

碰撞效应对入射到射频偏压电极上离子能量分布和角度分布的影响^{*}

邱华檀 王友年 马腾才

(大连理工大学物理系、三束材料改性国家重点实验室,大连 116024)

(2001 年 10 月 2 日收到 2001 年 11 月 8 日收到修改稿)

考虑了离子与中性粒子的弹性碰撞和电荷交换碰撞效应,建立了一套描述射频等离子体鞘层动力学特性的自洽模型,并利用 Monte-Carlo 模拟方法研究了入射到电极上的离子的能量分布和角度分布.数值结果表明,随着放电气压增加,入射到电极上离子的能量分布逐渐地由双峰分布变成单峰分布,而且低能离子的数目也逐渐地增加.入射到电极上的离子呈小角分布,而且放电气压等参数对角度分布的影响不是太明显.

关键词:射频放电,等离子体,离子,鞘层

PACC: 5265, 5240, 5225

1. 引言

目前,低气压等离子体已在微电子工业中得到广泛地应用,如薄膜沉积和刻蚀.在实际的等离子体刻蚀工艺中,通常在基板上施加一射频(RF)偏压,从而在偏压电极附近形成一射频等离子体鞘层.当放电气压不是太低时,离子在穿越鞘层的过程中,一方面要受到鞘层电场的加速,另一方面将要同鞘层中的中性粒子发生弹性和非弹性碰撞,从而改变原有的运动速度和方向.由于离子的能量分布和角度分布对薄膜沉积和刻蚀过程起着关键性的作用,因此研究碰撞效应对入射到偏压电极上的离子的能量分布和角度分布的影响就变得尤为重要.

近年来,已有不同的 RF 等离子体鞘层模型^[1-12]被提出.但由于在 RF 鞘层中存在着很强的非线性过程,在一般情况下很难得到鞘层时空演化的解析结果,尤其是鞘层电场的解析表示式.然而,这种解析表示式对研究入射到电极上的离子的能量分布和角度分布是非常重要的. Liberman^[1]曾假定鞘层中的电子密度为阶梯形分布,并忽略了离子与中性粒子的碰撞效应,从而给出了 RF 鞘层演化的解析表示式.对于通常的等离子体刻蚀和薄膜沉积工艺,放电气压的范围大约从 0.13Pa 到 133Pa,所以碰

撞效应对 RF 鞘层动力学特性的影响是不能忽略的.一些作者为了简化模拟过程,在模拟离子的能量分布和角度分布时,不得不采用一些不自洽的 RF 鞘层电场表示式^[13-22].

本文首先对 Liberman 的无碰撞 RF 等离子体鞘层模型进行扩展,考虑离子与中性粒子的电荷交换碰撞,研究碰撞效应对鞘层动力学过程的影响,计算出鞘层电场的时空分布.其次,利用 Monte-Carlo 方法模拟离子在鞘层中的加速过程以及与中性粒子的弹性和非弹性碰撞过程,进而计算出入射到电极上离子的能量分布和角度分布.

2. RF 鞘层动力学

现在考虑一电极置放在一密度为 n_0 的等离子体中,并在电极上施加一正弦驱动的 RF 电流,从而在电极附近形成一瞬变的 RF 等离子体鞘层.假定在某时刻鞘层与等离子体的交界处位于 $x = \alpha$ (见图 1),离子以速度 u_0 进入鞘层边界.本文所考虑的 RF 频率 ω 远大于离子的等离子体频率 ω_{pi} . 这样离子的运动跟不上瞬时电场的变化,只受平均电场的作用.考虑到离子与中性粒子的电荷交换碰撞,则离子在鞘层中的密度 $n_i(x, t)$ 和流速 $u_i(x, t)$ 可由如

^{*} 国家自然科学基金(批准号:19975008 和 1983030),国家教育部“跨世纪优秀人才培养计划”基金及“高等学校骨干教师资助计划”资助的课题.

