

射频感应耦合 Ar-N₂ 等离子体物理特性的 Langmuir 探针测量及理论研究*

高 飞 毛 明 丁振峰 王友年†

(大连理工大学物理与光电工程学院, 三束材料改性国家重点实验室, 大连 116024)

(2007 年 9 月 17 日收到, 2008 年 2 月 19 日收到修改稿)

分别通过 Langmuir 探针测量和动力学模型模拟方法研究了射频感应耦合 Ar-N₂ 等离子体中电子能量分布、电子温度、电子密度等物理量随 N₂ 含量的变化规律. 实验研究结果表明: 电子能量分布呈现出非 Maxwell 型分布, 并由双温分布向三温分布过渡, 电子温度在不同的气压下随 N₂ 含量的增加呈现出不同的变化规律. 在放电气压小于 1.3 Pa 时, 电子温度随 N₂ 含量的增加而下降; 当气压大于 1.3 Pa 时, 电子温度随 N₂ 含量的增加先迅速上升而后缓慢下降. 在不同的放电气压下, 电子密度随 N₂ 含量的增加迅速下降. 数值模拟结果与 Langmuir 探针测量结果趋势一致.

关键词: 感应耦合等离子体, Ar-N₂ 混合气体放电, 电子能量分布, Langmuir 探针

PACC: 5270, 5265, 5225

1. 引 言

由于射频感应耦合放电可以在低气压下运行, 并且能产生大面积均匀高密度等离子体, 因此它已被广泛地应用在材料刻蚀和薄膜沉积等工艺中. 在等离子体工艺中, 工作气体一般是混合气体, 如在惰性气体 Ar 中加入一定比例的化学活性气体(例如 O₂, N₂, CF₄ 等). Ar-N₂ 混合气体等离子体是一种重要的等离子体, 在金属以及非金属材料改性和刻蚀^[1, 2]方面得到了应用.

近年来, 人们对 Ar-N₂ 等离子体的物理特性进行了实验和理论研究. Kimura 等^[3]针对直流辉光放电 Ar-N₂ 混合气体等离子体采用 Langmuir 探针测量和动力学模拟方法研究了电子的能量分布和等离子体密度, 实验测量发现电子能量分布明显地偏离 Maxwell 分布, 而且他们的理论模拟结果与实验测量结果相差甚远. Dyatko 等^[4]在脉冲放电 Ar-N₂ 等离子体中用 Langmuir 探针测量和理论模拟方法研究了电子能量分布和电子温度, 实验发现电子温度明显地受脉冲电流的大小及放电气压的影响, 同时通过

理论计算解释了实验中电子温度迅速变化的原因. Moravej 等^[5]在 Ar-N₂ 混合气体大气压容性放电产生的等离子体中用 NO 滴定的方法测量了基态 N 原子密度, 在 N₂ 含量为 6%、功率密度为 100 W·cm⁻³ 的放电条件下, 测量得到 N 原子密度最大值为 $3.0 \pm 0.8 \times 10^{17}$ cm⁻³, 而电子密度和电子温度分别为 3.1×10^{12} cm⁻³ 和 1.2 eV.

在射频感应耦合放电中, Wang 等^[6]分别采用离子能量分析器和质谱仪对 Ar-N₂ 等离子体进行了诊断, 发现离子能量分布主要是由 Ar 离子决定. Czerwec 等^[7]通过质谱仪研究在纯 N₂ 中掺入少量的 Ar 对 N₂ 分子分裂度的影响, 发现少量的 Ar(小于 10%) 可以增加 N₂ 分子分裂. 最近, Britun 等^[8]在 Ar-N₂ 混合气体射频放电中, 用发射光谱测量了转动温度和振动温度, 发现在 E 模式和 H 模式下转动温度几乎不受 N₂ 含量的影响, 然而振动温度却随 N₂ 含量的增加而减少并且明显地受放电功率的影响.

上述对射频感应耦合 Ar-N₂ 等离子体的研究, 主要采用实验方法, 并且局限于离子能量、N₂ 分子光谱分裂和电子温度的测量, 尚未见到 N₂ 含量对电

* 国家自然科学基金(批准号: 30635010)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: yinwang@dlut.edu.cn

子能量分布、电子温度、电子密度影响的实验研究报道及相关的数值模拟研究. 本文主要通过 Langmuir 探针测量和动力学模拟两种方法研究这种射频感应耦合 Ar-N₂ 等离子体的物理特性, 尤其是研究 N₂ 含量对电子能量分布、电子温度和电子密度的影响.

