

## 电子束透射氮化硅薄膜窗产生低密度等离子体\*

颜劭祺 高继昆 陈越 马尧 朱晓东†

(中国科学技术大学物理学院, 合肥 230026)

(2024年2月28日收到; 2024年5月20日收到修改稿)

低电子密度等离子体源在电离层等离子体的实验室模拟中具有重要的应用. 本文利用高能电子束透射氮化硅薄膜窗口, 在低气压条件下激发低密度等离子体. 采用蒙特卡罗方法对氮化硅薄膜的电子束透射特性进行模拟; 利用 CCD 相机和静电探针对产生的电子束等离子体进行诊断. 电子束等离子体呈现出顶点位于氮化硅薄膜窗口的锥状结构. 在相同气压下, 电子初始能量越高, 锥状等离子体锥角越小, 等离子体更加向轴线集中, 这与氮化硅薄膜的电子透射特性蒙特卡罗模拟定性一致. 随着工作气压增大, 高能电子与中性粒子碰撞频率变大, 电子束散射效应增强导致等离子体锥角变大. 等离子体锥状结构是高能电子透射特性以及高能电子与气体分子散射特征的反映. 在 40 keV 条件下, 当电子束流从 10  $\mu\text{A}$  减小到 0.5  $\mu\text{A}$  时, 电子密度减小, 变化在  $10^5$ — $10^6$   $\text{cm}^{-3}$  范围; 而电子温度没有明显的变化, 接近 1 eV. 随气压增大, 电子密度有增大趋势. 研究工作表明, 在工作腔尺寸足够大的情况下, 可得到沿电子入射方向随距离增加逐渐衰减的  $10^5$   $\text{cm}^{-3}$  以下更低的电子密度; 这是由于射程增加, 透射的高能电子与中性气体碰撞产生能量损失增大; 同时电子束散射增强导致了等离子体更加发散.

**关键词:** 电子束, 等离子体产生, 等离子体源, 电子密度**PACS:** 41.75.Fr, 52.50.-b, 52.50.Dg, 52.70.Ds**DOI:** 10.7498/aps.73.20240302

## 1 引言

在等离子体源技术中, 通常关注的是如何提高等离子体的性能参数; 尤其是在一些工业等离子体应用中, 电子密度的增大可以产生更多的活性粒子<sup>[1-3]</sup>. 但在一些情形, 需要产生具有低电子密度的等离子体, 如在空间科学的电离层等离子体实验室模拟研究中<sup>[4-6]</sup>. 电离层是一个复杂而动态的区域, 从距离地球表面 90 km 延伸到 1000 km. 电离层底部等离子体的典型特征是电子密度和温度低, 电子密度在  $5 \times 10^2$ — $3 \times 10^6$   $\text{cm}^{-3}$ , 电子温度 0.05—0.3 eV<sup>[7]</sup>. 电离层等离子体的实验室模拟对于航天工业及其空间科学研究至关重要, 这方面工作的基础是获得可控的低电子密度和温度的等离子体.

实验室中用于电离层环境模拟的等离子体, 都是通过热丝发射热电子, 然后热丝加偏压形成等离子体. 等离子体透过热丝扩散至工作区, 其中的带电粒子被栅极电场进一步加速、扩散, 产生低密度等离子体<sup>[4-6]</sup>. 由于等离子体源区与工作区互通, 加上栅极的应用, 使等离子体源结构复杂、且参数控制困难.

近年来, 固体薄膜窗应用于电子束等离子源的研究吸引了更多的兴趣<sup>[8-12]</sup>. 电子束在高真空条件下产生, 然后穿过固体薄膜窗口进入工作腔室, 与工作气体碰撞电离形成等离子体. 薄膜窗的应用使电子束产生系统的高真空环境 ( $<10^{-4}$  Pa) 与放电工作室完全隔离, 工作腔室的气压独立可调, 从低气压到一个大气压范围调节. 电子束等离子体的能量馈入方式明显不同于传统的放电. 由于没有外加

\* 国家重点研发计划 (批准号: 2018YFE0301102) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xdzhu@ustc.edu.cn

电场, 等离子体中的电子不能进一步补充能量, 使电子束等离子体具有固有的低电子温度特性. 由于电子束能量和束流可控, 同时工作腔室的气体种类、气压任意调节, 这些为产生低密度等离子体提供了一种新的理想选择.

本文利用高能电子束透射氮化硅薄膜窗口, 在低气压条件下激发低密度等离子体. 采用蒙特卡罗方法对氮化硅薄膜的电子束透射特性进行了模拟; 利用 CCD 相机和静电探针对产生的电子束等离子体进行诊断. 结合薄膜的电子束透射特性及电子束-气体分子的碰撞特征, 对电子束等离子体在低电子密度方面的应用进行了讨论.