下冷离子流体力学方程组确定:

$$\frac{d(n_i u_i)}{dx} = 0, \quad (1)$$

$$m_i u_i \frac{du_i}{dx} = e\bar{E} - m_i \nu_i u_i, \quad (2)$$

其中 m_i 是离子的质量, $\bar{E}(x)$ 是离子受到的平均电场, $\nu_i = \pi u_i / 2\lambda_i$ 是离子与中性粒子的电荷交换碰撞频率, λ_i 是电荷交换碰撞的有效自由程. 当 λ_i 非常大的时候, 方程(2)退化为 Liberman 的无碰撞鞘层模型^[1]. 当忽略 $m_i u_i du_i/dx$ 时, 意味着离子所受的摩擦力完全与其平均电场力 $e\bar{E}(x)$ 相平衡, 方程(2)将退化为 Liberman 的强碰撞鞘层模型^[12].

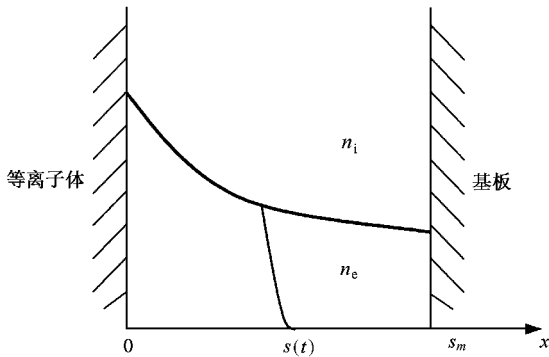


图1 RF鞘层结构的示意图(s_m 是离子鞘层的最大厚度, $s(t)$ 是电子鞘层边界)

将平均电场 $\bar{E}(x)$ 用平均电势 $\Phi(x)$ 来表示, 即

$\bar{E} = -d\Phi/dx$ 则由方程(1)和(2)可以得到

$$n_i(x) = n_0 F^{-1/2}(x, \Phi), \quad (3)$$

$$u_i(x) = u_0 F^{1/2}(x, \Phi), \quad (4)$$

其中

$$F(x, \Phi) = \exp\left(-\frac{\pi}{\lambda_i} x\right) - \frac{\Phi(x)}{W_0} + \frac{\pi}{\lambda_i W_0} \times \exp\left(-\frac{\pi}{\lambda_i} x\right) \int_0^x \Phi(x') \exp\left(\frac{\pi}{\lambda_i} x'\right) dx', \quad (5)$$

$W_0 = m_i u_0^2 / 2e$. 这里我们已假设在等离子体与鞘层边界处电势为零, 即 $\Phi(0) = 0$. 对于碰撞鞘层, 可以选取离子在鞘层边界处的速度为^[21] $u_0 = u_B (1 + \pi\lambda_D / 2\lambda_i)^{-1/2}$ 其中 $\lambda_D = (\epsilon_0 T_e / en_0)^{1/2}$ 是 Debye 长度, $u_B = \sqrt{T_e / m_i}$ 是 Bohm 速度, ϵ_0 是真空介电常数, T_e 是等离子体中电子温度.

利用 Liberman 的电子密度的阶梯模型^[1, 2, 12] (见图1), 瞬时鞘层电场 $E(x, t)$ 可由如下泊松方程确定:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \begin{cases} en_i(x) \epsilon_0 & s(t) < x, \\ 0 & s(t) > x, \end{cases} \quad (6)$$

其中 $s(t)$ 是电子鞘层的瞬时边界. 对于正弦 RF 电流密度 $J_r(t) = -J_0 \sin \omega t$, 电子鞘层的运动方程为

$$-en_i(s) ds/dt = -J_0 \sin \omega t. \quad (7)$$

这里已经假设鞘层中的位移电流 $en_i ds_i/dt$ 远大于离子电流和电子电流. 对于高频情况, 如 $\omega/2\pi = 13.56\text{MHz}$, 这种假设是适合的.