2. 实验装置及 Langmuir 探针

本文所采用的射频感应耦合放电装置如图 1 所示. 该装置由射频源、真空系统、Γ 型匹配器、水循环系统和质量流量控制器组成. 放电射频电源、射频偏置电源的功率分别是 500, 1500 W, 频率均为 13.56 MHz. 真空系统由真空室和抽真空设备组成. 真空室是由上下两个腔室构成, 上腔室高 25 cm、直径为 24.6 cm, 为主放电室; 下腔室高 21 cm、直径为 30 cm, 为放电室的扩展室. 真空室的顶部是由直径为 24 cm、厚度为 1.2 cm 的石英窗密封. 下腔室内有一直径为 10 cm 的基片台, 基片台可以在距离真空室顶部 12—20 cm 范围内移动. 在真空室底部距离中心 10 cm 处有一固定 Langmuir 探针的 CF70 法兰, 用于探针径向和轴向空间测量.

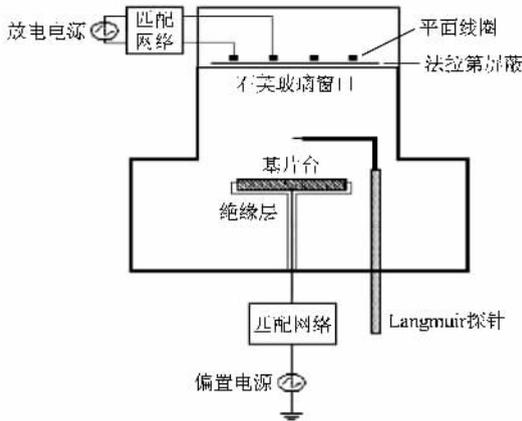


图 1 平面线圈射频感应耦合等离子体源实验装置示意图

两匝射频线圈由外径为 6 mm 的铜管制成, 线圈内、外直径分别为 12, 18 cm, 在铜管的两端通入循环水进行冷却. 射频线圈被放置在真空室上端的石英玻璃窗口上面, 并且在石英窗口和线圈之间加入了接地的法拉第屏蔽. 由于存在良好的法拉第屏蔽, 采用射频偏置电源启动放电.

根据 Langmuir 探针测量得到的伏安特性曲线, 可以得到等离子体中的电子能量分布函数 $F(\epsilon)$, 电子密度和有效电子温度. 由 Druyvesteyn 的理论^[9]可知, 电子

能量分布函数与 $I-V$ 特性曲线二阶导数的关系为

$$F(\epsilon) = \frac{2m_e}{e^2 A_p} \left(\frac{2eV}{m_e} \right)^{1/2} \frac{d^2 I}{dV^2}, \quad (1)$$

其中 m_e 是电子质量, e 是电子电量, A_p 是探针电流接收面积.

将电子的能量分布函数进行积分, 可以得到电子密度

$$n_e = \int_0^{\infty} F(\epsilon) d\epsilon \quad (2)$$

及有效电子温度

$$T_{\text{eff}} = \frac{1}{n_e} \frac{2}{3} \int_0^{\infty} \epsilon F(\epsilon) d\epsilon. \quad (3)$$

3. 射频感应耦合等离子体动力学模型

对于 Ar 射频感应耦合等离子体, 我们已建立一套自洽的动力学理论模型^[10, 11]. 利用该模型可以计算电子能量分布函数和有效电子温度. 本文将先前的模型扩展到 Ar-N₂ 混合气体放电的情况, 同时考虑电子与 Ar 原子、N₂ 分子的弹性和非弹性碰撞过程, 尤其是考虑处于不同激发态的 N₂ 分子.