## 2 实验装置

图 1 是实验装置示意图, 装置由电子束产生腔和石英玻璃工作腔组成. 氮化硅薄膜窗口将两个腔室分隔开, 装置的详细描述见参考文献 [12], 在这里进行简单的介绍. 电子束系统的真空系统由一台分子泵和一台机械泵组成; 工作腔室为直径 30 cm, 高度 40 cm 的石英玻璃圆筒, 真空系统由一台机

械泵构成. 电子束腔室工作在本底真空条件下, 压强小于  $5 \times 10^{-4}$  Pa. 工作腔室的背景真空约为 1 Pa; 工作气体为氮气, 工作气压在 100 Pa 以下.

电子束产生腔中, 电子从六硼化镧 ( $\text{LaB}_6$ ) 热阴极表面发射, 并在强电场中聚焦和加速. 不锈钢阳极上有一直径 2 mm 的通孔, 在通孔出口处覆盖有 400 nm 厚度、面积为  $1.5 \text{ mm} \times 1.5 \text{ mm}$  的氮化硅薄膜窗口. 经过聚焦加速的电子通过阳极通孔和薄膜窗口最后进入工作腔. 电子束的能量范围在 20—40 keV 变化, 束流在  $0.5\text{--}10 \mu\text{A}$  范围内变化.

取平行于电子束入射方向为  $z$  轴, 薄膜窗口的中心设置为  $z = 0$ . 使用 CCD 相机拍摄工作腔室中形成的等离子体在  $x\text{-}z$  平面的照片. 在装置的轴线上有一平板静电探针, 探针直径为 1 cm, 位于  $z = 20 \text{ cm}$  处. 探针的扫描回路中有一跨阻放大器, 将电流信号转变为电压信号. 两台高精度的台式万用表 (Keithley 2000 Multimeter) 采集探针对地电压和跨阻放大器电压信号, 传输至计算机存储.

## 3 实验结果与讨论

### 3.1 电子束等离子体的形状特征

图 2 为不同电子束能量和不同气压下氮气电子束等离子体的放电照片, 其中电子束的束流保持为  $5 \mu\text{A}$ . 由于低气压下等离子体光辐射非常弱, 实验中采集图像时对环境光进行了物理屏蔽. 拍摄设备为 CCD 相机 (NIKON D3100), 安装在  $z = 20 \text{ cm}$  处. 拍摄参数为: 光圈值  $f/3.8$ , ISO 感光 3200, 焦距 22 mm, 曝光时间 10 s.

从图 2 可以看出, 等离子体呈现出一顶点位于氮化硅薄膜窗口的锥状结构, 且等离子体锥角随初始高能电子能量和工作气体变化. 相同气压下, 电子初始能量越高, 等离子体锥角越小, 等离子体向轴线集中. 相同的电子初始能量情况下, 工作气压增大, 等离子体锥角变大. 这些是高能电子透射特性以及高能电子与气体分子碰撞特征的反映.

首先是高能电子透射特性. 高能电子由薄膜窗透射时, 电子与薄膜原子产生系列碰撞. 每一次碰撞会产生速度的小角度偏转. 多次碰撞产生的累积效应使得初始高能电子透射薄膜后有一定的散射角分布. 我们采用连续慢化近似的蒙特卡罗模拟方法,

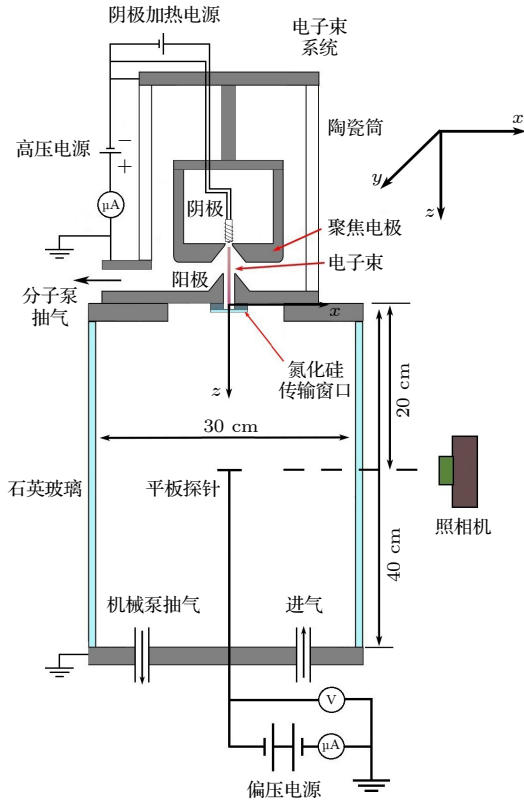


图 1 实验装置示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the experimental setup.

