

# 等离子体浸没离子注入非导电聚合物的适应性及栅网诱导效应的研究\*

黄永宪<sup>1)†</sup> 冷劲松<sup>2)</sup> 田修波<sup>1)</sup> 吕世雄<sup>1)</sup> 李垚<sup>2)</sup>

1) (哈尔滨工业大学先进焊接与连接国家重点实验室, 哈尔滨 150001)

2) (哈尔滨工业大学复合材料与结构研究所, 哈尔滨 150001)

(2011年10月11日收到; 2011年11月11日收到修改稿)

本文建立了绝缘材料等离子体浸没离子注入过程的动力学 Particle-in-cell(PIC) 模型, 将二次电子发射系数直接与离子注入即时能量建立关联, 研究了非导电聚合物厚度、介电常数和二次电子发射系数对表面偏压电位的影响规律以及栅网诱导效应. 研究表明: 非导电聚合物较厚时, 表面自偏压难以实现全方位离子注入, 栅网诱导可以间接为非导电聚合物提供偏压, 并抑制二次电子发射, 为厚大非导电聚合物表面等离子体浸没离子注入提供了有效途径.

**关键词:** 非导电, 聚合物, 二次电子发射, 等离子体浸没离子注入

**PACS:** 52.40.Kh, 52.65.-y, 81.20.-n

## 1 引言

等离子体浸没离子注入技术通过化学作用的方式引入活性基团或/及离子轰击的物理作用过程, 来提高材料表面的性能<sup>[1,2]</sup>, 使材料表面具有优越的耐磨损、抗渗透、润湿性、导电性、可着色性以及生物相容性等, 来满足特殊功能的需要<sup>[3-6]</sup>. 但在非导电聚合物材料表面等离子体浸没离子注入过程中, 由于导电性能差, 自偏压需通过相应的措施, 如导体靶台, 提供脉冲负偏压, 实现非导电材料表面的离子注入. 即使通过导体靶台给与非导电材料施加偏压, 由于表面电荷聚积, 以及电容效应, 其表面偏压仍有大幅衰减<sup>[7,8]</sup>, 一定程度上限制了等离子体浸没离子注入在非导电材料表面改性领域的应用<sup>[9]</sup>. 可见, 由于表面电荷聚积及电容效应的影响, 非导电聚合物表面等离子体浸没离子注入是一个具有挑战性的课题. 为消弱电荷聚积对偏压

电位和离子注入能量的影响, 一般选择窄脉冲、低等离子体密度的工艺参数对非导电材料进行等离子体浸没离子注入<sup>[9,10]</sup>, 而偏压脉冲宽度的增大和等离子体密度的提高将导致大量表面电荷的积聚, 脉冲幅值降低, 难以实现高能离子的注入<sup>[11]</sup>. 同时, 研究表明非导电材料表面等离子体浸没离子注入过程中, 金属栅网诱导可以有效降低电荷的积聚强度, 提高离子注入的能量<sup>[8,12]</sup>.

目前, 非导电材料表面等离子体浸没离子注入的物理过程及适应性已开展了相应研究. 一般认为非导电聚合物表面充电效应对厚聚合物影响较大, 对较薄聚合物影响较小, 甚至可以忽略不计<sup>[13,14]</sup>. 而且, 绝缘材料等离子体浸没离子注入过程中鞘层扩展和崩溃的物理现象受等离子体密度、负脉冲偏压幅值和脉宽协同作用的影响<sup>[15,16]</sup>. 同时, 二次电子发射加剧了绝缘材料表面电荷积聚的程度, 为绝缘材料等离子体浸没离子注入的实现增加了难度<sup>[17]</sup>. 为明晰非导电聚合物表面偏压电位

\* 国家自然科学基金(批准号: 50904020 和 50974046), 哈尔滨市青年科技创新人才基金(批准号: 2009RFQXG050), 中央高校基础科研业务费专项资金(批准号: HIT.NSRIF.2012007) 和国家博士后科学基金(批准号: 20090460883 和 201003419) 资助的课题.

† E-mail: yxhuang@hit.edu.cn

的演化过程和辅助栅网对离子注入的影响, 本文建立了绝缘材料等离子体浸没离子注入的粒子模型 (Particle-in-cell, PIC), 系统研究了等离子体浸没离子注入非导电聚合物的适应性及栅网诱导的作用, 为非导电聚合物表面等离子体浸没离子注入的实现提供了依据.

