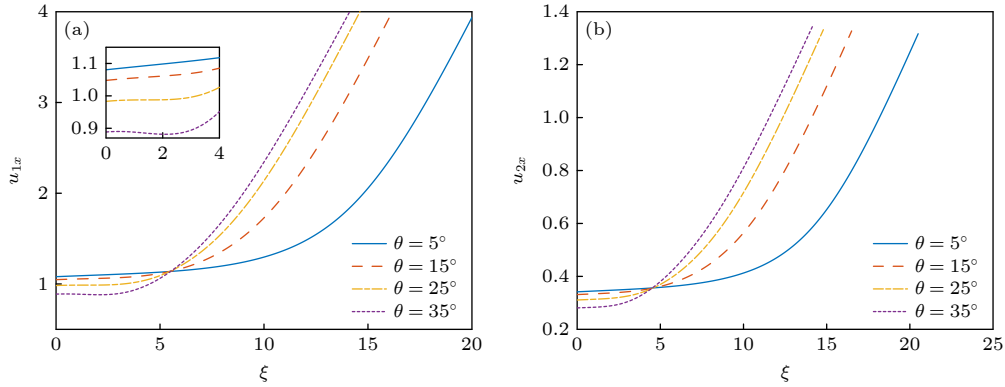


图 10 磁场角度对鞘层离子速度分布的影响 ($B = 0.06$, $\delta = 0.1$, $q = 0.7$) (a) He^+ ; (b) Ar^+

Fig. 10. The effect of magnetic field angle on the distribution of sheath ion velocity ($B = 0.06$, $\delta = 0.1$, $q = 0.7$): (a) He^+ ; (b) Ar^+ .

3.3 杂质离子种类和浓度对磁化鞘层的影响

本文中所提到的双离子为氦离子和浓度比为 0—30% 的杂质离子, 在此节中所提到的杂质离子分别为 Ar^+ (重杂质离子) 和 H^+ (轻杂质离子), 当杂质离子为 Ar^+ 时, $\mu = 0.1$; 当杂质离子为 H^+ 时,

$\mu = 4$, 其中 $\delta = 0—0.3$, $\delta = 0$ 为磁化等离子体鞘层中只含有单一的正离子。

图 11 为杂质离子种类-浓度对鞘层厚度和壁面电势的影响。其中, 图 11(a) $q = 0.7$, 图 11(b) $q = 1.3$ 。从图 11 可以看出, 随着非广延参量 q 的增大, 鞘层厚度和壁面电势的绝对值减小。当鞘层中本底离子为 He^+ , 杂质离子为 Ar^+ , 即杂质离子为

重离子时, 随着 Ar^+ 浓度的增大, 鞘层厚度和鞘层电势绝对值增大; 杂质离子为 H^+ 即杂质离子为轻离子时, 随着 H^+ 浓度的增大, 鞘层厚度呈减小趋势, 鞘层电势绝对值减小. 当壁面电势绝对值增大 (减小) 时, 等离子鞘层为实现对壁面电势的屏蔽作用, 鞘层厚度增大 (减小). 当杂质离子比本底离子轻时, 鞘边杂质离子玻姆速度比本底离子的玻姆速度大, 更容易到达壁面位置形成正电荷累积, 随着

杂质离子浓度增大, 到达壁面的正离子会更多, 使壁面电势的绝对值减小, 鞘层厚度也相应减小; 当杂质离子比本底离子重时, 鞘边杂质离子玻姆速度比本底离子的玻姆速度小, 随着杂质离子浓度增大, 到达壁面的正离子减小, 使壁面电势的绝对值增大, 鞘层厚度也相应增大.