电子运动满足玻尔兹曼方程

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_r f - \frac{e}{m_e} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_v f = \mathcal{S}(f) \quad (4)$$

其中 $\mathcal{S}(f)$ 是碰撞积分, \mathbf{v} 是电子速度, f 是电子速度分布函数, \mathbf{E} 和 \mathbf{B} 是等离子体中的射频电场和磁场. 在下面的讨论中, 采用一级近似

$$f = f_0(\epsilon) + f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t),$$

其中 $f_0(\epsilon)$ 是电子零级能量分布函数, f_1 是一级扰动分布函数, $\epsilon = m_e v^2/2$ 是电子的能量.

由方程 (4) 可以得到

$$\nu_m f_1 + \frac{\partial f_1}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_r f_1 - \frac{e\mathbf{E}}{m_e} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}} = 0, \quad (5)$$

$$-\frac{e}{m_e} \mathbf{E} \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{v}} = \mathcal{S}(f_0), \quad (6)$$

其中 \cdot 表示对空间及速度方位角求平均, ν_m 为电子与中性粒子的弹性碰撞频率(动量输运频率). 在这里

$$\nu_m = (1 - R_{N_2}) \nu_{m1} + R_{N_2} \nu_{m2},$$

$$R_{N_2} = n_{N_2} / (n_{N_2} + n_{Ar}),$$

其中 n_{N_2} 和 n_{Ar} 分别为混合气体中 N₂ 和 Ar 的物质的量, ν_{m1} 是电子与 Ar 原子的弹性碰撞频率, ν_{m2} 是电子

与 N₂ 分子以及原子的弹性碰撞频率. 有关这种动力学理论的基本假定和动力学方程的推导过程, 已在文献 [10, 11] 中有详细描述, 这里不再重复, 下面仅对碰撞项进行介绍.

方程 (6) 右边的碰撞项为弹性碰撞、非弹性碰撞及电子-电子碰撞项之和, 其中弹性与非弹性碰撞分

别包括电子与 Ar 原子及 N₂ 分子的碰撞, 具体的碰撞过程参见表 [12]. 碰撞项的表达式为

$$S(f_0) = S_{el}(f_0) + S_{in}(f_0) + S_{ee}(f_0), \quad (7)$$

其中 $S_{el}(f_0)$ 表示弹性碰撞的贡献, $S_{in}(f_0)$ 表示非弹性碰撞的贡献, $S_{ee}(f_0)$ 表示电子-电子之间的库仑碰撞的贡献.

表 1 Ar-N₂ 混合等离子体的反应过程

反 应	碰撞类型	能级阈值/eV	反 应	碰撞类型	能级阈值/eV
e + N ₂ → N ₂ + e	弹性碰撞	—	e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	7.360
e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	0.020	e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	7.800
e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	0.290	e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	8.160
e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	0.291	e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	8.400
e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	0.590	e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	8.550
e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	0.880	e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	8.890
e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	1.170	e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	11.030
e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	1.470	e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	11.870
e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	1.760	e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	12.250
e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	2.060	e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	13.000
e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	2.350	e + N ₂ → N ₂ ⁺ + 2e	电离	15.600
e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	6.170	e + Ar → Ar + e	弹性碰撞	—
e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	7.000	e + Ar → Ar [*] + e	激发	11.500
e + N ₂ → N ₂ [*] + e	激发	7.350	e + Ar → Ar ⁺ + 2e	电离	15.800

弹性碰撞贡献 $S_{el}(f_0)$ 为

$$S_{el}(f_0) = (1 - R_{N_2})S_{el1}(f_0) + R_{N_2}S_{el2}(f_0), \quad (8)$$

其中 $S_{el1}(f_0)$ 和 $S_{el2}(f_0)$ 分别为电子与 Ar 原子和 N₂ 分子的弹性碰撞项,

$$S_{el1,2}(f_0) = \frac{2m_e}{M_{1,2}} \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial w} (vw\nu_{ml,2} f_0). \quad (9)$$

这里 $M_{1,2}$ 分别是 Ar, N₂ 分子的质量, w 是电子的平均动能.