研究 20—40 keV 电子经过 400 nm 氮化硅薄膜的透射特性. 模拟中, 弹性散射用卢瑟福 (Rutherford) 微分散射截面来描述, 使用贝斯 (Bethe) 阻止本领处理非弹性散射造成的能量损失<sup>[13,14]</sup>. 模拟中, 我们主要关注电子在材料中的运动轨迹和能量沉积; 产生的二次电子能量较低, 难以远离初始电子轨迹, 所以我们忽略低能的二次电子的影响. 散射角和平均自由程由弹性散射的非相对论性屏蔽 Rutherford 散射截面确定:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z^2 e^4}{4E^2(1 - \cos\theta + 2\zeta)^2},$$

其中  $Z$  为原子序数,  $E$  为电子能量,  $\theta$  为散射角, 屏蔽参数  $\zeta = \frac{me^4}{8h^2E} (\chi^{Z^{1/3}})^2$ , 源自核外电子云对库伦势的屏蔽效应, 修正因子  $\chi \approx 1.265$ <sup>[15]</sup>.

非弹性散射的能量损失由非相对论性 Bethe

阻止本领描述<sup>[16]</sup>:

$$\left(-\frac{dE}{dl}\right)_{\text{Bethe}} = 2\pi e^4 Z \frac{N_A \rho}{A} \frac{1}{E} \ln\left(1.166 \frac{E}{J}\right),$$

其中  $N_A$  为阿伏伽德罗常数,  $\rho$  为材料密度,  $A$  为原子质量,  $J$  为平均电离能.

设初始电子运动方向沿  $z$  轴且垂直入射 400 nm 厚度的氮化硅薄膜. 定义最终透过薄膜的电子数目和入射电子总数目的比值为束流传输效率  $T_{\text{MC}}$ ; 最终透过薄膜的电子束剩余能量和电子束总入射能量的比值为能量传输效率  $E_{\text{MC}}$ :

$$T_{\text{MC}} = N_z / N_{\text{in}},$$

$$E_{\text{MC}} = N_z \bar{E}_z / (N_{\text{in}} E_{\text{in}}),$$

其中  $N_{\text{in}}$  为入射电子总数目,  $N_z$  为穿过薄膜的电子数目,  $E_{\text{in}}$  为入射电子的能量,  $\bar{E}_z$  为穿过薄膜后电子的平均能量.

图 3 给出了模拟的束流传输效率和能量传输效率随入射电子能量  $E_{\text{in}}$  的关系. 在 20—40 keV 的能量范围, 束流传输效率在 97% 以上, 能量传输效率最低为 93%. 在我们先前的工作中, 进行了背景真空条件下 40 keV 电子束透射 400 nm 氮化硅薄膜的透过率实验测量, 透过率约为 92%<sup>[12]</sup>. 图 3 的模拟结果与实验很接近, 表明 400 nm 的氮化硅薄膜对初始高能电子束能量和束流的截留很小.

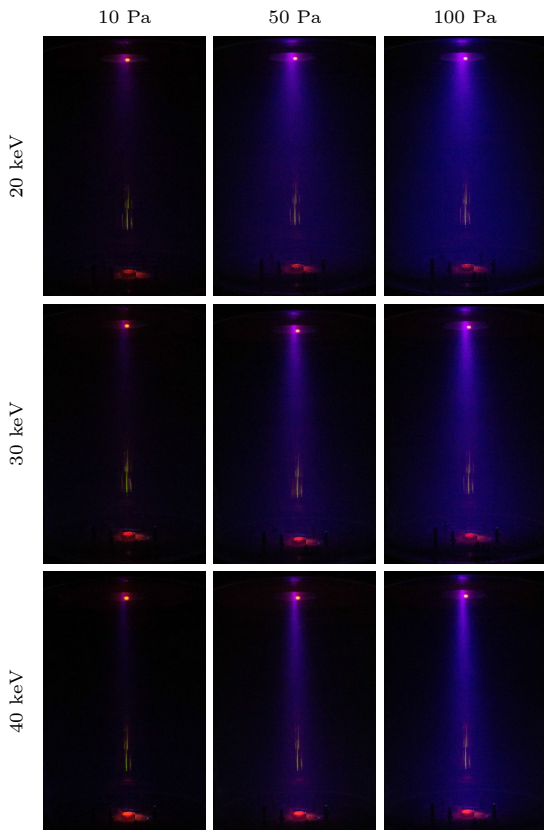


图 2 氮气等离子体放电图像, 电子束的束流为 5  $\mu\text{A}$ , 横列表示不同气压, 纵列表示不同电子束能量

Fig. 2. Photos of nitrogen plasma taken by CCD digital camera. The electron beam current is controlled at 5  $\mu\text{A}$ . Each column shows the change of plasma shape with electron energy when the gas pressure is fixed, and each row gives the plasma shapes at different pressures under constant electron energy.