图 12 表示磁场角度、杂质离子浓度、种类和非广延参量对壁面处 He^+ 动能 E_{kw} 的影响, 其中

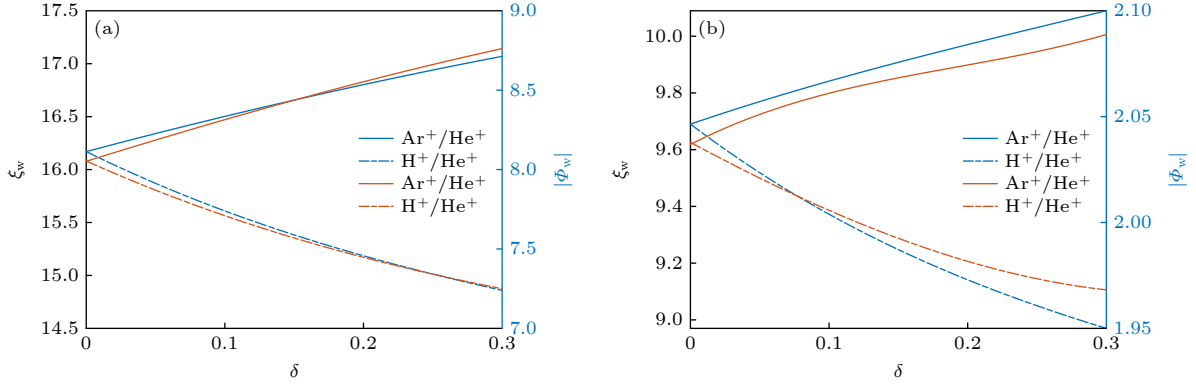


图 11 杂质离子种类、浓度和非广延参量对鞘层厚度和壁面电势的影响 ($B = 0.06$, $\theta = 15^\circ$) (a) $q = 0.7$; (b) $q = 1.3$

Fig. 11. The effect of impurity ion type, concentration and non-extensive covariates on sheath thickness and wall potential ($B = 0.06$, $\theta = 15^\circ$): (a) $q = 0.7$; (b) $q = 1.3$.

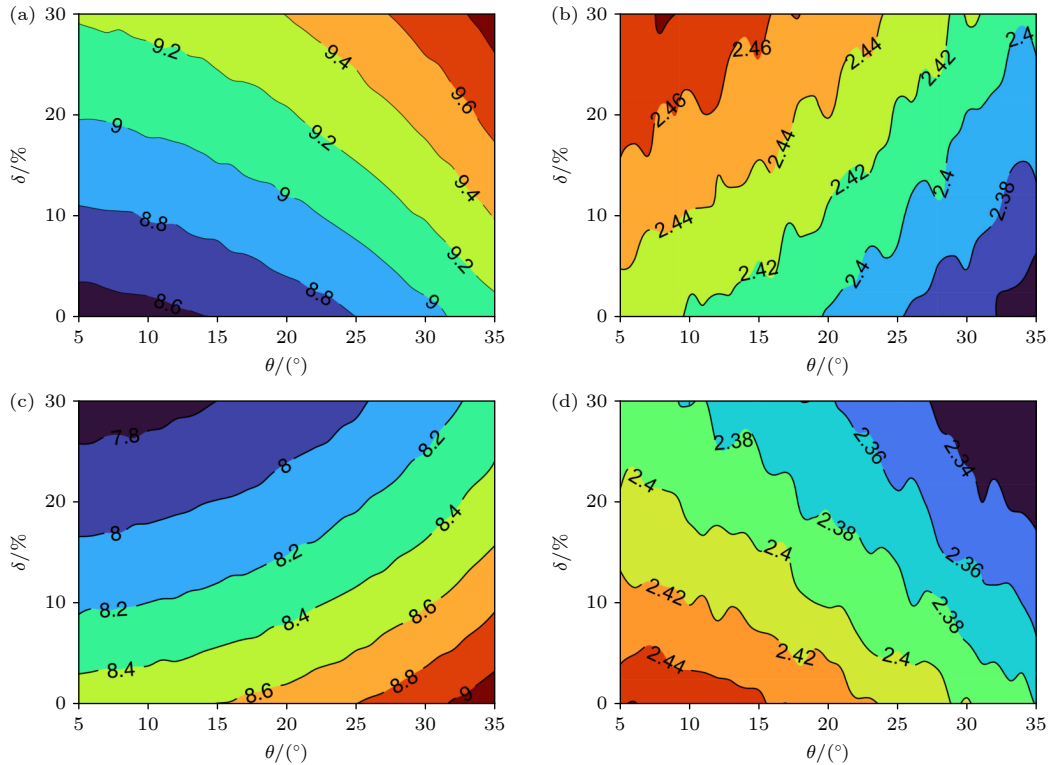


图 12 杂质离子种类、浓度和非广延参量对本底离子动能的影响 ($B = 0.06$, $\theta = 15^\circ$) (a) 杂质离子为 Ar^+ ($q = 0.7$); (b) 杂质离子为 Ar^+ ($q = 1.3$); (c) 杂质离子为 H^+ ($q = 0.7$); (d) 杂质离子为 H^+ ($q = 1.3$)

Fig. 12. The effect of impurity ion type, concentration and non-extensive covariates on kinetic energy of local ion ($B = 0.06$, $\theta = 15^\circ$): (a) The impurity ion is Ar^+ ($q = 0.7$); (b) the impurity ion is Ar^+ ($q = 1.3$); (c) the impurity ion is H^+ ($q = 0.7$); (d) the impurity ion is H^+ ($q = 1.3$).