## 2 非导电聚合物离子注入 PIC 模型

由热平衡 Boltzmann 理论, 处于电势为  $\phi$  的电子密度  $n_e$  符合 Boltzmann 分布, 通过 Poisson 方程将空间电位  $\phi$  与电子、离子密度建立联系, 加权求解电场强度和空间等离子体密度, 并跟踪离子在电场力作用下的运动过程<sup>[18-22]</sup>. 设聚合物表面电位为  $V_s$ , 金属靶台电位为  $V_0$ . 假设电介质各向同性且均匀, 则电介质中的电场强度  $E$  可以描述为

$$E = \frac{V_0 - V_s}{d}. \quad (1)$$

初始时刻, 离子鞘层内离子密度均匀分布, 运用 Gauss 定律

$$E = \frac{en_i}{\varepsilon_r \varepsilon_0} S, \quad (2)$$

其中,  $\varepsilon_0$  是真空介电常数,  $n_i$  是空间的离子密度,  $e$  是基本电荷. 联立方程 (1) 和 (2), 则聚合物与鞘层分界面的电势为

$$V_s = V_0 - \frac{en_i d}{\varepsilon_r \varepsilon_0} S, \quad (3)$$

其中,  $S = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 V_s}{en_i}}$  为离子鞘层厚度, 也可表示为

$$V_s = \frac{en_i}{2\varepsilon_0} S^2. \quad (4)$$

求解该方程 (3) 和 (4),

$$S = -\frac{d}{\varepsilon_r} + \sqrt{\frac{2\varepsilon_0}{en_i} V_0 + \frac{d^2}{\varepsilon_r^2}}. \quad (5)$$

将方程 (5) 代入方程 (4) 求得非导电聚合物和鞘层分界面处的初始电位

$$V_s(0) = \frac{en_i}{2\varepsilon_r} \times \left( -\frac{d}{\varepsilon_r} + \sqrt{\frac{2\varepsilon_0}{en_i} V_0(0) + \frac{d^2}{\varepsilon_r^2}} \right)^2. \quad (6)$$

非导电聚合物表面电荷积聚, 表面电位衰减, 表面电荷对电位的影响描述为

$$V_s(t) = V_0(t) - \frac{\sigma(t)}{C_0}, \quad (7)$$

其中  $C_0 = \varepsilon_r \varepsilon_0 / d$  为单位面积的介质电容,  $\sigma$  为表面的电荷密度.

方程 (7) 对时间  $t$  求导为

$$\frac{dV_s(t)}{dt} = \frac{dV_0(t)}{dt} - \frac{I(t)}{C_0}, \quad (8)$$

其中, 电流密度由离子流、电子流和位移电流组成

$$I(t) = I_i(t) + I_e(t) + I_d(t). \quad (9)$$

电子流由聚合物表面的电位所决定,

$$I_e(t) = \frac{eu_e n_0}{4} \exp\left[\frac{eV_s(t)}{k_B T_e}\right]. \quad (10)$$

该 PIC 模型, 二次电子发射系数  $\gamma$  与每个离子注入的即时能量  $E_{\text{implanting}}$  直接相关, 当  $E_{\text{implanting}}$  小于 0.5 keV 时, 二次电子发射较弱<sup>[23]</sup>, 在本模型中认为此时  $\gamma = 0$ , 当  $E_{\text{implanting}} \geq 0.5$  keV 时, 二次电子发射系数与每个离子注入的即时能量  $E_{\text{implanting}}$  直接相关, 描述为

$$\gamma = \gamma_0 \sqrt{E_{\text{implanting}}/E_0}, \quad (11)$$

其中,  $\gamma_0$  是对应离子注入能量  $E_0$  的二次电子发射系数.

离子流密度描述为

$$I_i(t) = (1 + \gamma_0 \sqrt{E_{\text{implanting}}/E_0}) eu_i(0, t) n_i(0, t). \quad (12)$$

材料表面电荷的位移电流为

$$\begin{aligned} I_d(t) &= \frac{d(C_s V_s)}{dt} \\ &= C_s(t) \frac{dV_s(t)}{dt} + V_s(t) \frac{dC_s(t)}{dt}, \end{aligned} \quad (13)$$

其中,  $C_s(t) = \varepsilon_0 A / d_s(t)$  为随时间变化的鞘层电容.

同时考虑聚合物本身电容效应和表面电荷积聚效应对表面电位的影响, 表面电位为

$$V_s(t) = V_0(t) - \frac{E_S d}{\varepsilon_r} + \frac{\sigma d}{\varepsilon_r \varepsilon_0}. \quad (14)$$

对于条状金属栅网诱导厚大非导电聚合物表面等离子体浸没离子注入, 采用二维直角坐标建立模型, 通过二维二阶空间电位分布的泊松方程求解, 确定等离子体鞘层内部的电位分布. 为节省计算资源, 选择一个栅网的对称单元进行模拟计算, 条状

栅网诱导离子注入模拟空间, 如图 1 所示.