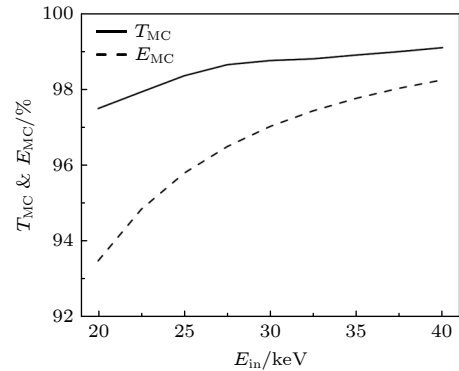


图 3 束流传输效率  $T_{\text{MC}}$  和能量传输效率  $E_{\text{MC}}$  的模拟结果, 电子束能量为 20—40 keV, 氮化硅薄膜厚度 400 nm

Fig. 3. The simulation results of the transmittance of the electron beam  $T_{\text{MC}}$  and energy transmission efficiency  $E_{\text{MC}}$  with electron beam energy from 20 to 40 keV. The thickness of the silicon nitride film is 400 nm.

将从薄膜透射出的电子与  $z$  轴夹角作为散射角度, 记为  $\theta$ . 对模拟电子的散射角进行统计分析, 得到归一化后的  $\theta$  角分布, 如图 4(a) 所示. 图 4(b) 是  $N(\theta)/N_z$  随  $\theta$  的变化, 其中  $N(\theta)$  是散射角度位

于  $0^\circ$ — $\theta$  内的电子数目,  $N_z$  为所有出射电子的总数目. 从图 4 可以看出, 在出射电子中, 入射电子能量越高, 分布曲线的最大值向小散射角方向偏移.

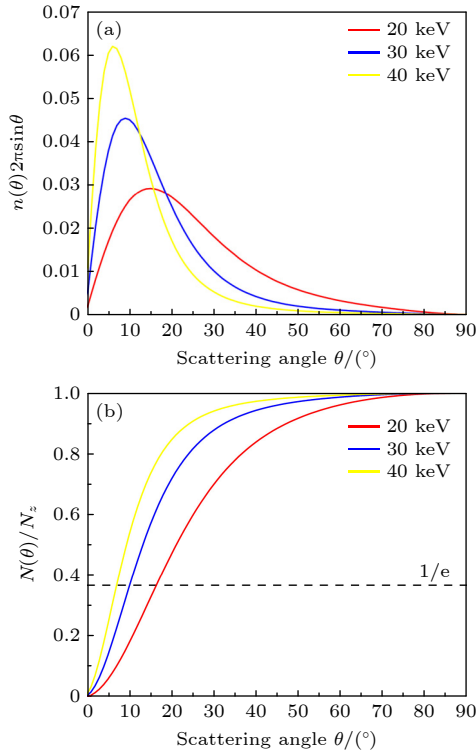


图 4 不同能量的入射高能电子束透射 400 nm 薄膜后的散射角度统计分布 (a) 透射电子的散射角分布; (b)  $N(\theta)/N_z$  随  $\theta$  的变化

Fig. 4. Statistical distribution of electron scattering angle after passing through the 400 nm film with different energy: (a) Distribution of electron scattering angle; (b)  $N(\theta)/N_z$  ratio with  $\theta$ .

我们用  $N(\theta)/N_z = 1/e$  处对应的角度  $\theta$  来衡量电子透射后的散射程度. 20, 30 和 40 keV 的入射高能电子分别对应的  $\theta$  大小为  $16^\circ$ ,  $10^\circ$  和  $7^\circ$ . 高能电子束从氮化硅薄膜透射后, 散射程度与电子束的初始能量有关; 电子能量越高, 透射后电子的散射程度越小. 这与图 2 中等离子体锥角随电子束能量的变化定性一致.

其次, 等离子体形状与透射电子-气体分子碰撞特征有关. 高能电子进入工作腔后与工作气体分子碰撞. 中性气体分子与高能电子碰撞来获得能量是中性粒子激活的唯一能量来源. 碰撞的累积效应同样导致电子散射. 当气压增大, 高能电子与中性粒子碰撞频率变大, 出现高能电子散射概率变大, 等离子体锥角变大, 如图 2 所示. 由于高能电子与气体碰撞涉及更加复杂的过程, 用蒙特卡罗方法进

行进一步模拟非常困难.

### 3.2 电子束等离子体的参数特征

从窗口出射的电子能量远大于氮气分子电离能, 高能电子与中性气体分子的碰撞主要是电离过程. 图 5 给出了电子束等离子体特性的静电探针测量结果, 电子束能量为 40 keV, 工作气压为 100 Pa.