非弹性碰撞贡献 $S_{in}(f_0)$ 为

$$S_{in}(f_0) = (1 - R_{N_2})S_{in1}(f_0) + R_{N_2}S_{in2}(f_0) \quad (10)$$

其中 $S_{in1}(f_0)$ 和 $S_{in2}(f_0)$ 分别为电子与 Ar 原子和 N₂ 分子的非弹性碰撞项,

$$S_{in1,2}(f_0) = \sum_k \left[\frac{\sqrt{w + \epsilon_{k1,2}^*}}{\sqrt{w}} \times \nu_{k1,2}^*(w + \epsilon_{k1,2}^*) f(w + \epsilon_{k1,2}^*) - \nu_{k1,2}^*(\epsilon_{k1,2}^*) \right]. \quad (11)$$

这里 k 表示由基态跃迁到第 k 个激发态, ϵ_k^* 表示第 k 个激发态的阈值能, ν_k^* 表示跃迁到第 k 个激发态的频率.

电子-电子之间的库仑碰撞的贡献 $S_{ee}(f_0)$ 为

$$S_{ee}(f_0) = \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial w} \left(v D_{ee} \frac{\partial f_0}{\partial w} \right) + \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial w} (v V_{ee} f_0), \quad (12)$$

其中系数 V_{ee} , D_{ee} 分别为

$$V_{ee} = \frac{2w\nu_{ee}}{n_0} \int_0^w dw' \sqrt{w'} f_0(w'), \quad (13)$$

$$D_{ee} = \frac{4}{3} \frac{w\nu_{ee}}{n_0} \left[\int_0^w dw' w'^{3/2} f_0(w') + w^{3/2} \int_w^\infty dw' f_0(w') \right], \quad (14)$$

这里 ν_{ee} 为电子-电子碰撞频率,

$$\nu_{ee} = \frac{4\pi\Lambda_{ee}e^4 n_0}{m_e^2 v^3}, \quad (15)$$

$$\Lambda_{ee} = \begin{cases} 23 - \ln(n_e^{1/2} T_e^{-3/2}) & (T_e \leq 10 \text{ eV}), \\ 24 - \ln(n_e^{1/2} T_e^{-1}) & (T_e > 10 \text{ eV}), \end{cases} \quad (16)$$

其中 n_0 是等离子体的密度, n_e 是电子密度, T_e 是电子温度.

将由方程 (5) 求出的扰动分布函数 f_1 代入方程 (6) 并利用以上碰撞项, 最后得到电子能量分布函数满足的方程^[10, 11]

$$\begin{aligned}
& -\frac{d}{d\epsilon} \left[(D_E + \bar{D}_{ee}) \frac{df_0(\epsilon)}{d\epsilon} \right] - \frac{d}{d\epsilon} \left[(\bar{V}_{el} + \bar{V}_{ee}) f_0(\epsilon) \right] \\
& = p \sum_k \left[\sqrt{\epsilon + \epsilon_k^*} \nu_{k1}^*(\epsilon + \epsilon_k^*) f_0(\epsilon + \epsilon_k^*) - \sqrt{\epsilon} \nu_{k1}^*(\epsilon) f_0(\epsilon) \right] \\
& + (1-p) \sum_k \left[\sqrt{\epsilon + \epsilon_k^*} \nu_{k2}^*(\epsilon + \epsilon_k^*) f_0(\epsilon + \epsilon_k^*) - \sqrt{\epsilon} \nu_{k2}^*(\epsilon) f_0(\epsilon) \right], \quad (17)
\end{aligned}$$

其中

$$\bar{D}_{ee} = \epsilon^{1/2} D_{ee}(\epsilon), \quad (18)$$

$$\bar{V}_{ee} = \epsilon^{1/2} V_{ee}(\epsilon), \quad (19)$$

$$\bar{V}_{el} = 2m_e \epsilon^{3/2} \left[p \frac{\nu_{ml}}{M_1} + (1-p) \frac{\nu_{m2}}{M_2} \right]. \quad (20)$$

其余的计算过程与文献[10]一致。

4. 实验和模拟结果及讨论

实验中 Ar 和 N₂ 的总流量保持 100 cm³/min 不变,调节混合气体中的 N₂ 含量时,增加 N₂ 流量的同时减小 Ar 流量(例如 Ar 流量为 99 cm³/min, N₂ 流量为 1 cm³/min 时,即 N₂ 流量比 R_{N₂} = 1%)。实验过程中探针固定在放电室的中心位置(即 Langmuir 探针离石英玻璃窗口为 8.0 cm,同时位于放电室的轴心上)。在动力学模拟计算时,外界条件参数设置与实验一致。在实验功率为 300 W 的射频放电中,近似计算出线圈电流为 6.5 A。