图 12(a) 表示非广延参量 $q = 0.7$, 杂质离子为 Ar^+ ; 图 12(b) 表示非广延参量 $q = 1.3$, 杂质离子为 Ar^+ ; 图 12(c) 表示非广延参量 $q = 0.7$, 杂质离子为 H^+ ; 图 12(d) 表示非广延参量 $q = 1.3$, 杂质离子为 H^+ . 由图 12(a), (b) 可知, 壁面处的本底离子动能与杂质离子种类有关, 当杂质离子为重离子时, 随着磁场角度和杂质离子浓度的增大, 非广延参量的减小, 壁面处本底离子的动能增大. 由图 12(c), (d) 可知, 当杂质离子为轻离子, 随着磁场角度的增大, 杂质离子浓度和非广延参量的减小, 壁面处本底离子的动能减小. 当杂质离子比本底离子重时, 随着杂质离子浓度的增大, 壁面电势的绝对值增大, 鞘层厚度也增大, 所以壁面处本底离子动能也随之增大; 当杂质离子比本底离子轻时, 随着杂质离子浓度的增大, 壁面电势的绝对值减小, 鞘层厚度也减小, 所以壁面处本底离子动能也随之减小.

4 结 论

本文采用空间一维速度三维的流体模型研究电子非广延分布对磁化多离子等离子体鞘层特性的影响. 以赛格捷夫势理论为依据推导得到修正的玻姆判据, 忽略粒子之间的碰撞及电离, 推导得到两种离子修正的玻姆判据, 采用四阶龙格库塔法对 (14) 式—(20) 式求解, 得到鞘层各物理量随非广延参量 q 变化的物理图像. 研究发现: 随着非广延参量 q 增大, 两离子的玻姆速度均减小, 离子和电子数密度均更快下降到零, 净电荷密度峰值增大并向鞘层边缘移动, 电势下降梯度增大, 离子在到达壁面时动能减小, 鞘层宽度变窄. 当鞘层中杂质离子浓度增大时, 壁面电势和鞘层宽度均增大. 磁场强度大于 0.06 T (或磁场角度大于 15°), He^+ 数密度沿 x 方向速度在鞘边出现波动, 非广延参量的越小鞘边处的波动幅度越明显, 而当磁场强度小于 0.06 T (或磁场角度小于 15°), 两种离子的密度和速度分布都不会波动. 此外, 当杂质离子为重离子时, 随着杂质离子浓度的增大, 非广延参量的减小, 壁面电势绝对值逐渐增大, 本底离子在壁面处动能增大; 当杂质离子为轻离子时, 随着杂质离子浓度的增大, 非广延参量的减小, 壁面电势绝对值逐渐减小, 本底离子在壁面处动能减小.