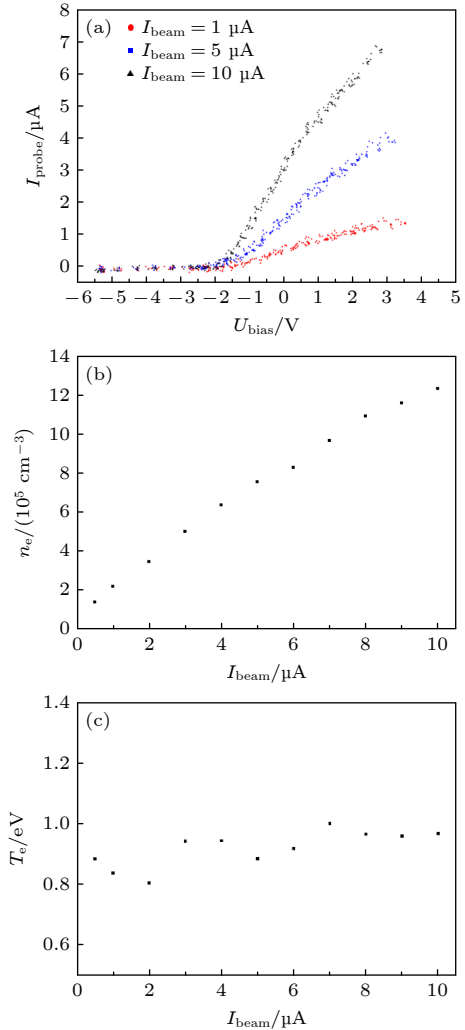


图 5 静电探针的测量结果 (a) 3 个束流下典型的探针  $I$ - $V$  曲线; (b) 电子密度随束流的变化; (c) 电子温度随束流的变化; 电子束能量为 40 keV, 工作气压为 100 Pa

Fig. 5. The results of the langmuir probe measurement: (a) Typical  $I$ - $V$  curves under different beam currents; (b) the electron density variation with beam currents; (c) the electron temperature variation with beam currents. The energy of the electron beam is 40 keV, and the working pressure is 100 Pa.

图 5(a) 是 3 个束流条件探针获得的  $I$ - $V$  曲线, 其中  $I_{\text{beam}}$  是电子束电流,  $I_{\text{probe}}$  是探针电流. 从  $I$ - $V$  曲线可以看出, 探针收集的离子流很弱, 而电子流



随着偏压的增大而增大,这是低电子密度情况下典型的探针伏安曲线<sup>[17]</sup>.在电子束等离子体探针测量前,在本底真空( $\sim 1$  Pa)条件下进行了电子束流对探针收集流影响的实验.实验结果表明,探针收集到的电流几乎为零.由于被窗口薄膜和工作气体的散射,高能电子束在探针处散射的截面积远远大于探针收集面积.这时探针收集到的电子束流相比等离子体电流小得多,是可以忽略的.

图 5(b), (c) 分别是根据探针  $I$ - $V$  曲线计算的电子密度和温度随束流的变化.电子密度随束流减小而减小.在  $0.5 \mu\text{A}$  时,  $n_e$  约为  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ .电子温度  $T_e$  随电子束电流没有明显的变化趋势,在  $0.9 \text{ eV}$  左右.

在工作腔室中,高能电子主要的能量损失通道是其与中性粒子发生电离碰撞,产生二次电子;产生能量高于  $200 \text{ eV}$  的二次电子的概率很小<sup>[18]</sup>.不同于常规的等离子体加热,二次电子在产生后因没有外场而不能被进一步加热,在与附近的粒子碰撞后迅速冷却,成为等离子体电子.电子束等离子体的电子温度通常较低,在  $1 \text{ eV}$  左右或者更低.

图 6 是电子密度和温度随工作气压  $p$  的变化,电子束能量为  $40 \text{ keV}$ ,电子束电流为  $5 \mu\text{A}$ .随气压增加,电子密度  $n_e$  有增大趋势,而电子温度  $T_e$  稍有减小趋势.

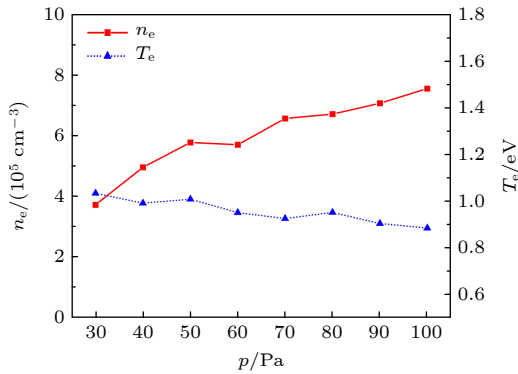


图 6 电子密度和电子温度随工作气压的变化,电子束能量为  $40 \text{ keV}$ ,电子束电流为  $5 \mu\text{A}$   
Fig. 6. The variation of electron density and electron temperature with working pressure. The electron beam energy is  $40 \text{ keV}$ , and the electron beam current is  $5 \mu\text{A}$ .