图 2 显示的是气压为 1.3 Pa 时电子能量分布随着 N₂ 含量变化的规律。在 Ar 放电中,电子能量分布是双温分布,在弹性碰撞范围内($\epsilon < 11.55$ eV)很接近 Maxwell 分布,而在高能非弹性碰撞范围内($\epsilon > 11.55$ eV)则很快下降。随着掺入 N₂ 含量的增加,电子能量分布逐渐向三温分布过渡,其先是迅速下降($\epsilon < 2.35$ eV),然后是平滑下降(2.35 eV $< \epsilon < 11.55$ eV),最后是更快下降($\epsilon > 11.55$ eV)。这是因为在此压强下的 Ar 等离子体中,弹性碰撞范围内电子与电子的碰撞使电子能量分布更接近 Maxwell 分布,而在高能非弹性碰撞区域存在着激发和电离(包括一级电离和二级电离)消耗电子的能量,这样就形成了双温分布^[13]。而当掺入 N₂ 后,由于 N₂ 分子的激发能级阈值特别低,而且有多个激发能级(见表 1),Ar-N₂ 混合等离子体与纯 Ar 等离子体相比,在能量 $\epsilon < 11.55$ eV 的电子除了发生电子与电子弹性碰撞之外,还存在着电子与 N₂ 分子的非弹性碰撞。由于在该能量范围内电子激发 N₂ 分子的存在,从而导致随

着 N₂ 含量的增加电子能量分布向三温分布过渡。比较图 2(a)和(b)可以发现,动力学模拟结果和 Langmuir 探针测量结果趋势基本一致,尤其是在电子与 Ar 原子的弹性碰撞范围内(小于 11.5 eV),两者符合较好。

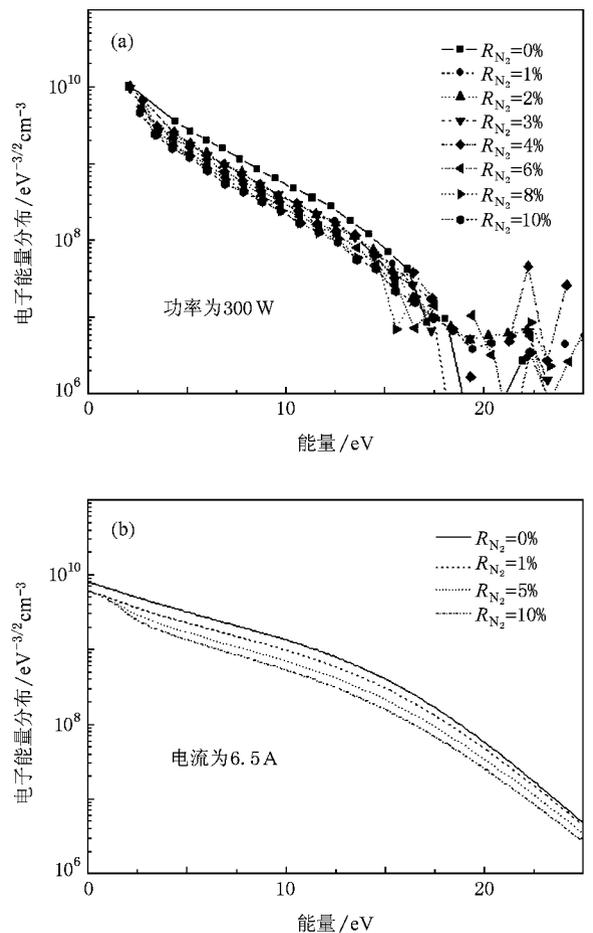


图 2 气压为 1.3 Pa 时 Ar-N₂ 混合放电中 N₂ 含量对电子能量分布的影响 (a) 实验结果 (b) 理论结果

图 3 显示了放电气压为 3.0 Pa 时的电子能量分布,其余放电条件与图 2 相同。从图 3 可以看出,当气压升高时,电子能量分布趋向 Maxwell 分布。这是因为随着气压的升高,高能电子与中性粒子碰撞的机会增加,从而失去能量,导致等离子体中的低能电子增多,高能电子减少。Ar-N₂ 等离子体中电子能量