参考文献

- [1] Chen F F 1974 *Introduction in Plasma Physics* (New York: Plenum Press) pp291–296
- [2] Langmuir I 1929 *Phys. Rev.* **33** 954
- [3] Li S, Han K Q, Rong H P, Li X Z, Yu M H 2013 *J. Appl. Phys.* **131** 40250
- [4] Nejman A, Kaminska I, Jasinska I, Celichowski G, Cieslak M 2020 *Molecules* **25** 3476
- [5] Nejman A, Kaminska I, Cieslak M 2019 *Plasmas Process. Polym.* **16** e1800194
- [6] Qiu H B, Zhou Z Y, Peng X K, et al. 2020 *Phys. Rev. E* **101** 043206
- [7] Suliali N J, Goosen W E, Janse van Vuuren A, et al. 2022 *Vacuum* **195** 110698
- [8] Manos M D, Flamm D 1989 *Plasma Etching: An Introduction* (New York: Academic Press) pp143–175
- [9] Baba K, Hatada R, Tanaka Y 2006 *Surf. Coat. Technol.* **201** 8362
- [10] Brown H L, Thornley S A, Wakeham S J, Thwaites M J, Curry R J, Baker M A 2015 *J. Phys. D Appl. Phys.* **48** 335303
- [11] Shibata K, Ito H, Yugami N, Miyazaki T, Nishida Y 2001 *Thin Solid Films* **386** 291
- [12] Aanesland A, Rafalskyi D, Bredin J, et al. 2015 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **43** 321
- [13] Saslaw W C, Arp H 1986 *Phys. Today* **39** 61
- [14] Caceres M O 1999 *Braz. J. Phys.* **29** 125
- [15] Tsallis C, Mendes R, Plastino A R 1998 *Physica A* **261** 534
- [16] Hatami M M, Tribeche M 2018 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **46** 868
- [17] Singh H, Graves D B 2000 *J. Appl. Phys.* **88** 3889
- [18] Tsallis C 2009 *J. Phys.* **39** 337
- [19] Silva R, Plastino A R, Lima J 2002 *Phys. Lett. A* **249** 401
- [20] Lima J A S, Silva G R, Santos J 2000 *Phys. Rev. E* **61** 3260
- [21] Liu Y, Liu S Q, Zhou L 2013 *Phys. Plasmas* **20** 043702
- [22] Navab Safa N, Ghomi H, Niknam A R 2014 *Phys. Plasmas* **21** 082111
- [23] Hatami M M 2015 *Phys. Plasmas* **22** 023506
- [24] Zou X, Liu H P, Zhang X N, Qiu M H 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 015201 (in Chinese) [邹秀, 刘惠平, 张小楠, 邱明辉 2021 物理学报 **70** 015201]
- [25] Fouial N, Tahraoui A, Annou R 2016 *Phys. Plasmas* **23** 113702
- [26] Chen L, Sun S J, Jiang B R, Duan P, An Y H, Yang Y H 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 245201 (in Chinese) [陈龙, 孙少娟, 姜博瑞, 段萍, 安宇豪, 杨叶慧 2021 物理学报 **70** 245201]
- [27] Chen L, An Y H, Sun S J, Duan P, Jiang B R, Yang Y H, Cui Z J 2022 *Plasma Sci. Technol.* **24** 074011
- [28] Chen L, Yang Y H, An Y H, Duan P, Sun S J, Cui Z J, Kan Z C, W F Gao 2023 *Plasma Sci. Technol.* **25** 035003
- [29] Ishikawa J 2000 *Rev. Sci. Instrum.* **71** 1036
- [30] Sarma B K, Sarma A, Bailung H, Chutia J 1998 *Phys. Lett. A* **244** 127
- [31] Amemiya H 1990 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **23** 999
- [32] Rotkina L, Xiong Y, Jiang C L, McDougall S 2022 *Microsc. Microanal.* **28** 84
- [33] Lee D, Hershkovitz N, Severn G D 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 041505
- [34] Severn G D, Wang X, Ko E, Hershkovitz N 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 145001
- [35] Severn G, Yip C S, Hershkovitz N, Baalrud S D 2017 *Plasma Sources Sci. Technol.* **26** 055021
- [36] Tskhakaya D, Kuhn S, Tomita Y 2006 *Contrib. Plasma Phys.* **46** 649
- [37] Li J Q, Cui H Y, Zhao D D, An B, Zhao Y P 2022 *Acta Opt. Sin.* **42** 1134022 (in Chinese) [李家祺, 崔怀愈, 赵东迪, 安博,

- 赵永蓬 2022 光学学报 **42** 1134022]
- [38] Zhang Y, Qu Y X, Zhao, K Y, He S J, Zhao X N, Li Q 2019 *J. Vac. Sci. Technol.* **39** 237 (in Chinese) [张雅, 渠宇霄, 赵凯悦, 何寿杰, 赵雪娜, 李庆 2019 真空科学与技术学报 **39** 237]
- [39] Hong W Y, Yan L W, Wang M X, Cheng J, Qian J 2008 *Nucl. Fusion Plasma Phys.* **28** 17 (in Chinese) [洪文玉, 严龙文, 王明旭, 程均, 钱俊 2008 核聚变与等离子体物理 **28** 17]
- [40] Meng L Y 2022 *Ph. D. Dissertation* (Hefei: University of Science and Technology of China) (in Chinese) [孟令义 2022 博士学位论文 (合肥: 中国科学技术大学)]
- [41] Hatami M M, Kourakis I 2022 *Sci. Rep.* **12** 6950
- [42] Hatami M M, Niknam A R, Shokri B, Ghomi H 2008 *Phys. Plasmas* **15** 053508
- [43] Basnet S, Khanal R 2019 *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** 065022
- [44] Franklin R N 2003 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36** 34
- [45] Silva J R, Plastino A R, Lima J A S 1998 *Phys. Lett. A* **249** 401
- [46] Trabeche M, Djebarni L, Amour R 2010 *Phys. Plasmas* **17** 042114