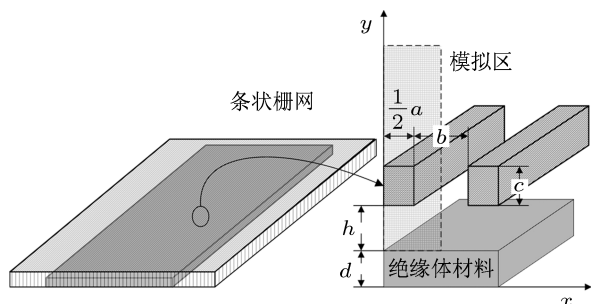


图 1 条状栅网诱导离子注入模拟空间示意图

采用拉格朗日近似化方法将非线性问题进行线性化处理, 并对变量进行无量纲归一化处理 [24–26], 通过线性化处理以及差分的形式求解空间电位分布. 非导电聚合物表面等离子体浸没离子注入过程, PIC 模型程序框架如图 2 所示, 首先初始化程序, 并确定边界条件, 其中, 非导电聚合物表面的初始电位由 (6) 式确定, 另一边界条件为真空室壁, 电位为 0; 在模拟空间均匀划分的正方形网格内均匀放入离子, 加权求解空间内每个网格的初始密度, 通过泊松方程计算空间电势分布, 并根据各点的电势求解电场强度, 确定离子在该时刻的位置坐标, 进而求解每一个离子的加速度、速度和位移; 由离子位置坐标, 根据每个离子位移坐标, 判断是否注入, 并加权求解下一时刻各网格结点的离子密度; 空间离子密度确定后, 判断模拟区域是否有离子存在和计算时间是否完成, 求解下一时刻等离子体鞘层内部的空间电位分布; 如此循环, 直到计算结束, 存储数据.

### 3 结果分析与讨论

#### 3.1 非导电聚合物属性对表面电位的影响

设  $\text{Ar}^+$  等离子体的密度  $n_0 = 1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , 电子温度  $T_e = 1.0 \text{ eV}$ . 当脉冲偏压幅值  $V_0 = -20 \text{ kV}$  的矩形波时, 非导电聚合物表面初始电位如图 3 所示, 聚合物厚度一定时, 随相对介电常数的增大, 即聚合物导电性能的提高, 聚合物表面负脉冲偏压的幅值快速增大. 当相对介电常数较大时, 可认为该聚合物为导体, 不考虑材料本身介电特性对表面脉冲电位的影响. 相对介电常数一定, 随聚合物厚度

的增大, 表面负脉冲的幅值基本呈线性降低, 当绝缘材料厚度为微米级别时, 可以忽略非导电聚合物本身电压降对表面脉冲幅值的影响 [14].