由方程(6)和(7)瞬时鞘层电场可以被表示为

$$E(x, t) = \begin{cases} \frac{J_0}{\epsilon_0 \omega} (\cos \omega t - \cos \varphi) + E_0 & s(t) < x, \\ E_0 & s(t) > x, \end{cases} \quad (8)$$

其中 φ 是相位角, 在 $x = s(t)$ 处, $\varphi = \omega t$. 值得说明的是, 在鞘层边界处引进了一个非零的电场 $E_0 = T_e / e\lambda_D$, 这样可以避免碰撞鞘层中离子密度分布的不连续性问题^[21]. 利用方程(8)及平均电场 $\bar{E}(x) =$

$\int_{-\varphi}^{\varphi} E(x, t) (\omega t) 2\pi$ 的定义式, 可以得到

$$\bar{E}(x) = \frac{J_0}{\epsilon_0 \omega \pi} (\sin \varphi - \varphi \cos \varphi) + E_0. \quad (9)$$

将方程(3)代入(7)式, 并且令 $\varphi = \omega t$ 时 $s = x$, 则可以得到

$$\frac{dx}{d\varphi} = s_0 \sin \varphi F^{1/2}(x, \Phi), \quad (10)$$

其中 $s_0 = J_0 / (e\omega n_0)$. 同理, 由 $\bar{E}(x) = -d\Phi/dx$ 及方程(9)和(10), 可以得到

$$\frac{d\Phi}{d\varphi} = -\sin \varphi F^{1/2}(x, \Phi) \times \left[\frac{e s_0^2 n_0}{\epsilon_0 \pi} (\sin \varphi - \varphi \cos \varphi) + s_0 E_0 \right]. \quad (11)$$

至此, 我们已经获得了描述碰撞 RF 鞘层特性的非线性方程组.

为了便于数值计算, 我们进一步地引入如下两个无量纲参数 $\alpha = \lambda_D / \lambda_i$ 和 $\beta = s_0 \lambda_D$, 则方程(10)和(11)变为

$$\frac{d\zeta}{d\varphi} = \beta \sin \varphi F^{1/2}(\zeta, \Psi), \quad (12)$$

$$\frac{d\Psi}{d\varphi} = -\beta \sin \varphi F^{1/2}(\zeta, \Psi) \left[\frac{\beta}{\pi} (\sin \varphi - \varphi \cos \varphi + 1) \right], \quad (13)$$

其中 $\zeta = x / \lambda_D$, $\Psi(\zeta) = e\Phi(x) / T_e$, 及

$$F(\zeta, \Psi) = \exp(-\pi \alpha \zeta) - (2 + \pi \alpha) \Psi(\zeta) + \pi \alpha (2 + \pi \alpha) \exp(-\pi \alpha \zeta) \mathcal{G}(\zeta) \quad (14)$$

这里函数 $\alpha(\zeta)$ 由下面的微分方程确定：

$$\frac{d\alpha(\zeta)}{d\varphi} = \beta \sin\varphi \exp(\pi\alpha\zeta) \Psi(\zeta) F^{1/2}(\zeta, \Psi). \tag{15}$$

由此可以看出, α 和 β 是确定 RF 鞘层特性的两个独立参数. 对于给定的等离子体参数, 例如等离子体密度 n_0 和电子温度 T_e , α 则是表征碰撞效应的参数, 而 β 是表征 RF 电流的参数.

在如下讨论中, 我们以氩(Ar)等离子体为例. 选取等离子体的参数为 $n_0 = 1.16 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 及 $T_e = 3\text{eV}$, RF 电源的频率为 $\omega/2\pi = 13.56\text{MHz}$. 对于氩离子, 它与中性氩原子的电荷交换碰撞自由程为^[12] $\lambda_i \approx (0.399 \times 10^3 p)^{-1} \text{ cm}$, 其中 p 是气压, 单位为 Pa. 可以采用四阶 Runge-Kutta 方法求解上述方程组, 并利用如下边界条件: 当 $\varphi = 0$ 时, 有 $\Psi(0) = 0, \zeta(0) = 0$ 和 $\alpha(0) = 0$. 此外应注意: 当 $\varphi = \pi$ 时, 有 $x = s_m$, 其中 s_m 是鞘层的最大厚度.

图 2 描述了瞬时电子鞘层厚度 $\Delta s(t)\lambda_D = [s_m - s(t)]\lambda_D$ 在给定电流参数 β 下对于不同碰撞参数 α 的依赖关系. 可以看到, 电子鞘层的厚度随时间是瞬变的, 基本上呈正弦变化规律. 特别是, 当碰撞参数 α 变大时, 即提高放电气压, 鞘层厚度变薄. 这是因为当气压变大时, 离子与中性原子的电荷交换碰撞效应变强, 离子的能量变小, 由离子运动而产生的电荷空间分离区域也将变小, 即导致鞘层厚度变薄.