电离速率由束流和中性粒子密度决定,为  $S_i = k_j n_e \sigma_i$ ,其中  $j_b$  是电子束的电流密度,  $n_g$  是中性粒子密度,  $\sigma_i$  是电离截面,  $k$  是常数<sup>[19]</sup>.当束流和中性粒子气压减小时,电离速率减小.在电子束等离

子体的研究中,人们将实验中拍摄等离子体照片的亮度进行积分,得到亮度  $I$  随  $z$  的变化  $I(z)$ .将  $I(z)$  曲线线性外推到  $z$  轴上,其截距定义为等离子体尺寸  $R$ ,即在  $I(z) = 0$  处为等离子体边界<sup>[20]</sup>.这种实验上的光强分布在模拟中对应的则是功率沉积,即功率沉积密度  $W(z)$  随  $z$  的变化<sup>[18]</sup>.在能量  $5$ — $50 \text{ keV}$  范围内的电子束产生氮气等离子体尺寸  $R$  (cm) 可以表示为<sup>[20]</sup>  $R = 2.95E^{7/4}/p$ ,其中  $E$  为电子束能量,单位为  $\text{keV}$ ,  $p$  为气压,单位为 Torr ( $1 \text{ Torr} = 1.33 \times 10^2 \text{ Pa}$ ).根据上式,在电子能量为  $40 \text{ keV}$ ,气压为  $100 \text{ Pa}$  时,等离子体尺寸  $R$  约为  $25 \text{ m}$ ;远大于工作腔室尺寸.气压减小,  $R$  会变得更大.在本工作中,由于工作腔尺寸小,绝大多数透射出的高能电子与气体发生多次碰撞后打到容器壁上.

考虑轴向, Soloviev 等<sup>[21]</sup> 通过蒙特卡罗模拟计算了氮气电子束等离子体的功率沉积分布,并给出了电子密度与气体密度、电子能量、电子束功率以及功率沉积密度的关系.在电子密度准稳态弛豫时间远小于气体动力学特征时间情况下,电子密度 ( $\text{cm}^{-3}$ ) 的分布由功率沉积密度  $W$  的分布决定<sup>[21]</sup>:

$$n_e \approx 2 \times 10^9 \left( \frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^{1.5} \left( \frac{100}{E} \right)^{2.55} \sqrt{N_{\text{eb}} w},$$

其中  $\rho$  为工作气体密度,  $\rho_\infty = 1.83 \times 10^{-2} \text{ kg/m}^3$ ,该密度是海拔  $30 \text{ km}$  处的大气密度,对应于约  $11.3 \text{ Torr}$  的标况下大气密度,  $E$  为电子能量 ( $\text{keV}$ ),  $N_{\text{eb}}$  是电子束功率 ( $\text{kW}$ ).  $w$  是无量纲的输入功率密度分布,

$$w = \frac{WR^3}{N_{\text{eb}}},$$

即

$$\begin{aligned} n_e &\approx 2 \times 10^9 \left( \frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^{1.5} \left( \frac{100}{E} \right)^{2.55} \sqrt{N_{\text{eb}} w} \\ &= 2 \times 10^9 \left( \frac{\rho}{\rho_\infty} \right)^{1.5} \left( \frac{100}{E} \right)^{2.55} \sqrt{WR^3} \end{aligned}$$

其中  $R$  为等离子体尺寸.当一定能量的电子束注入某种中性气体中,则有

$$n_e \propto \sqrt{W}.$$

这表明,一定能量和束流的电子束透射薄膜隔离窗后,在出射方向上电子密度与电子束能量沉积有关;能量沉积密度越小,电子密度越低.对电子束等离子体而言,电子束的功率沉积随着空间位置远离薄

膜窗而衰减<sup>[20,22]</sup>. 因此, 电子束等离子体的密度随 $z$ 增大而衰减. 在本工作中, 等离子体的电子密度在 $10^5$ — $10^6$   $\text{cm}^{-3}$ , 我们合理地推测, 当图 1 中的等离子体工作腔尺寸足够大时, 在轴向上可以得到随 $z$ 逐渐衰减的 $10^5$   $\text{cm}^{-3}$  以下更低的电子密度. 一方面, 随着射程增加, 透射的高能电子与中性气体碰撞产生能量损失增大; 另一方面, 电子束散射增强导致了等离子体更加发散. 通过减小束流和工作气压, 或增大工作腔的尺寸, 可以获得更低电子密度的等离子体, 但这已经超出了本工作实验条件.