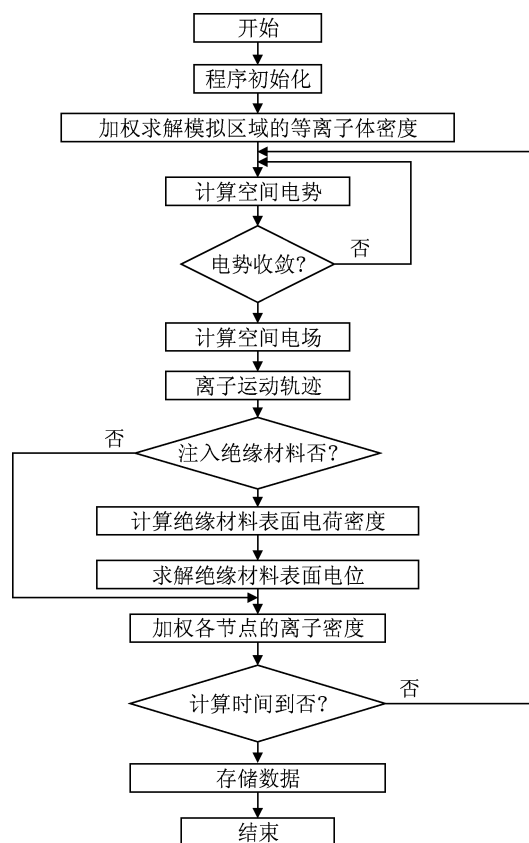


图 2 非导电聚合物材料 PIC 模型程序框图

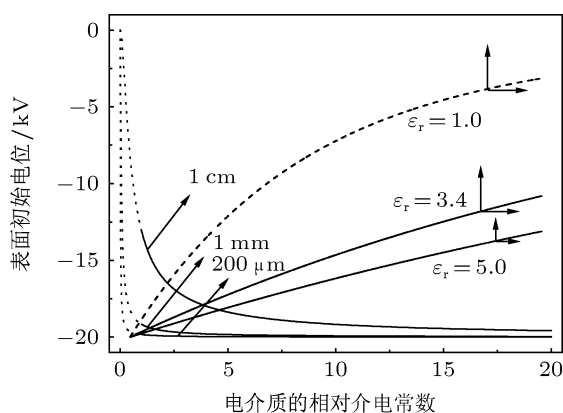


图 3 非导电聚合物属性对表面初始电位的影响

聚合物在高速离子注入的过程中, 伴随着二次电子的发射, 且往往二次电子流大于离子的入射流, 致使非导电聚合物表面因失去电子带正电, 造成大量正电荷的积聚, 使其表面负脉冲偏压的幅值衰减.

二次电子发射系数求解一般不考虑鞘层内离子移动的时间,且假设离子注入能量直接与该时刻表面电位的幅值相关,不考虑离子在鞘层运动过程中表面的电位变化<sup>[23]</sup>,这时非导电聚合物表面电位随电荷积聚过程的变化如图4所示.而通过等离子体动力学PIC模型跟踪每个离子在鞘层的运动过程,进而确定每个离子注入的即时能量,可以将二次电子发射系数直接和离子的即时入射能量建立联系.离子注入能量并不仅仅由表面的电位所决定,同时还与离子在鞘层内的运动时间,和在该时间段表面电位变化及等离子体鞘层的扩展相关.可见,将二次电子发射系数与离子入射能量相联系,而非直接与该时刻的表面电位相关,更符合离子注入的真实物理过程.由图4可见,将二次电子发射系数与每个离子的即时注入能量关联,表面电荷的积聚程度稍弱,即反应在表面负脉冲偏压上,其衰减的幅度稍低.

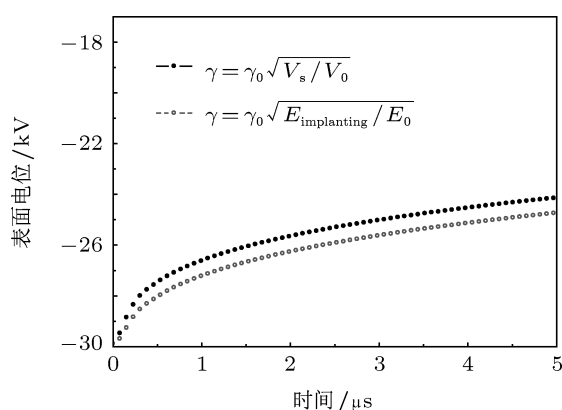


图4 二次电子发射对表面电位随时间演变的影响

通过对非导电聚合物物理属性如厚度、相对介电常数和二次电子发射系数对表面电位的研究,表明在等离子体浸没离子注入处理较厚非导电聚合物时,需采取一些辅助措施,如辅助金属栅网诱导,间接的为非导电聚合物施加负偏压以及抑制二次电子的发射,从而提高离子注入能量<sup>[8,27,28]</sup>.

### 3.2 辅助金属栅网对电势的影响

等离子体浸没离子注入过程中,因高能离子注入而溢出的二次电子的初始能量小于100 eV<sup>[29]</sup>.因此,栅网诱导等离子体浸没离子注入时,金属栅

网与被处理非导电聚合物表面构成腔体内部电位差大于100 V时,足以抑制二次电子的溢出<sup>[29]</sup>.金属栅网与导体靶台相连为同电位-10 kV,离子未注入时,聚合物与栅网形成等势体,离子注入后,非导电聚合物表面电荷积聚,表面电位衰减,金属栅网与聚合物表面间形成电场,抑制二次电子的发射.利用PIC模型研究了非导电聚合物表面因电荷积聚,电位衰减,其表面电位不同时,辅助金属栅网的高度、几何尺寸对二次电子的屏蔽作用.

以脉冲偏压幅值5%的衰减量为考察基准,非导电聚合物表面电位为-9.5 kV时,金属栅网附近空间电位分布,如图5所示.金属栅网间隙中心面处电位幅值最低,当栅网高度为6 mm,栅网间距为1.2 mm,栅网筋宽度为0.4 mm时,等势线的电位与聚合物表面的电位差 $V_{\text{surface}} - V_{\text{out}} \geq 200 \text{ V}$ ,二次电子受到抑制.栅网间隙中心面上的空间电位分布如图6所示,采用栅网间隙中心面上等势线的幅值最低电位与聚合物表面的电位差 $V_{\text{surface}} - V_{\text{out}}$ 来表征栅网对二次电子发射的抑制能力.并系统研究了聚合物表面电位不同时,栅网高度和几何尺寸对二次电子发射屏蔽能力的影响.