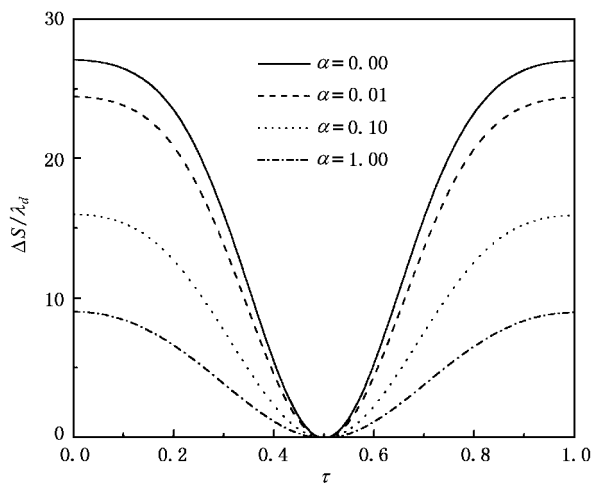


图 2 电子的瞬时鞘层厚度 $\Delta s(t)\lambda_D$ 随不同碰撞参数 α 的变化关系 ($\beta = 2.65, \tau = t\omega(2\pi)$)

图 3 进一步显示了瞬时鞘层电场 $[E(x, t) - E_0]/E_0$ 在给定碰撞参数和电源参数条件下的时空

依赖关系. 可以看到, 电场 $E(x, t)$ 随空间变量 x 近似地呈平滑的线性变化, 而在一个 RF 周期内随时间变化呈明显地振荡性.

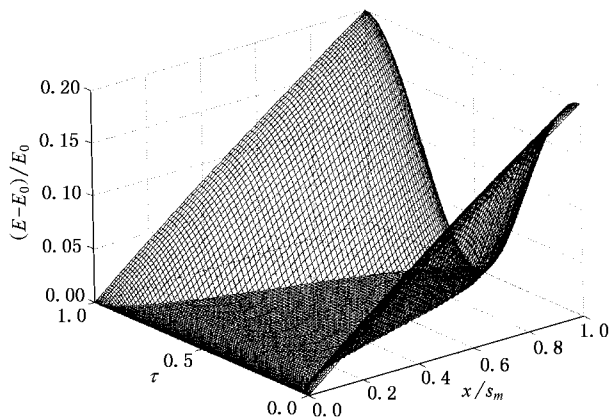


图 3 瞬时 RF 鞘层电场 $[E(x, t) - E_0]/E_0$ 的时空变化 ($\alpha = 0.5, \beta = 0.1, \tau = t\omega(2\pi), E_0$ 是鞘层边界处的电场)

3. 离子的能量分布和角度分布

上节是在宏观层次上, 即采用流体力学模型, 来描述离子在鞘层中的运动, 从而确定出 RF 鞘层的特性, 包括鞘层的瞬时厚度及鞘层电场的时空分布等. 本节进一步在微观层次上研究离子在鞘层中的运动过程, 即鞘层电场的加速过程以及中性粒子的弹性和非弹性碰撞过程, 从而确定离子入射到电极上的能量分布和角度分布.

在鞘层电场的加速过程, 单个离子的运动方程为

$$m_i \frac{d^2 x(t)}{dt^2} = eE(x, t), \tag{16}$$

其中 $E(x, t)$ 即为上节给出的瞬时 RF 鞘层电场. 假定在 t_0 时刻离子以速度 $u_0 = u_B \pm u_R$ 从鞘层的瞬时边界 $s_0 = x(t_0)$ 进入鞘层, 其中 t_0 为一个 RF 周期内的任一时刻, u_R 是一个随机速度, 可以从离子的麦克斯韦速度分布随机抽样得到. 在随机抽样过程中, 假定离子的温度 T_i 为 300K.