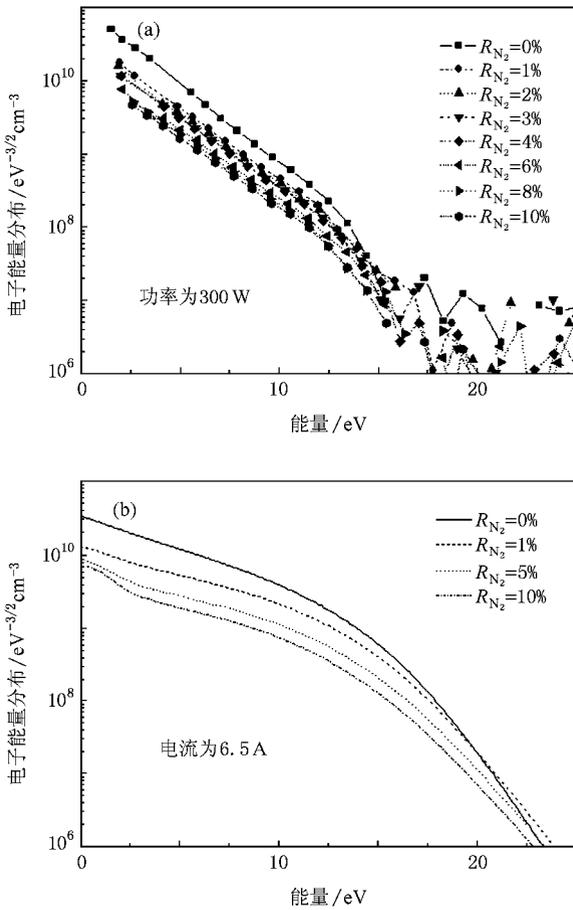


图 3 气压为 3.0 Pa 时 Ar-N₂ 混合放电中 N₂ 含量对电子能量分布的影响 (a) 实验结果 (b) 理论结果

分布随气压的变化趋势与文献 [13] 在纯 Ar 等离子体中的测量结果一致。

图 4 进一步显示了在不同的放电气压下 N₂ 的含量对电子温度的影响. 实验和理论结果都表明: 固定气体压强和放电功率(或电流)时, 电子温度在较低气压($p < 1.3$ Pa)的情况下随着 N₂ 含量的增加缓慢下降. 在较高气压($p > 1.3$ Pa)的情况下电子温度先迅速上升, 然后再缓慢下降, 而且随着气压的增加电子温度上升和下降的幅值也在增加. 这说明在较高气压下, 加入少量的 N₂ 可以提高电子的温度.

虽然电子温度的实验测量结果和数值模拟结果变化趋势是一致的, 但是数值结果高于实验结果, 其原因如下: 在数值模拟计算中, 假设所有电子在壁上镜面反射^[10, 11]. 在实际放电中, 真空室壁附近形成鞘层负势垒, 低能电子被约束在等离子体中心区内, 而高能电子穿越鞘层负势垒到达真空壁. 因此, 在模拟结果中的高能电子数量高于实际放电情形, 由(3)式