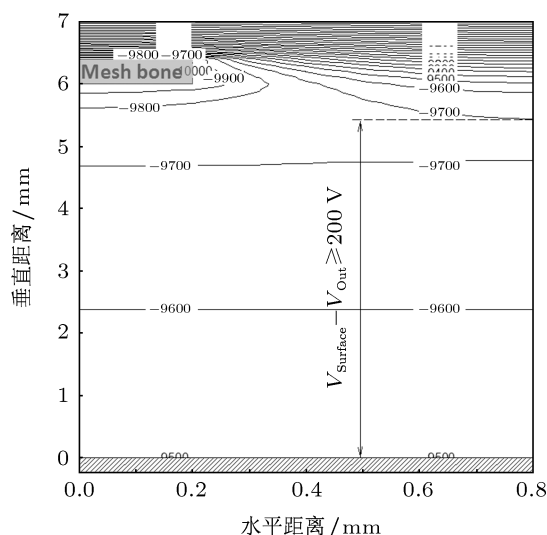


图5 金属栅网附近空间电位分布

网孔隙为1.2 mm,栅网筋宽度为0.4 mm,非导电聚合物表面电位不同时,金属栅网对二次电子的抑制能力与栅网高度的关系如图7所示.以栅网对二次电子的抑制能力100 eV为基准,当非导电聚合物表面电位较高时,如-9.7 kV和-9.8 kV,

栅网对二次电子起不到抑制作用. 当非导电聚合物表面电位为  $-9.6\text{ kV}$ , 栅网高度大于  $3\text{ mm}$  时, 栅网对二次电子的屏蔽能力在  $100\text{ eV}$  以上, 且随着栅网高度的进一步增大, 栅网高度对二次电子的抑制能力影响不大. 随着非导电聚合物表面电位的衰减, 栅网对二次电子的屏蔽能力增强, 如表面电位为  $-9.0\text{ kV}$  时, 在所考察的栅网高度范围内, 栅网对二次电子发射的抑制能力均在  $200\text{ eV}$  以上. 可见, 当聚合物表面电位衰减到一定程度 (如  $< 9.6\text{ kV}$ ), 栅网高度在  $3\text{ mm}$  以上时, 二次电子已不能逸出. 试验研究也表明, 绝缘材料材料采用栅网诱导等离子体浸没离子注入时, 栅网的高度一般选择几毫米到  $1\text{ 厘米}$  之间 [30].

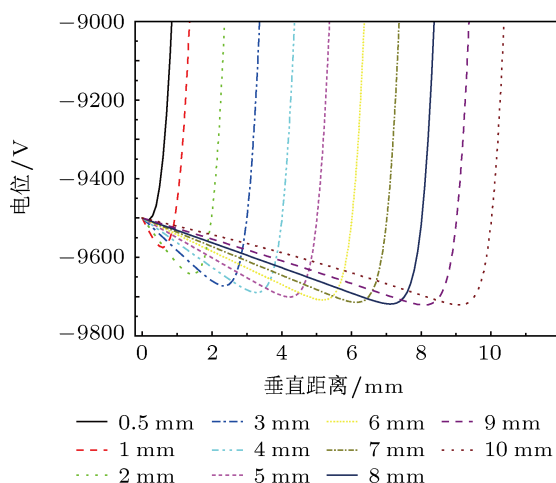


图6 栅网间隙中心面上的电势分布随栅网高度的变化

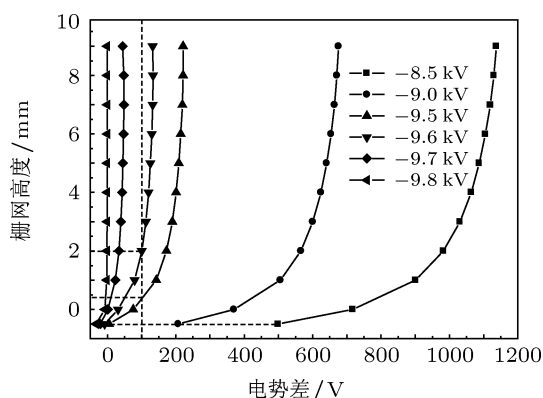


图7 栅网高度对抑制二次电子的影响

条状栅网间距为  $b$ , 栅网筋宽度为  $a$ , 栅网间隙率定义为  $\sigma = b/(a + b) \times 100\%$ . 显而易见, 当间隙率  $\sigma$  较大时, 离子穿过栅网的份额较大, 离子注