离子在鞘层电场作用下做直线运动的同时, 还要与鞘层内的中性原子发生弹性和非弹性碰撞. 我们将采用 Monte-Carlo 方法模拟离子与中性粒子的碰撞过程. 离子在鞘层内运动的碰撞平均自由程为 $\lambda_i = 1/(\sigma_T N)$, 其中 $N = p/(k_B T_i)$ 是中性气体的粒子密度, k_B 是 Boltzmann 常数, σ_T 是总碰撞截面. 由

于离子与中性粒子碰撞程是随机的,因此在实际模拟中,取碰撞自由程为 $\lambda_m = -\lambda_l \ln \xi_1$,其中 ξ_1 为在0和1之间取值的随机数.当离子鞘层电场作用下运动的距离 Δx 大于或等于 λ_m 时,则认为离子将与中性原子发生弹性或非弹性碰撞.

在弹性碰撞过程,离子不仅损失其动能,而且其运动方向还将发生偏转.为简单起见,我们将采用等质量的硬球模型^[20]来模拟氦离子与氦原子的弹性碰撞过程.假设在做弹性碰撞之前,离子的动能为 ϵ_0 ,则碰撞后的动能为

$$\epsilon_1 = \epsilon_0 \cos^2(\theta_c/2), \quad (17)$$

离子在质心坐标系中的散射角 θ_c 和方位角 ψ 可以分别由随机抽样得到

$$\theta_c = \cos^{-1}(1 - 2\xi_2), \quad (18)$$

$$\psi = 2\pi\xi_3, \quad (19)$$

其中 ξ_2 和 ξ_3 为在0和1之间取值的随机数.利用二体弹性碰撞理论,可以得到离子在实验坐标系中的散射角 θ_r ,

$$\text{tg}\theta_r = \sin\theta_c(1 + \cos\theta_c). \quad (20)$$

这样,在*i*次碰撞过程中离子相对垂直于电极方向的偏转角 $\varphi^{(i)}$ 可以由下式确定:

$$\begin{aligned} \cos\varphi^{(i)} &= \cos\varphi^{(i-1)} \times \cos\theta_r^{(i)} + \sin\varphi^{(i-1)} \\ &\times \sin\theta_r^{(i)} \times \sin\psi^{(i)}. \end{aligned} \quad (21)$$

对于非弹性碰撞过程,即电荷交换碰撞^[18,20],离子与中性原子交换电荷后将变成一个新的中性原子,不在受鞘层电场的作用,而原来的中性原子由于失去电荷而变成一个新的离子.新离子的动能可以从离子的麦克斯韦速度中随机抽样得到,而其在质心坐标系中的散射角和方位角也可以由随机抽样得到

$$\theta_c = 2\pi\xi_4, \psi = 2\pi\xi_5, \quad (22)$$

其中 ξ_4 和 ξ_5 也是在0和1之间取值的随机数.

在模拟过程中,我们分别选取如下形式的弹性和非弹性(电荷交换)碰撞截面^[18]

$$\sigma_m(\epsilon) = \kappa\epsilon^{-\delta} \quad [\text{cm}^2], \quad (23)$$

$$\sigma_{\text{ex}} = 30 \times 10^{-16} \quad [\text{cm}^2], \quad (24)$$

$\delta = 2/9$, $\kappa = 47 \times 10^{-16}$, ϵ 是离子在质心系的能量,单位为eV.这样总碰撞截面为

$$\sigma_T = \sigma_m + \sigma_{\text{ex}}. \quad (25)$$

利用上述碰撞截面,离子与中性原子发生弹性碰撞和电荷交换碰撞的概率分别为

$$p_m = \sigma_m/\sigma_T, p_{\text{ex}} = \sigma_{\text{ex}}/\sigma_T. \quad (26)$$

在每次碰撞之前,抽取随机数 ξ_6 ,分别比较 ξ_6 与 p_m

和 p_{ex} 的大小,以确定发生何种碰撞.

这样借助于上述 Monte-Carlo 模拟方法,可以得到当离子入射到电极表面时最终能量和角度.在模拟过程中,我们跟踪了 10^4 个离子,每个离子进入鞘层的初始时刻 t_0 是在一个 RF 周期内均匀取值.此外,我们选取记录能量分布和角度分布的分辨率分别为 3 eV 和 0.5° .