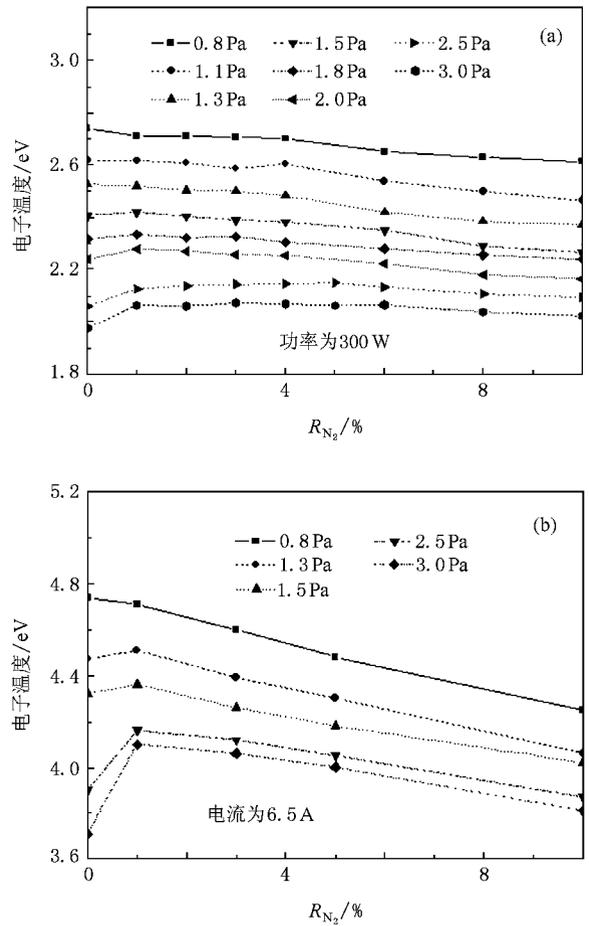


图 4 不同气压下 Ar-N₂ 混合放电中 N₂ 含量对电子温度的影响 (a) 实验结果 (b) 理论结果

的定义可知前者的电子温度高于后者. 其次, 在实验中放电腔室由两部分组成(见图 1), 在上腔室产生的等离子体可以扩散到下腔室. 在数值模拟中假设放电室是一个圆柱体, 即只考虑上面的腔室(主放电室), 并且没有考虑电子与正离子在壁上发生的复合.

图 5 显示了 Langmuir 探针测量等离子体中心区域的电子密度随 N₂ 在混合气体中含量增加的变化. 从图 5 可以看出, 当在纯 Ar 等离子体中掺入微量的 N₂ 时, 电子密度随着 N₂ 含量的增加而明显下降, 而且气压越高其下降越快. 这是因为随着 N₂ 含量的增加, 电子与 N 离子和 Ar 离子的复合反应导致电子密度的下降(见表 2). 但随着 N₂ 含量的逐渐增加, 电子密度下降的趋势越来越平缓, 这是因为 N₂ 分子的电离产生的电子与由于复合而损失掉的电子相抵消. 而在较低气压时(0.8 Pa), 电子密度曲线平缓, 这是因为在较低气压时电子温度较高, 导致复合反

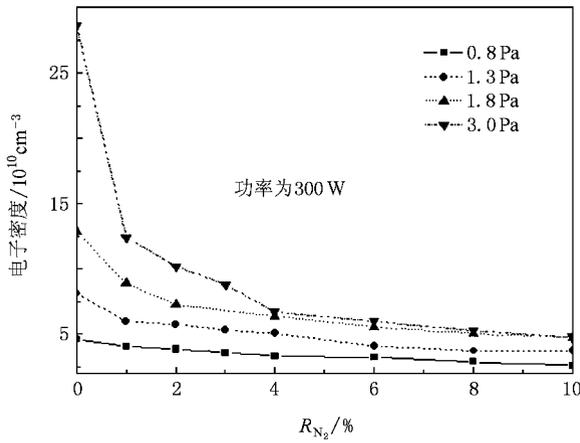


图 5 不同气压下 Ar-N₂ 混合放电中 N₂ 含量对电子密度的影响

表 2 Ar-N₂ 混合等离子体中电子与正离子的复合

反应过程	资料来源
$e + N^+ \rightarrow N + h\nu$	文献 [14]
$e + N_3^+ \rightarrow N_2 + N^*$	文献 [14]
$e + N_2^+ \rightarrow N + N^*$	文献 [14]
$e + N_4^+ \rightarrow N_2 + N_2(A)$	文献 [14]
$e + Ar_2^+ \rightarrow 2Ar^*$	文献 [15]
$2e + Ar^+ \rightarrow Ar^* + e$	文献 [16]

应的速率降低,并且在较低气压时电子密度曲线平缓与气体的种类无关,这与较高气压下的情况是相反的。

5. 结 论

本文从实验和数值模拟两个方面对射频感应耦合 Ar-N₂ 等离子体中的电子能量分布、电子温度、电子密度等物理量进行了研究。结果表明,通过改变 N₂ 的含量可以调制等离子体参数。由 Langmuir 探针测量结果可知,随着混合气体中 N₂ 含量的增加,等离子体中心区域的电子能量分布从双温分布逐渐向三温分布过渡。在气压小于 1.3 Pa 时,等离子体中心区域的电子温度随 N₂ 含量的增加而单调下降。当气压大于 1.3 Pa 时,电子温度随 N₂ 含量增加先迅速上升后缓慢下降。等离子体中心区域的电子密度则随 N₂ 含量的增加单调下降。