入栅网表面的损耗较低. 由图 8 可见, 栅网的高度为  $5\text{ mm}$ , 栅网筋的宽度为  $0.8\text{ mm}$  一定, 当  $b$  增大时, 金属栅网内部电位差  $V_{\text{surface}} - V_{\text{out}}$  降低, 栅网对二次电子发射的抑制能力减弱.  $b$  一定, 金属栅网对二次电子的抑制能力随非导电聚合物表面电位幅值的降低而增强. 电位差  $V_{\text{surface}} - V_{\text{out}}$  一定, 即抑制二次电子的能力一定时, 保持聚合物表面较大的电位幅值, 需减小  $b$ , 即以降低栅网的间隙率为代价.

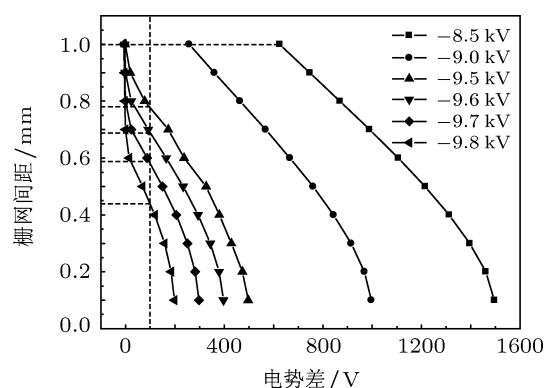


图8 栅网间距对抑制二次电子的影响

对于栅网间隙率  $\sigma$  而言, 栅网间距  $b$  增大, 栅网筋宽度  $a$  减小, 则  $\sigma$  增大, 有利于离子穿过栅网, 实现金属栅网下方非导电聚合物表面的注入, 但  $a$  的大小需要根据等离子体的参数和栅网的空间位置及几何尺寸来确定, 而不能无限的缩小, 否则栅网将起不到抑制二次电子发射的作用. 如图 9 所示, 栅网筋宽度降低, 栅网对二次电子的抑制能力随之降低. 栅网高度为  $5\text{ mm}$ ,  $b = 1.2\text{ mm}$  一定, 非导电聚合物表面电位幅值高于  $-9.7\text{ kV}$ ,  $a < 0.6\text{ mm}$  时已不足以抑制初始能量为  $100\text{ eV}$  的二次电子的溢出. 随栅网筋宽度的增大, 对二次电子抑制的能力增强, 较高幅值负电位的等势线可以在栅网筋之间形成封闭的等势线, 再增大  $a$  已无实际意义, 且为保证离子穿过栅网, 趋向于选择相对较小的  $a$ . 如非导电聚合物表面电位为  $-9.6\text{ kV}$ , 栅网间隙率为  $75\%$  时, 栅网抑制二次电子发射的能力仍在  $100\text{ eV}$  以上. 随着非导电聚合物表面电位幅值的降低, 栅网间隙率进一步提高时, 栅网仍具有较强的抑制二次电子发射的能力. 如当聚合物表面电位为  $-9.0\text{ kV}$ , 栅网间隙为  $92\%$ , 仍具有抑制二次电子的能力. 而在金属栅网诱导等离子体浸没离子注入时, 栅网间隙率一般选择在  $70\%$  以上 [31].