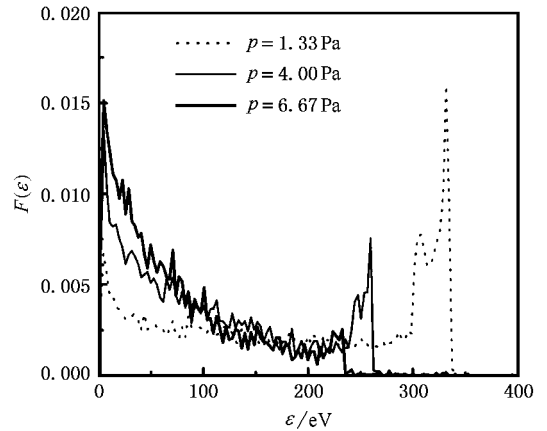


图4 入射到电极上的离子的归一化能量分布对不同的放电气压数 p 的依赖关系($\beta = 3, n_0 = 10^{10} \text{cm}^{-3}, T_e = 3 \text{eV}$)

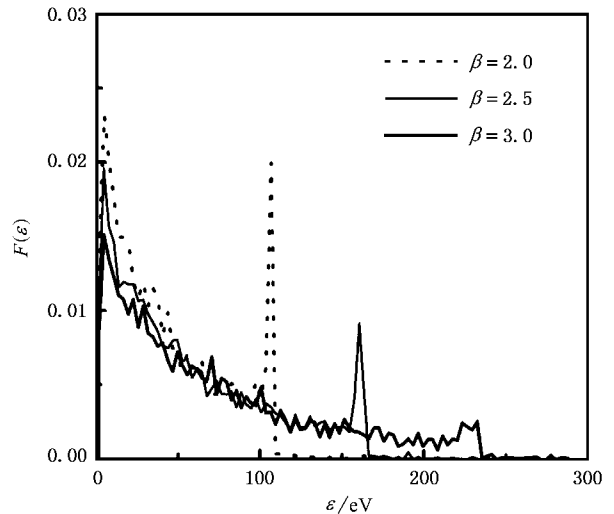


图5 入射到电极上的离子的归一化能量分布对不同的 RF 电流参数 β 的依赖关系($p = 6.7 \text{Pa}, n_0 = 10^{10} \text{cm}^{-3}, T_e = 3 \text{eV}$)

图4显示了放电气压 p 对电极上归一化的离子能量分布 $F(\epsilon)$ 的影响.从图4可以看到:当放电气压较低时,能量分布有两个峰值.当气压不断升高时,低能峰不断升高,而高能峰则不断下降,直至消失.这是因为随着气压的不断升高,离子与鞘层内中性粒子的碰撞更加频繁,其能量损失增大,从而有较多的低能离子产生.此外,我们还看到双峰的相对位

置随气压的升高而变小. 图 5 显示了电极上离子的能量分布随无量纲的电源参数 β (等价于电源功率) 的变化情况. 可以看出, 当 β 较小时, 能量分布是一个双峰分布, 而且双峰的位置相距较近. 随着 β 的变大, 能量分布不断扩展, 而且高能峰的高度不断下降. 在图 6 和图 7, 我们还进一步显示了电极上离子的能量分布随等离子体密度 n_0 和电子温度 T_e 的变化情况. 可以看出, 当密度的增加, 低能峰的高度不断下降, 而高能峰的高度则不断上升, 而且双峰的相对位置不断变大. 能量分布随电子温度的变化情况与随 β 的变化情况类似.

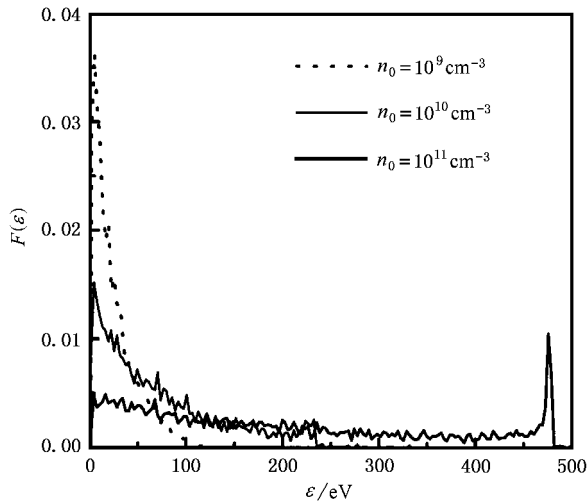


图 6 入射到电极上的离子的归一化能量分布对不同的等离子体密度 n_0 的依赖关系 ($\beta = 3, p = 6.7 \text{ Pa}, T_e = 3 \text{ eV}$)