Multi-ion magnetized sheath properties with non-extensive electron distribution*

Chen Long Tan Cong-Qi Cui Zuo-Jun Duan Ping[†] An Yu-Hao
Chen Jun-Yu Zhou Li-Na

(School of Science, Dalian Maritime University, Dalian 116026, China)

(Received 8 September 2023; revised manuscript received 19 December 2023)

Abstract

Magnetized plasma sheath plays an important role in semiconductor processing, material surface modification, film deposition, etc. In plasma experiments and discharge applications, multi-ion plasma consisting of more than two kinds of ions often exists. For a long range interacting plasma system, non-Maxwellian electrons can be described by the non-extensive distribution of Tsallis. In this work, a fluid model with one-dimensional spatial coordinates and three-dimensional velocity coordinates is established for the multi-ion plasma sheath. It is assumed that the electron velocity in the sheath follows a non-extensive distribution, and the background helium ions and different kinds of impurity ions are magnetized in a magnetic field with a certain tilt angle. The effects of non-extensive parameters, impurity ions and oblique magnetic field on the number density, velocity, wall potential and kinetic energy of ions in the multi-ion magnetic sheath are investigated by numerical simulation. The results show that in the helium-hydrogen or helium-argon mixed plasma sheath, the ionic velocity along the vertical wall direction decreases with the increase of the non-extensive parameters, the number density of ions and electrons in the sheath, the sheath thickness, and the kinetic energy of ions at the wall decrease. When the concentration of impurity ions increases, the kinetic energy of ions on the wall is independent of the type of ions. With the increase of magnetic field intensity, the number density of helium ions and the velocity along the vertical wall fluctuate along the sheath edge, and the fluctuation amplitude increases with the decrease of non-extensive parameters, while the heavy ions have no obvious fluctuation. In addition, the effects of the types and concentrations of impurity ions on the related properties of the sheath are also analyzed. With the increase of the magnetic field intensity, the number density and the velocity along the vertical wall direction fluctuate at the sheath edge, and the fluctuation amplitude increases with the decrease of the non-extensive parameter, whereas there are no significant fluctuations for heavy ions. In addition, when impurity ions are heavy ions, the absolute value of wall potential increases with the increase of impurity ion concentration and the decrease of non-extensibility parameters, and the kinetic energy of background ions increases at the wall surface. When the impurity ion is a light ion, the absolute value of the wall potential decreases with the increase of the impurity ion concentration and the decrease of the non-extensibility parameter, and the kinetic energy of the background ion at the wall decreases.

Keywords: multi-ion plasma, non-extensive distribution, magnetized sheath, Bohm criterion

PACS: 52.25.Xz, 52.40.Hf, 52.40.Kh

DOI: 10.7498/aps.73.20231452

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11975062, 11605021, 12205033) and the Fundamental Research Funds for the Central Universities, China (Grant No. 3132023192).

[†] Corresponding author. E-mail: duanping@dlmu.edu.cn

电子非广延分布的多离子磁化等离子体鞘层特性

陈龙 檀聪琦 崔作君 段萍 安宇豪 陈俊宇 周丽娜

Multi-ion magnetized sheath properties with non-extensive electron distribution

Chen Long Tan Cong-Qi Cui Zuo-Jun Duan Ping An Yu-Hao Chen Jun-Yu Zhou Li-Na

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 055201 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231452

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231452>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

电子非麦氏分布的二次电子发射磁化鞘层特性

Characteristics of non-Maxwellian magnetized sheath with secondary electron emission

物理学报. 2021, 70(24): 245201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211061>

具有非广延分布电子的碰撞等离子体磁鞘的结构

Structure of collisional magnetized plasma sheath with non-extensive distribution of electrons

物理学报. 2021, 70(1): 015201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200794>

电子的非广延分布对等离子体鞘层中二次电子发射的影响

Effects of q -nonextensive distribution of electrons on secondary electron emission in plasma sheath

物理学报. 2019, 68(18): 185204 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190225>

电子和负离子的反射运动对碰撞电负性磁鞘的影响

Effects of reflection of electrons and negative ions on magnetized electronegative and collisional plasma sheath

物理学报. 2020, 69(2): 025201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191307>

THz波在不同角度磁化的非均匀磁化等离子体中的传输特性分析

Analysis of transmission characteristics of THz waves magnetized at different angles in non-uniform magnetized plasma

物理学报. 2021, 70(7): 075202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201450>

等离子体鞘套宽带微波反射诊断方法

Method of diagnosing broadband microwave reflection of plasma sheath

物理学报. 2022, 71(23): 235201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221179>