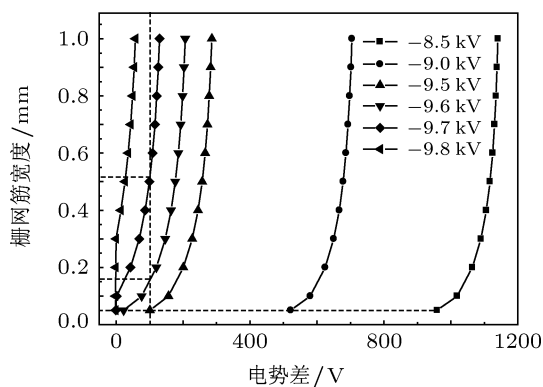


图9 栅网筋宽度对抑制二次电子的影响

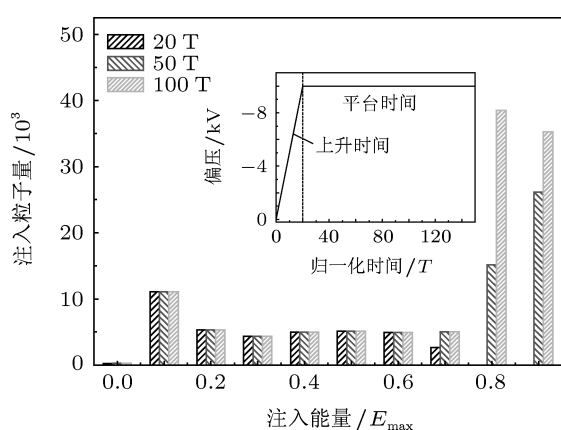


图10 不同时刻离子注入能量

### 3.3 辅助金属栅网对离子注入能量的影响

金属栅网辅助厚大非导电聚合物表面等离子体浸没离子注入, 不同时刻离子注入能量如图 10 所示. 在 0—20 T ( $T = (\epsilon_0 m_i / n_0 q^2)^{1/2}$ , 等离子体离子振荡周期) 时间段, 离子注入聚合物表面能量低于最高能量的 80%, 这是脉冲上升沿阶段偏压幅值较低缘故, 脉冲偏压的波形如图 10 中插图所示. 而在脉冲上升沿结束后, 已没有低能量离子的

注入, 这主要是因为非导电聚合物表面脉冲负偏压幅值较高, 且金属栅网抑制了二次电子的溢出, 仅因注入的离子所积聚的正电荷不足以产生较大的压降. 如在 100 T 时刻, 高能离子 (即时注入能量大于最大注入能量的 80%) 所占的份额达到了 64.2%.

## 4 结论

本文利用等离子体动力学 PIC 模型, 研究了非导电聚合物表面电位的演化规律和辅助金属栅网对二次电子发射的抑制作用. 主要结论如下:

1. 当非导电聚合物厚度较小, 相对介电常数较大, 二次电子发射系数较小时, 聚合物因电荷积聚对表面电位衰减的程度较小, 随非导电聚合物厚度的增大, 表面负脉冲偏压的幅值基本呈线性降低, 当厚度为微米级别, 可以忽略非导电聚合物本身电压降对表面脉冲幅值的影响.

2. 厚大聚合物表面辅助栅网离子注入时, 栅网可以抑制非导电聚合物表面二次电子的发射, 抑制二次电子的能力随栅网高度的增加而增大, 高度为 5 mm 以上时其抑制能力基本保持不变. 栅网高度和筋的宽度一定时, 抑制能力随栅网间隙的增大而降低. 栅网高度和间距一定时, 抑制能力随栅网筋宽度的增加而增加, 逐渐趋于恒定. 为提高栅网抑制二次电子发射的能力和栅网间隙率, 需以降低聚合物表面的电位为代价, 当非导电聚合物表面电位为 -9.0 kV, 栅网间隙为 92%, 仍具有抑制二次电子的能力.

3. 非导电聚合物表面栅网诱导等离子体浸没离子注入, 栅网抑制了二次电子发射, 表面电荷积聚程度减弱, 提高了离子注入能量, 在 100 T 时刻, 高能离子所占的份额达到了 64.2%.

[1] Ferrante D, Iannace S, Monetta T 1999 *J. Mater. Sci.* **34** 175  
 [2] Kwok D T K 2006 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **34** 1059  
 [3] Riccardi C, Barni R, Selli E, Mazzone G, Massafra M R, Marcondalli B, Poletti G 2003 *Appl. Surf. Sci.* **211** 386  
 [4] Zhang D C, Shen Y Y, Huang Y J, Wang Z, Liu C L 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 7974 (in Chinese) [张大成, 申艳艳, 黄元杰, 王卓, 刘昌龙 2010 物理学报 **59** 7974]  
 [5] Hu X J, Hu H, Chen X H, Xu B *Acta Phys. Sin.* **60** 068101 (in Chinese) [胡晓君, 胡衡, 陈小虎, 许贝 2011 物理学报 **60** 068101]  
 [6] Zhang Y, Zhang C H, Zhou L H, Li B S, Yang Y T 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4130 (in Chinese) 张勇, 张崇宏, 周丽宏, 李炳生, 杨义涛 2010 物理学报 **59** 4130]  
 [7] Oates T W H, Bilek M M M 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 2980  
 [8] Fu R K Y, Chu P K, Tian X B 2004 *J. Appl. Phys.* **95** 3319  
 [9] Lacoste A, Coeur F L, Arnal Y, Pelletier J, Grattapain C 2001 *Surf. Coat. Technol.* **135** 268  
 [10] Tian X B, Fu R K Y, Chen J Y, Chu P K, Brown I G 2002 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **187** 485