## 4 结 论

本文利用高能电子束透射氮化硅薄膜窗口, 在低气压条件下产生氮等离子体. 利用 CCD 相机得到不同电子束能量和不同气压下等离子体的形状. 电子束等离子体呈现出顶点位于氮化硅薄膜窗口的锥状结构, 这是高能电子透射特性以及高能电子与气体分子散射特征的反映. 在相同气压下, 电子初始能量越高, 锥状等离子体锥角越小, 等离子体更加向轴线集中; 这与氮化硅薄膜的电子束透射特性的蒙特卡罗模拟定性一致. 随着工作气压增大, 高能电子与中性粒子碰撞频率变大, 电子散射增强, 导致等离子体锥角变大.

利用静电探针对产生的电子束等离子体进行诊断. 在 40 keV 条件下, 当电子束流从 10  $\mu\text{A}$  减小到 0.5  $\mu\text{A}$  时, 电子密度减小, 变化在 $10^5$ — $10^6$   $\text{cm}^{-3}$  范围; 而电子温度没有明显的变化, 接近 1 eV. 随气压增大, 电子密度有增大趋势. 研究表明, 在工作腔尺寸足够大的情况下, 可得到随轴向距离逐渐衰减的 $10^5$   $\text{cm}^{-3}$  以下更低的电子密度. 这一方面由于射程增加, 透射的高能电子与中性气体碰撞产生能量损失增大; 另一方面, 电子束散射增强导致了等离子体更加发散.

## 参考文献

- [1] Donnelly V M, Kornblit A 2013 *J. Vac. Sci. Technol. A* **31** 050825
- [2] Wang L, Cui L, Zhu X D, Wen X H 2007 *Phys. Plasmas* **14** 123501
- [3] Chen F F, Evans J D, Tynan G R 2001 *Plasma Sources Sci. Technol.* **10** 236
- [4] Fang H K, Oyama K I, Chen A B 2017 *Plasma Sources Sci. Technol.* **26** 115010
- [5] Pigache D R 1973 *AIAA J.* **11** 129
- [6] Stone N H, Rehmann W K 1970 *The Simulation of Ionospheric Conditions for Space Vehicles* TN D-5894 NASA
- [7] Kelley M 2009 *The Earth's Ionosphere* (2nd Ed.) (Amsterdam: Elsevier)
- [8] Morozov A, Heindl T, Skrobol C, Wieser J, Krücken R, Ulrich A, 2008 *Eur. Phys. J. D* **48** 383
- [9] Masoud N, Martus K, Murnick D 2019 *Plasma Sources Sci. Technol.* **28** 045010
- [10] Zhu B L, Yan S Q, Chen Y, Zhu X D 2022 *Plasma Sources Sci. Technol.* **31** 025012
- [11] Pei X K, Zhang P, Chen K, Lu X P 2013 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **41** 494
- [12] Yan S Q, Chen Y, Ma Y, Gao J K, Zhu X D 2023 *Phys. Plasmas* **30** 073504
- [13] Shimizu R, Ding Z J 1992 *Rep. Prog. Phys.* **55** 487
- [14] Zhu B L, Ma Y, Yan S Q, Ke W, Yang K, Zhu X D 2020 *J. Appl. Phys.* **128** 135302
- [15] Pu Q R, Ding Z J, Sun X, Wu Z Q 2004 *J. Chin. Electr. Microsc. Soc.* **23** 571 (in Chinese) [蒲其荣, 丁泽军, 孙霞, 吴自勤 2004 电子显微学报 **23** 571]
- [16] Seltzer S M, Berger M J 1982 *Int. J. Appl. Radiat. Isot.* **33** 1189
- [17] Hoang H, Røed K, Bekkeng T A, Moen J I, Spicher A, Clausen L B N, Miloch W J, Trondsen E, Pedersen A 2018 *Meas. Sci. Technol.* **29** 065906
- [18] Morozov A, Krücken R, Ulrich A, Wieser J 2006 *J. Appl. Phys.* **100** 093305
- [19] Walton S G, Boris D R, Hernández S C, Lock E H, Petrova Tz B, Petrov G M, Fernsler R F 2015 *ECS J. Solid State Sci. Technol.* **4** N5033
- [20] Cohn A, Caledonia G 1970 *J. Appl. Phys.* **41** 3767
- [21] Soloviev V, Konchakov A, Krivstov V, Malmuth N 2001 *32nd AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference Anaheim, CA, U. S. A. June 2001 AIAA 2001-3089*
- [22] Bai X Y, Chen C, Li H, Liu W D, Chen W 2017 *Phys. Plasmas* **24** 103509