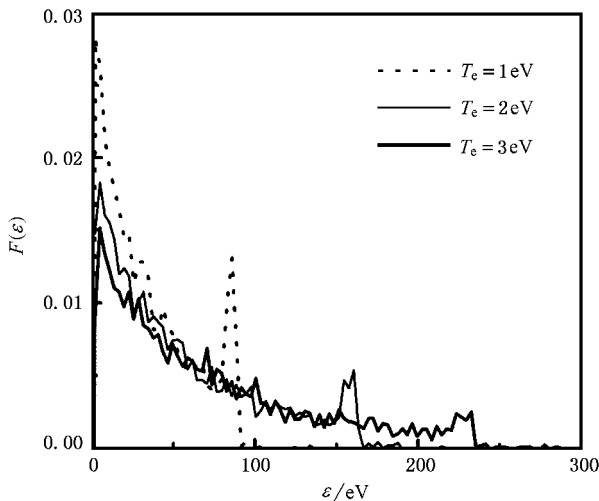


图 7 入射到电极上的离子的归一化能量分布对不同的电子温度 T_e 的依赖关系 ($\beta = 3, p = 6.7 \text{ Pa}, n_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$)

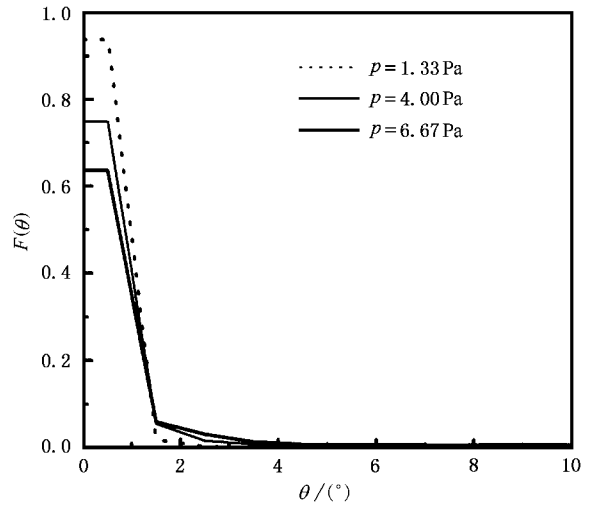


图 8 入射到电极上的离子的归一化角度分布对不同的放电气压 p 的依赖关系 ($\beta = 3, n_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}, T_e = 3 \text{ eV}$)

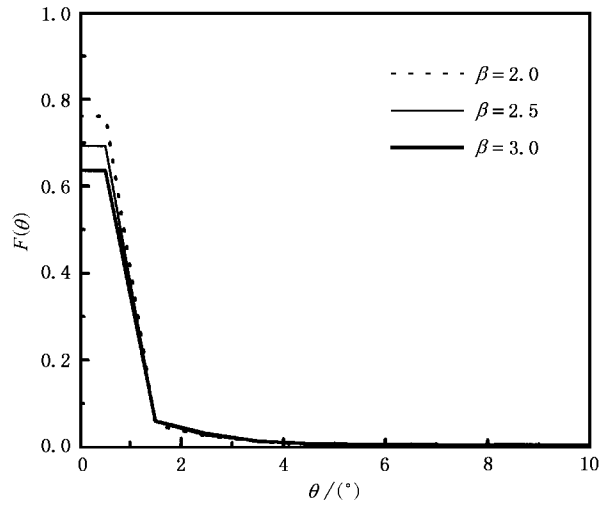


图 9 入射到电极上的离子的归一化角度分布对不同的 RF 电流参数 β 的依赖关系 ($p = 6.7 \text{ Pa}, n_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}, T_e = 3 \text{ eV}$)

最后, 图 8 和图 9 分别显示了离子入射到电极上的归一化的角度分布 $F(\theta)$ 随气压 p 和无量纲的电源参数 β 的变化情况. 可以发现, 在两种情况下, 离子几乎是垂直地入射到电极上的, 呈小角分布. 这可能是由于碰撞自由程较大以及离子在鞘层中碰撞机会较小的缘故. 此外, 改变气压 p 和电流参数 β 的值, 对角度分布的影响不是太明显.