对于电子能量分布与电子温度,动力学模拟结果在随 N₂ 含量的变化趋势上基本与实验测量结果一致。但由于在动力学计算模型中,对放电装置的几何位形进行了简化以及忽略了由于等离子体密度的空间不均匀性产生的静电势垒对电子的约束,采用了电子镜面反射简单假设,使得模拟得到的电子温度高于实验测量值。在今后的工作中,我们将对现有的动力学模型做进一步的完善。

[1] Kogeschatz U 2004 *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** B63
 [2] Mazouffre S, Foissac C, Supiot P, Vankan P, Engeln R, Schram D C, Salehi N 2001 *Plasma Sour. Sci. Technol.* **10** 168
 [3] Kimura T, Akatsuka K, Ohe K 1994 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **27** 1664
 [4] Dyatko N A, Ionikh Y Z, Kolokolov N B, Meshchanov A V, Napartovich A P 2000 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33** 2010
 [5] Moravej M, Yang X, Barankin M, Penelon J, Babayan S E, Hicks R F 2006 *Plasma Sour. Sci. Technol.* **15** 204
 [6] Wang Y C, Olthoff J K 1999 *J. Appl. Phys.* **85** 6358
 [7] Czerwiec T, Greer F, Graves D B 2005 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **38** 4278
 [8] Britun N, Gaillard M, Ricard A, Kim Y M, Kim K S, Han J G 2007 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40** 1022

[9] Druyvesteyn M J 1930 *Z. Phys.* **64** 781
 [10] Mao M, Wang S, Dai Z L, Wang Y N 2007 *Chin. Phys.* **16** 2044
 [11] Mao M 2007 *Ph. D. Dissertation* (Dalian: Dalian University of Technology) (in Chinese) [毛明 2007 博士学位论文(大连:大连理工大学)]
 [12] Hagelaar G J M, Pitchford L C 2005 *Plasma Sour. Sci. Technol.* **14** 722
 [13] Godyak V A, Piejak R B, Alexandrovich B M 2002 *Plasma Sour. Sci. Technol.* **11** 535
 [14] Takaki K, Chang J, Kostov K G 2004 *IEEE Trans. Dielect. Elect. Insul.* **11** 481
 [15] McCaughey M J, Kushner M J 1991 *J. Appl. Phys.* **69** 6952
 [16] Bhoj A N, Kushner M J 2004 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **37** 2510

Langmuir probe measurement and theoretical studies on inductively coupled plasma in Ar-N₂ discharge^{*}

Gao Fei Mao Ming Ding Zhen-Feng Wang You-Nian[†]

(*State Key Laboratory for Materials Modification by Laser, Ion and Electron Beams, School of Physics and Optoelectronic Technology, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China*)

(Received 17 September 2007; revised manuscript received 19 February 2008)

Abstract

In this article we use the Langmuir probe and kinetic model to study the electron energy distribution function (EEDF), the electron temperature, and the electronic density in the radio-frequency inductively coupled plasma of Ar-N₂ discharge. It has been found that, with the increase of the N₂ flow, the EEDF varies from the bi-temperature distribution to the tri-temperature distribution; the electron temperature drops monotonically at low pressures ($p < 1.3$ Pa), while it first increases and then drops at high pressures ($p > 1.3$ Pa). In addition, due to the recombination of electrons and nitrogen molecular ions, the electron density drops substantially at high pressures when a small amount of N₂ is added to the gas mixture. Although the theoretically obtained electron temperature is high than the experimentally measured one, the theoretical model presents good predictions of the influences of N₂ ratio in Ar-N₂ mixture on the electron temperature and EEDF.

Keywords : inductively coupled plasma, Ar-N₂ discharge, electron energy distribution, Langmuir probe

PACC : 5270, 5265, 5225

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10635010).

[†] Corresponding author. E-mail: ynwang@dlut.edu.cn