# Low-density plasmas generated by electron beams passing through silicon nitride window\*

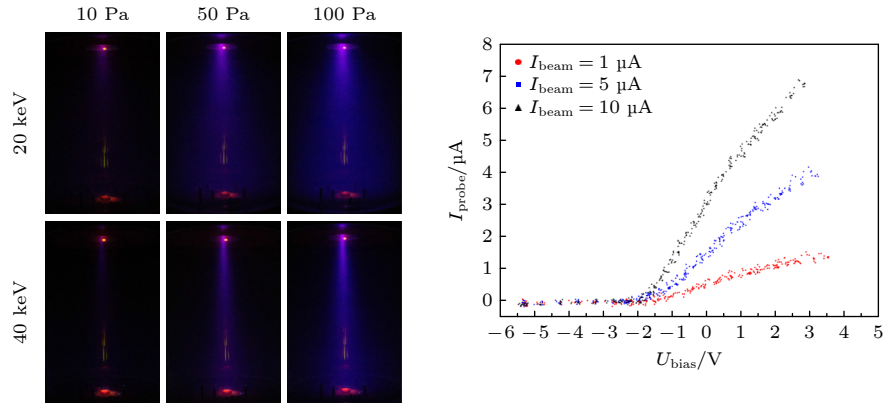
Yan Shao-Qi   Gao Ji-Kun   Chen Yue   Ma Yao   Zhu Xiao-Dong†

(School of Physical Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

( Received 28 February 2024; revised manuscript received 20 May 2024 )

## Abstract

In general, more attention is paid to how to improve the characteristic parameters of plasma in plasma applications. However, in some cases, it is necessary to produce plasma with low-electron density, such as in the laboratory simulation of ionospheric plasma in space science. In this study, a low-density plasma is generated by electron beams passing through a silicon nitride transmission window under low pressure condition. The transmission properties of electron beam passing through silicon nitride films are investigated by Monte Carlo simulation, and the plasma feature is studied by a planar Langmuir probe and a digital camera. It is found that the plasma exhibits a conical structure with its apex located at the transmission window. At a constant pressure, the cone angle of conical plasma decreases with the electron energy increasing. This is qualitatively consistent with the Monte Carlo simulation result. The frequency of electron-neutral collisions increases as the working pressure rising, which leads the plasma cone angle to increase. When the beam current is reduced from 10  $\mu\text{A}$  to 0.5  $\mu\text{A}$  at 40 keV, the electron density decreases, in a range between  $10^5$  and  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ , while the electron temperature does not change significantly but approaches 1 eV. It can be inferred that the electron density decreases with the distance  $z$  from the transmission window in the incident direction of the electron beam. A low-density plasma of less than  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  can be obtained further away from the transmission window.



**Keywords:** electron beam, plasma generation, plasma source, electron density

**PACS:** 41.75.Fr, 52.50.-b, 52.50.Dg, 52.70.Ds

**DOI:** 10.7498/aps.73.20240302

\* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2018YFE0301102).

† Corresponding author. E-mail: [xdzhu@ustc.edu.cn](mailto:xdzhu@ustc.edu.cn)

电子束透射氮化硅薄膜窗产生低密度等离子体

颜劲祺 高继昆 陈越 马尧 朱晓东

Low-density plasmas generated by electron beams passing through silicon nitride window

Yan Shao-Qi Gao Ji-Kun Chen Yue Ma Yao Zhu Xiao-Dong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 144102 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240302

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240302>

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

常压针-板放电等离子体密度演化

Evolution of electron density of pin-to-plate discharge plasma under atmospheric pressure

物理学报. 2021, 70(9): 095201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201790>

等离子体风洞中释放二氧化碳降低电子密度

Electron density depletion by releasing carbon dioxide in plasma wind tunnel

物理学报. 2022, 71(14): 145202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212353>

用单发电子束探测激光等离子体内电磁场演化实验研究

A single long electron bunch detect electromagnetic field evolution in laser plasma

物理学报. 2022, 71(1): 012901 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211374>

利用质子能损诊断部分电离等离子体靶中的束缚电子密度

Diagnosis of bound electron density by measuring energy loss of proton beam in partially ionized plasma target

物理学报. 2024, 73(7): 073401 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231736>

电四极跃迁对电子束离子阱等离子体中离子能级布居的影响

Effects of electric quadrupole transitions on ion energy-level populations of in electron beam ion trap plasma

物理学报. 2022, 71(19): 195201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220489>

应用于电推进的碘工质电子回旋共振等离子体源

Iodine electron cyclotron resonance plasma source for electric propulsion

物理学报. 2023, 72(22): 225202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230785>