- [11] Allan S Y, McKenzie D R, Bilek M M M 2010 *Plasma Sources Sci. Technol.* **19** 045002
- [12] Kondyurin A, Gan B K, Bilek M M M, Mizuno K, McKenzie D R 2006 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **251** 413
- [13] Emmert G A 1994 *J. Vac. Sci. Technol. B* **12** 880
- [14] Ueda M, Tan I H, Dallaqua R S, Rossi J O, Barroso J J, Tabacniks M H 2003 *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **206** 760
- [15] Oates T W H, Pigott J, McKenzie D R, Bilek M M M 2003 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **31** 438
- [16] Dai Z L, Wang Y N 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 6428
- [17] Li X C, Wang Y N 2006 *Thin Solid Films* **506-507** 307
- [18] Huang Y X, Tian X B, Yang S Q, Fu Ricky, Chu K Paul 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4762 (in Chinese) [黄永宪, 田修波, 杨士勤, Fu R K Y, Chu K P 2007 物理学报 **56** 4762]
- [19] Liu C S, Wang D Z, Liu T W, Wang Y W 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6450 (in Chinese) [刘成森, 王德真, 刘天伟, 王艳辉 2008 物理学报 **57** 6450]
- [20] Verboncoeur J P 2005 *Plasma Phys. Contr. F* **47** A231
- [21] Wang P, Tian X B, Wang Z J, Gong C Z, Yang S Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 085206 (in Chinese) [王蓬, 田修波, 汪志键, 巩春志, 杨士勤 2010 物理学报 **60** 085206]
- [22] Liu C S, Han H Y, Peng X Q, Chang Y, Wang Y, Wang D Z 2010 *Chin. Phys. B* **19** 035201
- [23] Bogaerts A, Gijbels R 2002 *Plasma Sources Sci. Technol.* **11** 27
- [24] Song Y H, Gong Y, Wang D Z 1995 *Chinese J. Comput. Phys.* **12** 528 (in Chinese) [宋远红, 宫野, 王德真 1995 计算物理 **12** 528]
- [25] Kwok D T K, Chu P K, Chun C 1998 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **26** 1669
- [26] Sheridan T E 2000 *Acta Metall. Sin.* **13** 611
- [27] Fu R K Y, Fu K L 2004 *J. Vac. Sci. Technol. A* **22** 356
- [28] Powles R C, Kwok D T K, McKenzie D R, Bilek M M M 2005 *Phys. Plasmas* **12** 093507
- [29] Rothard H, Moshhammer R, Ullrich J, Kollmus H, Mann R, Hagemann S, Zouros T J M 2007 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **258** 91
- [30] Kostov K G, Ueda M, Tan I H, Leite N F, Beloto A F, Gomes G F 2004 *Surf. Coat. Techn.* **186** 287
- [31] Lim H, Lee Y, Han S, Kim Y, Cho J, Kim K J 2002 *Surf. Coat. Techn.* **160** 158

# The study on adaptability and effect of mesh-inducing for plasma immersion ion implantation on non-conductor polymer\*

Huang Yong-Xian<sup>1)†</sup> Leng Jin-Song<sup>2)</sup> Tian Xiu-Bo<sup>1)</sup> Lü Shi-Xiong<sup>1)</sup> Li Yao<sup>2)</sup>

1) (State Key Laboratory of Advanced Welding and Joining, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

2) (Center for Composite Materials and Structures, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001, China)

(Received 11 October 2011; revised manuscript received 11 November 2011)

## Abstract

Plasma immersion ion implantation (PIII) of non-conductor polymer materials is inherently difficult because the voltage across the sheath is reduced by the voltage drop across the insulator due to dielectric capacitance and charge accumulation on the insulator surface. Based on the particle-in-cell (PIC) model, the secondary electron emission (SEE) coefficient is related to the instant energy of implanting ions. Statistical results can be obtained through scouting each ion in the plasma sheath. The evolution of surface potential is simulated for ion implantation on insulator materials. The effects of thickness, dielectric constant and SEE coefficient on the surface bias potential and the effect of mesh-inducing are studied. For thicker non-conductor polymer, it is difficult to achieve omni-directional implantation by self-bias. The mesh-assisted PIII can improve the equivalent surface potential, suppress the emission of secondary electrons and provide an effective way for ion implantation on insulator.

**Keywords:** non-conductor, polymer, secondary electron emission, plasma immersion ion implantation

**PACS:** 52.40.Kh, 52.65.-y, 81.20.-n

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 50904020, 50974046), the Science and Technology Innovation Research Project of Harbin for Young Scholar (Grant No. 2009RFQXG050), the Fundamental Research Funds for the Central Universities (Grant No. HIT. NSRIF. 2012007), and the China Postdoctoral Science Foundation (Grant Nos. 20090460883, 201003419).

† E-mail: yxhuang@hit.edu.cn