4. 结 论

本文采用一种混杂模型研究了离子与中性粒子

的碰撞效应对 RF 鞘层的特性及入射到电极上离子能量分布和角度分布的影响. 首先, 我们在流体力学基础上对 Liberman 的无碰撞 RF 鞘层模型进行了修正, 并考虑了电荷交换碰撞效应, 建立了一套描述鞘层特性的封闭方程组, 发现碰撞效应(增大放电气压)使得鞘层厚度变小. 其次, 利用得到的 RF 鞘层电场, 采用 Monte-Carlo 方法模拟了离子在鞘层的传

输过程, 从微观上将离子的运动分成鞘层电场的加速过程及与中性粒子的弹性和非弹性碰撞过程, 模拟了入射到电极上离子的能量分布和角度分布. 发现在低气压下, 离子的能量分布是双峰分布的, 而且气压对双峰的高度和相对位置的影响非常明显. 碰撞效应对离子角度分布的影响很小, 离子几乎都是以小角入射到电极表面上.

- [1] Liberman M A 2000 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **16** 638
- [2] Godyak A V and Sternberg N 1990 *Phys. Rev. A* **42** 2299
- [3] Godyak A V and Sternberg N 1990 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **18** 159
- [4] Metze A, Ernie D W and Oskam H J 1986 *J. Appl. Phys.* **60** 3081
- [5] Metze A, Ernie D W and Oskam H J 1989 *J. Appl. Phys.* **65** 993
- [6] Miller P A and Riley M E 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 3689
- [7] Borning K 1992 *Appl. Phys. Lett.* **60** 1553
- [8] Grapperhuas M J and Kushner M J 1997 *J. Appl. Phys.* **82** 569
- [9] Edelberg E A and Aydil E S 1999 *J. Appl. Phys.* **86** 4799
- [10] Bose D, Govindan T R and Meyyappam M 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 7176
- [11] Dai Z L, Wang Y N and Ma T C 2001, *Acta Physica Sinica*, **50** 2398 [in Chinese] 戴忠玲、王友年、马腾才 2001 物理学报 **50** 2398]
- [12] Liberman M A 1989 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **17** 338
- [13] Hershkovitz N 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 1610
- [14] Liu J, Huppert G L and Sawin H H 1990 *J. Appl. Phys.* **68** 3916.
- [15] Kushner M J 1985 *J. Appl. Phys.* **58** 4024
- [16] Field D, Klemperer D F, May P W and Song Y P 1991 *J. Appl. Phys.* **70** 82
- [17] Kawamura E, Vahedi V, Liberman M A and Bidsall C K 1999 *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** R45
- [18] Thompson B E and Sawin H H 1988 *J. Appl. Phys.* **63** 2241
- [19] May P W, Field D and Klemperer D F 1992 *J. Appl. Phys.* **71** 3721
- [20] Wang D Z 1993 *J. Appl. Phys.* **73** 4171
- [21] Jurgensen C W 1988 *J. Appl. Phys.* **64** 590
- [22] Misakian M and Wang Y 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 3646

Collisional effects on ion energy and angular distributions incident on RF-biased electrodes^{*}

Qiu Hua-Tan Wang You-Nian Ma Teng-Cai

(State Key Laboratory of Material Modification by Laser, Ion and Electron Beams, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

(Received 2 October 2001 ; revised manuscript received 8 November 2001)

Abstract

Taking into account elastic collisions and charge-exchange collisions between ions and neutral particles, we established a self-consistent model describing the dynamics of radio-frequency (RF) sheath driven by a sinusoidal current source, and also, using the Monte-Carlo Method, simulated energy and angle distributions of ions bombarding on RF-biased substrates. It has been shown from numerical results that as increasing the discharge pressure, bimodal-peaks distributions for the ion energy become gradually a single-peak distribution, and low-energy ions increase. We also found that the angle distribution of ions is narrow and almost do not change with increasing the discharge pressure.

Keywords: radio-frequency discharges, plasma, ion, sheath

PACC: 5265, 5240, 5225

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 19975008, 19835030), the Trans-Century Training Program Foundation for Talents from the State Education Commission of China, and the Leading Teacher Program of Higher Education.